А.Н. Солдатов, Е.Л. Латуш, Г.Д. Чеботарев,
Н.А. Юдин, А.В. Васильева, Ю.П. Полунин,
О.О. Пруцаков

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ СТРОНЦИЯ И КАЛЬЦИЯ



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ЮЖНЫЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

А.Н. Солдатов, Е.Л. Латуш, Г.Д. Чеботарев,
Н.А. Юдин, А.В. Васильева, Ю.П. Полунин,
О.О. Пруцаков

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ СТРОНЦИЯ И КАЛЬЦИЯ

Под редакцией
профессора А.Н. Солдатова
профессора Е.Л. Латуша

Томск
2012

УДК 621.373.826
ББК 32.86-5
С60

А.Н. Солдатов, Е.Л. Латуш, Г.Д. Чеботарев, Н.А. Юдин, А.В. Васильева, Ю.П. Полунин, О.О. Пруцаков

С60 **Импульсно-периодические лазеры на парах стронция и кальция** / Под ред. А.Н. Солдатова, Е.Л. Латуша. – Томск: ТМЛ-Пресс, 2012. – 526 с.

ISBN 978-5-91302-141-0

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований лазеров на самоограниченных переходах и рекомбинационных лазеров на парах стронция и кальция. Рассмотрены основные схемы накачки и конструкции активных элементов лазеров на парах стронция и кальция. Обсуждаются основные процессы, протекающие в активных средах этих лазеров. Излагаются результаты экспериментальных исследований параметров плазмы и характеристик разряда, анализируется их взаимосвязь с энергетическими характеристиками лазерного излучения. Рассмотрены некоторые перспективные методы оперативного управления лазерным излучением.

Для специалистов в области физики и техники лазеров, лазерных технологий, а также для студентов и аспирантов вузов по физическим и техническим специальностям.

УДК 621.373.826
ББК 32.86-5

ISBN 978-5-91302-141-0

© А.Н. Солдатов, Е.Л. Латуш, Г.Д. Чеботарев, Н.А. Юдин, А.В. Васильева, Ю.П. Полунин, О.О. Пруцаков, 2012

NATIONAL RESEARCH
TOMSK STATE UNIVERSITY
SOUTHERN FEDERAL UNIVERSITY

A.N. Soldatov, E.L. Latush, G.D. Chebotarev,
N.A. Yudin, A.V. Vasilieva, Yu.P. Polunin,
O.O. Prutsakov

REPETITIVELY PULSED STRONTIUM AND CALCIUM VAPOR LASER

Edited by
Professor A.N. Soldatov
Professor E.L. Latush

Tomsk
2012

UDC 621.373.826
BBC 32.86-5
S60

A.N. Soldatov, E.L. Latush, G.D. Chebotarev, N.A. Yudin, A.V. Vasilieva, Yu.P. Polunin, O.O. Prutsakov

S60 **Repetitively pulsed strontium and calcium vapor laser /** Ed. by A.N. Soldatov, E.L. Latush. – Tomsk: TML-Press, 2012. – 526 p.

ISBN 978-5-91302-141-0

The results obtained from theoretical and experimental studies on self-terminating and recombination strontium and calcium vapor lasers are presented. The main pump schemes and active element designs of strontium and calcium vapor lasers are examined. Key processes developing in the active laser media are discussed. The findings of experiments aimed at studying plasma parameters and discharge characteristics are presented, and their association with the laser energy performance is analyzed. Efficient methods of on-line control over laser radiation are considered.

For university students of physical and engineering sciences and experts on laser physics, engineering and technologies.

UDC 621.373.826
BBC 32.86-5

ISBN 978-5-91302-141-0 © A.N. Soldatov, E.L. Latush, G.D. Chebotarev, N.A. Yudin, A.V. Vasilieva, Yu.P. Polunin, O.O. Prutsakov, 2012

ВВЕДЕНИЕ

Генерация когерентного излучения к настоящему времени реализована на самых разнообразных активных средах и на многих тысячах лазерных переходов [1–10] с применением различных способов накачки лазерных уровней и механизмов создания инверсии. Однако несмотря на обилие линий генерации, сравнительно небольшое число лазеров широко используется, в основном, благодаря их высокой эффективности, хорошим энергетическим параметрам, приемлемым эксплуатационным характеристикам, требуемому диапазону длин волн генерации и т.д.

Самым обширным, пожалуй, является класс газовых лазеров; они перекрывают наиболее широкий диапазон длин волн генерации от мягкого рентгена до миллиметровых волн, им присуще большое разнообразие физических процессов, задействованных для накачки и создания инверсии, они обеспечивают наилучшее качество выходного лазерного излучения и обладают рекордными достижениями по ряду параметров.

Из многих способов накачки газовых лазеров наиболее удобным и распространенным является газоразрядный. Активной средой большинства газовых лазеров является вещество в состоянии плазмы. Для получения инверсии населенностей необходимо, чтобы активная среда была в существенно неравновесном состоянии, то есть, чтобы распределение населенностей по возбужденным уровням значительно отличалось от больцмановского, задаваемого данной электронной температурой T_e.

В общем случае в плазме различают два типа неравновесности: ионизационную и рекомбинационную [11]. Ионизационной называется такая неравновесность, когда T_e в плазме выше равновесной для данной степени ионизации плазмы. Или другими словами, фактическая степень ионизации получается меньше равновесной для данной T_e. Поэтому в данном режиме степень ионизации плазмы продолжает нарастать, либо, если режим стационарный, наблюдается отток заря-

женных частиц, скажем, за счет амбиполярной диффузии на стенки трубки. Ионизационный режим характерен для лазеров, работающих на переднем фронте импульса возбуждения или в непрерывном режиме в разреженных газах. В них преимущественный поток атомов по возбужденным состояниям движется снизу вверх, и усиление света, таким образом, наблюдается в процессе ионизации газа.

Противоположным типом является рекомбинационная неравновесность, когда T_e оказывается ниже равновесной для данной степени ионизации плазмы, и происходит уменьшение степени ионизации плазмы, т.е. ее рекомбинация. Здесь преимущественный поток атомов по возбужденным состояниям движется сверху вниз, и усиление наблюдается при переходе от плазмы к состоянию нейтрального газа. То есть, генерация преимущественно осуществляется вслед за импульсом возбуждения в послесвечении разряда, когда процессы рекомбинации преобладают над процессами ионизации. Или, если режим стационарный, то ионизация осуществляется пучком быстрых частиц (электронов или протонов), а основная масса электронов остается холодной и поэтому интенсивно рекомбинирует с ионами. Стационарный режим возможен также при пространственном разделении зон создания и рекомбинации плазмы.

Лазеры с первым типом неравновесности называют ионизационными, со вторым – рекомбинационными лазерами. Поскольку большинство известных газовых лазеров до сравнительно недавнего времени можно было отнести к первому типу, то в работах [11–12] было предложено называть их собственно газовыми лазерами, так как в их активной среде происходит переход от газа к плазме. Лазеры второго типа назвали плазменными лазерами, подчеркивая этим, что в этом случае в активной среде происходит обратный переход от плазмы к газу. Последнее название, правда, не вполне закрепилось в литературе, по всей видимости, потому, что в обоих типах неравновесности активной средой является все-таки плазма лишь в разнонаправленных отклонениях от состояния равновесия. Иногда для лазеров второго типа используется название «рекомбинационные плазменные лазеры» [4, 7, 13–14], но все же, сейчас наиболее часто применяется название «рекомбинационные лазеры», предложенное еще в [15].

Лазеры с одним типом неравновесности активных сред имеют ряд общих свойств, отличных от лазеров с другим типом неравновесно-

сти. Так, газовые лазеры генерируют, как правило, на переднем фронте возбуждающего импульса (их типичными представителями являются лазеры на самоограниченных переходах атомов меди, золота, свинца, а также атомов и ионов стронция, кальция, бария [3, 8–10, 16–22]) или в непрерывном режиме в газах низкого давления (например, ионные аргоновый и криптоновый лазеры [6, 10, 23]). Рекомбинационные же лазеры обычно генерируют в послесвечении импульсного разряда (например, лазеры на ионных переходах стронция и кальция [4, 7–8, 10]). При этом расположение уровней, удобное для формирования инверсии при возбуждении электронным ударом из основного состояния атома или иона, как правило, не приводит к инверсии при рекомбинационной накачке и наоборот [10].

Особенностью лазеров на парах стронция и кальция, которым посвящена данная монография, является тот факт, что в их активных средах с высокой эффективностью реализуются как ионизационный, так и рекомбинационный механизмы формирования инверсии. В частности, самоограниченный режим генерации реализуется на ряде ИК переходов в спектрах, как атомов, так и ионов стронция и кальция, а рекомбинационный режим – на ионных переходах стронция и кальция фиолетового и УФ диапазонов. При этом существует возможность реализации одновременной многоволновой генерации в широком диапазоне спектра за счет обоих механизмов формирования инверсии.

ГЛАВА 1

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ НА ПЕРЕХОДАХ АТОМОВ И ИОНОВ МЕТАЛЛОВ

1.1. Накачка и инверсия в период ионизации плазмы

В 1963 г. появились первые сообщения о получении импульсной ультрафиолетовой [24] и инфракрасной [25] генерации во второй и первой положительных системах полос молекулярного азота. Особенность схемы рабочих уровней лазера заключалась в метастабильности нижнего уровня, время жизни которого значительно превосходило время жизни верхнего.

Впоследствии был реализован целый ряд лазеров, работающих по такой схеме. Среди них особый интерес представляют те, которые работают на переходах с первого резонансного на метастабильный уровень атомов и ионов металлов. Их развитие было следствием работ Гулда и Беннета [26–27] по созданию столкновительного газового лазера. Впервые для осуществления такого лазера в качестве активной среды использовались пары марганца [28]. Результатом исследований явилось получение мощной импульсной генерации с высоким коэффициентом усиления в зеленой области оптического спектра. В это же время Фоулес и Силфаст [29] обнаружили высокий коэффициент усиления на длине волны $\lambda = 722{,}9$ нм атома свинца. Коэффициент усиления оказался настолько большим, что лазер мог работать в режиме сверхсветимости, т.е. без оптического резонатора или при наличии только одного зеркала. Проанализировав результаты имеющихся к тому времени работ, Уолтер и др. [30] пришли к выводу о возможности создания мощного эффективного импульсного лазера на парах металлов. С точки зрения получения высокого КПД атомы и ионы ме-

таллов обладают наиболее подходящей структурой энергетических уровней. Действительно, квантовый КПД рабочего перехода равен:

$$\eta_{\text{кв}} = \frac{E_3 - E_2}{E_3} = \frac{h\nu}{E_3}, \qquad (1.1)$$

где $h\nu$ – энергия лазерного фотона, E_3 и E_2 – энергии верхнего и нижнего лазерных уровней (рис. 1.1), соответственно.

Если в качестве лазерного использовать переход между первым резонансным и метастабильным уровнями, то наибольший $\eta_{\text{кв}}$ реализуется для атомов с низколежащим метастабильным уровнем. Именно такой структурой уровней обладают атомы большинства металлов. Их квантовый КПД достигает значений 0,5–0,7. Лазеры, использующие в качестве рабочего переход с резонансного на метастабильный уровень, были названы циклическими. Название подчеркивает циклический характер их работы, заключающийся в периодическом получении короткого импульса генерации и наличии необходимого после этого определенного «мертвого» времени для восстановления первоначальных условий. Впоследствии установилось название «лазеры на самоограниченных переходах», подчеркивающее ограничение времени существование инверсии свойствами самих рабочих уровней.

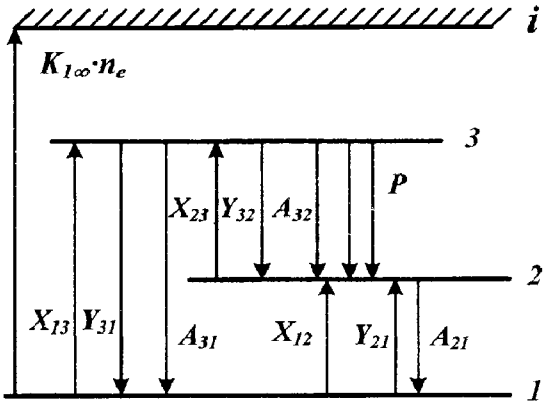


Рис. 1.1. Трехуровневая модель лазера

Использование в качестве верхнего уровня лазерного перехода первого резонансного уровня атома предполагает не только высокий квантовый КПД лазера, но и КПД лазера в целом, который равен [16]

$$\eta = f_p \frac{h\nu}{E_3} \cdot \frac{g_2}{g_2+g_3} = f_p \eta_{\text{пред}}, \qquad (1.2)$$

где f_p – эффективность накачки, равная отношению энергии газового разряда, идущей на возбуждение верхнего лазерного уровня, ко всей энергии импульсного газового разряда, g_2 и g_3 – статистические веса нижнего и верхнего лазерных уровней, $\eta_{\text{пред}}$ – предельный КПД. Множитель $\frac{g_2}{g_2+g_3}$ всегда меньше единицы (2/3–1/3) и отражает тот факт, что часть заселенности верхнего рабочего уровня остается неиспользованной. Причиной этого является большое время жизни метастабильного уровня, вследствие чего вынужденное излучение продолжается до момента выравнивания населенностей рабочих уровней. Для первых резонансных уровней величина f_p максимальна и может быть порядка 0,6. Учитывая то обстоятельство, что значительная доля энергии тратится на создание плазмы, реальный КПД генерации на этих переходах оценивался ~ в 10% [3, 16]. Его достижение для лазера, работающего в видимом диапазоне спектра, является весьма актуальной задачей. Поэтому исследованию лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов уделяется большое внимание с момента их появления.

1.1.1. Механизм генерации лазеров на самоограниченных переходах. Приближение насыщенной мощности

«Столкновительный» лазер с высоким КПД был реализован в средней ИК области оптического спектра. Типичным примером его является лазер, работающий в непрерывном или импульсном режимах на колебательно-вращательных переходах молекулы CO_2. Проблема реализации такого лазера в более коротковолновой области оставалась нерешенной, так как осуществление одновременного возбуждения верхнего и опустошение нижнего лазерных уровней с помощью неупругих соударений I и II рода затруднительно. Однако если отступить от требований одновременности возбуждения и опустошения рабочих уровней,

то становится возможным осуществление эффективной лазерной генерации в видимой области спектра. Для этого необходимо подобрать наиболее подходящую структуру энергетических уровней рабочих атомов или ионов. В соответствии с работой [30], этот класс лазеров должен удовлетворять следующим критериям:

1. Верхний лазерный уровень должен быть первым резонансным, так как в атомных системах в большинстве случаев основная доля энергии в газовом разряде идет на возбуждение именно этого уровня.

2. При таком выборе верхнего уровня нижним лазерным уровнем должен быть только метастабильный уровень.

3. Для реализации наиболее высоких выходных параметров нежелательно присутствие конкурирующих с лазерным переходов с верхнего уровня на другие, нижележащие уровни.

4. Вероятность спонтанного излучательного распада верхнего лазерного уровня A_{32} (см. рис. 1.1) по лазерному переходу должна быть меньше вероятности его заселения из основного состояния при неупругих соударениях I рода с электронами $k_{13}n_e$, но больше вероятности его расселения на основной $k_{31}n_e$ и метастабильный $k_{32}n_e$ уровни при неупругих ударах II рода с электронами. Таким образом, величина A_{32} должна удовлетворять неравенству:

$$k_{13}n_e > A_{32} > (k_{31} + k_{32})n_e. \qquad (1.3)$$

В типичных условиях газового разряда $k_{13}n_e$ имеет порядок $\sim 10^8$ с$^{-1}$, а $(k_{31} + k_{32})n_e \sim 10^4$ с$^{-1}$.

5. Расположение метастабильного уровня должно быть таким, чтобы его равновесная заселенность при рабочей температуре активной среды не была слишком высокой и не превышала ~ 0,1% от заселенности основного состояния. В противном случае создание инверсии будет затруднено высокой пороговой заселенностью верхнего уровня.

Инверсная населенность в лазерах, активные среды которых удовлетворяют перечисленным критериям, может реализоваться только в период ионизационной неравновесности плазмы. В этот период времени скорость возбуждения верхнего лазерного уровня (резонансного) значительно выше, чем нижнего (метастабильного). Действительно, из-за высокой электронной температуры T_e константа скорости возбуждения верхнего лазерного уровня $k_{13} = \langle \sigma_{13} \upsilon_e \rangle$ больше константы скоро-

сти возбуждения нижнего $k_{12} = \langle \sigma_{12} \upsilon_e \rangle$ по двум причинам. Во-первых, максимальное эффективное сечение возбуждения энергетического уровня атома σ электронными ударами I рода реализуется, как правило, при энергиях возбуждающего электрона (3–4) E_i. Здесь υ_e – скорость электронов, E_i – энергия i-го уровня. Во-вторых, эффективное сечение возбуждения энергетического уровня неупругими электронными ударами I рода по оптически запрещенным переходам меньше, чем по разрешенным. Таким образом, основным механизмом генерации лазеров на самоограниченных переходах является осуществление более высокой скорости возбуждения электронным ударом верхнего лазерного уровня по сравнению с нижним в период ионизационной неравновесности плазмы импульсного газового разряда.

Импульсная мощность лазерного излучения определится из соотношения:

$$P = h\nu_{32}\rho(\nu_{32})g(\nu_{32})B_{32}(N_3 - \varepsilon N_2), \qquad (1.4)$$

где $\rho(\nu_{32})$ – плотность энергии электромагнитного поля на лазерном переходе, B_{32} – коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения, $g(\nu_{32})$ – функция, описывающая контур линии излучения, $\varepsilon = g_3/g_2$, N_3 и N_2 – населенности рабочих уровней. Рассмотрим трехуровневую схему лазера, представленную на рис. 1.1. Пусть $X_{ij} = k_{ij}n_e$ – вероятность возбуждения неупругим электронным ударом I рода уровня j с уровня i (n_e – концентрация электронов), $Y_{ji} = k_{ji}n_e$ – вероятность девозбуждения уровня j на нижерасположенный уровень i неупругими электронными ударами II рода, A_{ji} – вероятность спонтанного излучательного перехода с уровня j на уровень i, N_1 – населенность основного состояния атома, N – полная концентрация рабочих атомов, включая ионизованные атомы. Нестационарная система уравнений баланса для заселенностей имеет вид:

$$dN_3/dt = X_{13}N_1 + X_{23}N_2 - (Y_{31} + A_{31} + Y_{32} + A_{32})N_3 - P, \qquad (1.5)$$

$$dN_2/dt = X_{12}N_1 - (Y_{21} + A_{21} + X_{23})N_2 + (Y_{32} + A_{32})N_3 + P, \qquad (1.6)$$

$$dN_1/dt = -(X_{12} + X_{13})N_1 + (Y_{31} + A_{31})N_3 + (Y_{21} + A_{21})N_2 - k_{1\infty}n_eN_1, \qquad (1.7)$$

$$N = N_1 + N_2 + N_3 + n_e. \qquad (1.8)$$

Это приближение называется трехуровневой моделью (мощность P в (1.5)–(1.6) выражена в числе переходов в единице объема в единицу времени). Для решения системы (1.5)–(1.8) необходимо знать временную зависимость мощности лазерного излучения $P(t)$, концентрации $n_e(t)$ и температуры $T_e(t)$ электронов. То есть к системе (1.5)–(1.8) следует добавить еще три уравнения:

$$dn_e/dt = n_e N_1 k_{1\infty}, \tag{1.9}$$

$$\frac{3}{2} n_e \frac{dT_e}{dt} = I^2 R(t) - N_1(k_{13} h\nu_{13} + k_{12} h\nu_{12}) n_e - n_e N_1 k_{1\infty} I_\infty, \tag{1.10}$$

$$\frac{dP}{dt} = h\nu_{32}\left[N_3 A_{32}\frac{\Delta\Omega}{4\pi} g(\nu_{32}) + \rho(\nu_{32}) B_{32} g(\nu_{32})(N_3 - \varepsilon N_2)\right]\frac{l}{l_{\text{рез}}} \times$$

$$\times \frac{\rho(\nu_{32})}{t_{\text{рез}}}. \tag{1.11}$$

Здесь I – ток газового разряда, $R(t)$ – электрическое сопротивление плазмы, I_∞ – потенциал ионизации атома металла, $\Delta\Omega$ – телесный угол, определяемый апертурой газоразрядного канала, l – длина активной среды, $l_{\text{рез}}$ – длина оптического резонатора, $t_{\text{рез}}$ – время жизни фотона в резонаторе. Решение системы уравнений (1.5)–(1.11) даже для простой трехуровневой модели может быть только численным и не может дать наглядного представления о механизме генерации и предельных параметрах лазера. Чтобы проанализировать зависимость выходных параметров импульса возбуждения и плазмы импульсного газового разряда, необходимо проделать ряд трудоемких расчетов. Аналитическое решение в этом отношении обладает большим преимуществом. Однако для этого необходимо ввести дополнительные предположения о начальных условиях, а также зависимости концентрации электронов и их температуры от времени. Кроме того, необходимо исключить из уравнений (1.5)–(1.6) последний член. Такое упрощение можно сделать в приближении насыщенной мощности, предложенном и развитом в работах [3, 16, 31–32] в применении к лазерам на азоте и парах меди. Оно справедливо в том случае, когда сумма вероятностей распада верхнего лазерного уровня по рабочему каналу много больше суммы вероятностей распада рабочих уровней по всем остальным каналам. Из-за большого коэффициента усиления, присущего данному классу лазеров, это условие выполняется практи-

чески всегда. Действительно, усиление может быть настолько велико, что, спустя несколько десятков наносекунд от включения разряда, на рабочем переходе уже имеется сильное оптическое поле, так что инверсию можно считать нулевой. В этом случае $N_3 = \varepsilon N_2$, и уравнения (1.5)–(1.6) можно заменить уравнениями:

$$\frac{d}{dt}(N_3 + N_2) = \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}\frac{dN_3}{dt} = (X_{12} + X_{13})N_1 - \\ - \left[Y_{31} + A_{31} - {}^{Y_{21}}/_{\varepsilon} + {}^{A_{21}}/_{\varepsilon}\right]N_3, \quad (1.12)$$

$$(1+\varepsilon)P = (X_{13} - \varepsilon X_{12})N_1 + \\ + \left[\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}X_{23} + Y_{21} + A_{21} - Y_{31} - A_{31} - (1+\varepsilon)(Y_{32} + A_{32})\right]N_2. \quad (1.13)$$

Уравнение (1.13) алгебраическое, поэтому возможность получения аналитического решения целиком определяется решением уравнения (1.12). В последнем уравнении X_{ij} и Y_{ij} – функции времени, определяемые конкретными условиями эксперимента. От вида этих функций зависит характер решения (1.12). Упрощения вышеприведенной системы уравнений были проделаны в следующих предположениях:

1. Резонансное излучение полностью пленено ($A_{31} = 0$).

2. Концентрация электронов изменяется линейно ($n_e = \alpha t$), где α – коэффициент пропорциональности.

3. Средняя энергия электронов постоянна ($T_e = \text{const}$).

Предпринимая еще ряд некоторых упрощений, получим:

$$N_3 = (k_{12} + k_{13})N_1 \frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}\alpha t^2/2. \quad (1.14)$$

Подставляя выражение (1.14) в (1.13) и пренебрегая членами, содержащими t^3, получаем явное выражение для насыщенной мощности:

$$P = \frac{N_1 \alpha t}{1+\varepsilon}[(k_{13} - \varepsilon k_{12}) - (k_{12} + k_{13})\varepsilon A_{32} t/2]. \quad (1.15)$$

Нетрудно видеть, что в этом случае насыщенная мощность в момент времени

$$t_{max} = \frac{k_{13} - \varepsilon k_{12}}{\varepsilon A_{32}(k_{12} + k_{13})} \tag{1.16}$$

достигает максимума

$$P_{max} = \frac{N_1 \alpha}{2(1+\varepsilon)} \frac{(k_{13} - \varepsilon k_{12})^2}{\varepsilon A_{32}(k_{12} + k_{13})}. \tag{1.17}$$

Таким образом, пиковая мощность P_{max} в этом случае линейно растет с увеличением крутизны нарастания плотности электронов и с увеличением концентрации рабочих атомов. P_{max} обратно пропорциональна вероятности рабочего перехода. Из последних выражений легко найти энергию импульса излучения:

$$E = \frac{2}{3} \frac{N_1}{1+\varepsilon} \frac{k_{13}}{\varepsilon^2 A_{32}^2} = \frac{4}{3} \frac{P_{max}}{\varepsilon A_{32}}. \tag{1.18}$$

То есть энергия импульса прямо пропорциональна пиковой мощности и увеличивается с уменьшением вероятности A_{32}.

1.1.2. Предельные параметры лазеров

Проведем оценки выходных параметров лазеров на самоограниченных переходах.

Коэффициент полезного действия лазеров является наиболее существенным параметром данного класса лазеров. Именно на основе возможности достижения высокого КПД были разработаны критерии, которым должна удовлетворять схема рабочих уровней и механизм генерации. В первых работах [30] величина КПД для лазера на парах меди (считается одним из наиболее эффективных лазеров среди лазеров на самоограниченных переходах) оценивалась в 23%. Однако эта оценка основана на том, что, во-первых, метастабильный (нижний рабочий) уровень заселяется только по лазерному каналу, за счет вынужденного излучения. Во-вторых, предполагалось, что населенность верхнего лазерного уровня используется только в процессе лазерной генерации. Таким образом, не учитывалось заселение метастабильного уровня неупругими ударами I рода из основного состояния атома (иона) электронами, а также не учитывались потери возбужденных на

верхний лазерный уровень атомов за счет других, отличных от вынужденного излучения процессов. К ним можно отнести ступенчатое возбуждение и ионизацию с резонансного уровня, спонтанный и излучательный распад уровня, безызлучательные переходы и т.д. Скорость этих процессов и их кинетика зависят от таких параметров плазмы импульсного разряда как концентрация электронов, функция их распределения по энергиям, температура газа, концентрация невозбужденных атомов, а также от конкретной энергетической структуры атомов (ионов) активной среды. Кроме того, КПД реального газоразрядного лазера занижается вследствие большей длительности импульса возбуждения по сравнению с импульсом генерации. Поэтому не менее половины энергии разряда тратится неэффективно. С учетом перечисленных процессов можно рассчитывать на получение реального КПД на уровне ~10% [3, 5, 16], поскольку в модельных расчетах и экспериментально получен физический КПД (отношение энергии импульса генерации к энергии импульса возбуждения) лазера на парах меди ~ 9% [33–37].

Импульсная мощность лазерного излучения, рассчитанная в приближении насыщенной мощности по формулам (1.17) (в пренебрежении заселением метастабильного уровня) составляет ~ 10^5 Вт/см^3 [16]. Но эту величину следует считать завышенной для газоразрядного способа возбуждения, поскольку при оценке не учитывались процессы девозбуждения верхнего и заселения нижнего лазерных уровней, а также брались высокие для условий газового разряда концентрации рабочих атомов (~ 10^{17} см$^{-3}$) и электронов (~ 10^{15} см$^{-3}$), возбуждающих верхний лазерный уровень. В последующих работах было показано, что оптимальная концентрация атомов металла в газоразрядных лазерах на самоограниченных переходах в типичных условиях не превышает 10^{15}–10^{16} см$^{-3}$. Концентрация электронов, хотя и может достигать к концу возбуждающего импульса значения ~ 10^{15}–10^{16} см$^{-3}$, но во время лазерной генерации не превышает 10^{13}–10^{14} см$^{-3}$. С учетом этих фактов следует ожидать достижимую величину максимальной импульсной мощности для видимого диапазона спектра (λ ~ 500 нм) на уровне ~ 10^4 Вт/см^3. Поэтому импульсные лазеры на самоограниченных переходах атомов и ионов металлов представляют большой интерес в связи с возможностью получения высоких пиковых мощностей в видимой и ближних ИК и УФ областях спектра.

Удельная энергия импульса генерации (***удельный энергосъем***) лазеров может быть оценена по формуле (1.18). Длительность импульса вынужденного излучения не может превышать величины $1/\varepsilon_{32}$. Исходя из критериев эффективного лазера, величина A_{21} не должна быть меньше, чем 10^4 $с^{-1}$. Из всех лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов одним из наименьших значений $\varepsilon A_{32} = 1{,}2 \cdot 10^6$ $с^{-1}$ характеризуется рабочий переход атома меди. При таком значении εA_{32}, согласно (1.13) может быть достигнут энергосъем, равный ~ 10^{-2} Дж/см^3 при импульсной мощности 10^4 Вт/см^3. В экспериментах типичная величина длительности импульса генерации равна ~ 20–40 нс по полувысоте. Поэтому можно рассчитывать на энергосъем, равный $(2{,}5–5) \cdot 10^{-4}$ Дж/см^3. По сравнению с имеющимися газовыми лазерами такая величина энергосъема не представляется высокой. Однако следует учесть то обстоятельство, что при длительностях импульсов генерации ~ 20–40 нс в лазерах на самоограниченных переходах реализуется наибольший энергосъем среди газовых лазеров видимого диапазона. Исключение составляют только эксимерные лазеры.

Частота следования импульсов (ЧСИ) генерации лазеров, работающих на переходах с резонансного на метастабильный уровень, определяется скоростью восстановления в активной среде благоприятных для создания инверсной населенности условий. Авторы первых работ [30, 38–40] считали, что частота следования ограничивается скоростью дезактивации метастабильных атомов в межимпульсный период. Теоретическая оценка скорости дезактивации затруднена недостаточным знанием констант скоростей дезактивации (k_{21}), отсутствием точных значений эффективных сечений процесса, а также самого механизма дезактивации. Поэтому максимальная частота следования импульсов генерации определялась экспериментально в основном методом сдвоенных импульсов возбуждения. В работах [41–42] была показана возможность осуществления генерации лазера на парах меди с частотой повторения импульсов $f > 100$ кГц и экспериментально реализована в импульсно-периодическом режиме [42–43], а в [44–45] реализована генерация на $f > 200$ кГц. Лазеры, работающие с такой частотой повторения импульсов и высокой импульсной мощностью являются уникальными инструментами для изучения быстро изменяющихся во времени процессов. Кроме того, высокая частота повторения предполагает возможность получения большой средней

мощности лазерного излучения, несмотря на сравнительно низкий энергосъем в отдельном импульсе генерации. Поэтому дальнейшее повышение частоты следования является актуальной задачей.

Средняя мощность лазерного излучения определяется из соотношения

$$P_{av} = Ef = E_{sp} \cdot V f, \tag{1.19}$$

где E и E_{sp} – полная и удельная энергия лазерного излучения, V – активный объем, f – частота следования импульсов. Экспериментально получена удельная средняя мощность генерации ~ 2 Вт/см^3 [46–47]. Однако при больших частотах повторения мощных импульсов возбуждения необходимо учитывать нагрев активной среды, что приводит к тепловому заселению метастабильного уровня до величин, при которых реализация лазерной генерации становится невозможной. Оценки максимальной величины средней мощности с учетом теплового нагрева среды, проведенные в [39], показали, что при КПД лазера ~ 10% можно достигнуть величины средней мощности излучения в несколько десятков ватт с сантиметра длины активной среды. Прямые эксперименты, проведенные с лазером на парах меди [48], указали на трудности реализации такой средней мощности.

Таким образом, лазеры на парах металлов, работающие на переходах с резонансного на метастабильный уровень, являются уникальными приборами, так как совмещают в себе одновременно целый ряд свойств, необходимых для различных практических приложений. К таким качествам следует отнести малую длительность импульса генерации, большие значения импульсной мощности, частоты следования импульсов и средней мощности генерации, а также видимый, ближний ИК и УФ диапазоны генерации.

После получения генерации на самоограниченных переходах атомов свинца [29], марганца [28], меди и ионизированного кальция [30] поисковые работы приняли интенсивный характер. Новые активные среды искали, исходя из трех основных задач:

1) получение более высоких энергетических характеристик и КПД лазеров;

2) расширение диапазона длин волн генерации;

3) исследование механизма генерации.

В работах [38, 49] приведены первые сведения о получении самоограниченной генерации на зеленой линии таллия. Затем в [50] реализована генерация на красной линии золота (λ = 612,3 нм), получена генерация на ИК-переходах в парах щелочноземельных элементов кальция и стронция [51]. Открыты новые линии генерации в парах свинца [52], золота [53], на переходах атома бария [54–55], редкоземельных элементов [56]. Получены новые лазерные переходы в атоме и ионе европия [57–58] и иттербия [59]. Реализована генерация в парах висмута [60], железа [61]. Краткая характеристика перечисленных переходов приведена в табл. 1.1. Как видно из таблицы, спектр линий генерации лазеров на самоограниченных переходах простирается от УФ- до среднего ИК-диапазона спектра.

Следует заметить, что атомы и ионы с соответствующей структурой энергетических уровней в нормальных условиях находятся в конденсированном состоянии. Для получения их паров термическим испарением при давлении в несколько Торр требуются температуры от 1000 до 2000°К. Чтобы уменьшить скорость диффузии паров металлов из «горячей» области в «холодную», где они конденсируются на стенках, и поддерживать разряд в областях, где нет паров металлов, газоразрядные кюветы заполняют буферным, обычно благородным, газом. Его парциальное давление выбирают, как правило, на один-два порядка выше, чем у паров металлов. Кроме того, у атомов, имеющих энергетический метастабильный уровень, лежащий ниже 18000 $см^{-1}$, электронная оболочка частично заполнена, и они обладают тенденцией образования молекулярных комплексов, что может при известных обстоятельствах не только привести к ухудшению энергетических характеристик лазеров, но и к устранению инверсной населенности. В работе [60] образованием молекулярных комплексов объясняется кольцевой характер излучения лазера на парах висмута. Таким образом, для изучения и создания лазеров на самоограниченных переходах нужна высокотемпературная газоразрядная техника, способная работать при температурах до 2000°К и выше.

Таблица 1.1

Характеристика лазерных линий на самоограниченных переходах в атомах и ионах металлов

Длина волны, нм	Атом (ион)	Рабочий переход	$E_{в}$, $см^{-1}$	$E_{н}$, $см^{-1}$	$\eta_{пред}$	T, К, соответствующая 0,1 Торр
1	2	3	4	5	6	7
312,2	AuI	$6p^2P^0_{3/2} - 6s^{22}D_{5/2}$	41174,3	9161,3	0,47	1840
363,9	PbI	$6p7s^3P^0_1 - 6p^{23}P_1$	35287,24	7819,35	0,39	1105
405,7	PbI	$6p7s^3P^0_1 - 6p^{23}P_2$	35287,24	10650,47	0,44	1105
452,9	FeI	$x^5D^0_4 - a^5P_3$	39625,83	17550,21	0,25	1920
472,2	BiI	$7s^4P_{1/2} - 6p^{32}D^0_{3/2}$	32588,17	11419,03	0,43	1050
510,6	CuI	$4p^2P^0_{3/2} - 4s^{22}D_{5/2}$	30783,69	11203,56	0,38	1690
534,1	MnI	$y^6p^0_{7/2} - a^6D_{9/2}$	35769,97	17052,29	0,29	1335
535,0	TlI	$7s^2S_{1/2} - 6p^2P^0_{3/2}$	26477,5	7792,7	0,47	979
542,0	MnI	$y^6p^0_{5/2} - a^6D_{7/2}$	35725,35	17282,00	0,30	1335
547,0	MnI	$y^6p^0_{5/2} - a^6D_{5/2}$	35725,35	17451,52	0,25	1335
551,7	MnI	$y^6p^0_{3/2} - a^6D_{3/2}$	35689,98	17568,48	0,25	1335
553,8	MnI	$y^6p^0_{3/2} - a^6D_{1/2}$	35689,98	17637,15	0,17	1335
578,2	CuI	$4p^2P^0_{1/2} - 4s^{22}D_{3/2}$	30535,30	13245,42	0,36	1690
614,2	BaII	$6p^2P^0_{3/2} - 4d^2D_{5/2}$	21952,42	5674,82	0,44	984
627,8	AuI	$6p^2P_{1/2} - 6s^{22}D_{3/2}$	37358,90	21435,30	0,24	1840
649,7	BaII	$6p^2P^0_{1/2} - 5d^2D_{3/2}$	20261,56	14873,85	0,51	984
664,5	EuII	$z^9P_5 - a^9D^0_6$	26172,83	11128,28	0,31	981
722,9	PbI	$6p7s^3P^0_1 - 6p^{21}D_2$	35287,24	21457,90	0,24	1105
854,2	CaII	$4p^2P^0_{3/2} - 3d^2D_{5/2}$	25414,43	13710,96	0,28	962
866,2	CaII	$4p^2P^0_{1/2} - 3d^2D_{3/2}$	25191,54	13650,21	0,31	962
1001,9	EuI	$z^7P_4 - a^7D^0_5$	26838,30	16860,72	0,20	981
1016,8	EuII	$z^7P_4 - a^7D^0_4$	26838,30	17004,06	0,18	981
1032,7	SrII	$5p^2P^0_{3/2} - 4d^2D_{5/2}$	24517,0	14556,0	0,25	900
1091,4	SrII	$5p^2P^0_{1/2} - 4d^2D_{3/2}$	23715,0	14836,0	0,27	900

1	2	3	4	5	6	7
1130,3	BaI	$6p^1P_1^0 - 5d^3D_2$	18060,26	9215,52	0,31	984
1290,0	MnI	$z^6P_{7/2}^0 - a^6D_{9/2}$	24802,25	17052,29	0,14	1335
1329,4	MnI	$z^6P_{7/2}^0 - a^6D_{7/2}$	24802,25	17282,00	0,15	1335
1331,9	MnI	$z^6P_{5/2}^0 - a^6D_{7/2}$	24788,05	17282,00	0,17	1335
1345,3	YbII	$5p^2P_{3/2}^0 - 5d^2D_{3/2}$	30392,23	22959,00	0,12	920
1361,1	EuII	$z^9P_4 - a^7D_5$	24207,86	16860,72	0,17	981
1362,7	MnI	$z^6P_{5/2}^0 - a^6D_{5/2}$	24788,05	17451,52	0,15	1335
1386,4	MnI	$z^6P_{3/2}^0 - a^6D_{3/2}$	24799,32	17568,48	0,14	1335
1399,7	MnI	$z^6P_{3/2}^0 - a^6D_{1/2}$	24799,32	17637,15	0,09	1335
1499,9	BaI	$6p^1P_1^0 - 5d^1D_2$	18060,26	11395,38	0,26	984
1649,8	YbII	$5p^2P_{3/2}^0 - 5d^2D_{5/2}$	30392,23	24330,90	0,12	920
1664,8	EuI	$y^8P_{5/2}^0 - a^8D_{3/2}^0$	21144,52	15137,72	0,11	981
1760,1	EuII	$y^8P_{9/2}^0 - a^8D_{11/2}^0$	21761,26	16079,76	0,14	981
2437,7	YbII	$5p^2P_{1/2}^0 - 5d^2D_{3/2}$	27061,20	22959,00	0,10	920
4321,4	EuI	$y^8P_{9/2} - b^8D_{11/2}^0$	21761,26	19447,19	0,06	981
5066,1	EuI	$y^8P_{7/2} - b^8D_{9/2}^0$	21605,17	19631,26	0,05	981
5430,7	EuI	$y^8P_{7/2} - b^8D_{5/2}^0$	21605,17	19763,78	0,04	981
5546,0	CaI	$4p^1P_1^0 - 3d^1D_2$	23652,32	21849,61	0,05	962
6059,2	EuI	$y^8P_{5/2} - b^8D_{3/2}^0$	21444,58	19794,21	0,03	981
6456,0	SrI	$5p^1P_1^0 - 4d^1D_2$	21693,0	20150,0	0,045	900

1.1.3. Ограничение частотно-энергетических характеристик лазерного излучения

Импульсно-периодические лазеры на самоограниченных переходах атомов и ионов металлов по способу разогрева активного элемента до рабочей температуры подразделяются на лазеры с внешним подогревом и саморазогревные. Из названия ясно, что в первом случае необходимая концентрация атомов рабочего металла достигается с помощью

печи, а инверсия на лазерных переходах создается импульсным разрядом. Этот принцип работы использовался в подавляющем большинстве первых экспериментов в моноимпульсном режиме. Новый этап исследований связан с созданием саморазогревных лазеров, где активная среда до рабочей температуры разогревается за счет диссипации энергии, вводимой в импульсно-периодический разряд. К настоящему времени лазеры с продольным разрядом представляют наиболее развитый тип импульсно-периодических саморазогревных лазеров.

1.1.3.1. Радиальное распределение параметров лазерного излучения

Исследования лазеров на парах металлов в начальный период имели вполне конкретную цель, связанную с увеличением КПД и средней мощности генерации. Одна из возможностей решения данной задачи связана с увеличением частоты повторения импульсного разряда, повышением объема активной среды и, естественно, удельных параметров накачки. Однако при уменьшении межимпульсного периода начинают играть роль кумулятивные эффекты, определяющие состояние активной среды перед новым импульсом. По-видимому, основные из них связаны с накоплением тепла, концентрации электронов и метастабильных атомов. Их роль, в конечном счете, должна приводить к снижению импульсной и средней мощности генерации. Своеобразие такого уменьшения, как будет показано ниже, заключается в том, что в первую очередь мощность лазерного излучения падает в центре трубки и поперечная структура пучка приобретает кольцеобразную форму. Причем с увеличением диаметра рабочего канала эти закономерности начинают проявляться при меньших частотах повторения [62–63].

На рис. 1.2 приведено радиальное распределение средней мощности генерации лазера на парах меди на $\lambda = 510{,}6$ (*1*) и $\lambda = 578{,}2$ нм (*2*) в газоразрядной трубке (ГРТ) с диаметром разрядного канала 24 мм при давлении буферного газа неона 21 Торр для двух различных температур. Наиболее однородное распределение наблюдалось при наименьшей в экспериментах частоте следования ~ 5 кГц.

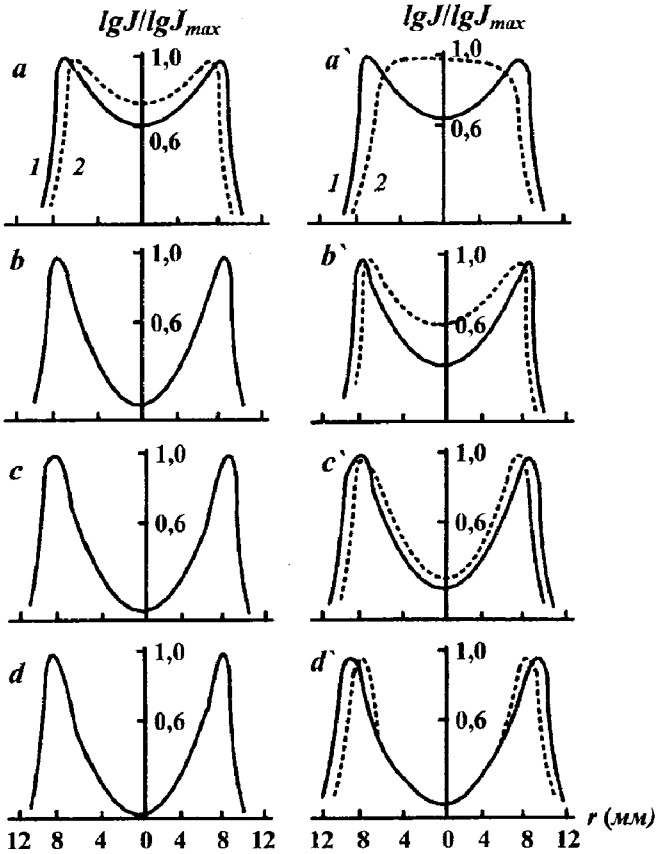


Рис. 1.2. Радиальное распределение средней мощности генерации на λ= 510,6 (*1*) и 578,2 нм (*2*) при температурах стенки ГРТ – 1500°С (*a, b, c, d*) , 1600°С (*a′, b′, c′, d′*) и различных ЧСИ: 5 кГц (*a, a′*); 7 (*b, б′*); 9 (*c,c′*) и 16 кГц (*d, d′*). p_{Ne} = 21,5 Торр; P_{av} = 7,5 (*a′*); 8,2 (*b′*); 12 (*c*) и 8 Вт (*d′*). ∅ГРТ = 40 мм

Однако на λ = 510,6 нм и в этом случае наблюдалось повышение мощности генерации вблизи стенок. С увеличением частоты следования «провал» быстро увеличивался, и при частотах 9÷16 кГц наблюдалась практически кольцеобразная генерация. Диаметр генерационного кольца увеличивался с ростом частоты следования импульсов *f*. Генерация желтой линии распределяется по диаметру более однород-

но. При приближении к центру трубки доля желтой линии в суммарной мощности генерации возрастает. По мере разогрева ГРТ и появления паров меди генерация начинается вблизи стенок газоразрядного канала и при низких температурах имеет вид кольца, что обусловлено более быстрым достижением вблизи стенок генерационного порога. При дальнейшем повышении температуры радиальное распределение становится более однородным. Сравнение результатов, приведенных на рис. 1.2 и 1.3, показывает, что радиальные неоднородности возрастают с увеличением диаметра ГРТ, однако закономерности изменения радиальных распределений от частоты следования и температуры стенок для различных диаметров сохраняются. Замена буферного газа неона на гелий значительно сглаживает радиальные неоднородности.

Неоднородное распределение средней мощности генерации по диаметру активного объема является следствием радиальной неоднородности различных параметров импульсной плазмы, которые периодически изменяются во времени. Различие разрядных условий в центре и у стенки ГРТ подтверждается и разным временным распределением генерации по поперечному сечению активной среды. На рис. 1.4 приведены формы импульсов генерации на λ = 510,6 и 578,2 нм в центре ГРТ и на расстоянии 3 мм от стенки для двух различных частот повторения импульсов накачки. При частоте повторения 6 кГц генерация для каждой из линий начинается одновременно по всему диаметру. Начало генерации линии λ = 578,2 нм сдвинуто относительно начала генерации λ = 510,6 нм на 9 нс, что обусловлено различием эффективного сечения возбуждения их верхних уровней. При сокращении межимпульсного периода начинает проявляться различие параметров разряда по диаметру, и при f = 16 кГц наблюдается сдвиг начала генерации для каждой из линий в разных точках поперечного сечения. На обеих линиях генерация начинается у стенки, а спустя 10 нс, генерация развивается в центре.

Рассмотрим процесс генерации в режиме насыщенной мощности следуя соотношениям (1.5)–(1.8). Мощность излучения, выраженная в числе переходов в единице объема в единицу времени, может быть представлена в виде:

$$P = [N_1(k_{13} - \varepsilon k_{12})n_e/(1+\varepsilon)]\cdot[1 - N_3 Q/N_1],$$
$$Q = [k_{31} - k_{21} + (1+\varepsilon)q_{32} - (1+\varepsilon)k_{23}/\varepsilon]/(k_{13} - \varepsilon_{12}). \quad (1.20)$$

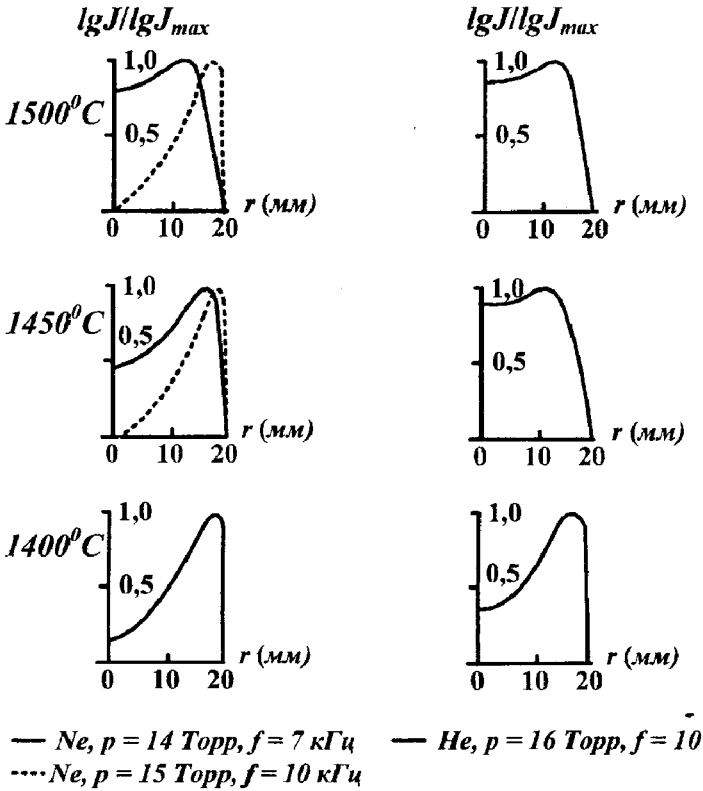


Рис. 1.3. Радиальные профили генерации на λ = 510,6 нм. ØГРТ = 40 мм

В (1.20) отсутствует спонтанный распад, так как в момент генерации $n_e \sim 6 \cdot 10^{13}$ см ^{3} и радиационными процессами по сравнению с электронными можно пренебречь. Заселенность рабочих уровней определяется электронной накачкой в течение импульса тока и остаточной концентрацией метастабильных атомов $N_2(0)$ перед импульсом. Заселенность резонансного уровня электронным ударом определяется выражением

$$N_3^1 = [\alpha\varepsilon N_1/(1+\varepsilon)]\cdot(k_{13}+k_{12})t^2/2, n_e = \alpha t. \qquad (1.21)$$

Соответственно,

$$N_3 = N_3^1 + \varepsilon N_2(0)/(1+\varepsilon). \qquad (1.22)$$

Предполагаемая радиальная зависимость мощности излучения определяется концентрациями n_e, $N_2(r)$, $N_1(r)$. Распределение концентрации нормальных атомов связано с тепловыми и катафорезными эффектами. Температура газа достигает в центре значения ~3500°К [64], падает вдоль радиуса и на границе определяется температурой стенки.

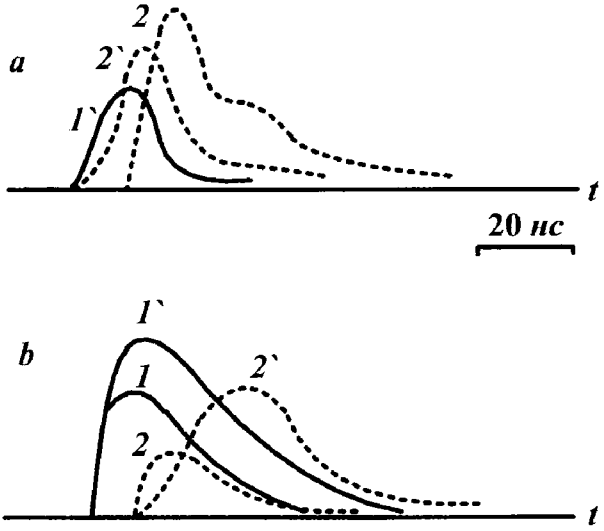


Рис. 1.4. Формы импульсов генерации на λ = 510,6 нм (*a*) и λ = 578,2 нм (*b*) в центре ГРТ и на расстоянии 3 мм от стенки для двух различных частот *f* = 16,5 (*a*) и 6,2 кГц (*b*). ∅ГРТ = 40 мм
1 – λ = 510,6 нм в центре ГРТ; *1'* – λ = 510,6 нм у стенки ГРТ;
2 – λ = 578,2 нм в центре ГРТ; *2'* – λ = 578,2 нм у стенки ГРТ

В свою очередь N_1 будет возрастать, так как давление в системе должно быть постоянным. Действие радиального катафореза лишь увеличивает это возрастание. Остановимся на нем подробнее. Длительность разрядного импульса ~ 10^{-7} с, межимпульсный период $\tau \sim 10^{-4}$ с. Время охлаждения электронов после разрядного импульса

меньше 10^{-5} с. Таким образом, образование заряженных частиц происходит за время, меньшее межимпульсного периода, следовательно, коэффициент ионизации можно представить в виде $A\delta(t)$ ($\delta(t)$ – дельта-функция). Рассмотрим решение задачи для системы с сосредоточенными параметрами, которая в диффузионном режиме описывается следующими уравнениями:

$$\begin{gathered} dn_e/dt = \left(-D_1/\lambda^2\right)n_e + n_e N_I A \sum_k \delta(t - k\tau), \\ dN_I/dt = \left(-D_2/\lambda^2\right)(C - N_I) - n_e N_I A \sum_k \delta(t - k\tau), \\ \lambda^2 = R^2, n_e(0) = C_1, N_I(0) = C, \end{gathered} \tag{1.23}$$

где R – радиус цилиндра; C – концентрация насыщенных паров меди вблизи стенки; D_1, D_2 – коэффициенты диффузии электронов (амбиполярной) и атомов. Процесс интегрирования в (1.23) выполняется в два этапа. В межимпульсный период справа оставляется первый член, а в момент импульса тока – только второй. Последовательное интегрирование позволяет выписать решение уравнений (1.23) после n-го импульса:

$$\begin{gathered} N_I = C\beta_{n-1}, n_e = C_1\alpha \ldots \alpha_n e^{-nD_1\tau/\lambda^2} \cdot e^{nAC}, \\ \beta_{n-1} = 1 - \left(1 - \beta_{n-2}\alpha_{n-1}\right)e^{-D_2\tau\lambda^2}, \\ \alpha_n = \frac{C\beta_{n-1} + C_1\alpha \ldots \alpha_n e^{-D_1\tau/\lambda^2} \cdot e^{(n-1)AC}}{C\beta_{n-1} + C_1\alpha \ldots \alpha_n e^{-nD_1\tau/\lambda^2} \cdot e^{nAC}}. \end{gathered} \tag{1.24}$$

С учетом того, что в конечном итоге газоразрядная система работает в периодическом режиме, должно выполняться условие

$$\alpha_n e^{-D_1\tau/\lambda^2} \cdot e^{AC} = 1. \tag{1.25}$$

Для случая $D_1\tau/\lambda^2$, $D_{21}\tau/\lambda^2$, $AC << 1$ из (1.24) и (1.25) получаем

$$N_0 + n_e D_1/D_2 = C. \tag{1.26}$$

В противоположной ситуации имеем

$$N_0 + n_e = C. \tag{1.27}$$

Временное изменение концентрации электронов в разряде определяется ионизацией газа, трехчастичной рекомбинацией и амбиполярной диффузией. Для нашей экспериментальной ситуации имеет место выражение (1.26), так как электроны не успевают продиффундировать на стенку. Учитывая, что в межимпульсный период температура электронов ~ равна температуре газа, имеем $D \cong 2D_2$, соответственно, из (1.26):

$$N_I = C - 2n_e. \tag{1.28}$$

В модели с распределенными параметрами N_I из (1.28) соответствует концентрации атомов на оси. В момент диффузионного распада $n_e \sim 10^{13}$–10^{14} см$^{-3}$ [64], а $C \sim 6 \cdot 10^{-3}$ см$^{-3}$, и влияние катафореза будет сравниваться с влиянием неоднородности температуры газа при $n_e = 10^{14}$ см$^{-3}$. Константа скорости электронного тушения метастабильных состояний ~ 10^{-8} см^{3}с$^{-1}$, соответственно, вероятность тушения ~ 10^5–10^6 с$^{-1}$, и время электронного девозбуждения меньше τ. В такой ситуации $N_m(r)$ будет определяться температурой газа по формуле Больцмана, падая к стенке. Радиальная концентрация электронов в диффузионном режиме уменьшается с ростом радиуса. В течение импульса тока она «копируется», на что также указывают экспериментальные данные, полученные в [62]. На основе предыдущих рассуждений представим радиальное распределение частиц в виде:

$$N_I = C[1 - \beta cos(\pi r/2R)],\ n_e(r) = n_e(t)cos(\pi r/2R),$$
$$N_2(r) = N_I(r)exp\left[-E_{21}/kT_g(0)\right]cos(\pi r/2R). \tag{1.29}$$

Соответственно, тогда выражение для P перепишется следующим образом:

$$P = [(k_{13} - \varepsilon k_{12})/(1 + \varepsilon)]Cn_e(t)[1 - \beta cos(\pi r/2R)]cos(\pi r/2R) \times$$
$$\times [1 - \gamma cos(\pi r/2R)],$$
$$\gamma = Q[C/(1 + \varepsilon)]\left[(k_{13} + k_{12})\alpha t^2/2 + exp\left(-E_{21}/\mathcal{K}T_g(0)\right)\right], \tag{1.30}$$

где $\mathcal{K}$ – постоянная Больцмана. Чтобы получить энергию излучения с 1 см^3, необходимо проинтегрировать (1.30) от 0 до t_1:

$$t_1^2 = \begin{cases} Z_i^2 = \dfrac{\left(Q\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}cos\frac{\pi r}{2R}\right)^{-1} - exp\left(-\frac{E_{21}}{kT_g(0)}\right)}{(q_{13}+q_{12})^{\alpha/2}}, \text{если } Z_i < t, \\ t^2, \text{если } Z_i \geq t \end{cases} \quad (1.31)$$

где t – длительность токового импульса. В результате имеем:

$$E_{sp} = (k_{13} - k_{12})C\left(1 - \beta cos\frac{\pi r}{2R}\right) \times$$
$$\times \left(1 - Q\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}e^{-E_{21}/kT_g(0)}cos\frac{\pi r}{2R}\right)/2Q\varepsilon\,(q_{13} + q_{12}),\ Z_i < t,$$
$$E_{sp} = \frac{k_{13} - \varepsilon k_{12}}{1+\varepsilon}C\alpha\left(1 - \beta cos\frac{\pi r}{2R}\right)cos\frac{\pi r}{2R}\frac{t^2}{2}$$
$$\left[1 - Q\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}e^{-E_{21}/kT_g}cos\frac{\pi r}{2R} + + \frac{(k_{13}+k_{12})^2}{2}\frac{t^2}{2}\right],\ Z_i \geq t. \quad (1.32)$$

Из (1.32) видно, что E_{sp} имеет минимум в центре, затем, возрастая, достигает максимума и равно нулю на стенке. Определим величину провала R как отношение максимума E_{sp} к его значению в центре. Согласно (1.32) оно равно

$$R \cong (1 - \beta)\cdot(11 - Z)^{-2},\ Z = [\varepsilon/(1+\varepsilon)]e^{-E_{21}/kT_g(0)}Q. \quad (1.33)$$

Для сопоставления выражения (1.33) с экспериментальными данными необходимо знать значение параметров, входящих в него. При этом необходимо решить импульсно-периодическую задачу, включающую описание газоразрядной среды и электрической цепи, что является сложной задачей. Поэтому дадим оценку параметров и укажем на их качественные изменения при варьировании экспериментальных условий. Определяемая температурным градиентом $\beta \sim 0{,}5$ с учетом катафореза, эта величина падает. Привлекая данные [32, 64], можно показать, что $Z \sim 10^{-1}$. Однако эта величина является, безусловно заниженной, так как не учтен ряд процессов, приводящих к заселению метастабильного состояния. В частности, влияние переходного режима для T_e в начальный момент импульса тока дает дополнительное увеличение $N_m(0)$ в выражении (1.20). В результате имеем $R \sim 2{,}5$. Газ, имеющий большую теплопроводность, приводит к уменьшению значения и градиента T_g, что уменьшает β, Z и, соответственно, R. Таким

пенчатой ионизации, либо в этом процессе имеет место маловероятная взаимная компенсация возмущений различного знака в населенностях резонансных и метастабильных состояний. Тем не менее, авторы [67–69] модельных расчетов считают, что именно ступенчатые процессы ограничивают энергетические параметры импульсов излучения. Выдвигалось также предположение о том, что ступенчатые процессы ограничивают частоту следования лазерных импульсов [70]. Роль ступенчатой ионизации в ограничении КПД лазера на парах меди подробно изучалась в работах [33–37, 71–72].

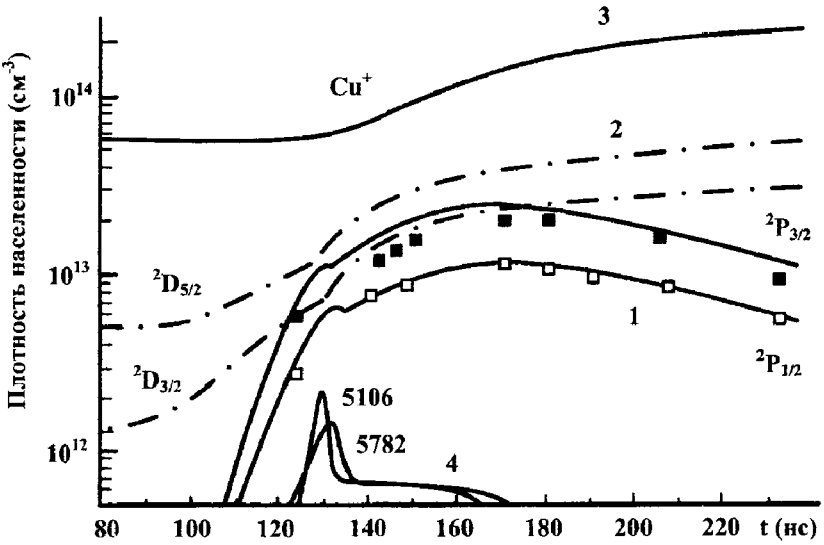


Рис. 1.5. Расчетный временной ход плотностей резонансных (*1*) и метастабильных (*2*) состояний атома меди, ионов меди (*3*), а также усиления (*4*) в течение импульса возбуждения лазера на парах меди [65]

Исследование ступенчатой ионизации атома меди было проведено в [71–72]. Идея эксперимента заключалась в следующем. Если к моменту развития генерации в плазме разряда имеют место ступенчатые процессы ионизации, протекающие через резонансный уровень, то возмущения, вносимые собственным световым полем лазера в насе-

ленность резонансного уровня, должны проявляться в изменении состояния ионизации плазмы, а именно, в уменьшении разрядного тока. Такое уменьшение проводимости при наличии светового поля должно наблюдаться по отношению к проводимости того же разряда при введении в резонатор лазера обтюратора. Проведенные эксперименты [71–72] по оптогальваническому эффекту в активной среде лазера на парах меди позволили оценить константу скорости процесса ступенчатой ионизации. Если принять, что частота столкновений электронов с атомами неона ~ 10^{10} с$^{-1}$, то концентрация электронов, найденная с использованием вольтамперных характеристик разряда, составляет $n_e^{max} \sim 5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ в максимуме тока и $n_{el} \sim 3{,}5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ в момент времени, соответствующий максимуму импульса генерации. Согласно полученным значениям максимальной глубины модуляции тока, происходит увеличение концентрации электронов на величину $\Delta n_e \sim 2 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$ при выключении светового поля. С другой стороны, можно записать:

$$\Delta n_e = N n_{e1} \langle \sigma \upsilon \rangle \tau - N^* n_{e1} \langle \sigma \upsilon \rangle \tau = N n_{e1} \langle \sigma \upsilon \rangle \tau (1 - N^*/N), \quad (1.34)$$

где N^*, N – населенности резонансного уровня при наличии поля и без поля в резонаторе, $\langle \sigma \upsilon \rangle$ – константа скорости ступенчатой ионизации с резонансного уровня. Из (1.34) в [71–72] найдено, что обобщённая константа скорости ионизации резонансного уровня $\langle \sigma \upsilon \rangle = (1{,}9 \div 3{,}9) \cdot 10^{-7}$ см$^3 \cdot$с$^{-1}$, которая учитывает ионизацию с резонансного уровня через автоионизационные состояния в континуум, а также через группу уровней, лежащих близко к первой границе ионизации атома меди. Эта величина, по крайней мере, на два порядка превышает константу скорости прямой ионизации из основного состояния атома меди [65–66].

Следствием неупругих электронно-атомных столкновений в ионизационно-неравновесной плазме является, с одной стороны, эффективное перемешивание тесно расположенных групп уровней, с другой – независимость концентрации возбужденных атомов от концентрации электронов, обусловленная тем, что основным каналом разрушения становится ступенчатая ионизация. Таким образом, имеется точная верхняя граница заселенности возбужденных состояний, которую нетрудно вычислить, зная сечения прямого возбуждения и сту-

пенчатой ионизации [73]. Как показали исследования [73], в условиях, когда концентрация электронов велика настолько, что ступенчатая ионизация становится основным процессом разрушения заселенности уровней, существует точная верхняя граница инверсии заселенностей, а, следовательно, и полной энергии излучения. Величина предельной инверсии и энергии излучения определяется только эффективными сечениями прямого возбуждения и ступенчатой ионизации. Таким образом, начиная с некоторого предела увеличение разрядного тока не должно приводить к росту энергии генерации. Поэтому ни рост концентрации электронов, ни увеличение их энергии, достигаемые при повышении разности потенциалов U, приложенной к разрядному промежутку, не должно приводить к росту энергии излучения лазера, начиная с некоторого значения U. Поэтому можно рассчитывать на реальный энергосъем ~ $(2–5)\cdot 10^{-5}$ Дж/см^3. При оптимальном способе использования запасенной активной средой энергии, основным путем повышения энергии сверхсветимости является увеличение объема активной среды и концентрации нормальных частиц. Конструктивные особенности системы должны быть подобраны таким образом, чтобы средняя энергия электронов обеспечивала максимальное значение отношения σ_{02}/σ_{2i}. Следует еще раз отметить, что в реальных газоразрядных системах действует большая совокупность процессов, приводящих к дополнительному ограничению энергии генерации. Полученные соотношения указывают на существование точной верхней границы населенности резонансных уровней. Это ограничение остается в силе и в том случае, когда система оптимизирована по всем параметрам.

Имеется достаточно большое число публикаций, содержащих результаты измерений концентрации резонансно-возбужденных N_r и метастабильных N_m атомов меди в Cu-лазере [65, 74–97], а также содержащих результаты измерений N_m в межимпульсный период в лазерах на парах свинца [98], бария [99], стронция [100], висмута [101–102].

Одними из наиболее интересных являются результаты, полученные при измерении концентрации атомов меди на резонансных и метастабильных уровнях во время импульса возбуждения в саморазогревном Cu-лазере с ГРТ диаметром 2 см и длиной активной зоны 40 см [78]. Как показали исследования, вблизи оптимальной для генерации температуры T_w стенки разрядного канала ГРТ усиление на ра-

бочем переходе падало с уменьшением задержки между импульсами и пропадало при задержке Δt = 15 мкс. При этом с уменьшением задержки амплитуда импульса тока и скорость его нарастания увеличивались, а амплитуда импульса напряжения падала. Соответствующие зависимости приведены на рис. 1.6. Эти изменения связаны с увеличением предымпульсной плотности электронов при уменьшении задержки. На рис. 1.7, 1.8 показано, как изменяются в ближнем послесвечении разряда населенности основного и метастабильного состояний и в течение импульса возбуждения населенности резонансного и метастабильного уровней, для задержек $\Delta t \sim 15$ (при которой усиление пропадало) и 70 мкс, когда влияние первого импульса сказывалось слабо.

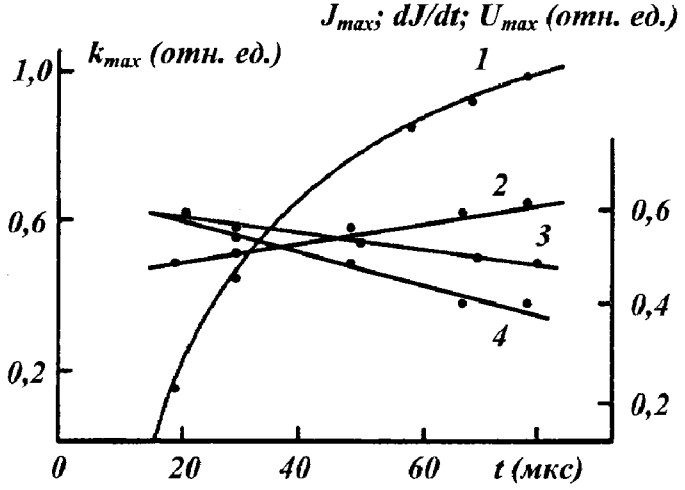


Рис. 1.6. Изменение коэффициента эффективного усиления k_{max} (*1*), амплитуд импульсов напряжения U_{max} (*2*) и тока J_{max} (*3*), скорости нарастания тока dJ/dt (*4*) в зависимости от задержки между импульсами возбуждения

Измерения проведены в оптимальных для генерации условиях при T_w = 1570°C. Максимум усиления в этих экспериментах наблюдался при всех задержках с точностью до ошибок измерения в один и тот же момент импульса возбуждения t_1, отмеченный на рис. 1.8 штриховой

линией. Как видно из рис. 1.8, максимальная населенность N_r с уменьшением задержки от 70 до 15 мкс упала с $4{,}9 \cdot 10^{13}$ до $3{,}8 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. Предымпульсная населенность метастабильного уровня при этом увеличилась с $1{,}5 \cdot 10^{13}$ до $4{,}0 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, а максимальная за импульс населенность метастабильного уровня изменилась мало. Большое значение имеют населенности уровней к моменту t_1.

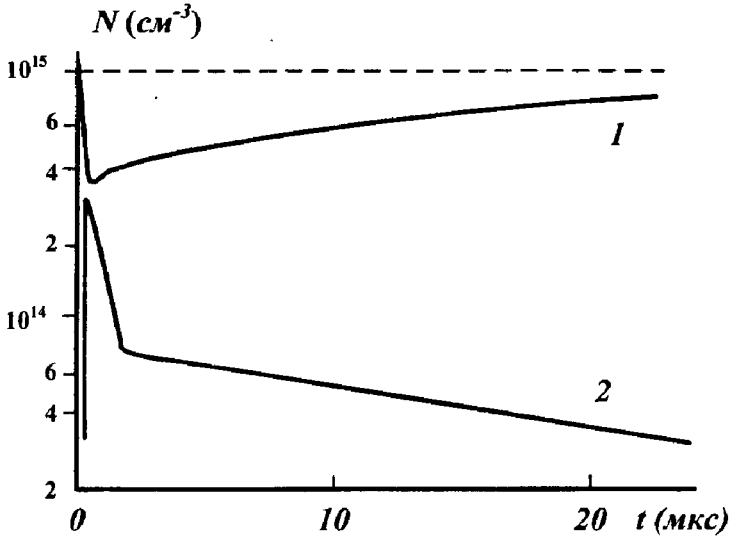


Рис. 1.7. Изменение населенности основного (*1*) и метастабильного $^2D_{5/2}$ (*2*) уровней в межимпульсный интервал времени. Штриховой линией показана предымпульсная населенность основного состояния

Видно, что рост N_r в начальные моменты времени почти одинаков при обеих задержках, в момент же t_1 населенность N_r при меньшей задержке примерно на 12% ниже, чем при большей. Значения N_m в этот момент различаются значительно из-за разницы предымпульсных населенностей, но рост N_m от начала импульса возбуждения до момента t_1 с точностью до ошибок измерения одинаков: $\Delta N_m \sim 10^{13}$ см$^{-3}$ для обеих задержек.

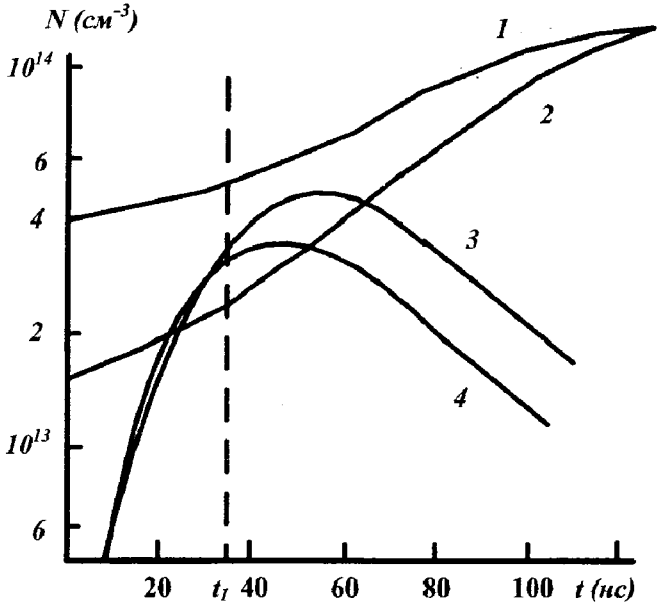


Рис. 1.8. Кинетика рабочих уровней Cu-лазера на оси разряда во время импульса возбуждения: *1*, *2* – метастабильный уровень $^2D_{5/2}$; *3*, *4* – резонансный уровень $^2P^0_{3/2}$; *1*, *4* – задержка 15 мкс; *2*, *3* – задержка 70 мкс; t_1 – момент существования максимального усиления на рабочем переходе

Как видно, в данных условиях ни преимущественный рост N_m и ни уменьшение скорости роста N_r в начальные моменты импульса возбуждении не вносят определяющий вклад в падение усиления при сближении импульсов возбуждения. Основной причиной падения усиления в условиях [78] является рост предымпульсной концентрации N_m, которая при задержке Δt = 15 мкс в четыре раза выше, чем прирост ΔN_m от начала возбуждения до момента достижения максимальной инверсии.

В целом, в число факторов, ограничивающих достижимую частоту следования импульсов Cu-лазера, а также других лазеров на самоограниченных переходах, могут входить как высокая предымпульсная населенность метастабильных состояний, приводящая к снижению инверсии и усиления [78, 103–104], так и высокая предымпульсная

концентрация электронов n_{e0}, не позволяющая быстро разогреть электронный газ до температуры T_e, при которой скорость заселения верхнего лазерного уровня превышает скорость заселения нижнего [105–113]. При этом различные факторы взаимосвязаны [114], а их вклад зависит от условий и способов возбуждения активной среды [115]. Имеющаяся в литературе неоднозначность в оценке достижимых частотно-энергетических характеристик даже наиболее изученного лазера на парах меди указывает на необходимость дальнейшего их исследования с целью выяснения энергетического потенциала этого класса лазеров и, в частности, лазера на самоограниченных переходах атома и иона стронция.

Подробное исследование кинетики Cu-лазера и его электрокинетических характеристик показали, что основным процессом, ограничивающим энергосъем и КПД лазера, является «ступенчатое» разрушение резонансного уровня при увеличении амплитуды импульса тока. Кроме того, для повышения КПД и частотных характеристик необходимо оптимизировать энерговклад в течение всего импульса тока, в том числе «отсекать» энерговклад после импульса генерации. В [35–36] предложено реализовать режим «управляемой ионизации», когда, с одной стороны, схема возбуждения позволяет ограничивать степень ионизации (т.е. исключать ступенчатую ионизацию), с другой стороны, укорачивать импульс накачки за счет его отсечки после импульса генерации. В этом случае существенно уменьшается энерговклад в разряд и повышается КПД лазера в целом.

1.1.3.3. Исследование работы лазера в режиме управляемой ионизации

Экспериментальные исследования энергетических характеристик Cu-лазера в условиях «отсечки» энерговклада в активную среду после импульса генерации проводилась в [35–36] на установке, схема которой показана на рис. 1.9. Рабочий канал ГРТ был изготовлен из керамической (BeO) трубки длиной 170 мм и диаметром 6 мм. Давление буферного газа неона составляло 50 Торр. В качестве коммутатора использовался составной газоразрядный коммутатор, позволявший осуществлять обрыв тока на уровне ~ 20–25 А. Составной газоразряд-

ный коммутатор состоял из двух последовательно включенных коммутаторов: тиратрона ТГИ1-270/12 и таситрона ТГУ1-27/7. В исходном состоянии на таситрон подавалось положительное смещение, и он находился в открытом состоянии. При запуске тиратрона на таситрон через регулируемую линию задержки подавался отрицательный импульс, запирающий таситрон. Это позволяло регулировать длительность импульса возбуждения и осуществлять обрыв энерговклада в ГРТ после импульса генерации. Такая схема позволяла также осуществлять «рассечку» энерговклада.

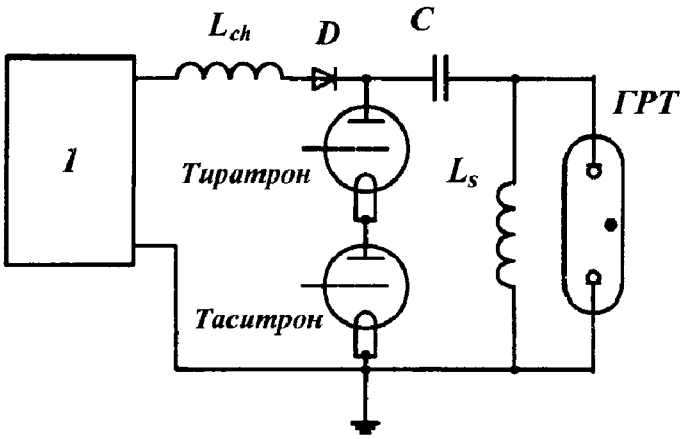


Рис. 1.9. Схема экспериментальной установки

Тогда для поддержания теплового режима Cu-лазера производился вновь энерговвод в ГРТ энергии, оставшейся в накопительном конденсаторе при обрыве тока после импульса генерации. Это позволяло проводить оптимизацию условий возбуждения активной среды лазера в режиме саморазогрева. Наиболее важный полученный результат свидетельствует, что режим ограничения тока резко снижает энерговклад в разряд без потери мощности генерации. Физический КПД в режиме полного обрыва энерговклада в ГРТ после импульса генерации составил ~ 9%. На рис. 1.10, *а* обычный саморазогревной разряд соответствует режиму (*1*), слаботочный разряд – режиму (*3*). Визуальное наблюдение разряда показало, что интегральное излучение в

последнем случае ослаблено и практически не наблюдается даже характерное свечение буферного газа в холодных частях ГРТ.

Детальное рассмотрение спектра спонтанного излучения, по аналогии с [116], позволило (см. рис. 1.10, 1.11) определить каналы ухода энергии, затрачиваемой на возбуждение и ионизацию рабочей среды. В слаботочном режиме *3* ослаблено излучение с верхних состояний атома меди, ионов меди и буферного газа. Причем чем расположен выше излучающий уровень, тем слабее его возбуждение. О меньшей степени ионизации атомов меди можно судить как из величины амплитуды импульса тока разряда, так и из хода интенсивностей ионных линий меди. На рис. 1.10, *b* наряду с обычным и слаботочным режимами представлен также режим с «рассечкой» тока (режим *2*). Первая фаза этого разряда моделирует слаботочный разряд, вторая – сильноточный. Суммарный за обе фазы вклад средней мощности равен вкладу в обычном саморазогревном разряде и составляет ~ 150 Вт/см^3. Этот режим оказался очень удобным для определения роли прямых и ступенчатых процессов в заселении излучающих уровней, поскольку временная задержка между импульсами слаботочной и сильноточной фаз составляла всего $2 \cdot 10^{-7}$ с, и вкладом рекомбинации в заселение излучающих уровней можно было пренебречь. Рекомбинация (см. рис. 1.11, *b*) становится существенной через $10^{-6} - 10^{-5}$ с.

В сильноточном разряде имеем дело с существенным вкладом ступенчатого возбуждения в заселение уровней атома меди, лежащих выше первых резонансных состояний, и ступенчатой ионизацией, посредством разрушения верхних лазерных уровней в состояние ионизации. В представленных здесь измерениях роль их заметна в явном виде. Во-первых, как следует из интенсивностей спонтанных линий λ = 510,6; 570,0 нм в токовой фазе и непосредственно из мощности генерации зеленой линии, ступенчатые процессы ограничивают рост населенности 4p-уровней. Во-вторых, после прохождения импульса генерации значительно увеличивается концентрация электронов, замедляются процессы дезактивации и деионизации плазмы в межимпульсный период. Рис. 1.11, *b* хорошо иллюстрирует тот факт, что большие отличия между двумя режимами разряда проявляются в стадии послесвечения.

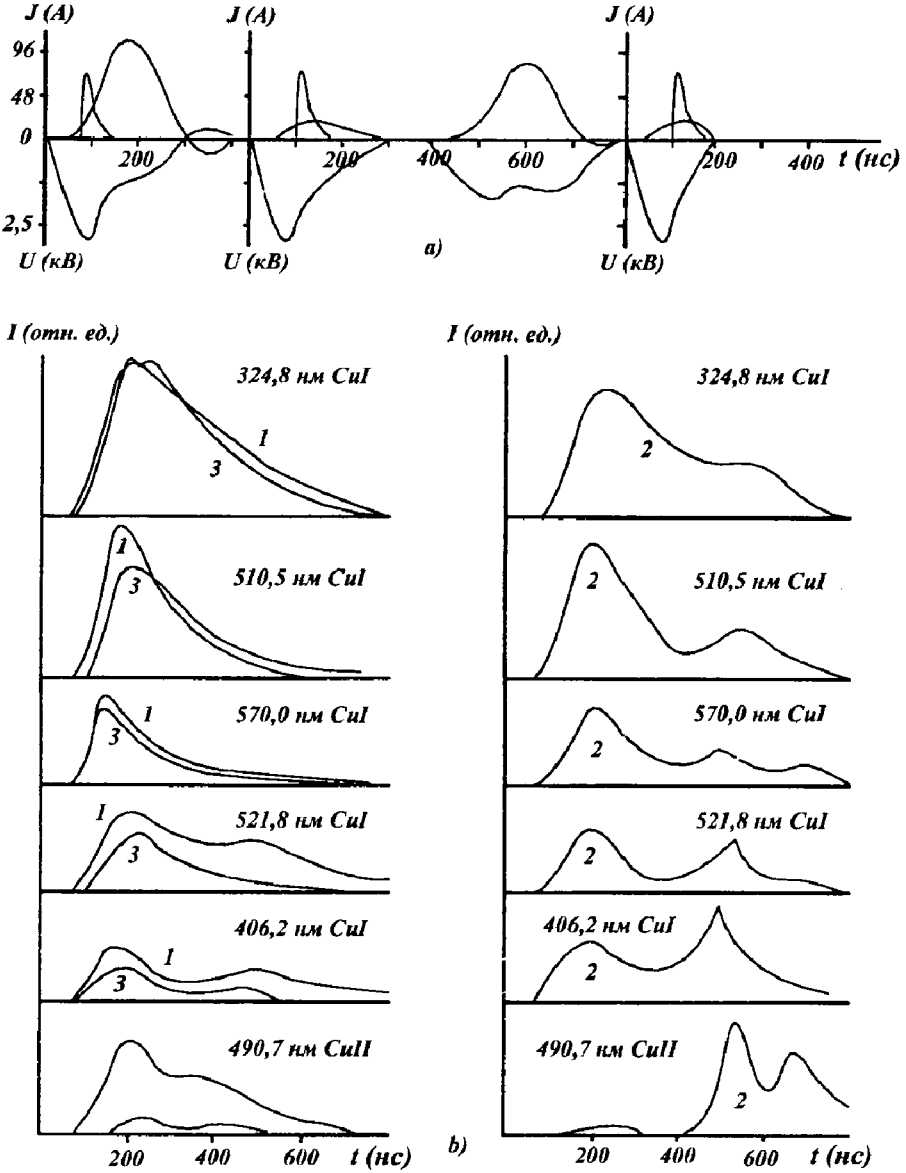


Рис. 1.10. Осциллограммы импульсов тока $J(t)$, напряжения $U(t)$, генерации – (*a*) и (*b*) –спонтанного излучения $I(t)$ в трех режимах работы лазера: *1* – сильноточный разряд; *2* – с «рассечкой» тока; *3* – слаботочный разряд

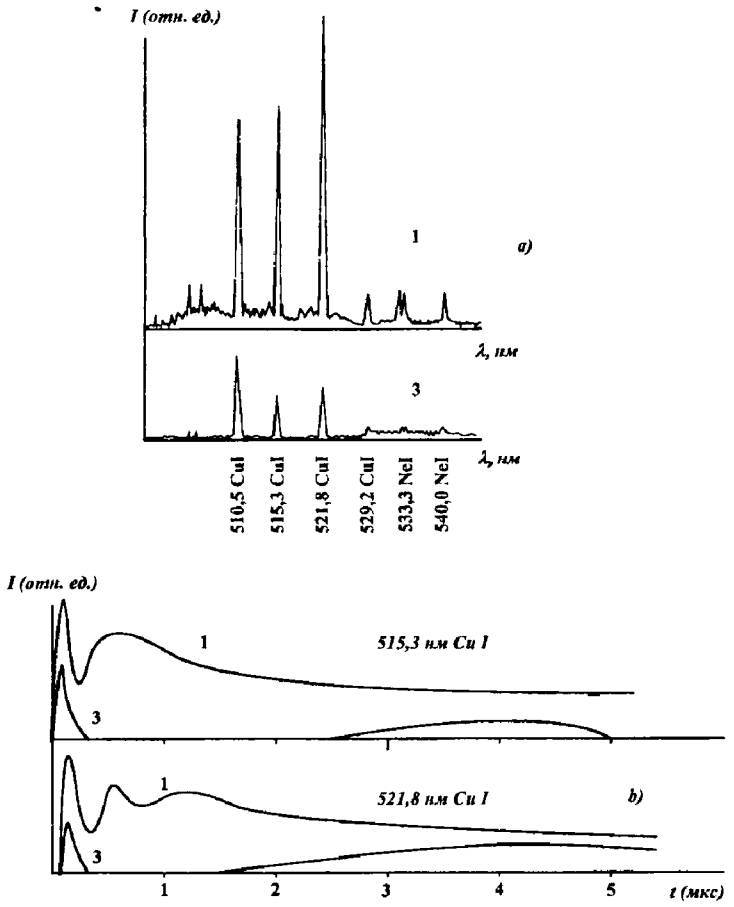


Рис. 1.11. Интегральный во времени (*a*) и временной характер спектра излучения (*b*) в сильноточном (*1*) и слаботочном (*3*) режимах разряда

Таким образом, высокая скорость ступенчатой ионизации с резонансных уровней атомов металлов обусловливает насыщение населенности резонансных уровней в импульсе возбуждения и ограничивает энергию импульса генерации «сверху». Поэтому частотно-энергетические характеристики лазера в этих условиях должны определяться процессами релаксации метастабильных состояний в межимпульсный период и их заселением на фронте импульса возбужде-

ния, а повышение средней мощности генерации представляется возможным только за счет увеличения объема активной среды и частоты повторения импульсов генерации. Насыщение населенности резонансных уровней в импульсе возбуждения обусловливает наличие критической (N_{mkr} ~ (2–5)·10^{13}см$^{-3}$) населенности метастабильных уровней [117–119], при которой инверсия в активной среде невозможна. Это определяет принципиальную возможность управления энергетическими характеристиками лазерного излучения за счет введения перед каждым импульсом возбуждения дополнительного импульса [120–124].

1.1.4. Энергетический спектр атомов и ионов Sr и Ca

В настоящее время генерация в лазере на парах стронция получена на самоограниченных переходах (см. рис. 1.12, 1.13): $5s5p\,^1P^0 - 5s4d\,^1D_2$ SrI (λ = 6,456 мкм); $5s4d\,^3D_1 - 5s5p\,^3P^0_2$ SrI (λ = 3,0665 мкм); $5s4d\,^3D_2 - 5s5p\,^3P^0_2$ SrI (λ = 3,0111 мкм); $4p^65p\,^2P^0_{1/2} - 4p^64d\,^2D_{3/2}$ SrII (λ = 1,0917 мкм); $4p^65p\,^2P^0_{3/2} - 4p^65d\,^2D_{5/2}$ SrII (λ = 1,0330 мкм) [1, 125] и относительно недавно была получена генерация на трех новых линиях: $4d\,^3D_1 - 5p\,^3P^0_0$ SrI (λ = 2,60 мкм); $4d\,^3D_2 - 5p\,^3P^0_1$ SrI (λ = 2,69 мкм); $4d\,^3D_3 - 5p\,^3P^0_2$ SrI (λ = 2, 92 мкм) [126]. Следует отметить, что генерация [125–126] на переходах триплетной группы уровней ($^3D - {}^3P^0$) не является в классическом понимании «генерацией на самоограниченных переходах», поскольку верхние лазерные уровни являются метастабильными. В оригинальной литературе их принято называть генерацией на метастабиль-метастабильных или М-М переходах [126–127]. Генерация в лазере на парах кальция реализована на самоограниченных переходах (см. рис. 1.13): $4s4p\,^1P^0 - 4s3d\,^1D_2$ CaI (λ = 5,5476 мкм); $4p\,^2P^0_{3/2} - 3d\,^2D_{5/2}$ CaII (λ = 0,8542 мкм); $4p\,^2P^0_{1/2} - 3d\,^2D_{3/2}$ CaII (λ = 0,8662 мкм) [1]. Стронций и кальций относятся к элементам щелочноземельной группы (Be, Mg, Ca, Sr, Ba). Уровни энергии атомов Sr и Ca имеют явно выраженную синглетную и триплетную структуру.

1.1.4.1. Механизм формирования инверсии на М-М переходах атомов стронция

Генерацию на лазерных переходах с одного метастабильного триплетного состояния в другое, на длинах волн λ = 2,92, 3,01, 2,69 и 2,60 мкм в атомах стронция (см. рис. 1.12), получали на высокой частоте следования импульсов возбуждения при продольном разряде [126–128]. По сравнению с традиционными лазерами на парах металлов, работающих на резонансно-метастабильных (R-M) переходах, этот вид лазера был назван лазером на метастабильно-метастабильных (M-M) переходах. В связи с аналогичной структурой энергетических уровней щелочноземельных металлов, генерация на М-М переходах может быть получена в кальции на длинах волн $\lambda \sim 2{,}0$ мкм (см. рис. 1.13). Хотя некоторые возможные механизмы формирования инверсии на М-М переходах были предложены ранее на основе экспериментальных наблюдений, временная эволюция плотностей населенности лазерных уровней не была получена в эксперименте и механизм таких лазеров был недостаточно исследован. В [127] предложена компьютерная модель для изучения кинетики процессов такого рода лазеров в целях предоставления подробной информации о механизме формирования инверсии на М-М переходах атома стронция в He-Sr импульсном продольном разряде. В модели рассматриваются возможные механизмы накачки. Рассчитан временной ход плотности населенности основных лазерных уровней и предложен механизм накачки. Временной ход каждого лазерного импульса был также получен в результате моделирования, что дает подробную информацию о механизме накачки и объясняет экспериментальные данные. В связи с тем, что верхние $4d^3D_{1,2,3}$ и нижние лазерные уровни $5p^3P^0_{0,1,2}$ лазера на М-М переходах являются метастабильными уровнями относительно основного состояния, они не могут быть эффективно возбуждены электронным ударом. Таким образом, возможный путь накачки верхних $4d^3D_{1,2,3}$ уровней должен исходить от более высоких уровней. Из рис. 1.12 видно, что состояние $4d^3D_2$ может быть заселено либо переходом из резонансного состояния $5p^1P_1$ на длине волны λ = 2,87 мкм [129] или сверхупругим столкновением из состояния $4d^1D_2$, которое может быть заселено путем распада $5p^1P_1^\circ$ на λ = 6,45 мкм [130]. Как уже обсуждалось в работах [56, 125, 129–130], состояния $4d^3D_{1,3}$ могут

быть заполнены из-за быстрого столкновительного перемешивания уровней в верхнем мультиплете при столкновениях атомов стронция в состоянии $4d^3D_2$ с атомами He, т.е.

$$Sr^*(4d^3D_2) + He \rightarrow Sr^*\left(4d^3D_{1,3}\right). \quad (1.35)$$

Процессы кинетики лазерной генерации включают R-M линии 6,45; 2,87 мкм и четыре линии, полученные на M-M переходах. Соответственно, задаются уравнения кинетики населенностей:

$$\frac{dN_{1i}}{dt} = \sum K_{cm}N_{He}N_{1m} - 2K_{cm}N_{He}N_{1i} + A_{21}N_2 + \frac{\gamma_0 I_1}{h\nu} - DN_{1i}, \quad (i,m = 0,1,2, m \neq i), \quad (1.36)$$

$$\frac{dN_{2j}}{dt} = \sum K_{cm}N_{He}N_{2n} - 2K_{cm}N_{He}N_{2j} - \gamma n_e N_3 - A_{21}N_{2j} - \frac{\gamma_0 I_1}{h\nu} + A_{42}N_4 + \frac{\gamma_0 I_2}{h\nu} - DN_{2j}, (j,n = 1,2,3, n \neq j), \quad (1.37)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = kn_eN_{0,1,2} - kn_eN_3 - \gamma n_eN_3 + \alpha n_e^2 N_i + A_{43}N_4 + \frac{\gamma_0 I_3}{h\nu} - DN_3, \quad (1.38)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = kn_eN_{0,1,2,3} - kn_eN_4 - \gamma n_eN_4 + \alpha n_e^2 N_i + A_{43,42}N_4 + \frac{\gamma_0 I_{2,3}}{h\nu} - DN_4, \quad (1.39)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = -\left(\frac{dN_{1i}}{dt} + \frac{dN_{2j}}{dt} + \frac{dN_3}{dt} + \frac{dN_4}{dt} + \frac{dN_i}{dt}\right), \quad (1.40)$$

где N_0, N_{1i}, и N_{2j} – населенности основного состояния, триплетных уровней $^3P_{0,1,2}$ и $^3D_{1,2,3}$, в то время как N_3, N_4 и N_i – населенности $4d^1D_2$, $5p^1P_1^\circ$ и ионного состояния, соответственно; n_e – концентрация электронов; N_{He} – концентрация атомов гелия; K_{cm} – константа скорости для столкновительного перемешивания возбужденных уровней стронция (Sr*) при столкновениях с атомами He; K и γ – соответствующие константы скоростей возбуждения и девозбуждения электронами; α – коэффициент тройной электрон-ионной рекомбинации; A_{ij} – соответствующая вероятность спонтанного излучательного перехода; γ_0 – коэффициент усиления каждого перехода; I_1, I_2 и I_3 – интенсивно-

сти лазерных линий – 3,0; 2,87 и 6,45 мкм, соответственно. Диффузия частиц представлена коэффициентом диффузии – D. Электронная концентрация n_e определяется, как

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{dN_i}{dt} + \frac{dN_{He^+}}{dt}. \quad (1.41)$$

Уравнение непрерывности для потока фотонов на каждой лазерной линии имеет вид:

$$\frac{dI_i}{dt} = cI_i\gamma_0 L_0/L_c + I_i c([1/2L_c ln[1/R_1R_2]]) + \frac{A_{ij}N_{2,4}h\nu_i c d\Omega}{4\pi}, \quad (1.42)$$

где R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора, с – скорость света, L_c – длина резонатора и Ω – телесный угол лазерного луча.

Уравнение для электронной температуры T_e имеет вид [130–131]:

$$\frac{d(1{,}5n_e k_B T_e)}{dt} = \frac{n_e e^2 E^2}{m_e \nu_t} + \sum_{ij} \gamma_{ij} n_e N_j \varepsilon_{ij} + \sum_j \eta_p N_0 N_j \varepsilon_p - \\ - 2m_e \textstyle\sum_j (\nu_j/m_j) 1{,}5 n_e k_B (T_e - T_g) - \sum_{ij} k_{ij} n_e N_i \varepsilon_{ij}. \quad (1.43)$$

Уравнения (1.36) – (1.43) представляют собой множество первого порядка связанных дифференциальных уравнений кинетической модели. Константы скоростей процессов, используемые в модели, взяты из [130–131]. Стандартные начальные условия, используемые в модели, определяются экспериментальными условиями и представлены в табл. 1.2.

Экспериментально наблюдаемые импульс тока разряда и временная эволюция лазерных импульсов линий R-M и M-M переходов приведены на рис. 1.14. Из рис. 1.14 можно видеть, что линия R-M перехода наблюдаются на фронте импульса тока, в то время как лазерный импульс M-M перехода происходит только в конце разрядного импульса. Генерация импульса M-M перехода задерживается примерно на 40 нс относительно импульса R-M перехода, а длительность импульса M-M линии на уровне 0,1 от максимальной составляет около 70 нс. Аналогичный эксперимент был осуществлен в [21], где также наблюдалась генерация в области 3 мкм. Экспериментальные резуль-

таты показывают, что время задержки между линиями переходов R-M и M-M составляет около 30 нс, длительность импульса линии M-M составляет около 50 нс. При этом временные характеристики лазеров на M-M переходе, предсказанные моделью [127], хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

Таблица 1.2

Стандартные начальные условия

Длина плазменного столба – L_0	50 см
Оптическая длина резонатора – L_C	116 см
Коэффициенты отражения зеркал – R_1/R_2	1,0/0,04
Диаметр трубки – R_T	1,0 см
Давление буферного газа (гелия) – P_{He}	~ 60 Торр
Температура стенки – T_w	390°K
Емкости – C_1/C_2	1nF/2nF
Зарядное напряжение U_{C1}	9,6 кВ
Индуктивности цепи – L/L_1	0,2 μH/0,5 μH
Частота следования импульсов f	18,6 кГц

Механизм формирования инверсии на R-M переходах хорошо известен и может быть объяснен через временные характеристики импульса генерации. Таким же образом, можно объяснить механизм генерации на M-M переходах. Согласно [129], сечения возбуждения метастабильных триплетных уровней электронами очень малы. В таком случае верхние лазерные уровни $4d^3D_j$ не могут быть эффективно возбуждены с помощью электронных столкновений в начале импульса разряда. Тем не менее, резонансный уровень достаточно эффективно можно накачать во время разрядного импульса.

Из рис. 1.12 видно, что состояние $4d^3D_2$, нижний уровень перехода $\lambda = 2{,}87$ мкм, это лишь один из верхних лазерных уровней M-M переходов. Таким образом, с одной стороны, состояние $4d^3D_2$ может быть заселено через спонтанное и вынужденное излучения из резонансного состояния $5p^1P_1°$. С другой стороны, передача возбуждения осуществляется посредством столкновений с электронами между состояниями $5p^1P_1°$ и $4d^3D_{1,2}$. Сечение этого процесса того же порядка, что и для резонансных уровней, при соответствующей энергии электронов. Большой диапазон энергии электронов обеспечивает возможность перемещения населенности с уровня $5p^1P_1°$ на уровни $4d^3D_2$ и $4d^3D_1$.

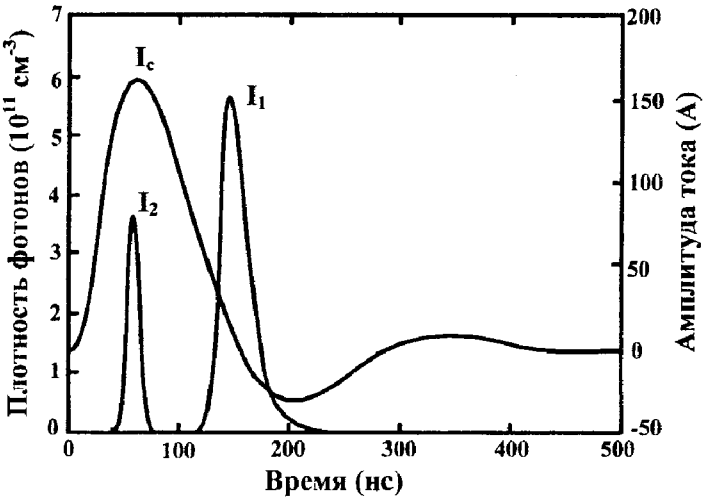


Рис. 1.14. Импульс тока разряда (I_c) и лазерные импульсы на $\lambda \sim 3{,}0$ мкм (I_1) и на R-M переходе (I_2)

После того, как состояния $4d^3D_{1,2}$ заселяются, реакция столкновительного перемешивания уровней Sr* при столкновениях с He будет происходить быстро из-за большого сечения спин-орбитальной релаксации. Таким образом, верхний уровень $4d^3D_3$ может быть эффективно заселен посредством быстрого столкновительного перераспределения населенностей между триплетными подуровнями $4d^3D_j$. Рассчитанная временная постоянная этого процесса составляет около 4 ns [126]. Другой возможный путь накачки происходит от сверхупругих столкновений между состояниями $4d^1D_2$ и $4d^3D_3$. Населенность уровня $4d^1D_2$ достаточно велика из-за его длительного времени жизни и высокой вероятности лазерного перехода с первого резонансного уровня $5p^1P_1°$. На основе приведенного анализа, верхние уровни $4d^3D_j$ должны будут заселяться после уровней $5p^1P_1°$ и $4d^1D_2$. Таким образом, генерация импульсов на $\lambda \sim 3$ мкм происходит после генерации импульсов на $\lambda = 6{,}45$ и 2,87 мкм. Заметим, что к настоящему времени генерация на $\lambda = 2{,}87$ мкм экспериментально не наблюдалась, и данный переход может рассматриваться как потенциально лазерный.

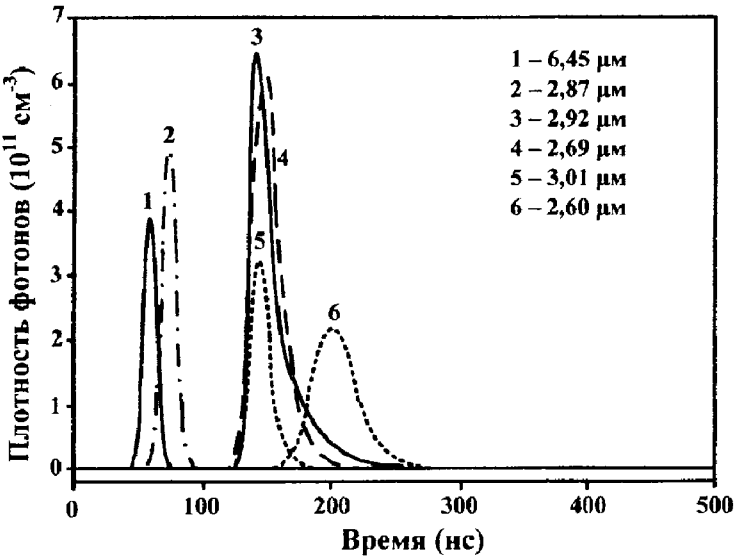


Рис. 1.15. Временной ход лазерных импульсов

Лазерные интенсивности четырех М-М линий были экспериментально измерены и теоретически проанализированы в [126, 128]. Соотношение интенсивностей, полученное в эксперименте, хорошо согласуется с теоретическим анализом при использовании правил сумм и теории столкновительного перемешивания уровней. В кинетической модели эти теории рассматриваются также для расчета интенсивностей и величины задержек отдельных импульсов генерации. Из рис. 1.15 видно, что линия $\lambda = 2{,}92$ мкм имеет максимальную интенсивность среди всех М-М линий, а линия $\lambda = 2{,}60$ мкм – минимальную интенсивность. Отношение интенсивностей лазера, предсказанное моделью, составляет около 5:4.4:2.4:1.5, что близко к экспериментальным результатам 5:4:4:1 [126, 128]. Механизмы накачки и величины задержек для всех импульсов генерации можно объяснить временной эволюцией населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней с учетом результатов расчетов, приведенных на рис. 1.16.

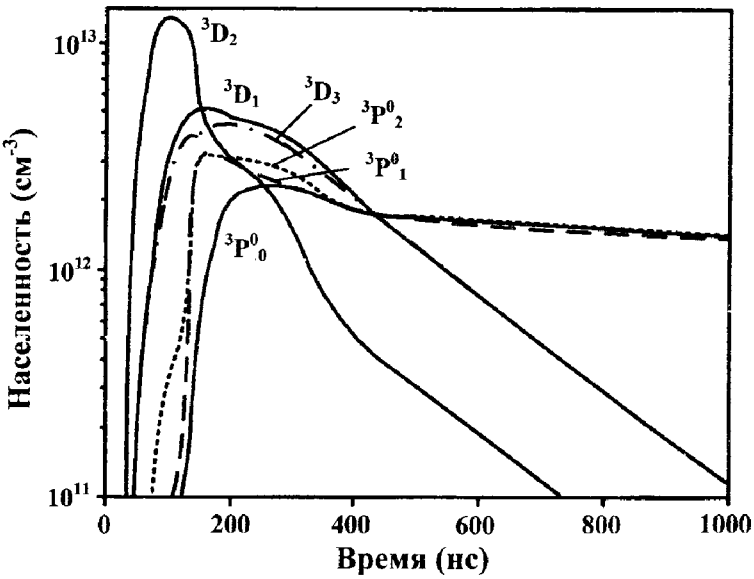


Рис. 1.16. Временная эволюция населенностей верхнего и нижнего уровней для М–М лазерных переходов

Из рис. 1.16 видно, что верхний лазерный уровень $4d^3D_2$ сначала накачивается через спонтанное и вынужденное излучения из состояния $5p^1P_1°$. Последующим быстрым столкновительным перемешиванием состояния $4d^3D_{1,3}$ полностью накачиваются с задержкой около 10 нс.

Как было описано в модели, более низкие уровни могут накачиваться только через девозбуждение из возбужденных состояний и лазерные переходы. Инверсия населенности между состояниями $4d^3D_2$ и $5p^3P_1°$ может быть сформирована раньше по времени, и переход из этого уровня будет формироваться в первую очередь. На рис. 1.15 показано, что линии λ = 3,01 мкм и λ = 2,69 мкм генерируют раньше, чем остальные М-М линии. Из-за того, что линия λ = 2,92 мкм имеет максимальную интенсивность перехода, она также может появиться раньше. Линия λ = 2,60 мкм образуется позже из-за более позднего заселения состояния $4d^3D_1$ и ее наименьшей интенсивности перехода.

Таким образом, на основе результатов экспериментальных исследований He-Sr лазеров на М-М переходах и изучения физических ме-

ханизмов их работы в [127] была разработана самосогласованная компьютерная модель для расчета кинетики разряда и генерационных характеристик в He-Sr продольном импульсном разряде. Численно рассчитана временная эволюция населенностей основных частиц в He-Sr газоразрядной плазме. Результаты, предсказанные моделью, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

1.1.5. Особенности формирования инверсии населенности на ИК переходах атомов щелочноземельных металлов

Наибольшее количество публикаций (см., например, [3, 8–9]) посвящено исследованию Cu-лазера. Поскольку, во-первых, он является одним из наиболее эффективных источников лазерного излучения среди лазеров на самоограниченных переходах, а во-вторых, всегда полагалось, что механизм формирования инверсии идентичен для всех лазеров этого класса. Однако исследования, проведенные в [21–22, 125–133] показали, что энергетические характеристики Sr-лазера сравнимы с энергетическими характеристиками Cu-лазера, как по достигнутому уровню средней мощности генерации, так и практическому КПД, хотя квантовые КПД этих лазеров различаются почти на порядок. При этом на самоограниченных переходах Ca и Sr в смеси с водородом в работе [134] была получена непрерывная генерация, а в [135–136] на тех же переходах Ca и Ba в узких газоразрядных трубках в смеси с гелием была получена квазинепрерывная генерация. Результаты этих работ также показали, что режим стационарной инверсии населенности и генерация на переходах этих элементов реализуется достаточно легко. Вышесказанное указывает на то, что процессы, протекающие в активных средах лазеров на щелочноземельных элементах, имеют существенные отличия от процессов в Cu-лазере. Это обусловливает необходимость более детального исследования механизма формирования инверсии в лазерах на щелочноземельных элементах.

Ph. Cahuzac [137–139] наблюдал множество линий сверхсветимости и импульсной генерации в ближней ИК-области спектра, возбуждая смесь паров щелочноземельных металлов (ЩЗМ) Ca, Sr, Ba и редкоземельных металлов (РЗМ) Yb, Tm, Sm, Eu – с гелием импульсным электрическим разрядом. Используя метод частотных разностей,

большинство из них была отнесена к спектрам атомов. При таком отнесении наиболее мощные атомные линии генерации Ca, Sr, Ba соответствуют переходам ($^1P_1^0$ – $^1D_2$) с первого резонансного уровня $^1P_1^0$ на метастабильный $^1D_2$, а другие линии генерации между близкорасположенными триплетными уровнями (в том числе в атомах Yb и Tm) начинаются с уровней не связанных оптически с основным состоянием. Следовательно, эти лазерные переходы нельзя отнести к обычным самоограниченным. На рис. 1.17 представлены фрагменты структуры нижних уровней рассматриваемых атомов. Структура возбужденных состояний атома иттербия близка к типичному спектру щелочноземельных атомов, в силу того, что эти элементы имеют полностью заполненные валентные оболочки s^2.

Хорошо известно, что в стационарных газовых разрядах, с традиционным химическим составом рабочих смесей (пары металлов + инертный газ), на пути осуществления непрерывного режима генерации на переходах с резонансных на метастабильные состояния имеются, как минимум, две проблемы:

1) отсутствие преимущественного селективного возбуждения резонансного состояния;

2) необходимость достаточно быстрой релаксация метастабильных частиц.

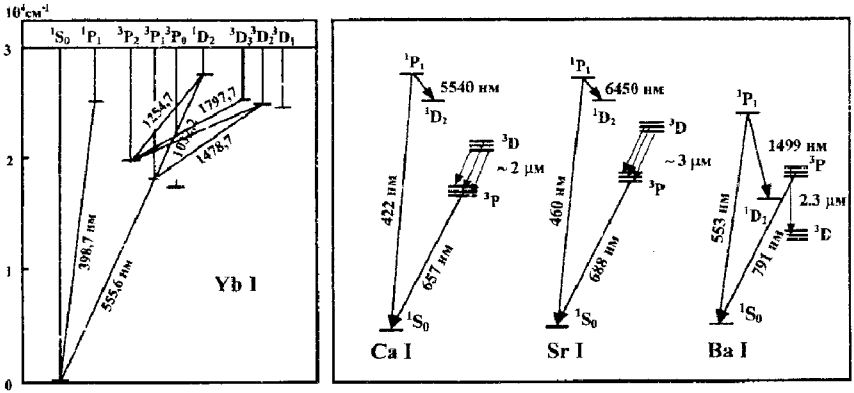


Рис. 1.17. Фрагменты структуры нижних уровней атомов Yb, Ca, Sr, Ba

В случае ЩЗМ резонансные $^1P_1$ и метастабильные $^1D_2$ уровни имеют относительно близкие энергии возбуждения (см. схему уровней для CaI, SrI, BaI). Такая структура возбужденных состояний, во-первых, обеспечивает преимущественное электронное возбуждение резонансных уровней по отношению к метастабильным, при электронных температурах, реализующихся в плазме газового разряда. Важно, что это условие сохраняется даже при относительно низких электронных температурах, реализующихся в стационарных разрядах в парах металлов. Во-вторых, отпадает необходимость быстрой релаксации нижнего метастабильного рабочего уровня, поскольку вероятность радиационного распада на рабочих ИК переходах незначительна и для атомов Ca, Sr, Ba не превышает $10^5 \div 10^6$ с$^{-1}$.

Различие в формировании инверсии [140] определяется тем, что в лазерах на самоограниченных переходах видимого и ближнего ИК диапазонов с квантовой эффективностью рабочего перехода большей 20% существует определенное значение электронной температуры (T_e), при которой скорость заселения верхних лазерных уровней начинает превышать скорость заселения нижних лазерных уровней (например, для Cu ~ 1,7 эВ). Следовательно, формирование населенности на рабочих переходах атомов осуществляется группами электронов с разной энергией. В то время как в лазерах с квантовой эффективностью рабочего перехода (условно) меньше 20%, излучающих на ИК линиях среднего и дальнего диапазона, отсутствуют пороговые условия по накачке. В этом случае в формировании населенности на рабочих переходах участвуют практически все электроны, а величина инверсии определяется отношением сечений возбуждения рабочих лазерных уровней.

Как следует из взаимного положения нижних энергетических уровней атомов ЩЗМ и РЗМ (см. рис. 1.17) существует возможность переноса энергии возбуждения резонансных и метастабильных уровней на близкорасположенные и нижележащие триплетные уровни в результате радиационных и нерадиационных (столкновительных) процессов.

С целью проверки данного предположения была осуществлена двухступенчатая оптическая накачка паров Yb [141]. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.18. Для реализации первой ступени накачки (λ_1 = 555,6 нм) использовался лазер на красителе с накачкой Cu-лазером, а в качестве второй ступени – Yb-лазер.

Причина возникновения инверсии населенности и генерации на переходах между триплетными уровнями этих элементов, как показали наши эксперименты с оптической накачкой паров Yb, возникает вследствие переноса энергии с резонансного состояния $^1P_1{}^0$ на нижележащие триплетные состояния ^3D_j в результате столкновений атомов металла в основном состоянии $^1S_0$ с возбуждёнными атомами металла в процессах типа

$$Yb(^1P_1) + Yb(^1S_0) \Leftrightarrow Yb(^3D_j) + Yb(^1S_0) \pm \Delta E. \qquad (1.44)$$

Измеренная константа скорости этого процесса превышает 10^{-8} см^3/с. Из экспериментальных результатов (рис. 1.19) следует также, что заселение состояний $Yb(^3D_j)$ при столкновениях с гелием незначительно. Понижение интенсивности флуоресценции с уровня $^1P_1$ иттербия с повышением давления Не при оптической накачке мы объясняем уширением линии поглощения 555,6 нм в столкновениях с атомами гелия.

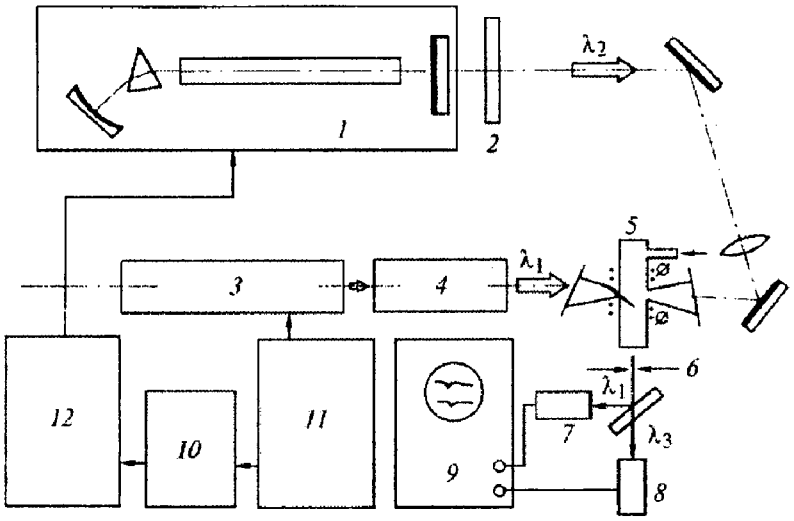


Рис. 1.18. Схема экспериментальной установки для наблюдения двухступенчатой оптической накачки паров *Yb*: *1* – *Yb*-лазер; *2* – фильтр; *3* – *Cu*-лазер; *4* – лазер на красителе; *5* – кювета с парами *Yb*;*6* – диафрагма; *7* и *8* – ФЭУ; *10, 11, 12* – схемы питания *Yb*- и *Cu*-лазеров с синхронизацией по времени, соответственно; *9* – двухлучевой осциллограф

Подобный процесс должен наблюдаться в парах ЩЗМ, исходя их структуры нижних уровней этих атомов (см. рис. 1.17):

$$Sr(^1P_1) + Sr(^1S_0) \Leftrightarrow Sr(^3D_j) + Sr(^1S_0) \pm \Delta E. \quad (1.45)$$

$$Sr(^1D_2) + Sr(^1S_0) \Leftrightarrow Sr(^3D_j) + Sr(^1S_0) \pm \Delta E. \quad (1.46)$$

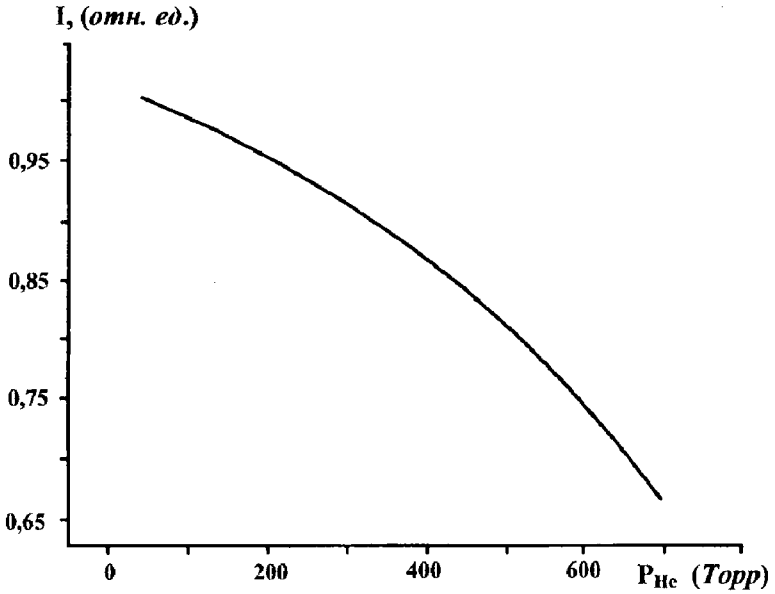


Рис. 1.19. Зависимость интенсивности излучения с уровня $^1P_1$ иттербия (линия 398,7 нм) от давления Не при оптической накачке

Как следует из приведенных экспериментальных результатов по оптической накачке паров Yb и взаимного положения нижних энергетических уровней атомов ЩЗМ и РЗМ, существует возможность переноса энергии возбуждения резонансных и метастабильных уровней на близкорасположенные и нижележащие триплетные уровни в результате радиационных и нерадиационных (столкновительных) процессов.

Метастабильные состояния $^1D_2$ атомов ЩЗМ и РЗМ также разрушаются в аналогичных процессах столкновительной дезактивации с атомами металла находящимися в основном состоянии, а для газораз-

рядных условий ещё и электронами. Такой механизм возбуждения рабочих лазерных уровней в парах ЩЗМ и РЗМ является типичным и аналогичен четырёхуровневой схеме создания инверсии населенностей и возбуждения верхних рабочих уровней в твёрдотельных лазерах, например, в неодимовом лазере при оптической накачке.

1.2. Накачка и инверсия в рекомбинирующей плазме

В настоящем разделе мы выделим те из многообразных процессов в газоразрядной рекомбинирующей плазме, которые имеют наибольшее значение для ионных рекомбинационных лазеров на парах стронция и кальция с точки зрения накачки уровней и формирования инверсии населенностей. Кроме того, мы сформулируем наиболее общие принципы накачки уровней и создания инверсии в период рекомбинации плазмы, которые могут быть ориентиром при оценке пригодности расположения уровней в спектрах атомов и ионов для получения генерации при рекомбинационной накачке.

1.2.1. Особенности рекомбинационной накачки

Хотя существует много типов рекомбинации (тройная, диссоциативная, ион-ионная, радиационная), но наиболее универсальной, эффективно протекающей в типичной импульсной газоразрядной плазме лазеров на парах металлов, является тройная электрон-ионная рекомбинация [4, 7–8, 10–11], которая способна обеспечить накачку уровней в спектрах атомов и ионов различной кратности Z:

$$A^{Z+} + 2e \rightarrow A^{(Z-1)+*} + e. \qquad (1.47)$$

Обратим внимание, что (1.47) является процессом, детально обратным ударной (прежде всего, ступенчатой) ионизации атома – основному механизму создания ионов. Естественно поэтому ожидать и высокую эффективность тройной рекомбинации (1.47).

При тройной электрон-ионной рекомбинации захват электрона вначале происходит на высоко расположенные возбужденные уровни

[11, 142]. Избыточная энергия при этом отдается третьей частице – электрону, если он оказывается поблизости, то есть на расстоянии порядка кулоновского радиуса $r_c=2e^2/(3kT_e)$, соответствующего дистанции, когда энергия кулоновского взаимодействия сравнивается со средней тепловой энергией электронов. Далее происходит процесс случайного блуждания электрона по возбужденным уровням под действием соударений со свободными электронами и за счет радиационных переходов. При этом захваченный электрон может либо вновь оторваться и перейти в континуум, либо спуститься на более низкие уровни и оттуда уже с большей вероятностью – напрямик или каскадно – опуститься в основное состояние атома или иона. При переходах между высокими уровнями преобладают соударения с электронами, для низких уровней в слабоионизованной плазме все более значительную роль играют излучательные переходы. Эффективное квантовое число, при котором примерно сравнивается вероятность излучательного и электронного девозбуждения будет [142]:

$$n' \approx 100\left(Z^7\sqrt{\frac{T_e}{Z^2}}\cdot\frac{1}{n_e}\right)^{1/9}. \qquad (1.48)$$

Скорость же рекомбинации определяется прохождением «узкого места» (или «горлышка стока») рекомбинационного потока, которое расположено на глубине порядка T_e от потенциала ионизации, то есть зависит по существу от вероятности захвата на этот или более глубокий уровни энергии. «Узкое место» (или «горлышко стока») рекомбинационного потока можно интерпретировать следующим образом: до «узкого места» электрон совершает практически одинаковое число переходов вверх и вниз на энергетической шкале, а на энергетическом участке ниже «узкого места» электрон совершает переходы преимущественно вниз [11, 142]. Приравнивая кулоновскую энергию связи к тепловой $T_e = Z^2Ry/n^{*2}$, для эффективного главного квантового числа n^*, соответствующего «узкому месту» рекомбинационного потока, можно получить [142]:

$$n^* \approx \sqrt{Z^2Ry/T_e} = 3{,}4\,Z/\sqrt{T_e}; \qquad (1.49)$$

если $n^* > n'$, то рекомбинация носит столкновительный характер, если $n^* < n'$ – преобладает радиационный характер девозбуждения уровней. Условие столкновительного девозбуждения, исходя из (1.48) и (1.49), можно тогда переписать в виде:

$$n_e > n_e' = 10^{13} Z^7 (T_e/Z^2)^5. \qquad (1.50)$$

Пользуясь (1.48) и (1.50), определим ориентировочно характер тройной рекомбинации и величины n^* и n_e' для типичных условий раннего послесвечения импульсного разряда: $n_e = 10^{14}$ см$^{-3}$; $T_e = 0{,}3$ эВ. В случае рекомбинации однократных ионов ($Z = 1$) найдем $n' = 2{,}6$; $n^* = 6{,}2$; $n_e' = 2{,}4 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$. Для двукратных ионов ($Z = 2$) найдем $n' = 4{,}13$; $n^* = 12{,}4$; $n_e' = 3 \cdot 10^9$ см$^{-3}$. То есть, «узкое место» лежит намного выше уровня энергии, где примерно сравниваются вероятности радиационных и столкновительных переходов. Так что в данном случае тройная рекомбинация носит столкновительный характер. При тройной рекомбинации динамика уменьшения концентрации ионов в послесвечении (в пренебрежении диффузионными потерями ионов) примерно подчиняется уравнению:

$$dN_i/dt = -\alpha n_e^2 N_i. \qquad (1.51)$$

Выражение для коэффициента тройной рекомбинации α может быть найдено из классических представлений. Вид его по существу определяется скоростью прохождения «узкого» места рекомбинационного потока и потому не сильно отличается для различных атомов или ионов, поскольку взаимное расположение высоких уровней примерно одинаково для всех атомных частиц. Соответствующее классическое рассмотрение [144–146] приводит к следующей формуле для коэффициента рекомбинации:

$$\alpha = C Z^3 e^{10}/m_e (kT_e)^{9/2}, \qquad (1.52)$$

где k – постоянная Больцмана; T_e – температура электронов в °К. Расчеты фактора C в разных работах [11, 143, 145–148] дают значения от 1 до 9. В [146] рекомендовано для оценок использовать $C = 2$. Более

подробно C для многозарядных ионов был рассчитан в [145, 149], где было найдено:

$$C = \frac{4\sqrt{2}\pi^{3/2}}{9} \ln\sqrt{Z^2+1}, \qquad (1.53)$$

откуда для $Z = 1$ получим $C = 1{,}213$; а для $Z = 2$ получим $C = 2{,}8164$. Полученная из (1.52) и (1.53) удобная для расчетов формула коэффициента рекомбинации имеет вид (при T_e, выраженной в эВ):

$$\alpha = 9{,}21\cdot10^{-27} Z^3 \ln\sqrt{Z^2+1}\, T_e^{-9/2} \text{ см}^6\text{с}^{-1}, \qquad (1.54)$$

откуда получим коэффициент рекомбинации для однократных ионов

$$\alpha(Z=1) = 3{,}19\cdot10^{-27} T_e^{-9/2} \text{ см}^6\text{с}^{-1}, \qquad (1.55)$$

и для двукратных ионов

$$\alpha(Z=2) = 5{,}93\cdot10^{-26} T_e^{-9/2} \text{ см}^6\text{с}^{-1}. \qquad (1.56)$$

Обращает на себя внимание резкий рост α с уменьшением T_e и с увеличением Z. В частности, скорость рекомбинации двукратных ионов превышает скорость рекомбинации однократных в 18,6 раз. Большинство типов рекомбинации требует низкой T_e, что особенно справедливо для тройной ударно-радиационной рекомбинации, для которой коэффициент рекомбинации $\alpha \propto T_e^{-9/2}$. Основным механизмом создания рекомбинирующих ионов является прямая и ступенчатая ионизация быстрыми электронами в течение импульса тока. Удары второго рода при тепловых столкновениях атомных частиц являются важным дополнительным механизмом создания рекомбинирующих ионов и накачки лазерных уровней.

В связи с этим можно, на наш взгляд, говорить о рекомбинационных лазерах в узком и широком смысле этого слова. Если накачка лазерных уровней осуществляется только за счет рекомбинации ионов со свободными электронами плазмы, то такие лазеры можно классифицировать как рекомбинационные лазеры в узком смысле или «чисто» рекомбинационные лазеры. Если значительный и может даже

преобладающий вклад в накачку, начиная с некоторых возбужденных уровней, вносят удары второго рода – перезарядка с ионизацией или возбуждением, реакция Пеннинга, резонансная передача возбуждения, ион-ионная рекомбинация и т.д., – то это будут рекомбинационные лазеры в широком смысле этого понятия.

В самом деле, удары второго рода, во-первых, можно рассматривать как рекомбинационные процессы: в результате них, как правило, внутренняя энергия сталкивающихся частиц уменьшается. Во-вторых, накачка за счет них в условиях плазмы с низкой T_e просто добавляется к рекомбинационному потоку, идущему вниз по энергетическому спектру возбужденных атомов или ионов. При этом требования к расположению уровней для создания инверсии принципиально не изменяются. Возрастает только эффективность суммарной накачки, если за счет ударов второго рода она идет на верхние лазерные уровни или выше них. В-третьих, перезарядка с ионизацией, а также ступенчатая реакция Пеннинга в конечном счете приводят к созданию ионов активных атомов металлов, последующая рекомбинация которых обеспечивает дополнительную уже непосредственно рекомбинационную накачку возбужденных уровней атомов или ионов меньшей кратности. Существенным отличием ударов второго рода между тяжелыми частицами является то, что для их протекания, как правило, не требуются низкие T_e. Поэтому они могут быть источником накачки уровней и в условиях ионизационной неравновесности плазмы.

Скорость рекомбинационной накачки посредством тройной электрон-ионной рекомбинации определяется произведением

$$W_r = \alpha n_e^2 N_i, \qquad (1.57)$$

где N_i – концентрация рекомбинирующих ионов. Поэтому для эффективной рекомбинационной накачки, кроме обеспечения условий для большого α и высокой плотности плазмы n_e, требуется еще и значительная концентрация активных рекомбинирующих ионов N_i. Поскольку в разряде даже импульсных газовых лазеров трудно получить значительные концентрации ионов с $Z > 2$, а с другой стороны, коэффициент рекомбинации однократных ионов минимальный, наиболее подходящими для получения инверсии в рекомбинационном режиме в импульсном газовом разряде оказываются переходы в спектрах

именно однократных ионов: в этом случае удается достичь высокой концентрации ионов в разряде при типичных для импульсных газоразрядных лазеров токах разряда, и обеспечить быстрое включение и протекание ударно-радиационной рекомбинации в послесвечении (как говорилось выше, в соответствии с (1.54) α для $Z = 2$ в 18,6 раз превышает α для $Z = 1$). Для достижения максимальных величин N_i желательно, чтобы атомы рабочего вещества имели относительно малые потенциалы одно- и двукратной ионизации. Потенциал же ионизации буферного газа должен быть как можно выше. После импульса тока требуется как можно быстрее и глубже охладить электроны плазмы.

Требование низкого уровня T_e в рекомбинационных лазерах придает особое значение давлению и роду буферного газа. В этом смысле уникальными свойствами обладает гелий, как самый легкий инертный газ, при упругих соударениях как с атомами, так и с ионами которого электроны отдают сравнительно большую часть энергии $\delta = m_e/2M_{He}$. Вдобавок, сечение упругих соударений электронов с гелием при $T_e \leq 1$ эВ порядка $5 \cdot 10^{-16}$ см^2, что значительно больше, чем для других инертных газов. Высокий потенциал ионизации и возбуждения атомов гелия не препятствует созданию большой концентрации двукратных ионов металлов в период импульса тока. Кроме того, потенциальная энергия ионов гелия используется для дополнительного образования двукратных ионов щелочноземельных металлов в послесвечении за счет реакции перезарядки с ионизацией.

Все эти факторы способствуют накоплению большой концентрации двукратных ионов металлов в течение импульса тока, а в послесвечении приводят к быстрому включению и эффективному протеканию процессов рекомбинации и электронного девозбуждения. Это объясняет, почему эффективная генерация на фиолетовых и УФ переходах ионов стронция и кальция ($\lambda = 430{,}5$ и 416,2 нм SrII и $\lambda = 373{,}7$ и 370,6 нм CaII) наблюдается только в смеси с гелием. Причем с увеличением давления гелия p_{He} вплоть до нескольких атмосфер мощность и энергия импульсов генерации возрастают, при этом увеличивается также оптимальное давление паров металла [4, 7, 150]. Использование в качестве буферного газа легкого изотопа гелия ^{3}He, при упругих соударениях с которым электронный газ охлаждается лучше, приводит к смещению порога возникновения генерации к меньшим

давлениям гелия ~ 1–2 Торр и к увеличению мощности генерации при более высоких p_{He} на 15–20% [4, 7, 150].

Другие буферные газы могут служить, в основном, в качестве добавок к гелию: неон (до 20%) для улучшения пробоя разрядного промежутка при больших давлениях смеси [151]; водород (0,001–0,1 Торр) – для ускорения процесса рекомбинации за счет снижения T_e при соударениях электронов с ионами H^+ [4, 7, 150]. Использовать большие давления водорода не удается из-за его малого потенциала ионизации и молекулярной структуры, что препятствует ускорению электронов во время токового импульса и мешает созданию двукратных ионов металла – поэтому при давлении водорода большем нескольких Торр послесвечение на линиях SrII и CaII вообще исчезает. При разряде в смеси только с водородом генерация наблюдается лишь на ИК рекомбинационных переходах SrII и CaII и достигает максимума при p_{H^2}= 0,2–0,7 Торр [152].

Таким образом, гелий является оптимальным буферным газом и поэтому наиболее широко используется в качестве такового в рекомбинационных лазерах. При использовании больших давлений гелия происходит интенсивное охлаждение электронов за счет упругих соударений с его атомами и ионами.

Итак, общая схема рекомбинационной накачки лазерных уровней в газовом разряде такова. Под действием мощного импульса тока в смеси паров легкоионизируемого элемента с легким буферным газом (лучше всего с гелием) создается большая концентрация однократных и двукратных ионов металла. Гелий не очень мешает этому процессу, так как обладает большим потенциалом ионизации, не препятствующим достижению высокого уровня T_e в течение импульса тока. После окончания тока происходит быстрый процесс остывания электронов при упругих соударениях с атомами и ионами гелия и интенсивная рекомбинация активных ионов, которая и производит накачку возбужденных уровней однократного иона металла, а затем и уровней нейтральных атомов. Существенно, чтобы время спада заднего фронта импульса тока было мало по сравнению с характерным временем рекомбинации. В процессе создания однократных и двукратных ионов и накачки возбужденных уровней ионов металла участвуют ионы и метастабили гелия посредством ударов второго рода. Таким образом, энергия разряда, запасенная на долгоживущих уровнях гелия

не теряется и в конечном итоге может быть использована для возбуждения лазерных уровней.

1.2.2. Концентрация и температура электронов в рекомбинирующей плазме

Оценим концентрацию n_e и температуру электронов T_e исходя из типичного энерговклада в импульсных газоразрядных лазерах на парах металлов [4, 7, 153]. Активная среда чаще всего представляет собой смесь инертного (буферного) газа с легкоионизуемой компонентой (пары металла). Типичный активный объем обычно составляет $V_a \sim 100$ см^3. Давление паров обычно лежит в диапазоне 10^{-3}–1 Торр, а давление буферного газа, чаще всего гелия, в пределах 1–760 Торр. Газоразрядная плазма в импульсных лазерах в большинстве случаев создается при разряде накопительной емкости. Оптимальная величина емкости C и напряжение на ней U может сильно варьироваться. Все же грубо диапазон таких изменений составляет U = 1–20 кВ; C = 0,1–100 нФ. Для лазеров с продольным разрядом напряжение обычно достаточно велико, а емкость относительно мала, а для лазеров с поперечным расположением электродов ситуация противоположная. Энергия электрического разряда идет на возбуждение и ионизацию атомных частиц и, соответственно, на требуемый для этого нагрев электронного газа. Затем эта энергия диссипирует за счет нагрева ионов, нейтральных частиц и теплопередачи на стенки трубки, а также выхода излучения. Исходя из вышеприведенных значений C и U можно посчитать, что вводимая в активную среду энергия лежит в диапазоне $w = 0{,}5 \cdot 10^{-4}$ – 20 Дж, при этом удельная вводимая энергия составляет $w_{sp} = 0{,}5 \cdot 10^{6}$ – 0,2 Дж/см^3. Если задать типичные для продольного разряда значения: C = 10 нФ, U = 15 кВ, то получим w = 1 Дж и w_{sp} = 0,01 Дж/см^3.

На основе удельного энерговклада в разряд w_{sp} можно оценить концентрацию зараженных частиц. Во время протекания тока разряда большинство энергии расходуется на нагрев электронного газа и ионизацию. Концентрация метастабильных атомов, как правило, невелика из-за их быстрой ступенчатой ионизации, а сильное резонансное излучение оказывается почти целиком запертым реабсорбцией в активном

объеме трубки. Для оценок разумно предположить, что на ионизации идет порядка 50% вкладываемой электрической энергии [143]. Если в смеси преобладает ионизация буферного газа, то требуемая энергии для создания одного иона равна потенциалу ионизации атома газа ($E_i \approx 25$ эВ для гелия). Соответственно, для $w_{sp} = 10^{-2}$ Дж/см^3 получим, что к концу импульса тока концентрация ионов и, соответственно, электронов составит: $N_i = n_e \approx 0{,}5 \cdot (w_{sp}/E_i) = 1{,}25 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ $\approx 10^{15}$ см$^{-3}$. Для $w = 10^{-2}$–10 Дж или $w_{sp} = 10^{-4}$–10^{-1} Дж/см$^{-3}$ диапазон n_e таким образом будет 10^{13}–10^{16} см$^{-3}$. Если преобладает ионизация легкоионизуемой компоненты, что происходит при значительных давлениях паров металла (0,1–1 Торр), то n_e при одном и том же энерговкладе будет нарастать примерно в [E_i (буферный газ)/E_i (металл)] раз. Не следует забывать, что, во-первых, таких концентраций электроны и ионы достигают к концу импульса тока; во-вторых, кроме однократных ионов, для легкоионизуемой компоненты может создаваться значительная концентрация двукратных ионов, особенно если потенциал двукратной ионизации невелик, что, например, имеет место для щелочно-земельных металлов.

Другим важным параметром является температура электронов T_e. В то время как n_e ведет себя примерно так: быстро нарастает к концу импульса тока, а потом гораздо более медленно спадает за счет процессов рекомбинации и амбиполярной диффузии, то T_e имеет максимум в начале импульса тока и спадает к концу его, примерно следуя за напряженностью поля на трубке [143]. Средний уровень T_e в течение импульса тока составляет ~ 3–5 эВ (он должен быть сопоставим с потенциалом ионизации газа, иначе плазма не будет эффективно создаваться). После окончания тока в послесвечении разряда T_e быстро спадает, стремясь сравняться с температурой газа T. Обмен энергией между электронами, атомами и ионами происходит в основном за счет упругих соударений электронов с атомами и ионами. При снижении T_e до достаточно малых уровней включаются те или иные процессы рекомбинации электронов и ионов, в результате которых электрон попадает первоначально, как правило, на верхние возбужденные уровни атомов или ионов и затем опускается постепенно вниз до основного состояния атома или иона меньшей кратности. Параметры плазмы именно в этот период представляют наибольший интерес для физики рекомбинационных лазеров.

Переходы между возбужденными уровнями в процессе рекомбинации плазмы сопровождаются высвобождением энергии либо в виде излучения, либо в виде кинетической энергии электронов, испытавших сверхупругие соударения с возбужденными атомами и ионами (электронное девозбуждение). В достаточно плотной плазме (при $n_e \geq 10^{14}$ см$^{-3}$) последний процесс преобладает. То есть можно считать, что в процессе рекомбинации потенциальная энергия ионов большей частью возвращается в еще не прорекомбинировавший электронный газ, разогревая его. Это приводит к тому, что в раннем послесвечении плазмы (в наиболее интересный период с точки зрения рекомбинационной накачки) происходит рекомбинационный подогрев электронного газа, и T_e устанавливается на некотором квазистационарном уровне T_e^*, значительно превышающем T. Попытаемся оценить этот уровень. Ясно, что квазистационарный уровень T_e^* в послесвечении должен быть существенно ниже, чем в течение импульса тока, и в то же время должен превышать T. Спад концентрации ионов в послесвечении за счет тройной рекомбинации определяется уравнением (1.51), т.е. характерное время распада плазмы за счет рекомбинации $\tau_r \approx {}^{1}/_{\alpha n_e^2}$. Спад же энергии электронов можно приблизительно описать следующим уравнением [4, 7]:

$$\frac{3}{2}\frac{d(T_e n_e)}{dt} = \varepsilon_r \alpha n_e^2 N_i - \frac{3}{2}(T_e - T) n_e \delta(\nu_{ei} + \nu_{ea}), \qquad (1.58)$$

где ε_r – энергия, выделяемая в электронный газ при одном акте рекомбинации; T_e, T – температуры электронов и газа в энергетических единицах; $\delta = 2m_e/M$ – доля энергии, передаваемая от электрона атому или иону с массой M при упругом столкновении; ν_{ei}, ν_{ea} – частоты соударений электронов с ионами и атомами. Тогда, приравняв правую часть (1.58) нулю, найдем квазистационарный уровень температуры электронов:

$$T_e^* - T \approx \frac{2}{3}\frac{\varepsilon_r n_e N_i \alpha}{\delta(\nu_{ei}+\nu_{ea})}. \qquad (1.59)$$

Частоты соударений можно вычислить по формулам [4, 7, 143, 146, 154]:

также на разницу в поведении сечений возбуждения переходов в нейтральных атомах и в ионах, особенно существенную в припороговой области. Сечение возбуждения σ_{12} для атомов начинается с нуля при $E_e = \Delta E_{12}$ и затем нарастает примерно пропорционально $\propto (E_e - \Delta E_{12})^{1/2}$ [143]. Максимум достигается при $E_e = (2–5)\Delta E_{12}$ (для разрешенных переходов), а затем следует медленный монотонный спад. Для ионных переходов σ_{12} имеет максимум именно при пороговой энергии и с ростом E_e лишь уменьшается.

Сечения возбуждения для атомов и ионов можно рассчитать, например, по формулам Ван Режемортера [159]. Соответствующие константы скорости возбуждения и девозбуждения тогда будут иметь вид:

$$k_{12} = 3{,}2\cdot10^{-7} f_{12}(Ry/\Delta E_{12})^{\frac{3}{2}}\beta^{\frac{1}{2}}\cdot e^{-\beta}\cdot p(\beta) =$$
$$= 7{,}33\cdot10^{-15}\frac{g_2}{g_1}A_{12}(Ry/\Delta E_{12})^{3/2}\frac{1}{\Delta E_{12}^2}\beta^{1/2}\cdot e^{-\beta}\cdot p(\beta), \qquad (1.67)$$

$$k_{21} = 3{,}2\cdot10^{-7}\frac{g_1}{g_2} f_{12}(Ry/\Delta E_{12})^{\frac{3}{2}}\cdot e^{-\beta}\cdot p(\beta) =$$
$$= 7{,}33\cdot10^{-15} A_{12}(Ry/\Delta E_{12})^{3/2}\frac{1}{\Delta E_{12}^2}\beta^{1/2}\cdot p(\beta), \qquad (1.68)$$

где $\beta = \Delta E_{12}/T_e$, $Ry = 13{,}606$ эВ, f_{12} – сила осциллятора в поглощении, функция $p(\beta)$ приведена в табл. 1.3:

Таблица 1.3

β	0,01	0,04	0,1	0,2	0,4	1	2	4	10	> 10
$p(\beta)$-атомы	1,16	0,758	0,493	0,331	0,209	0,1	0,063	0,04	0,023	$0{,}066\beta^{-1/2}$
$p(\beta)$-ионы	1,16	0,788	0,554	0,403	0,29	0,214	0,201	0,2	0,2	0,2

В более удобном для расчетов виде формулы (1.67) и (1.68) могут быть представлены так:

$$k_{12} = 1{,}61\cdot10^{-5}\cdot e^{-\beta}\cdot\frac{f_{12}\,p(\beta)}{\sqrt{T_e}\Delta E_{12}} = 3{,}693\cdot10^{-13}\frac{g_2}{g_1}\cdot\frac{A_{21}\cdot p(\beta)}{\sqrt{T_e}\Delta E_{21}^3}, \qquad (1.69)$$

$$k_{21} = 1{,}61\cdot10^{-5}\cdot e^{-\beta}\cdot\frac{g_1}{g_2}\cdot\frac{f_{12}\,p(\beta)}{\sqrt{T_e}\Delta E_{12}} = 3{,}693\cdot10^{-13}\frac{A_{21}\,p(\beta)}{\sqrt{T_e}\Delta E_{21}^3}, \qquad (1.70)$$

$$\nu_{ea} = \sigma_{ea} N_a \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}, \qquad (1.60)$$

$$\nu_{ei} = \frac{\sqrt{8\pi}}{3T_e} \frac{e^4 \Lambda N_i}{\sqrt{T_e m_e}}, \qquad (1.61)$$

где N_a, N_i – концентрации атомов и ионов; σ_{ea} – сечения соударений электронов с атомами; Λ – кулоновский логарифм (Λ = 5–6 для типичных условий послесвечения). Из (1.59) видно, что квазистационарный уровень T_e^* зависит от многих факторов и прежде всего от концентрации плазмы. Сделаем оценку T_e^* для случая послесвечения в гелии при $N_a = 10^{18}$ см$^{-3}$, что соответствует давлению $p_{He} \approx 50$ Торр при температуре $T \approx 500$°К. Для гелия формулы (1.60) и (1.61) примут вид [4, 7]:

$$\nu_{ea} = 3{,}6 \cdot 10^{-8} N_a T_e^{1/2}; \qquad (1.62)$$

$$\nu_{ei} = 8{,}3 \cdot 10^{-6} N_i T_e^{-3/2}, \qquad (1.63)$$

где T_e задается в эВ. Так как потенциал ионизации гелия $E_i = 24{,}56$ эВ, то в случае преобладания электронного девозбуждения между уровнями можно положить, что $\varepsilon_r \approx 20$ эВ. При расчетах ν_{ea} и ν_{ei} примем $T_e = 1$ эВ и положим $n_e = N_i = 10^{14}$–10^{15} см$^{-3}$. Тогда найдем $\nu_{ea} = 3{,}6 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$; $\nu_{ei} = (0{,}83\text{–}8{,}3) \cdot 10^9$ с$^{-1}$, т.е. соударения с атомами преобладают. Если учесть, что для гелия $\delta = 2m_e/M = 2{,}75 \cdot 10^{-4}$, то характерное время остывания электронного газа составит $\tau_e = [\delta (\nu_{ea} + \nu_{ei})]^{-1} = 80$–$100$ нс.

Многочисленные наблюдения как наши собственные, так и других авторов показывают, что характерное время рекомбинации τ_r, которое можно оценить по времени спада послесвечения спектральных линий, в этих условиях составляет примерно 2–10 мкс. Тогда из (1.59) найдем:

$$(T_e^* - T) \approx \frac{2}{3} \varepsilon_r \frac{\tau_e}{\tau_r} = \frac{2}{3} 20 \frac{(0{,}8 \ldots 1) \cdot 10^{-7}}{(2 \ldots 10) \cdot 10^{-6}} = 0{,}13 \ldots 0{,}55 \text{ эВ}. \qquad (1.64)$$

Если учесть, что $T \approx 0{,}07$ эВ (≈ 800°К) для условий активной среды лазеров на парах стронция и кальция, когда лазерную трубку требуется нагревать для получения необходимого давления паров, то уровень T_e в раннем послесвечении должен быть в диапазоне 0,2…0,65 эВ.

1.2.3. Требования к расположению уровней для создания инверсии населенностей в рекомбинирующей плазме

В период рекомбинационной неравновесности плазмы, которая характеризуется прежде всего большими n_e и малыми T_e, появляются дополнительные возможности для создания инверсии населенностей. Это связано с тем, что при больших плотностях плазмы значительное, если не решающее влияние на населенности уровней оказывают неупругие удары медленных электронов: электронное девозбуждение [4, 7, 153, 155]. Впервые важная роль электронного девозбуждения была доказана в работе [156] в применении к распределению населенностей ионных уровней металлов в импульсных He-Zn и He-Cd лазерах и затем подтверждена последующими многочисленными исследованиями [4, 7, 11, 157]. Возбуждение уровней электронным ударом характеризуется сечением процесса σ_{12}, константой скорости $k_{12} = \langle \sigma_{12} \upsilon_e \rangle$ и вероятностью переходов $F_{12} = k_{12} n_e$. Сечение зависит от энергетического интервала между уровнями ΔE_{12}, скорости электрона υ_e и типа перехода. Для разрешенных переходов с порогом возбуждения несколько эВ сечение в максимуме обычно $\sim 10^{-18}$–10^{-16} см^2 [143, 146, 158–159]. Зная σ_{12} или k_{12}, соответствующие параметры для обратных процессов электронного девозбуждения можно рассчитать, исходя из принципа детального равновесия:

$$\sigma_{21}(E_e) = \frac{g_1}{g_2} \frac{(\Delta E_{12} + E_e)}{E_e} \sigma_{12}(\Delta E_{12} + E_e), \qquad (1.65)$$

где E_e – энергия налетающего электрона, g_1, g_2 – статистические веса нижнего и верхнего уровней. Если распределение электронов является максвелловским, то для константы скорости девозбуждения справедливо выражение:

$$k_{21} = \langle \sigma_{21} \upsilon_e \rangle = \frac{g_1}{g_2} exp(\Delta E_{12}/T_e) \cdot k_{12}. \qquad (1.66)$$

Отметим, что если в течение импульса тока, когда к плазме приложено внешнее электрическое поле, распределение электронов по энергиям может значительно отличаться от максвелловского, то в послесвечении такие отличия значительно меньше. Обратим внимание

где T_e и ΔE_{12} представлены в эВ, а k_{12} и k_{21} получаются в $см^3с^{-1}$. Кроме того, для удобства расчетов мы предлагаем следующие аппроксимации функции $p(\beta)$ [153]:

а) для атомов

$$p(\beta) = \left(\frac{0{,}08}{\sqrt{\beta}}\right) exp\left(\frac{1}{10\beta}\right) - 0{,}26\ln\beta \cdot exp(-2\beta), \qquad (1.71)$$

б) для ионов

$$p(\beta) = 0{,}2 + exp(-8\beta). \qquad (1.72)$$

Еще одна методика расчета была разработана в [156] для разрешенных переходов в спектрах ионов с использованием сечений возбуждения, приведенных в [160]. Эти сечения были аппроксимированы формулой:

$$\sigma_{12} = 2{,}86 \cdot 10^{-21} \frac{A_{21}}{\Delta E_{21}^4} exp\left(-\frac{E_e}{2{,}5\Delta E_{12}}\right), \qquad (1.73)$$

где σ_{12} получается в $см^2$, если E_e и ΔE_{12} подставляются в эВ. После усреднения по максвелловскому распределению для константы скорости возбуждения можно получить:

$$k_{12} = \frac{g_2}{g_1} A_{21} \cdot X = 4{,}36 \cdot 10^7 \Delta E_{21}^2 f_{12} \cdot X, \qquad (1.74)$$

где

$$X = 1{,}974 \cdot 10^{-13} \frac{1}{T_e^{3/2} \Delta E_{21}^4} \cdot \frac{(a \cdot \Delta E_{12} + 1)}{a^2} exp(a \cdot \Delta E_{12}), \qquad (1.75)$$

$$a = \frac{1}{T_e} + \frac{1}{2{,}5\Delta E_{12}}. \qquad (1.76)$$

Для электронного девозбуждения из принципа детального равновесия имеем:

$$k_{21} = \frac{g_1}{g_2} exp\left(\frac{\Delta E_{12}}{T_e}\right) \cdot k_{12} = A_{21} X \cdot exp\left(\frac{\Delta E_{12}}{T_e}\right) = \\ = 4{,}36 \cdot 10^7 \frac{g_1}{g_2} \Delta E_{21}^2 f_{12} \cdot X \cdot exp\left(\frac{\Delta E_{12}}{T_e}\right). \qquad (1.77)$$

Для проведения более точных расчетов и не только для разрешенных переходов можно воспользоваться методиками [159]. Из (1.67) – (1.70) видно, что в условиях рекомбинирующей плазмы при малых T_e процесс электронного девозбуждения становится особенно важным. Причем он тем интенсивнее, чем меньше ΔE_{12}, а для переходов в ионах его значение еще больше возрастает. В самом деле, из (1.68) в припороговой области ($\beta > 10$) найдем:

$$\frac{k_{21}(\text{ион})}{k_{21}(\text{атом})} \approx 3\sqrt{\frac{\Delta E_{12}}{T_e}}, \tag{1.78}$$

а также

$$k_{21}(\text{ион}) \propto \frac{1}{\Delta E_{12}\sqrt{T_e}}, \; k_{21}(\text{атом}) \propto \frac{1}{(\Delta E_{12})^{3/2}}. \tag{1.79}$$

В качестве примера при характерных параметрах перехода в спектре иона: $\Delta E_{12} = 1$ эВ, $f = 0{,}1$; $g_1 = g_2$ и $T_e = 0{,}3$ эВ, то есть для $\beta = 3{,}33$ и $p(\beta) = 0{,}2$, пользуясь (1.70), найдем $k_{21} = 5{,}87 \cdot 10^{-7}$ см^{3}с$^{-1}$, или при $n_e = 10^{14}$ см$^{-3}$, $F_{21} = k_{21}n_e = 5{,}87 \cdot 10^7$ с$^{-1}$. Для сравнения найдем вероятность спонтанного оптического перехода A_{21} при тех же его параметрах, исходя из соотношения:

$$A_{21} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu^2}{m_e c^3}\frac{g_1}{g_2} f_{12} = 4{,}36 \cdot 10^7 \frac{g_1}{g_2}\Delta E_{21}^2 f_{12}, \tag{1.80}$$

где e – заряд электрона, ед. СГС; ν – частота фотона, Гц; m_e – масса электрона, $г$; c – скорость света, см/с; ΔE_{21} – разность энергий между уровнями, эВ; а A_{21} получается в с$^{-1}$. Отметим, что A_{21} быстро возрастает с ростом энергетического интервала между уровнями $\propto \Delta E_{21}^2$. Из соотношения (1.80) вероятность оптического перехода составит $A_{21} = 4{,}36 \cdot 10^6$ с$^{-1}$, и отношение величин вероятностей столкновительных и спонтанных оптических переходов будет $(k_{21}n_e)/A_{21} \approx 13{,}5$. Таким образом, вероятность электронного девозбуждения уровня иона примерно на порядок превышает вероятность его радиационного распада, причем, как видно из (1.79) и (1.80),

$$\frac{k_{21}n_e}{A_{21}} \propto \frac{n_e}{\Delta E_{21}^3\sqrt{T_e}}, \tag{1.81}$$

т.е. вероятность электронного девозбуждения быстро обгоняет оптические вероятности с уменьшением ΔE_{21} и ростом n_e, сравниваясь с ними при $n_e \sim 10^{13}$ см$^{-3}$ даже при столь значительных энергетических интервалах (~ 1 эВ) между уровнями. Итак, электронное девозбуждение приобретает особую роль в распределении населенностей между уровнями, а значит и в создании инверсии населенностей в условиях рекомбинирующей плазмы послесвечения. Во многих случаях уровни атомов и ионов располагаются более или менее тесными группами, энергетический интервал между которыми значительно превышает расстояние между уровнями в группе. При достаточно больших n_e, а также при расстояниях между уровнями в группе, сравнимых или меньших T_e, вероятность прямых и обратных столкновительных переходов в группе превышает вероятности оптических переходов как внутри группы, так и на уровни нижележащих групп (см. (1.81)), и населенности уровней в группе устанавливаются в соответствии с распределением Больцмана при температуре T_e. Вероятности электронного девозбуждения, и тем более электронного возбуждения между уровнями различных групп, значительно меньше, чем между уровнями внутри группы, поскольку в первом случае ΔE_{ik} гораздо больше, а в соответствии с (1.79) $k_{ik} \propto \Delta E_{ik}^{-1}$ для ионов и $k_{ik} \propto \Delta E_{ik}^{-3/2}$ для атомов. Поэтому больцмановское распределение между группами будет устанавливаться при значительно более высоких n_e. Тогда, как видно из рис. 1.20, появляются условия для создания инверсии между нижними уровнями верхней группы и верхними уровнями нижней группы даже в случае, если суммарная населенность нижней группы значительно превышает общую населенность верхней.

Найдем критерий существования инверсии в случае такого расположения уровней [150, 161], считая, что переходы между группами осуществляются как за счет оптических вероятностей, так и за счет электронного девозбуждения. Для населенности на i-м уровне верхней группы N_i справедливо соотношение

$$\frac{N_i}{\sum_i N_i} = \frac{g_i}{\sum_i g_i exp_i}, \qquad (1.82)$$

где $\exp_i \equiv exp(-\Delta E_i/T_e)$, ΔE_i – разность энергий i-го уровня и самого нижнего в данной группе, g_i – статистический вес i-го уровня.

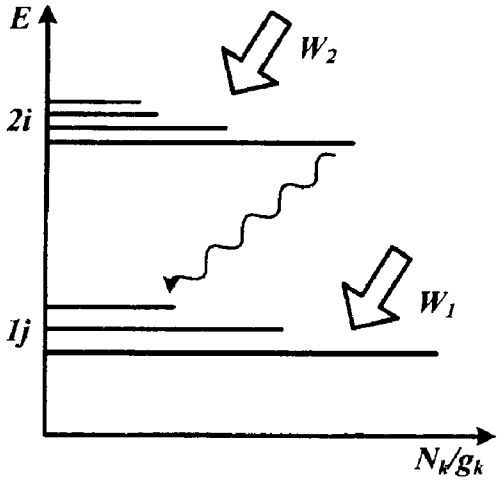


Рис. 1.20. Распределение населенностей в группах близкорасположенных уровней

В квазистационарном случае суммарная скорость накачки на уровни верхней группы W_2 равна полной скорости распада населенностей уровней группы:

$$W_2 = \sum_i N_i C_i, \tag{1.83}$$

где $C_i = A_i + k_i n_e$ – полная вероятность распада населенности i-го уровня на нижние группы за счет оптических переходов ($A_i = \sum_j A_{ij}$) и столкновительных переходов ($k_i n_e = \sum_j k_{ij} n_e$). Из (1.82) и (1.83) имеем

$$W_2 = (\sum_i N_i)(\sum_i C_i g_i exp_i)/(\sum_i g_i exp_i), \tag{1.84}$$

откуда

$$N_i = \frac{W_2 g_i exp_i}{\sum_i C_i g_i exp_i}. \tag{1.85}$$

Аналогично для нижней группы найдем:

$$N_j = \frac{W_1 g_j exp_j}{\sum_j C_j g_j exp_j}. \qquad (1.86)$$

Здесь накачка на нижнюю группу W_1 включает в себя накачку за счет переходов как из 2-й группы, так и из более высокорасположенных групп. Поэтому в общем случае $W_1 > W_2$. Для существования инверсии населенностей необходимо, чтобы

$$\frac{g_j N_j}{g_i N_i} = \frac{W_2}{W_1}\left(\frac{\sum_j C_j g_j exp_j}{\sum_i C_i g_i exp_i}\right) exp\left(\frac{\Delta E_j - \Delta E_i}{T_e}\right) > 1. \qquad (1.87)$$

Величина

$$F = \left(\sum_j C_j g_j exp_j\right) / [\sum_i C_i g_i exp_i] \qquad (1.88)$$

характеризует, во сколько раз вероятность распада нижней группы больше вероятности распада верхней. С учетом (1.88) критерий существования инверсии примет вид

$$F > \frac{W_1}{W_2} exp\left(-\frac{\Delta E_j - \Delta E_i}{T_e}\right). \qquad (1.89)$$

Из критерия (1.89) видно, что если взять самый нижний уровень в верхней группе ($\Delta E_i = 0$) и один из верхних уровней в нижней группе, то при $\Delta E_j > T_e$ будет $exp(-\Delta E_j/T_e) << 1$. Если вероятности распада населенностей групп примерно равны ($F \approx 1$), то инверсия на таком переходе будет сохраняться даже при $W_1 >> W_2$. Либо если $W_1 \approx W_2$, что обычно имеет место в режиме рекомбинации, когда рекомбинационный поток проходит последовательно все группы уровней сверху вниз, то инверсия сохраняется при $F << 1$, то есть вероятность распада населенностей уровней нижней группы может быть значительно меньше, чем верхней.

Последний вывод представляет особую ценность, так как случай $F << 1$ встречается довольно часто. Это связано с тем, что, во-первых, количество уровней в нижерасположенных группах всегда меньше, чем в более высоких, поэтому накачка на нижнюю группу W_1 распре-

деляется между меньшим числом уровней, и населенность каждого из уровней получается относительно более высокой. Во-вторых, скорость распада населенности группы в основном определяется вероятностью распада нижнего уровня, поскольку он, в соответствии с распределением Больцмана, наиболее населен; если этот уровень метастабильный, что имеет место для спектров многих элементов, населенность уровней в группе еще более возрастает и F уменьшается. Поэтому, вообще говоря, метастабильность нижнего уровня нежелательна, хотя даже в этом случае при соответствующем значении ΔE_j и низком T_e критерий инверсии (1.89) может быть выполнен.

Зачастую трудно выделить группы достаточно близких уровней. Тогда для нахождения условий существования инверсии целесообразно решать полную систему кинетических уравнений. Однако, используя полученный критерий, можно приближенно оценить ситуацию в случае разреженных уровней, если считать, что в предельном случае группа состоит из одного уровня. Тогда из (1.89) для существования инверсии получим условие:

$$\frac{g_1(A_1+k_1 n_e)}{g_2(A_2+k_2 n_e)} > \frac{W_1}{W_2}. \qquad (1.90)$$

В случае малых n_e (1.88) принимает вид:

$$\frac{g_1 A_1}{g_2 A_2} > \frac{W_1}{W_2}, \qquad (1.91)$$

то есть инверсия осуществляется за счет оптических переходов. Для этого обычно необходимо, чтобы расстояние между уровнями 2 и 1 было значительно меньше, чем между 1 и 0 (рис. 1.21, *а*), так как именно при такой ситуации получается необходимое соотношение между оптическими вероятностями переходов ($A_{ik} \propto \Delta E_{ik}^2$, см. (1.80)).

Однако с увеличением n_e, а следовательно и скорости накачки за счет рекомбинации, инверсия в этом случае исчезает, поскольку начинают преобладать члены $k_1 n_e$ и $k_2 n_e$, значение которых в соответствии с (1.79) и (1.81) тем больше, чем меньше расстояние между уровнями. То есть при таком расположении уровней в рекомбинационном режиме не стоит надеяться на получение больших коэффициентов усиления и мощностей генерации в спектрах нейтральных ато-

мов и ионов малой кратности. Хотя в многозарядных ионах, когда расстояние между уровнями велико, такая схема уровней становится подходящей даже в плотных плазмах и успешно использована, например, для получения генерации в мягком рентгеновском диапазоне (λ = 18,2 и 13,2 нм) на водородоподобных ионах углерода CVI [162–163].

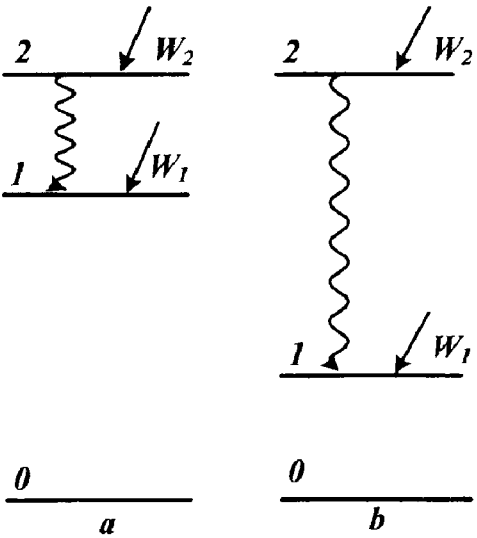


Рис. 1.21. Два случая взаимного расположения уровней: *a* – инверсия на лазерном переходе *2→1* обеспечивается оптическим распадом нижнего лазерного уровня; *b* – инверсия обеспечивается электронным девозбуждением

В случае больших электронных концентраций инверсия будет существовать уже за счет электронного девозбуждения, если

$$\frac{g_1 k_1 n_e}{g_2 k_2 n_e} > \frac{W_1}{W_2}. \qquad (1.92)$$

Тогда благоприятным становится расположение уровней, приведенное на рис. 1.21, *b*. За счет оптических вероятностей инверсия в

этом случае существовать не может, поскольку $A_{21} > A_{10}$ в связи с тем, что $\Delta E_{21} > \Delta E_{10}$, но именно поэтому соотношение вероятностей за счет электронного девозбуждения становится подходящим, так как тогда $k_1 n_e > k_2 n_e$. Инверсия на таком переходе должна существовать при больших n_e и, соответственно, большой рекомбинационной накачке. А поэтому генерация может быть мощной и иметь значительные коэффициенты усиления.

Тем не менее, в данной схеме желательно, чтобы уровень 1 не располагался слишком близко к основному, а именно, чтобы выполнялось условие $\Delta E_{10} > T_e$. В противном случае станут существенными процессы перемешивания уровней 1 и 0 электронными столкновениями (то есть заселение уровня 1 электронным ударом из основного состояния). Следовательно, необходимым условием генерации во втором случае (рис. 1.21, *б*), кроме высокой n_e, является также как можно более низкий уровень T_e. Эти же требования должны выполняться для эффективного протекания рекомбинации. Поэтому такая схема расположения уровней хорошо согласуется с эффективной рекомбинационной накачкой.

С точки зрения получения больших мощностей и КПД, а также более коротковолнового излучения желательно, чтобы рабочие лазерные уровни располагались в спектре как можно ниже. В самом деле, в этом случае накачка сосредоточена на меньшем числе уровней, а расстояние между уровнями, как правило, больше. Здесь особое место занимает случай, когда нулевой уровень является основным, то есть долгоживущим и сильно заселенным. Разберем этот случай несколько подробней, предполагая, что накачка W идет только на верхний уровень 2, а затем за счет излучательных и столкновительных переходов целиком попадает на нижний 1 и нулевой (основной) уровень (рис. 1.21, *б*). Положим также, что за счет этой накачки населенность нулевого уровня N_0 изменяется незначительно. Тогда для населенности лазерных уровней имеем:

$$N_2 = W/(A_{21} + k_{21} n_e); \qquad (1.93)$$

$$N_1 = (W + N_0 k_{01} n_e)/(A_{10} + k_{10} n_e). \qquad (1.94)$$

Учитывая, что $k_{01}/k_{10} = (g_1/g_0)[\exp(-\Delta E_{10}/T_e)]$, и полагая, $A_{10} << k_{10} n_e$ при больших n_e, что заведомо справедливо, если учесть резонансный

захват, и считая, кроме того, что $k_{21}n_e > A_{21}$, для условия существования инверсии найдем выражение:

$$\frac{g_2 k_{21}}{g_1 k_{10}} + \frac{g_2}{g_0} k_{21} n_e \frac{N_0}{W} exp\left(-\frac{\Delta E_{10}}{T_e}\right) < 1. \qquad (1.95)$$

Таким образом, по сравнению с критерием инверсии (1.92), справедливым, когда N_0 мало, появляется второй член в (1.95), который тем больше, чем выше N_0/W и T_e. Для случая однократных ионов, подставляя в (1.95) выражения для W и k_{ij} (формулы (1.69), (1.70), (1.54), (1.57)) и считая, что $N_0 \approx N^+ \approx n_e$ (N^+ – концентрация ионов), из (1.95) найдем:

$$a + b\frac{T_e^4}{n_e N^{++}} exp\left(-\frac{\Delta E_{10}}{T_e}\right) < 1, \qquad (1.96)$$

где a, b – постоянные величины (при малых T_e); N^{++} – концентрация двукратных рекомбинирующих ионов. Из последнего соотношения видно, что при таком расположении уровней инверсия особенно критична к T_e и быстро исчезает с ее увеличением. В то же время рост N^{++} (или W) способствует появлению инверсии на такого рода переходах в спектрах однократных ионов. Таким образом, основным процессом, приводящим к срыву инверсии на переходах, нижний лазерный уровень которых расположен близко к основному, является обратное заселение нижнего уровня электронным ударом из основного состояния.

С учетом всего изложенного в [150, 161] были сформулированы некоторые общие требования к расположению уровней для получения инверсии в условиях рекомбинационно-столкновительной кинетики:

1) верхний лазерный уровень должен быть одним из нижних в верхней группе близкорасположенных уровней;

2) нижний лазерный уровень должен быть одним из верхних в нижней группе близкорасположенных уровней;

3) нижний лазерный уровень не должен располагаться слишком близко к основному состоянию;

4) уровень электронной температуры должен быть как можно ниже;

5) электронная концентрация должна быть достаточно высокой, так чтобы вероятность столкновительных переходов внутри групп превосходила вероятность оптических. Именно при таком расположении уровней электронное девозбуждение способствует концентрации накачки на верхнем лазерном уровне и эффективной очистке нижнего. Эти требования сохраняют силу и при накачке ударами второго рода при тепловых столкновениях тяжелых частиц в послесвечении разряда.

Сформулированные общие требования к расположению уровней и условиям разряда могут служить отправным пунктом при анализе механизмов генерации действующих рекомбинационных лазеров и руководством к поиску новых рекомбинационных лазерных переходов.

1.2.4. Механизмы генерации рекомбинационных $He\text{-}Sr^+$ и $He\text{-}Ca^+$ лазеров

В ионных лазерах на парах стронция и кальция с наибольшей полнотой реализуется механизм накачки уровней и формирования инверсии населенностей за счет рекомбинационно-столкновительной кинетики. Рекомбинационные $He\text{-}Sr^+$ и $He\text{-}Ca^+$ лазеры впервые были созданы Е.Л. Латушем и М.Ф. Сэмом в 1972 г. в Ростовском государственном университете (ныне Южный федеральный университет) [164–165]. В этих первых работах был предложен рекомбинационный механизм накачки $He\text{-}Sr^+(Ca^+)$ лазеров, который более детально был обоснован в последующих работах [4, 7, 15, 150, 153, 161, 166–167], где были установлены основные особенности генерации рекомбинационных лазеров, сформулированы общие принципы поиска инверсии в условиях рекомбинационно-столкновительной кинетики. Эти работы послужили стимулом к развертыванию дальнейших исследований рекомбинационных лазеров.

Генерация в рекомбинационном режиме впоследствии была осуществлена на многих переходах в парах других металлов [4, 7]. Однако лазеры на парах стронция и кальция с излучением в фиолетовой и УФ-области спектра остаются наиболее эффективными ионными рекомбинационными лазерами. Поэтому на эти лазеры и были, в основном, направлены усилия по улучшению параметров выходного излу-

чения [4, 7–8, 10]. К тому же, генерируемые ими длины волн принадлежат коротковолновой области спектра, где не так уж много простых и надежных лазерных источников. Спектры SrII и CaII имеют сходное расположение уровней (см. схемы уровней ионов стронция и кальция на рис. 1.22 и 1.23), в связи с чем, условия работы данных лазеров и их характеристики генерации весьма схожи. Поэтому в дальнейшем более подробно мы будем рассматривать генерацию на ионных переходах стронция, отмечая там, где необходимо, особенности генерации на переходах кальция. Переходы в спектрах SrII и CaII, на которых была получена генерация в рекомбинирующей плазме, приведены в табл. 1.4. Из всех лазерных переходов в спектрах SrII и CaII (см. табл. 1.4 и рис. 1.22–1.23) наилучшими характеристиками обладают переходы $6^2S_{1/2} - 5^2P^\circ_{3/2,1/2}$ SrII ($\lambda = 430{,}5$ и 416,2 нм) и $5^2S_{1/2} - 4^2P^\circ_{3/2,1/2}$ CaII ($\lambda = 373{,}7$ и 370,6 нм). Они лежат в коротковолновой фиолетовой и УФ области спектра и на них получены наибольшие энергетические характеристики генерации.

Лазерные линии SrII: $\lambda = 430{,}5$ нм (переход $6S_{1/2} - 5P^\circ_{3/2}$ SrII) и $\lambda = 416{,}2$ нм (переход $6S_{1/2} - 5P^\circ_{1/2}$ SrII), а также CaII: $\lambda = 373{,}7$ нм (переход $5S_{1/2} - 4P^\circ_{3/2}$ CaII) и $\lambda = 370{,}6$ нм (переход $5S_{1/2} - 4P^\circ_{1/2}$ CaII) представляют собой сильную и слабую компоненты дублетов и имеют общий верхний уровень. Поэтому из-за конкуренции переходов в неселективном резонаторе генерация обычно осуществляется только на сильных компонентах дублетов ($\lambda = 430{,}5$ нм SrII и $\lambda = 373{,}7$ нм CaII).

При подавлении этих компонент на линиях $\lambda = 416{,}2$ нм SrII и $\lambda = 370{,}6$ нм CaII также достигается значительный уровень мощности (до 60% от мощности на линиях $\lambda = 430{,}5$ нм SrII и $\lambda = 373{,}7$ нм CaII). Как упоминалось выше, в [4, 7, 15, 153, 161, 164–167] был обоснован рекомбинационный механизм накачки и создания инверсии в He-Sr^+(Ca^+) лазерах. Рассмотрим суть этого механизма, иллюстрацией которого для He-Sr^+ лазера может служить схема на рис. 1.24.

При возбуждении активной среды, представляющей собой смесь паров стронция или кальция (~ 0,1 Тор) с гелием (~ 0,2–1,0 атм), короткими (~ 0,1 мкс) импульсами тока (амплитудой ~ 100–300 А) происходит почти полная двукратная ионизация атомов металла за счет прямой и ступенчатой ионизации электронным ударом:

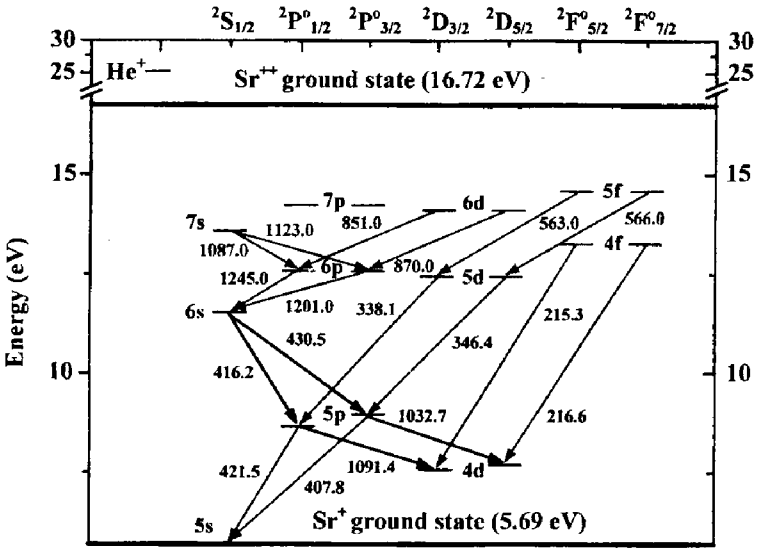


Рис. 1.22. Схема уровней иона стронция.
Длины волн даны в нанометрах

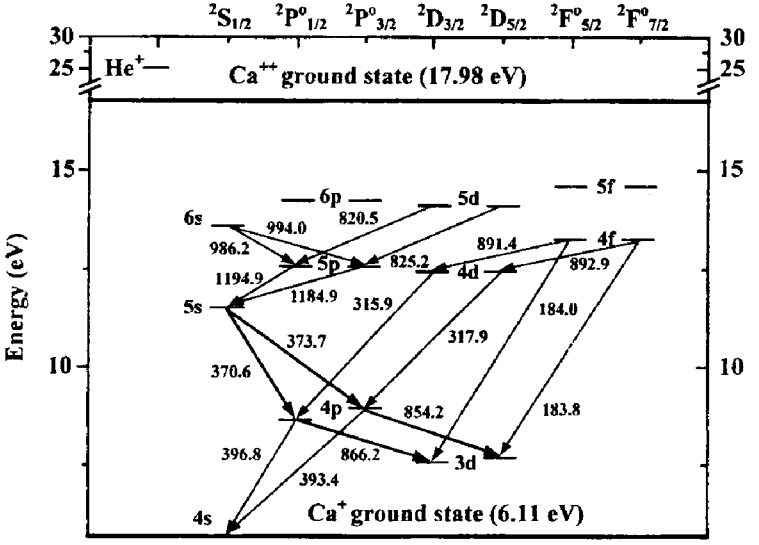


Рис. 1.23. Схема уровней иона кальция.
Длины волн даны в нанометрах

Таблица 1.4

Лазерные переходы в спектрах ионов стронция и кальция, генерирующие в рекомбинирующей плазме

Спектр	Длина волны, нм	Переход
SrII	416,2	$6\,^2S_{1/2} - 5\,^2P^\circ_{1/2}$
	430,5	$6\,^2S_{1/2} - 5\,^2P^\circ_{1/2}$
	870,0	$6\,^2D_{5/2} - 6\,^2P^\circ_{3/2}$
	1087,6	$7\,^2S_{1/2} - 6\,^2P^\circ_{1/2}$
	1123,0	$7\,^2S_{1/2} - 6\,^2P^\circ_{3/2}$
	1201,7	$6\,^2P^\circ_{3/2} - 6\,^2S_{1/2}$
	1245,0	$6\,^2P^\circ_{1/2} - 6\,^2S_{1/2}$
CaII	370,6	$5\,^2S_{1/2} - 4\,^2P^\circ_{1/2}$
	373,7	$5\,^2S_{1/2} - 4\,^2P^\circ_{3/2}$
	994,0	$6\,^2S_{1/2} - 5\,^2P^\circ_{3/2}$
	1183,9	$5\,^2P^\circ_{3/2} - 5\,^2S_{1/2}$
	1194,9	$5\,^2P^\circ_{1/2} - 5\,^2S_{1/2}$

$$Sr + e \rightarrow Sr^{++} + 3e, \quad (1.97)$$

$$Ca + e \rightarrow Ca^{++} + 3e; \quad (1.98)$$

$$Sr + e \rightarrow Sr^{+} + 2e, \quad (1.99)$$

$$Ca + e \rightarrow Ca^{+} + 2e; \quad (1.100)$$

$$Sr^{+} + e \rightarrow Sr^{++} + 2e, \quad (1.101)$$

$$Ca^{+} + e \rightarrow Ca^{++} + 2e. \quad (1.102)$$

Этому способствуют относительно малые потенциалы одно- и двукратной ионизации этих металлов, которые в сумме составляют 16,72 эВ у Sr и 17,98 эВ у Ca (см. рис. 1.22 и 1.23), что существенно ниже потенциала однократной ионизации гелия (24,59 эВ).

После окончания импульса тока происходит процесс рекомбинации плазмы. Для осуществления эффективной рекомбинационной накачки ионных уровней стронция (кальция) необходимо обеспечить быстрое снижение электронной температуры в послесвечении до $T_e \sim$ 0,2–0,5 эВ, т.к. скорость рекомбинационной накачки W_r резко зависит от T_e ($W_r \propto T_e^{-9/2}$).

Это достигается использованием высоких давлений гелия (несколько сотен Торр), при которых происходит эффективное охлаждение электронного газа в послесвечении за счет упругих столкновений

электронов с легкими атомами и ионами гелия и быстро включается процесс тройной ударно-радиационной рекомбинации:

$$Sr^{++} + 2e \rightarrow Sr^{+*} + e; \quad (1.103)$$

$$Ca^{++} + 2e \rightarrow Ca^{+*} + e. \quad (1.104)$$

При этом образуются ионы стронция и кальция в высоковозбужденных состояниях. Рекомбинация ионов Sr^{++} и Ca^{++}, созданных во время импульса тока, обусловливает наличие короткого интенсивного всплеска спонтанного излучения в раннем послесвечении на переходах SrII и CaII, следующего за слабым всплеском интенсивности в период импульса тока, обусловленным возбуждением электронным ударом (см. типичную осциллограмму спонтанного излучения на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII на рис. 1.25, *с*). Провал интенсивности после токового всплеска соответствует промежуточным значениям падающей электронной температуры ($T_e \sim 1$ эВ), при которых скорость возбуждения электронным ударом уже мала, а рекомбинационная накачка еще не включилась. Схемы уровней ионов стронция и кальция (см. рис. 1.22 и 1.23) устроены таким образом, что можно выделить две группы уровней. В первую группу попадают высоковозбужденные состояния SrII (CaII) и верхний лазерный уровень $6S_{1/2}$ ($5S_{1/2}$), а во вторую группу – нижние лазерные уровни (резонансные) $5P^{\circ}_{1/2}$, $5P^{\circ}_{3/2}$ ($4P^{\circ}_{1/2}$, $4P^{\circ}_{3/2}$), метастабильные уровни $4D_{3/2}$, $4D_{5/2}$ ($3D_{3/2}$, $3D_{5/2}$) и основное состояние ионов стронция (кальция).

В каждой группе энергетический зазор между уровнями относительно невелик, поэтому внутри группы релаксация населенностей за счет электронного девозбуждения протекает быстрее, чем между группами. В результате в верхней группе рекомбинацией эффективно заселяется уровень $6S_{1/2}$ ($5S_{1/2}$) – верхний лазерный. В нижней группе происходит быстрое столкновительное расселение нижних лазерных уровней $5P^{\circ}_{1/2}$, $5P^{\circ}_{3/2}$ ($4P^{\circ}_{1/2}$, $4P^{\circ}_{3/2}$) на близко расположенные (~ 1 эВ) метастабильные уровни $4D_{3/2}$, $4D_{5/2}$ ($3D_{3/2}$, $3D_{5/2}$), которые в свою очередь столкновительно расселяются в основное состояние иона стронция (кальция). В итоге формируется инверсия населенностей между уровнем $6S_{1/2}$ ($5S_{1/2}$) и уровнями $5P^{\circ}_{1/2}$, $5P^{\circ}_{3/2}$ ($4P^{\circ}_{1/2}$, $4P^{\circ}_{3/2}$).

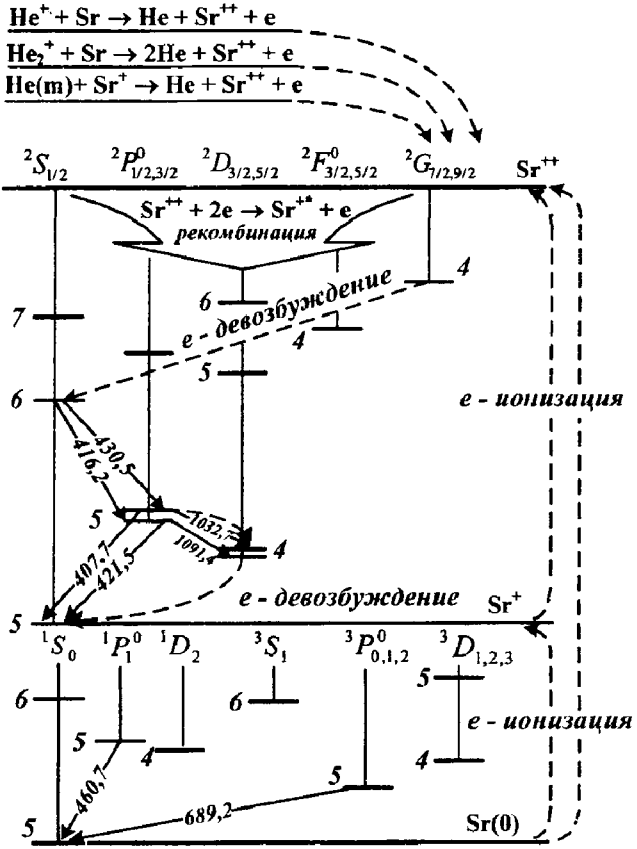


Рис. 1.24. Упрощенная схема механизмов накачки и создания инверсии на линиях λ = 430,5 и 416,2 нм SrII в He-Sr^+ лазере

Таким образом, ударно-радиационная рекомбинация является основным механизмом накачки уровней, а электронное девозбуждение – решающим фактором в формировании инверсии.

При помещении активной среды в резонатор наблюдается генерация длительностью 0,2–0,5 мкс на ионных линиях стронция с λ = 430,5 нм ($6S_{1/2} - 5P^\circ_{3/2}$ SrII) и λ = 416,2 нм ($6S_{1/2} - 5P^\circ_{1/2}$ SrII) и кальция с λ = 370,6 нм ($5S_{1/2} - 4P^\circ_{3/2}$ CaII) и λ = 373,7 нм ($5S_{1/2} - 4P^\circ_{1/2}$ CaII) в послесвечении импульсного разряда.

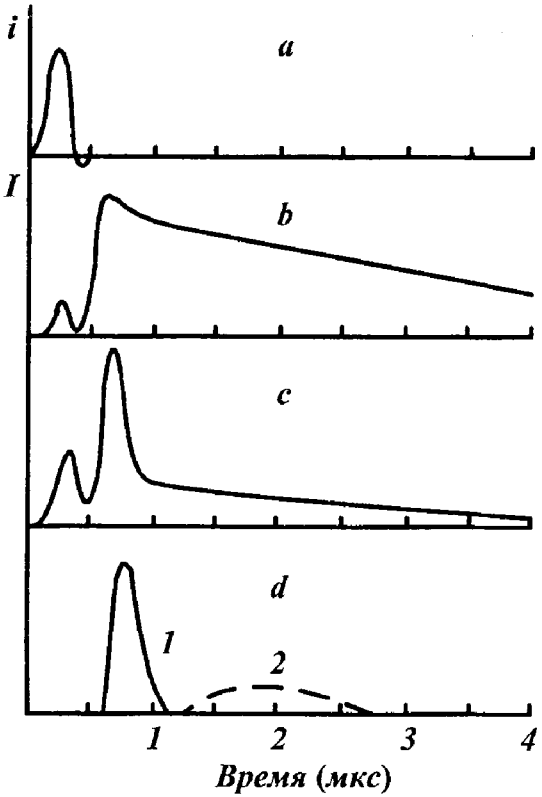


Рис. 1.25. Типичные осциллограммы спонтанного излучения и генерации в He-Sr^+ лазере: *a* – импульс тока, *b* – спонтанное излучение на линиях атома гелия, *c* – спонтанное излучение на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII, *d* – генерации на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII: *1* – режим «коротких импульсов»; *2* – режим «длинных импульсов» (наблюдается при давлениях стронция, выше оптимальных)

Из рис. 1.25, *d* видно, что генерация в He-Sr^+ лазере осуществляется в течение короткого интенсивного рекомбинационного всплеска спонтанного излучения в раннем послесвечении (рис. 1.25, *c*) – так называемый режим «коротких импульсов». К дополнительному созданию ионов Sr^{++} и Ca^{++} как во время импульса тока, так и в послесвечении приводят также реакции перезарядки с ионизацией с участием ионов гелия He^+:

$$Sr + He^+ \rightarrow Sr^{++} + He + e, \quad (1.105)$$
$$Ca + He^+ \rightarrow Ca^{++} + He + e, \quad (1.106)$$

и молекулярных ионов гелия He_2^+:

$$Sr + He_2^+ \rightarrow Sr^{++} + 2He + e, \quad (1.107)$$
$$Ca + He_2^+ \rightarrow Ca^{++} + 2He + e. \quad (1.108)$$

Дополнительным механизмом создания ионов Sr^{++} и Ca^{++} может быть также ступенчатая реакция Пеннинга:

$$Sr^+ + He(m) \rightarrow Sr^{++} + He + e, \quad (1.109)$$
$$Ca^+ + He(m) \rightarrow Ca^{++} + He + e. \quad (1.110)$$

Рекомбинация ионов Sr^{++} и Ca^{++}, образующихся в послесвечении в результате этих реакций, приводит к существованию длительного рекомбинационного послесвечения на линиях SrII и CaII (см. рис. 1.25, *c*) [4, 7–8, 10, 153, 166–167]. При повышенных парциальных давлениях паров во время этого длительного рекомбинационного послесвечения также может наблюдаться генерация длительностью ≥ 1 мкс (рис. 1.25, *d*) – режим «длинных импульсов».

Кроме фиолетовых и УФ лазерных линий, в ионном спектре стронция наблюдается ИК генерация в рекомбинирующей плазме на линиях с λ = 1123,0, 1087,6 и 870,0 нм SrII и λ = 994,0 нм CaII при рекомбинационной накачке (при невысоких давлениях гелия ~ 3–7 Торр), а также на линиях с λ = 1245,0 и 1201,7 нм SrII и λ = 1194,9 и 1183,9 нм CaII в смесях стронция и кальция с криптоном при накачке за счет реакций перезарядки ионов криптона на атомах стронция и кальция (см. рис. 1.22–1.23 и табл. 1.4) [4, 7–8, 10, 153]. Практически во всем диапазоне условий генерации на ионных рекомбинационных переходах стронция и кальция также осуществляется генерация на ИК самоограниченных переходах SrII (λ = 1032,7 и 1091,4 нм) и CaII (λ = 866,2 и 854,2 нм CaII) (см. рис. 1.22, 1.23) [3–4, 7–8, 10, 153].

Литература

1. *Справочник* по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова. – М.: Советское радио, 1978. – Т. 1.

2. *Beck R., English W., Gurs K.* Table of laser lines in gases and vapors. – New York; Berlin: Spinger-Verlag, 1980.

3. *Солдатов А.И., Соломонов В.И.* Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах. – Новосибирск: Наука, 1985.

4. *Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Ионные лазеры на парах металлов. – М.: Энергоатомиздат, 1990.

5. *Петраш Г.Г., Исаев А.А.* Импульсные газоразрядные лазеры // Труды ФИАН. – 1991. – Т. 212. – С. 93–108.

6. *Справочник* по лазерной технике / Под ред. А.П. Напартовича. – М.: Энергоатомиздат, 1991.

7. *Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F.* Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges. Ed. by C.E. Little / John Willey @ Sons. Chichester, New York, Brisbane, Toronto. Singapore, 1996. – P. 285.

8. *Little C.E.* Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications. – Chichester, New York. John Willey & Sons, 1999.

9. *Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. – М.: Научная книга, 1998.

10. *Энциклопедия* низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. Т. XI-4. Газовые и плазменные лазеры. – М.: Физматлит, 2005. – 822 с.

11. *Гудзенко Л.И., Яковленко С.И.* Плазменные лазеры. – М.: Атомиздат, 1978.

12. *Гудзенко Л.И., Шелепин Л.А., Яковленко С.И.* Усиление в рекомбинирующей плазме (плазменные лазеры) // УФН. – 1974. – Т. 114, № 3. – С. 457–485.

13. *Silfvast W.T., Szeto L.J., Wood O.R.II.* Power output enhancement of a laser produced Cd plasma recombination laser by plasma confinement // Appl. Phys. Lett. – 1980. – Vol. 36, № 7. – P. 500–502.

14. *Данилычев В.А., Зворыкин В.Д., Холин И.В., Чугунов А.Ю.* Исследование плазменного рекомбинационного лазера на смеси Не-Хе, возбуждаемого лазерными импульсами с $\lambda = 10{,}6$ мкм // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9, № 1. – С. 92–98.

15. *Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Толмачев Г.Д.* Рекомбинационные лазеры на парах стронция и кальция // Письма в ЖТФ. – 1976. – Т. 2, № 12. – С. 550–553.

16. *Петраш Г.Г.* Импульсные газоразрядные лазеры // УФН. – 1971. – Т. 105, № 4. – С. 645–676.

17. *Петраш Г.Г.* Лазеры на парах металлов // Справочник по лазерам. В 2 т. / Под ред. А.М. Прохорова. – М.: Советское радио, 1978. – Т. 1. – С. 183–197.

18. *Эффективные* газоразрядные лазеры на парах металлов: Сборник статей / под ред. П.А. Бохана. – Томск: ИОА СО АН, 1978. – 209 с.

19. *Pulsed* Metal Vapour Lasers / Ed. by Chris E. Little and Nicola V. Sabotinov. NATO ASI Series. 1. Disarmament Technologies. Vol. 5. Kluwer Academic Publishers. – Dortrecht, Boston, London, 1996. – 479 p.

20. *Григорьянц А.Г., Казарян Г.А., Лябин Н.А.* Лазеры на парах меди: конструкция, характеристики и применения. – М.: Физматлит, 2005. – 312 с.

21. *Soldatov A.N., Filonov A.G., Shumeiko A.S., Kirilov A.E., Ivanov B., Haglund R., Mendenhall M., Gabella B., Kostadinov I.* Sealed-off Strontium-Vapor Laser // Proc. SPIE. – 2004. – Vol. 5483. – P. 252–261.

22. *Soldatov A.N., Polunin Yu.P., Shumeiko A.S., Sidorov I.V.* Record Output Energy Parameters of a SrI and SrII-Vapor Laser // Proceedings of the 7-th Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Laser Technologies. Russia. – Tomsk, 2004. – P. 201–206.

23. *Бриджес В., Честер А.* Лазеры на ионизированных газах / Справочник по лазерам. В 2 т. / Под ред. А.М. Прохорова. – М.: Советское радио, 1978. – Т. 1. – С. 63–102.

24. *Heard H.G.* Ultra-violet gas laser at room temperature // Nature. – 1963. – Vol. 200, № 4907. – P. 667.

25. *Nathias L.E.S., Parker Y.T.* Stimulated emission in the band spectrum of nitrogen // Appl. Phys. Lett. – 1963. – Vol. 3, № 1. – P. 16–18.

26. *Gould G.* Collissional lasers // Appl. Optics. Suppl. – 1965. – № 2. – P. 59–64.

27. *Bennet W.R.* Inversion mechanism in gas lasers // Appl. Optics. Suppl. – 1965. – № 1. – P. 3–58.

28. *Piltch M., Walter W.T., Solimene N. et al.* Pulsed laser transition in manganese vapor // Appl. Phys. Lett. – 1965. – Vol. 7. – P. 309–311.

29. *Fowles G.R., Silfvast W.J.* High-gain laser transition in lead vapor // Appl. Phys. Lett. – 1965. – Vol. 6, № 12. P. 236–237.

30. *Walter W.T., Solimene N., Piltch M., Gould G.* Efficient pulsed gas discharge lasers // IEEE J. Quant. Electr. – 1966. – Vol. 2, № 9. – P. 474–479.

31. *Gerry E.T.* Pulsed molecular-hidrogen laser theory // Appl. Phys. Lett. – 1965. – Vol. 7, № 1. – P. 6–8.

32. *Leonard D.A.* A theoretical discription of the 5106 A pulsed copper vapor laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1967. – Vol. 3, № 9. – P. 380–381.

33. *Demkin V.P., Kupchinsky N.L., Soldatov A.N. and Fedorov V.F.* Calculation of copper vapor laser efficiency // Tenth All-Union conference on electron and atomic collision physics. Digest of technical papers. – Uzhgorod, 1988. – Part 2. – P. 193–194.

34. *Demkin V.P., Soldatov A.N. and Yudin N.A.* Efficiency of the copper vapor laser // Atmospheric and oceanic optics. – 1993. – Vol. 6, № 6. – P. 388–391.

35. *Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А.* Эффективность лазера на парах меди с частичным разрядом накопительной емкости // Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21(8). – С. 733–734.

36. *Солдатов А.Н., Суханов В.Б., Федоров В.Ф., Юдин Н.А.* Исследование лазера на парах меди с повышенным КПД // Оптика атмосферы и океана. – 1995. Т. 8, № 11. – С. 1626–1636.

37. *Soldatov A.N.* MVL parameter management through electron plasma component // Pulsed metal vapor laser / Ed. by Chris E. Little and Nicola V. Sabotinov. NATO. ASI Series. Disarmament Technologies. London, 1995. – Vol. 5. – P. 175–182.

38. *Исаев А.А., Петраш Г.Г.* Исследование импульсных газовых лазеров на атомных переходах // Труды ФИАН. – 1975. – Т. 81. – С. 3–87.

39. *Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г.* О возможности получения большой средней мощности генерации в видимой области оптического спектра // Квантовая электроника. – 1973. – № 6(18). – С. 112–155.

40. *Бохан П.А., Соломонов В.И.* О механизме генерации ОКГ на парах меди // Квантовая электроника. – 1973. – № 6(18). – С. 53–57.

41. *Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г.* О параметрах, достижимых с лазером на парах меди // Краткие сообщения по физике. – 1973. – № 2. – С. 27–29.

42. *Алаев М.А., Баранов А.И., Верещагин Н.М. и др.* Лазер на парах меди с частотой повторения импульсов излучения 100 кГц // Квантовая электроника. – 1976. – Т. 3, № 5. – С. 1134–1136.

43. *Fahlen T.S.* High pulse rate mode-locked copper laser // IEEE J. Quant. Electr. – 1977. – Vol. 13, № 7. – P. 546–547.

44. *Soldatov A.N. and Fedorov V.F.* Repetitively pulsed copper vapor laser operating at maximum pulse repetition rates // Proceedings of International conference on lasers'82. STS Press Mclean. – New Orleans, 1982. – P. 478–485.

45. *Солдатов А.Н., Федоров В.П.* Лазер на парах меди с частотой следования импульсов 230 кГц // Известия вузов. Физика. – 1984. – Т. 26, № 9. – С. 80–84.

46. *Воробьев Б.Д., Калинин С.В., Климовский И.И., Костадинов И.К., Крестов В.А., Кубасов В.М., Маразов О.Р.* Лазер на парах меди со средней удельной мощностью генерации свыше 1 Вт/см^3 // Квантовая электроника. – 1991. – Т. 18, № 10. – С. 1178–1180.

47. *Soldatov A.N.* Advances and breakthroughs in metal vapor laser // Russian Physics Journal. – 1999. – Vol. 42, № 8. – P. 678–690.

48. *Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г.* Эффективный импульсный лазер на парах меди с высокой средней мощностью генерации // Письма в ЖЭТФ. – 1972. – Т. 16, вып. 1. – С. 40–42.

49. *Исаев А.А., Ищенко П.П., Петраш Г.Г.* Импульсная генерация на переходах с резонансного на метастабильный уровень в парах таллия // Письма в ЖЭТФ. – 1967. – Т. 6, № 5. – С. 619–622.

50. *Walter W.T.* Pulsed laser action at $\lambda = 6123$ A in gold vapor // IEEE J. Quant. Electron. – 1968. – Vol. 4, № 5. – P. 355–356.

51. *Ba. Cahuzac P., Brochard J.* Raies laser dans les vapours metalliques // J. Phys. Suppl. – 1969. – Vol. 30, № 6. – P. 81.

52. *Исаев А.А., Петраш Г.Г.* Новые линии генерации и сверхсветимости на парах свинца // Письма в ЖЭТФ. – 1969. – Т. 10, № 4. – С. 188–192.

53. *Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г.* Новая линия сверхсветимости в парах золота // Краткие сообщения по физике. – 1972. – № 1. – С. 3.

54. *Cahuzas P.* Nouvelles raies laser infrarouges dansles vapour de barium // Phys. Lett. A. – 1970. – Vol. 32, № 3. – P. 150–151.

55. *Baron K.U., Standler B.* New visible laser transition in Ba I and Ba II // IEEE J. Quant. Electron. – 1971. – Vol. 11. – P. 852–853.

56. *Cahuzas P.* Raies laser infrarouges dans les vapours de terres rares et d'alcalino-terreux // J. Phys. – 1971. – Vol. 32, № 7. – P. 499–505.

57. *Бохан П.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е.* Газовый лазер на ионизированном европии // Письма в ЖЭТФ. – 1973. – Т. 18, № 2. – С. 80–82.

58. *Бохан П.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е. и др.* Исследование лазера на самоограниченных переходах атома и иона европия // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 1. – С. 152–154.

59. *Климкин В.М.* Исследование газового лазера на парах иттербия // Квантовая электроника. – 1975. – Т. 2, № 3. – С. 579–584.

60. *Маркова С.В., Петраш Г.Г., Черезов В.М.* Импульсная генерация на линии 472,2 нм атома висмута // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 5. – С. 1154–1155.

61. *Linevsky M.J., Karras T.W.* An iron-vapor laser // Appl. Phys. Lett. – 1978. – Vol. 33, № 8. – P. 720–721.

62. *Солдатов А.Н., Шапарев Н.Я., Кирилов А.Е., Глизер В.Я., Полунин Ю.П., Федоров В.Ф.* Радиальные характеристики генерационного излучения лазера на парах меди // Известия вузов. Физика. – 1980. – № 10. – С. 38–43.

63. *Елаев В.Ф., Поздеев В.В., Солдатов А.Н.* Радиальная неоднородность газоразрядной плазмы медного лазера // Измерительные приборы для исследования приземных слоев атмосферы. – Томск: ИОА, 1977. – С. 94–97.

64. *Климовский И.И.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – М., 1991. – 467 с.

65. *Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A.* A self-consistent model for the discharge kinetics in a high-repetition-rate copper-vapor laser // IEEE J. Quantum Electronics. – 1994. – Vol. 30, № 8. – P. 1876–1895.

66. *Климкин В.М.* Диагностика импульсных лазеров методами модуляционной лазерной спектроскопии // Теплофизика высоких температур. – 1985. – Т. 23, № 3. – С. 568–571.

67. *Ali A.W., Kolb A.S., Andercon A.D.* Theory of the pulsed molecular nitrogen laser // Appl. Optics. – 1967. – Vol. 6, № 12. – P. 2115–2119.

68. *Пиотровский Ю.А., Реутова Н.М., Толмачев Ю.А.* О роли ступенчатой ионизации в процессах формирования инверсной заселенности в лазерах на самоограниченных переходах // Оптика и спектроскопия. – 1984. – Т. 7, вып. 1. – С. 99–104.

69. *Арланцев С.В., Бучанов В.В., Васильев А.А., Молодых Э.И., Тыкоцкий В.В., Юрченко Н.И.* Расчетное исследование импульсно-периодического лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 1980. – Т. 7, № 8. – С. 2319–2325.

70. *Прокопьев В.Е., Климкин В.М.* К вопросу об оптимальной частоте следования импульсов возбуждения лазеров на самоограниченных переходах металлов // Известия вузов. Физика. – 1978. – № 5. – С. 152–153.

71. *Юдин Н.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е.* Оптогальванический эффект в лазере на самоограниченных переходах атома меди // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 28, № 3. – С. 273–276.

72. *Юдин Н.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е., Калайда В.Т.* Экспериментальные наблюдения ступенчатой ионизации атома Cu в активной среде Cu-лазера // Известия вузов. Физика. – 1999. – № 9. – С. 128–132.

73. *Пиотровский Ю.А., Реутова Н.М., Толмачев Ю.А.* О роли ступенчатой ионизации в процессах формирования инверсной заселенности в лазерах на самоограниченных переходах // Оптика и спектроскопия. – 1984. – Т. 7, вып. 1. – С. 99–104.

74. *Isaev A.A., Petrash G.G.* Kinetics of excitation and physical processes in active media of copper vapor and copper bromide vapor lasers // Proc. SPIE. – 1993. – Vol. 2110. – P. 2–45.

75. *Kushner M.J., Werner V.E.* Large bore copper vapor lasers: kinetics and scaling issues // J. Appl. Phys. – 1983. – Vol. 54, № 6. – P. 2970–2982.

76. *Исаев А.А., Петраш Г.Г., Пономарев И.В.* Релаксация метастабильных атомов в послесвечении лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 1986. – Т. 13, № 11. – С. 2295–2301.

77. *Исаев А.А., Казаков В.В., Лесной М.А., Маркова С.В., Петраш Г.Г.* Распад метастабильных состояний и его влияние на характеристики генерации лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 1986. – Т. 13, № 11. – С. 2302–2309.

78. *Исаев А.А., Михкельсоо В.Т., Петраш Г.Г., Пеэт В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б.* Кинетика возбуждения рабочих уровней лазера на парах меди в режиме сдвоенных импульсов // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15, № 12. – С. 2510–2513.

79. *Chang J.J., Warner B.E., Boley C.D.* High-power copper vapour laser and applications // Proceedings of the NATO advanced Research workshop on Pulsed metal Vapor Lasers – Physic and Emerging Applications in Industry, Medicine and Science. St. Andrews, UK, Aug. 6-10, 1995: C.E. Little and N.V. Sabotinov, Eds. Dordrecht: Nato ASI Series. Kluwer Academic Publishers, 1996. – P. 101–112.

80. *Miller J.L., Kan T.J.* Metastable decay rates in a Cu-metal-vapor laser // J. Appl. Phys. – 1979. – Vol. 50, № 6. – P. 3849–3851.

81. *Smilanski I.* Copper hooks-investigation of the copper vapor kinetics // Proc. Intern. Conf. Lasers'79. Orlando, Florida, Ed. V.J. Corcoran. – 1979. – P. 327–334.

82. *Smilanski I., Levin L.A., Erez G.* Kinetics of population inversion in copper-vapour laser investigation by a modified hook-method // Optics Letters. – 1980. – Vol. 5, № 1. – P. 93–95.

83. *Tenenbaum J., Smilanski I., Lavi S. et al.* Kinetic investigation of the upper laser levels of the copper vapor laser // Optics Communications. – 1981. – Vol. 36, № 5. P. 391–394.

84. *Литвиненко А.Я., Кравченко В.И., Егоров А.Н.* Измерение времени жизни нижних рабочих уровней лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 1983. – Т. 10, № 6. – С. 1212–1217.

85. *Кельман В.А., Климовский И.И., Коноплев А.Н., Опачко И.И., Селезнева Л.А., Фучко В.Ф.* Релаксация метастабильного уровня атома меди в послесвечении импульсного разряда в лазере на парах меди // Квантовая электроника. – 1984. – Т. 11, № 11. – С. 2191–2196.

86. *Исаев А.А., Петраш Г.Г., Пономарев И.В.* Релаксация метастабильных атомов в послесвечении лазера на парах меди // Препринт ФИАН. – 1985. – № 271.

87. *Берик Е.Б., Исаев А.А., Михкельсоо В.Т. и др.* Спектроскопия активной среды лазера на парах меди // Препринт ФИАН. – 1986. – № 251.

88. *Исаев А.А., Михкельсоо В.Т., Петраш Г.Г. и др.* Пространственно-временная кинетика возбуждения и релаксации атомных уровней в плазме импульсного лазера на парах меди // Препринт ФИАН. – 1987. – № 171.

89. *Батенин В.М., Запесочный И.Л., Кельман В.А. и др.* Радиальные неоднородности параметров плазмы в межимпульсный период саморазогревного лазера на парах меди // Препринт ИВТАН. – 1987. – № 5. – С. 210.

90. *Isava Y., Shimotsu T., Yamanaka Ch. et al.* Density measurements of the lower level of a copper vapor laser // Proc. SPIE, Metal Vapor, Deep Blue, and Ultrafiolet Lasers, J.J. Kim, R. Kimball, P.J. Wisoff, Edrs. – 1989. – Vol. 1041. – P. 19–24.

91. *Brown D.J.W., Kunnemeyer H., McIntoch A.I.* Radial excited state density effect in a small – bore copper vapor lasers // Proc. SPIE, Metal Vapor, Deep Blue, and Ultrafiolet Lasers, J.J. Kim, R. Kimball, P.J. Wisoff, Edrs. – 1989. – Vol. 1041. – P. 25–33.

92. *Isaev A.A., Mihkelsoo V.T., Petrash G.G. et al.* Atomic levels population and depopulation kinetics in Cu-vapor lasers // Proc. SPIE, Metal Vapor, Deep Blue, and Ultrafiolet Lasers. / Ed. by J.J. Kim, R. Kimball, P.J. Wisoff, Edrs. – 1989. – Vol. 1041. P. 40–46.

93. *Brown D.J.W., Kunnemeyer H., McIntoch A.I.* Time-resolved measurements of excited state densities in a copper vapor lasers // IEEE J. Quant. Electron. – 1990. – Vol. 26, № 9. – P. 1609–1619.

94. *Isaev A.A., Petrash G.G.* Kinetics of excitation and physical processes in active media of copper vapor and copper bromide vapor lasers // Metal Vapor Lasers and Applications: CIS Selected Papers, G.G. Petrash, Ed. // Proc. SPIE. – 1993. – Vol. 2110. – P. 2–45.

95. *Webb C.E., Hogan C.P.* Copper laser kinetics – a comparative study // Pulsed Metal Vapour Lasers. Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Pulsed Metal Vapor Lasers Physic and Emerging Applications in Industry, Medicine and Science, St. Andrews, UK, Aug. 6-10, 1995: C.E. Little and N.V. Sabotinov, Eds. Dordrecht: NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers, 1996. – P. 29–42.

96. *Petrash G.G.* Kinetics of Metal Vapour and Metal Halide Lasers // Pulsed Metal Vapour Lasers. Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Pulsed Metal Vapor Lasers Physic and Emerging Applications in Industry, Medicine and Science, St. Andrews, UK, Aug. 6-10, 1995: C.E. Little and N.V. Sabotinov, Eds. Dordrecht: NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers, 1996. – P. 43–54.

97. *Smilanski I.* Plasma Parameters of Metal Vapour Lasers // Pulsed Metal Vapour Lasers. Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Pulsed Metal Va-

por Lasers Physic and Emerging Applications in Industry, Medicine and Science, St. Andrews, UK, Aug. 6-10, 1995: C.E. Little and N.V. Sabotinov, Eds. Dordrecht: NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers, 1996. – P. 87–99.

98. *Казаков В.В., Маркова С.В., Петраш Г.Г.* Кинетика распада нижнего рабочего уровня в импульсном лазере на парах свинца // Квантовая электроника. – 1983. Т. 10, № 4. – С. 787–792.

99. *Казаков В.В., Маркова С.В., Петраш Г.Г.* Исследование физических процессов в импульсном лазере на парах бария // Квантовая электроника. – 1984. – Т. 11, № 5. – С. 949–956.

100. *Прокопьев В.Е., Соломонов В.И.* Исследование лазера на парах стронция // Квантовая электроника. – 1985. – Т. 12, № 6. – С. 1261–1269.

101. *Казаков В.В., Маркова С.В., Петраш Г.Г.* Распад метастабильных уровней $6p^3\ ^2D^0_{3/2}$ атомов висмута в межимпульсный период в лазере на парах висмута // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9, № 4. – С. 688–694.

102. *Кельман В.А., Шпеник Ю.О., Запесочный И.П.* Исследование релаксации метастабильных $6p^3\ ^2D^0_{3/2}$ атомов Bi в лазере на парах висмута // Препринт КИЯИ АН УССР. – Киев, 1991. – № 91-3.

103. *Petrash G.G.* Kinetic processes determining attainable pulse repetition rate in pulsed metal vapor lasers // Proc. SPIE. – 1998. – Vol. 3403. – P. 110–119.

104. *Petrash G.G.* The processes limiting the pulse repetition rate in pulsed metal and metal compound vapor lasers // Laser Physics. – 2000. – Vol. 10, № 5. P. 994–1008.

105. *Бохан П.А., Герасимов В.А., Соломонов В.И., Щеглов В.Б.* О механизме генерации лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 1978. – Т. 5, № 10. – С. 2162–2173.

106. *Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И.* О механизме ограничения частоты следования импульсов генерации в лазере на парах меди // Квантовая электроника. – 1980. – Т. 7, № 7. – С. 1264–1269.

107. *Бохан П.А.* О механизме ограничения оптимальной частоты следования импульсов генерации в лазерах на самоограниченных переходах в парах металлов // Квантовая электроника. – 1985. – Т. 12, № 5. – С. 945–952.

108. *Бохан П.А.* Процессы релаксации и влияние метастабильных состояний атомов и ионов металлов на механизм генерации и энергетические характеристики лазеров // Квантовая электроника. – 1986. – Т. 13, № 9. – С. 1837–1846.

109. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* О предельных частотах следования импульсов генерации в лазерах на парах меди // Журнал технической физики. – 1997. – Т. 67, № 5. – С. 54–60.

110. *Яковленко С.И.* Критическая плотность электронов при ограничении частоты следования импульсов в лазере на парах меди // Квантовая электроника. – 2000. Т. 30, № 6. – С. 501–505.

111. *Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaniev O.V.* The influence of theinitial density of metastable states and electron density on the pulse repetition rate in a copper-vapor laser // Laser Physics. – 2001. – Vol. 11. P. 580–588.

127. *Chen Gang, Cheng Cheng.* Temporal characteristic of M–M transition lasers in Strontium atom vapour // Chin. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 25, № 10. – P. 3666–3669.

128. *Pan B.L., Chen G., Zhong J.W., Yao Z.X.* Emission of laser pulses due to transitions from metastable to metastable levels in strontium vapor // Applied physics B: Lasers Opt. – 2003. – Vol. 76, № 4. – P. 371–374.

129. *Бохан П.А., Бурлаков В.Д.* О механизме генерации на переходах $4d^3D_{1,2} - 5p^3P^0_2$ атома стронция // Квантовая электроника. – 1979. – Т. 6, № 3. – С. 623–625.

130. *Pan B.-L., Chen G., Chen X., Yao Z.-X.* Numerical and experimental investigation on self-terminating and recombination lasers in univalent of calcium and strontium // J. of Applied Physics. – 2004. – Vol. 96, № 1. – P. 34–39.

131. *Carman R.J.* A self-consistent model for a longitudinal discharge excited He-Sr recombination laser // IEEE J. Quantum Electron. – 1990. – Vol. 26, № 9. – P. 1588–1604.

132. *Солдатов А.Н., Филонов А.Г., Васильева А.В.* Исследование работы Sr-лазера при высоких частотах повторения импульсов // Оптика атмосферы и океана. – 2006. – Т. 19, № 2-3. – С. 224–226.

133. *Soldatov A.N., Filonov A.G., Polunin Yu.P., and Sidorov I.V.* SrI- and SrII-Vapor Laser Active Volume Scaling // The 8-th Sino-Russian Symp. on Laser Physics and Laser Technlogies, Tomsk, Russia. – 2006. – P. 5–10.

134. *Климкин В.М., Монастырев С.С., Прокопьев В.Е.* Селективная релаксация долгоживущих состояний атомов металлов в газоразрядной плазме. Стационарная генерация на переходах $^1P_1{}^0 - {}^1D_2$ кальция и стронция // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 20, В. 4. – С. 251–253.

135. *Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И.* Квазинепрерывная генерация на переходе с резонансного $^1P_1$ на метастабильный $^1D_2$ уровень кальция // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9, № 10. – С. 2075–2077.

136. *Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И.* Квазинепрерывная генерация на переходе между резонансным 6^1P_1 и метастабильным 5^1D_2 уровнями атома бария в электрическом разряде // ДАН СССР. – 1983. – Т. 273, № 1. – С. 101–103.

137. *Cahuzac Ph.* Emission laser infrarouges dans les vapeurs de tyulium et d ytterbium // Phys. Lett. A. – 1968. – Vol. 27, № 8. – P. 473–474.

138. *Cahuzac Ph.* Emission laser infrarouges dans les vapeurs de terres rares // Phys. Lett. A. – 1970. – Vol. 31, № 10. – P. 541–542.

139. *Cahuzac Ph.* Nouvelles raies laser infrarougts dans les vapor de terres rares et d alcalinoterreux // J. Phys. – 1971. – Vol. 32, № 7. – P. 499–505.

140. *Полунин Ю.П., Прокопьев В.Е., Солдатов А.Н., Юдин Н.А.* Управление инверсией населенности на самоограниченных ИК-переходах щелочно-земельных металлов // Известия вузов. Физика. – 2010. – Т. 53, № 5/2. – С. 75–79.

141. *Климкин В.М., Прокопьев В.Е., Соковиков В.Г.* Исследование зависимости мощности генерации на ИК-линиях иттербия от частоты следования импульсов накачки // Квантовая электроника. – 1981. – Т. 8, № 1. – С. 722–725.

142. *Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И.* Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1986.

143. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука. Физматлит, 1987.

144. *Смирнов Б.М.* Введение в физику плазмы. М.: Наука. Физматлит, 1975.

145. *Гуревич А.В., Питаевский Л.П.* Коэффициент рекомбинации в плотной низкотемпературной плазме // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 46, № 4. – С. 1289–1284.

146. *Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982.

147. *Смирнов Б.М.* Ступенчатая ионизация атома в плазме щелочного металла // ТВТ. – 1986. – Т. 24, № 2. – С. 239–243.

148. *Смирнов Б.М.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. – М.: Атомиздат, 1974.

149. *Веселовский И.С.* Коэффициент электронной рекомбинации в плазме при тройном столкновении // ЖТФ. – 1969. – Т. 39, № 2. – С. 271–277.

150. *Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. II. Генерация на ионных переходах металлов // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 6. – С. 1257–1267.

151. *Little C.E., Piper J.A.* Average-Power Scaling of Self-Heated Sr^+ Afterglow Recombination Laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1990. – Vol. 26, № 5. – P. 903–910.

152. *Карабут Э.К., Кравченко В.Ф., Михалевский В.С., Шелепо А.П.* Исследование генерации на ионных переходах стронция в смеси с водородом // Квантовая электроника. – 1975. – Т. 2, № 11. – С. 2514–2515.

153. *Латуш Е.Л.* Газоразрядные рекомбинационные лазеры на парах металлов: Дис. … д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: РГУ, 2000.

154. *Фуголь И.Я., Григоращенко О.Н., Мышкис Д.А.* Экспериментальное исследование разрушения метастабильных атомов гелия в плазме при низких температурах // ЖЭТФ. – 1971. – Т. 60, № 1. – С. 423–440.

155. *Латуш Е.Л.* Принципы работы и перспективы применений рекомбинационных плазменных лазеров // Соросовский образовательный журнал. – 1999. – № 8. – С. 83–89.

156. *Латуш Е.Л., Михалевский В.С., Сэм М.Ф.* Роль электронного девозбуждения в заселении ионных уровней кадмия и цинка // Оптика и спектроскопия. – 1973. – Т. 34, № 2. – С. 214–221.

157. *Green J.M., Webb C.E.* Second-kind collisions of electrons with excited Cd^+, Ca^+, Ga^+, Tl^+, and Pb^+ ions // J. Phys. B. – 1975. – Vol. 8, № 9. – P. 1484–1500.

158. *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* Физические процессы в газовых лазерах. М.: Энергоатомиздат, 1985.

159. *Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука. Физматлит, 1979.

160. *Гайлитис М.К.* Расчет возбуждения ионов электронами с использованием кулоновских волновых функций. // Оптика и спектроскопия. – 1963. – Т. 14, № 4. – С. 465.

161. *Жуков В.В., Латуш Е.Л., Михалевский В.С., Сэм М.Ф.* Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. I. Принципы получения генерации в рекомбинационном режиме // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 6. – С. 1249–1256.

162. *Key M.H.* XUV lasers // J. Scientific and Industrial Research. – 1990. – Vol. 44, № 4. – P. 166–173.

163. *Suckewer S., Skinner C.H.* Soft X-ray Lasers and their applications // Science. – 1990. – Vol. 247, № 4950. – P. 1553–1557.

164. *Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Рекомбинационные лазерные переходы в CaII и SrII // ЖЭТФ. – 1973. – Т. 64, № 6. – С. 2017–2019.

165. *Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Генерация на ионных переходах щелочноземельных металлов // Квантовая электроника. – 1973. – № 3(15). – С. 66–71.

166. *Сэм М.Ф.* Ионные газоразрядные лазеры на парах химических элементов: Дис. … д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: РГУ, 1981.

167. *Sem M.F., Latush E.L.* Kinetics of metal ion recombination lasers // In «Pulsed Metal Vapour Lasers» / Ed. by Chris E. Little and Nicola V. Sabotinov. NATO ASI Series. 1. Disarmament Technologies. Vol. 5. Kluwer Academic Publishers. – Dortrecht, Boston, London, 1996. – P. 55–66.

Глава 2

КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

2.1. Активные элементы лазеров на самоограниченных переходах стронция и кальция

Успех в создании лазеров на парах металлов (ЛПМ) во многом определяется экспериментальной и технологической базой. В первую очередь, это вызвано тем, что рабочие температуры, требуемые для создания необходимых значений концентрации свободных атомов металлов в газоразрядной трубке (ГРТ), достигают ~ 1900°К. Это накладывает определенные требования на конструкцию активных элементов и технологию их создания. Во-вторых, реализация генерации на самоограниченных переходах атомов металлов требует создания эффективных высоковольтных источников питания, работающих с частотой следования импульсов возбуждения от единиц до ~ 100 кГц, с характерной длительностью импульсов накачки ~ 100–150 нс, согласованных с нагрузкой. В-третьих, оптимизация работы лазеров на парах металлов, улучшение спектральных и пространственно-временных характеристик пучка излучения предполагает наличие методов и средств измерения, как внешних параметров лазеров, так и внутренних параметров плазмы импульсно-периодического разряда в парах металлов.

2.1.1. Конструкция газоразрядных трубок лазера на парах металлов

На рис. 2.1 приведена типичная конструкция отпаянной газоразрядной трубки лазера на парах металлов, разработанная в лаборатории лазерной физики и кристаллофизики Томского государственного

университета. Вакуумный кожух *1* газоразрядной трубки изготавливается из оптического кварца. Конструкция кожуха цельнопаяная. В кварцевый кожух вваривaются электрические вводы *2*. В качестве электрических вводов *2* используются промышленные заготовки электрических вводов для ламп ИФП-1200 или ИФП-2000. По два ввода на каждый электрод вваривaются в кожух симметрично и соосно с газоразрядным каналом. Герметизация вакуумного кожуха осуществляется кварцевыми выходными окнами *3* или окнами из кристаллов BaF_2 (для газоразрядных трубок лазеров на парах стронция и кальция), которые приклеиваются к торцам газоразрядной трубки клеем марки К-400.

Электродные узлы *4* изготавливаются из листового ниобия толщиной 0,4 мм методом точечной сварки. Они представляют наборы конусов и цилиндров, сваренных между собой. Внутренний цилиндр имеет развитую поверхность и является рабочим. Через радиальное кольцо, выполненное из ниобиевой фольги, электроды закрепляются на электрических вводах. Основным элементом газоразрядной трубки является газоразрядный канал *5*. Он выполнен из двух керамических бериллиевых (керамика BeO) трубок необходимой длины и требуемого диаметра, состыкованных таким же керамическим кольцом. В месте стыковки керамические трубки проточены на половину толщины. Керамическая трубка помещается в теплоизоляционный объем 6, образованный слоем мелкодисперсного порошка двуокиси циркония (ZrO_2).

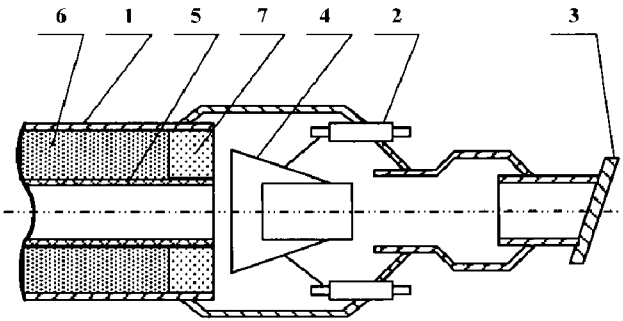


Рис. 2.1. Отпаянный активный элемент лазера на парах металлов:
1 – вакуумный кожух; *2* – электрические вводы; *3* – выходные окна;
4 – электродные узлы; *5* – газоразрядный канал; *6* – теплоизоляционный объем; *7* – узел герметизации

К слою теплоизоляционного порошка предъявляются жесткие требования, как по равномерности его заполнения, так и по плотности набивки. Торцевые зазоры теплоизоляционного слоя, образованные керамикой и кварцевым кожухом, заполняются огнеупорным войлоком. Огнеупорный войлок является узлом герметизации *7*, ограничивая область теплоизоляционного порошка и предотвращая его попадание в газоразрядный канал. Выбор конструкционных материалов и технология подготовки трубки позволяют реализовать в газоразрядном канале температуру ~ 1900°К без газовыделения при сохранении чистоты рабочей смеси в условиях длительной эксплуатации в отпаянном режиме. Такие конструкции саморазогревных газоразрядных трубок используются в лазерах на парах меди, свинца, смеси паров меди и золота. Здесь лишь укажем, что, в частности, при работе с комбинацией паров различных металлов в конструкции газоразрядных трубок предусмотрены специальные температурные зоны для каждого металла.

2.1.1.1. Материалы и требования к ним

При разработке отпаянных активных элементов лазеров на парах металлов наибольшие трудности возникают из-за необходимости создания высоких температур в разрядном канале. При этих условиях требования к конструкции ГРТ, технологии и тренировке их ужесточаются. Возрастают требования к конструкционным материалам, особенно к тем, которые работают в зоне высоких температур. Учитывая многие факторы и требования к конструкционным материалам, в Томском государственном университете разработана технология изготовления отпаянных газоразрядных трубок с достаточно большим сроком службы и с долговечностью не менее 300 ч.

В данном подразделе приводится описание технологии изготовления отпаянных ГРТ, а также кратко излагаются требования к применяемым в этом случае материалам.

Технология изготовления активного элемента предполагает следующие семь этапов: подбор материалов; изготовление узлов; предварительная очистка и подготовка конструкционных материалов и элементов; сборка газоразрядной трубки; обезгаживание ГРТ; загруз-

ка рабочего металла в канал ГРТ; окончательная тренировка ГРТ и заполнение ее буферным газом; отпайка ГРТ. Из всех деталей ГРТ наиболее жесткие требования по температурным, электрическим, химическим, вакуумным и технологическим свойствам предъявляются к материалу, из которого изготавливается газоразрядный канал.

Эти требования следующие:

1) высокое удельное сопротивление при высоких температурах, $\geq 10^2$ Ом·м.

2) малое давление паров всех компонентов материала, $P \leq 10^{-5}$ Торр;

3) высокая температура плавления, $T > 2000°K$;

4) химическая стойкость к парам рабочего металла;

5) вакуумная плотность при высоких температурах;

6) технологичность, т.е. возможность изготовления по существующим технологиям.

По всем перечисленным требованиям наиболее подходящим материалом является керамика из окиси бериллия (BeO). Кроме вышеназванных преимуществ бериллиевая керамика обладает высокой теплопроводностью, хорошей эрозионной стойкостью к плазме и высокой устойчивостью к термоударам. Поэтому во многих разработках основной акцент делается на использование именно бериллиевой керамики.

В качестве вакуумной рубашки используются трубы из оптического кварца и изделия из него. Основные требования, которые предъявлялись при выборе этого материала, следующие:

1) малый температурный коэффициент линейного расширения, $0{,}55 \cdot 10^{-6}$;

2) высокая температура плавления и размягчения;

3) высокое удельное сопротивление, $1 \cdot 10^{17}$ Ом·м при напряжении 500 В и температуре 25°С;

4) малое проникновение различных газов;

5) достаточно высокая технологичность.

Выбор кварца связан с тем, что процесс обезгаживания и тренировки осуществляется при температурах на внешней стенке ГРТ 1100°К, причем в тепловую зону помещается вся газоразрядная трубка, а выходные окна, приклеенные клеем К-400, охлаждаются.

В качестве теплоизолятора в наших конструкциях ГРТ используются порошок двуокиси циркония и огнеупорный войлок – каолиновая вата. Порошок двуокиси циркония располагается в зонах, работа-

ющих при температурах до ~1900°К, огнеупорный войлок – в зонах с температурой до ~1300°К. Основными достоинствами последних материалов являются, во-первых, хорошие теплоизоляционные свойства, во-вторых, высокая чистота и отсутствие газовыделения при рабочих температурах. Нами опробованы различные марки порошков двуокиси циркония. Выбор материала для электродов в основном определялся высокотемпературными и эмиссионными его свойствами, хорошей технологичностью отожженного ниобия. Керамические трубки из окиси бериллия, прошедшие на заводе-изготовителе обработку в плазменных печах с целью выжигания углерода, перед сборкой промываются в горячей воде с эмульгатором, затем в проточной воде и 3-х сменах дистиллированной воды, затем протираются спиртом и просушиваются. Электродные узлы после изготовления подвергаются операциям химической очистки и обезжиривания. Их промывают ацетоном, затем погружают на 1–3 мин в 20% раствор HCl, нагретый до температуры 350°К, тщательно промывают в дистиллированной воде, нагревают до температуры ~ 380°К, затем вновь промывают бидистиллятом, протирают спиртом и сушат. Порошок двуокиси циркония перед сборкой прокаливают на воздухе при температуре ~ 1500°К. Каолиновая вата подвергается термической обработке при температуре ~ 1300°К в течение 6–8 ч. Химическую обработку проходят и другие элементы газоразрядной трубки: кварцевые трубы, электроды, стыковочные узлы и др. Подготовленные узлы и элементы ГРТ поступают на сборку.

2.1.1.2. Этапы обезгаживания

Газоразрядные трубки с большим сроком службы невозможно изготовить без тщательного их обезгаживания. Процесс обезгаживания ведется, как правило, форвакуумным и диффузионным насосами. Вакуумный пост снабжен системой измерения вакуума. Вакуумный агрегат через стеклянные трубопроводы связан с газонаполнительным вакуумным постом, состоящим из системы кранов, масляного манометра для измерения давления, азотной ловушки. Измерение расхода газа осуществляется также стрелочным газоразрядным деформационным вакуумметром.

Для нагрева трубок до 1300°К используется электрическая печь, в которую устанавливается газоразрядная трубка. Печь разогревается либо силитовыми, либо проволочными нагревателями из высокоомных материалов. Достижение в разрядном канале ГРТ температур ~ 2000°К во время обезгаживания обеспечивается разрядом постоянного тока. Для реализации разряда постоянного тока в системе используется высоковольтный выпрямитель, подключенный к газоразрядной трубке через балластное сопротивление. Наполнение объема газоразрядной трубки идет особо чистыми инертными газами – гелием или неоном. В системе предусмотрена возможность прокачки газа через газоразрядную трубку во время подогрева печью и высоковольтным разрядом. Герметичность изготовленных газоразрядных трубок контролируется гелиевым и искровыми течеискателями. Для температурных измерений используются термопарные датчики с выводом на пишущий прибор или пирометры (для контроля температуры внутри газоразрядного канала).

Процесс обезгаживания можно условно разбить на четыре этапа:

Первый – это обезгаживание объема ГРТ форвакуумным насосом до вакуума $2 \cdot 10^{-2}$ Торр, без разогрева газоразрядной трубки. Этот этап длится 6–8 ч.

Второй этап – это обезгаживание диффузионным насосом при медленном увеличении температуры печи до 500°К со скоростью разогрева печи 25°К/ч. Этот этап длится 8–10 ч. При этом происходит откачка адсорбированной на элементах ГРТ влаги.

Третий этап – это обезгаживание диффузионным насосом при разогреве печи до температуры 1000°К (от 500 до 800°К со скоростью 75°К/ч – 4 ч и от 800°К со скоростью 50°К/ч – также 4 ч).

Четвертый – окончательный этап обезгаживания ведется при температуре от 1000 до 1300°К при одновременном нагреве печи и кратковременном включении разряда в газоразрядной трубке в среде гелия или неона с давлением 20–30 Торр, а также в протоке инертного газа. Этот этап длится 10–12 ч, скорость разогрева печи до температуры 1300°К ~ 30–40°К/ч. При подогреве разрядом температуру в канале ГРТ постепенно поднимают до 2000°К, при этом температура в печи возрастает до 1300°К. Количество циклов разогрева разрядом, как правило, порядка 10–12, при этом после каждого последующего цикла скорость откачки объема ГРТ возрастает. Так, если при первом

цикле подогрева объем откачивается до вакуума 10^{-5} Торр за 30–50 мин, то в последних циклах объем ГРТ откачивается до глубокого вакуума за 3–5 мин.

В зависимости от производительности вакуумных агрегатов этапы обезгаживания можно как уменьшить, так и увеличить. Обезгаживание заканчивается медленным охлаждением ГРТ до комнатной температуры и доведением вакуума в ней до 10^{-5} Торр.

Конструкция газоразрядной трубки с независимым нагревателем отличается от описанной тем, что на внешнюю стенку керамического канала намотан нагреватель из молибденовой проволоки, подключенный непосредственно к рабочим электродам.

2.1.1.3. Загрузка рабочего металла

Следующей технологической операцией является стадия загрузки рабочего металла в газоразрядный канал ГРТ. Загрузка осуществляется в специальных контейнерах из тантала. На этой стадии ГРТ вскрывается через выходные окна в атмосфере инертного газа, происходит загрузка рабочего металла и заклейка новых выходных окон, так как первые окна, как правило, выходят из строя в процессе обезгаживания. После загрузки рабочего металла ГРТ разогревают до максимальных температур этапа обезгаживания и откачивают до глубокого вакуума. В процессе разогрева происходит плавление металла и его вакуумное обезгаживание. При разогреве, как правило, проводят 3–4 цикла разогрева разрядом и откачку объема.

2.1.1.4. Процесс тренировки газоразрядной трубки

Газоразрядная трубка считается готовой только после проверки ее энергетических характеристик излучения. Для проверки этого газоразрядная трубка устанавливается на стенд тренировки, где проходит последнюю стадию изготовления. На стенде трубка проходит контроль на герметичность и проводится процесс тренировки ГРТ. Один цикл этого процесса включает в себя следующее:

1) наполнение ГРТ инертным газом до оптимального давления;

2) получение максимальной средней мощности генерации при накачке импульсным разрядом;

3) откачка газа из разогретой ГРТ до вакуума не хуже 10^{-5} Торр.

Процесс тренировки ГРТ может состоять из 3–5 циклов до получения стабильной во времени мощности генерации. После тренировки ГРТ заполняется до необходимого давления буферным газом (неоном) и отпаивается. После отпайки ГРТ проходит повторный контроль на герметичность и паспортные характеристики.

2.1.2. Разделение функции нагрева и возбуждения активной среды

Разделение функции нагрева и возбуждения активной среды позволяет устранить недостаток саморазогревных лазеров на парах металлов – связь параметров накачки с тепловым режимом работы лазера. Это позволяет также обеспечить работоспособность лазера в широком диапазоне частот следования импульсов возбуждения. Независимость накачки и нагрева активной среды решается с введением дополнительного источника подогрева активной среды ГРТ. Оптимизация условий возбуждения осуществляется в этом случае через изменение параметров импульса возбуждения, а сохранение теплового режима через соответствующие параметры дополнительного источника нагрева. При этом на дополнительный источник накладываются следующие условия:

– не должен вызывать генерации; (2.1)

– должно выполняться условие $P_1 + P_2 = P = \text{const}$, (2.2)

где P_1 – мощность, вводимая в ГРТ от источника возбуждения; P_2 – мощность, вводимая в ГРТ от дополнительного источника; P – мощность, необходимая для поддержания теплового режима работы лазера. В качестве дополнительного источника можно использовать нагреватели, выполненные в виде печи, в которую помещается ГРТ. Другой путь решения этой проблемы – наложение дополнительного импульса на ГРТ совместно с основным импульсом возбуждения.

2.1.2.1. Сохранение теплового режима работы лазера с независимым подогревом активной среды дополнительным импульсом

Для исследования физических процессов в плазме газового разряда и определения энергетического потенциала саморазогревных лазеров использовалось введение дополнительного импульса: в интервале между импульсами возбуждения [1–3], одновременно с импульсами возбуждения [4] и наложение цуга импульсов [5].

Анализ вышеприведенных способов наложения дополнительного импульса на активную среду показал, что ни один из них не удовлетворяет в полной мере условиям (2.1)–(2.2). Действительно, при наложении в интервале между импульсами одного или нескольких дополнительных импульсов, они могут вызывать генерацию. При одновременном наложении импульсов, с одной стороны, условие (2.1) выполняется, пока параметры импульса возбуждения превышают соответствующие параметры дополнительного импульса. С другой стороны, нестабильность одновременного запуска коммутаторов, формирующих импульсы на ГРТ, приводит к существенной нестабильности импульсов генерации. Например, при формировании импульсов возбуждения тиратронами ТГИ1-1000/25, они давали разброс от импульса к импульсу, достигающий 20 нс относительно импульса запуска, что давало разброс относительно друг друга ~ 40 нс. Это сравнимо со временем формирования инверсии в активной среде лазеров и, соответственно, какой из импульсов накладывается на активную среду первым, тот и определяет формирование инверсной населенности.

Исходя из вышеприведенного анализа известных способов наложения дополнительного импульса и физических принципов создания инверсной населенности в лазерах на самоограниченных переходах, было предложено формировать с каждым импульсом возбуждения дополнительный импульс в интервале между началом импульса генерации и окончанием импульса возбуждения [6]. Очевидно, что только при таком формировании дополнительного импульса более полно будут удовлетворяться условия (2.1)–(2.2).

Экспериментальная проверка проводилась на установке (рис. 2.2) с ГРТ, рабочий канал которой образован керамической BeO-трубкой диаметром 1 см и длиной 30 см. Буферный газ – неон. При изменении

амплитуды дополнительного импульса в широких пределах, за время, пока не нарушался тепловой режим ЛПМ, не происходило изменения временного расположения, формы, длительности и амплитуды импульса генерации. Уменьшение емкости накопительного конденсатора, формирующего импульс возбуждения, с соответствующим увеличением напряжения на накопительном конденсаторе приводило к увеличению энергии импульса генерации. Однако наблюдалась неустойчивая работа тиратрона при величине емкости накопительного конденсатора ~ 1000–1200 пФ, а с меньшей величиной емкости накопительного конденсатора работа тиратрона была невозможна.

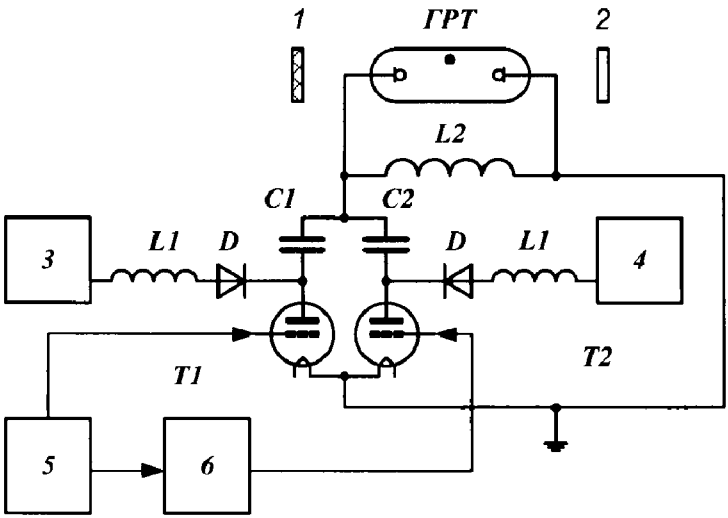


Рис. 2.2. Схема экспериментальной установки: *1*, *2* – зеркало резонатора; *3* – выпрямитель источника возбуждения; *4* – выпрямитель дополнительного источника питания; *5* – задающий генератор; *6* – регулируемая линия задержки; C_1, C_2 – накопительные конденсаторы; L_1 и D – зарядный дроссель и диод, соответственно; L_2 – шунтирующая индуктивность

Поэтому разделение функций нагрева и возбуждения также не привело к желаемому результату – увеличению средней мощности генерации, что связано с ограниченными коммутационными возможностями тиратрона. Однако данный способ позволил осуществить

стабилизацию энергетических характеристик лазера на парах меди при изменении параметров накачки и явился основой разработки лазера на парах меди «Милан-5/01» со стабильными параметрами в импульсе генерации при изменении частоты следования импульсов возбуждения (см. рис. 2.3, на вклейке) [6–8].

2.1.2.2. Сохранение теплового режима работы лазера с независимым подогревом активной среды омическим нагревателем

В первых работах по исследованию лазеров на самоограниченных переходах в парах металлов использовались конструкции ГРТ, помещенные в нагревательную печь [9]. В дальнейшем, с развитием саморазогревных лазеров, от таких конструкций отказались, в первую очередь, из-за технологически более сложной конструкции ГРТ по сравнению с саморазогревной. Сложность изготовления подобной ГРТ обусловлена, во-первых, созданием вакуумно-плотной конструкции газоразрядного канала, электродов, выходных окон и их соединений между собой, работоспособных при температурах 1000–1700°С, с перепадом температуры на торцах ГРТ до температуры окружающей среды, и, во-вторых, изготовлением высокопотенциальной конструкции нагревательной печи. Печь и ГРТ при работе лазера находятся под разными потенциалами.

Конструкции ГРТ, исключающие вышеперечисленные недостатки и по технологии изготовления подобные саморазогревным ГРТ, были предложены в [10–12]. В этих конструкциях нагревательный элемент выполнен в виде спирали, соединенной с электродами, и намотан на керамическую трубку, образующую газоразрядный канал ГРТ [11–12], либо расположен внутри газоразрядного канала [10]. Эффективность и надежность такой конструкции определяется возможностью использовать технологию сборки и обезгаживания саморазогревных ГРТ. Она имеет наибольшую эффективность разогрева активного объема ГРТ по сравнению с другими конструкциями и, наконец, нагреватель и ГРТ находятся под одним потенциалом. Однако приборная реализация ЛПМ на базе такой ГРТ имеет ряд существенных проблем, связанных с тем, что нагреватель подключен непосред-

ственно к электродам ГРТ. В этом случае дополнительный источник оказывается под импульсным потенциалом источника возбуждения. В [10–13] в качестве дополнительного источника использовался высокопотенциальный накальный трансформатор, который в полной мере не может осуществить полную развязку источников питания. Для развязки источников питания было предложено использовать развязывающие фильтры, включенные между источниками питания, как показано на рис. 2.4 [14]. Развязка определяется наличием высокого реактивного сопротивления элементов фильтра L_1 и L_2 импульсам возбуждения при низком реактивном сопротивлении на частоте питания ~ 50 Гц омического нагревательного элемента.

Вышеописанная система технических решений позволяет разрабатывать лазеры со встроенным нагревателем в ГРТ, который способен конкурировать с саморазогревными лазерами и превосходит последние по широте функциональных возможностей. Разработанные на этом принципе лазеры «Милан-М» [15] и «Милан-М/2Е» [16] неоднократно демонстрировались на Всесоюзных и Международных выставках. Лазер на парах меди «Милан-М» (см. рис. 2.5, на вклейке) награжден золотой медалью ВДНХ СССР. На основе этого принципа в Институте оптики атмосферы СО РАН разработан лазер на парах меди «Милан-10-2» (см. рис. 2.6, на вклейке) со средней мощностью генерации ~10 Вт [17].

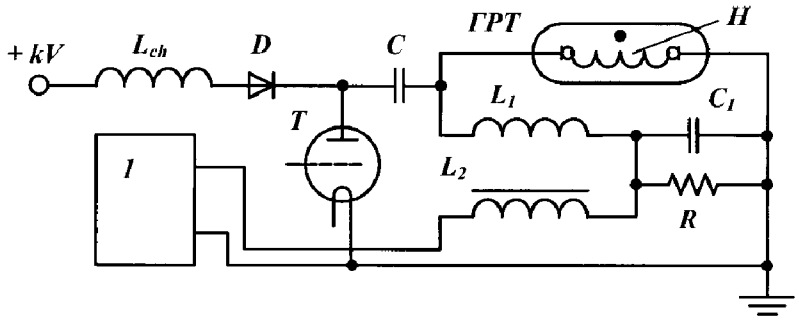


Рис. 2.4. Схема лазера с независимым подогревом ГРТ омическим нагревателем: I – дополнительный источник; H – нагреватель; L_1, C_1, R, L_2 – элементы «развязывающего» фильтра; C – накопительный конденсатор; L_{ch} и D – зарядные индуктивность и диод, соответственно

Тем не менее, лазеры со встроенным нагревателем в ГРТ, как показали дальнейшие исследования, имеют существенный недостаток. В [18] показано, что если на ГРТ наложить постоянное напряжение (см. рис. 2.4) [14] и осуществлять импульсно-периодический режим работы лазера, то уже при напряжении ~ 60 В (дополнительного источника питания) генерация полностью исчезает в лазере на парах меди с ГРТ типа ГЛ-201 (производства ФГУП «НПО «Исток» [19]). Следовательно, наложение постоянного или переменного напряжения на активную среду обусловливает подогрев электронной компоненты плазмы в межимпульсный период, что приводит к заселению метастабильных уровней вплоть до критического значения, при котором инверсная заселенность не возникает.

2.1.3. Лазер на парах стронция

Лазер на парах стронция характеризуется наличием одновременно «самоограниченной» генерации на атомах SrI и ионах SrII. При этом наиболее мощная линия генерации на атомах стронция $\lambda = 6{,}456$ мкм лежит в средней ИК-области спектра, что важно для ряда практических приложений. Впервые о генерации на SrI ($\lambda = 6{,}456$ мкм) и на SrII ($\lambda = 1{,}03$ и $1{,}09$ мкм) сообщалось в работе [20], однако энергетические характеристики лазера не оптимизировались и были низкими.

В представляемых ниже экспериментах применялась типичная техника, описанная выше. Внутрь вакуумированной кварцевой трубки вставлялась трубка-вкладыш из BeO-керамики, которая служила газоразрядным каналом. Стронций кусочками закладывался по всей длине трубки-вкладыша. Длина активной зоны равнялась ~ 38 см, внутренний диаметр трубок в разных экспериментах составлял 7 и 10 мм. Электроды, выполненные из тантала в виде усеченного конуса, были вынесены из горячей зоны трубки. Выходные окна из BaF_2 приклеивались к торцам газоразрядной трубки. В качестве теплоизолятора в наших конструкциях ГРТ лазеров на парах стронция и кальция использовался огнеупорный войлок – каолиновая вата. В качестве буферного газа использовались гелий и неон. Трубки работали в режиме саморазогрева. Возбуждение разряда осуществлялось с помощью схем Блюмлейна (см. рис. 2.12), в которых коммутатором служил ти-

ратрон ТГИ1-1000/25. Рабочие емкости во всех экспериментах равнялись 620 пФ. Резонатор состоял из плоского зеркала с алюминиевым покрытием и плоскопараллельной пластины BaF_2.

Максимально достигнутые мощности генерации для трубок диаметром 7 и 10 мм и соответствующие этим значениям мощности условия эксперимента приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Диаметр разрядного канала, мм	Давление гелия, Торр	Потребляемая мощность от выпрямителя, кВ × А	Частота следования импульсов, кГц	Средняя мощность генерации, Вт
7	80	6,0 × 0,20	12	0,20
10	80	4,8 × 0,34	20	1,2

Генерация наблюдалась на трех линиях атома стронция с λ = 6,456; 3,0665; 3,0111 мкм и двух линиях иона стронция с λ = 1,0917 мкм и 1,0330 мкм. На рис. 2.7 представлены зависимости средней мощности генерации всех лазерных линий для разных давлений гелия по мере разогрева активной среды. Эксперименты с использованием набора светофильтров показали, что первый всплеск мощности генерации, наблюдаемый через 5–8 мин после включения импульсного разряда, обусловлен значительным вкладом в общую мощность генерации ионных линий. По мере повышения температуры до оптимальной, суммарная по всем линиям SrII средняя мощность генерации уменьшается. Через 15–20 мин после включения разряда около 75% мощности генерации было сосредоточено в линии с λ = 6,456 мкм SrI, 20% – в линиях с $\lambda \cong 3$ мкм SrI и 5% – в линиях с $\lambda \cong 1$ мкм SrII. Лазер на парах стронция характеризуется относительно узким температурным интервалом работы, поэтому даже незначительный перегрев рабочей среды приводит к исчезновению генерации на λ= 1,0330 и 1,0917 мкм и существенному уменьшению генерации на λ = 6,456 мкм. При давлении буферного газа (гелия) ~ 10 Торр генерация наблюдалась на линиях λ = 6,456; 1,033; 1,0917 мкм, а на $\lambda \cong 3$ мкм – отсутствовала. Установлено, что наибольшая средняя мощность генерации наблюдается при давлении гелия ~ 80 Торр. Дополнительные эксперименты показали, что на вы-

ходную мощность генерации существенно влияет род буферного газа. В частности, замена гелия на неон приводит к уменьшению средней мощности в два раза.

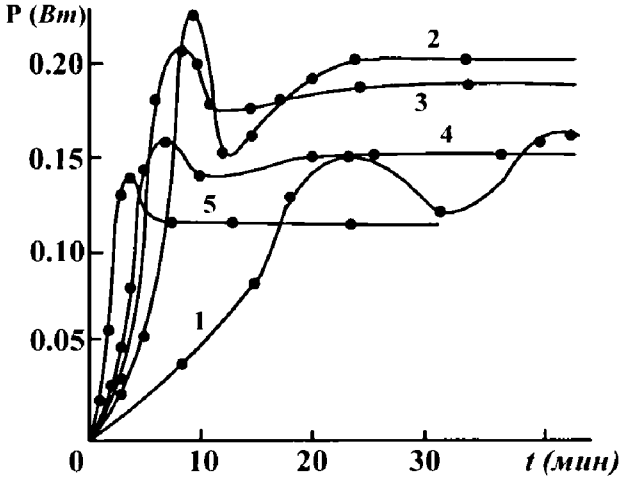


Рис. 2.7. Динамика средней мощности генерации в лазере на парах стронция при давлениях буферного газа (He) – 20 (*1*), 80 (*2*), 150 (*3*), 200 (*4*) и 400 Торр (*5*)

Проведенные исследования явились основой для разработки лазера на парах стронция (рис. 2.8, на вклейке) с суммарной средней мощностью генерации на всех линиях ~ 2 Вт [21]. Следует особо подчеркнуть, что для накачки активной среды лазеров на парах щелочноземельных элементов можно использовать источники питания лазера на парах меди.

2.2. Активные элементы ионных рекомбинационных лазеров на парах стронция и кальция

Как уже отмечалось выше, из всех ионных лазерных переходов с рекомбинационной накачкой в газовом разряде наилучшими параметрами обладают переходы с $\lambda = 430{,}5$ и 416,2 нм SrII, а также $\lambda = 373{,}7$

и 370,6 нм CaII. Уже в первых экспериментах [22–24] на них были получены характеристики, свидетельствующие о возможности создания лазеров с ценными для применений свойствами – короткой длиной волны, средней мощностью на уровне 0,5–1 Вт, высокой частотой следования импульсов f = 5–10 кГц, неплохим для ионных лазеров КПД ~ 0,1%. В большинстве случаев генерация на ионных рекомбинационных переходах стронция и кальция реализуется в послесвечении продольного импульсного разряда. Температуры, необходимые для получения нужного давления паров стронция и кальция (~ 0,1 Тор), сравнительно невысоки (500–700°С). Поэтому режим саморазогрева, с успехом используемый в лазерах на парах меди [25], еще лучше подходит для лазеров на парах стронция и кальция, так как дополнительной теплоизоляции активной зоны обычно не требуется, и поэтому конструкция лазерной кюветы может быть сравнительно простой: либо с открытой разрядной трубкой из бериллиевой (BeO) или алундовой (Al_2O_3) керамики (рис. 2.9, *а*) [22–24, 26], либо с такой же трубкой, помещенной в кварцевую или стеклянную оболочку (рис. 2.9, *b*) [27]. Именно последняя конструкция чаще всего использовалась в экспериментах по оптимизации выходных характеристик ионных рекомбинационных лазеров на парах Sr и Ca: она проста в изготовлении и надежна в эксплуатации, поскольку в ней нет открытых спаев металл–керамика–стекло, чувствительных к тепловым ударам с последующей разгерметизацией. Холодные кольцевые электроды при этом обычно выполняются из никеля или тантала и вдвигаются на 1–2 см внутрь керамической трубки. Применение BeO-керамики в зоне нагрева более предпочтительно из-за ее повышенной химической стойкости к парам щелочно-земельных металлов. Хорошая алундовая керамика также ведет себя вполне надежно. А в [28–29] показано, что даже кварцевое стекло может служить материалом трубки, но для этого требуется его предварительная пассивация – прогрев активной зоны в течение нескольких часов, пока в результате взаимодействия не образуется пленка (по-видимому, кремния), уже стойкая к воздействию паров щелочноземельных металлов. Для оптимальной работы рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров необходимы большие (порядка атмосферного) давления гелия, что требует значительных напряжений при продольном разряде. Импульсы тока к тому же должны иметь крутой задний фронт (≤ 0,1 мкс) [30–31]. Этим требо-

ваниям лучше всего удовлетворяет схема импульсного питания типа Блюмлейна (рис. 2.10), так как она позволяет увеличивать напряжение на трубке по сравнению с напряжением на выпрямителе почти в 4 раза за счет резонансного заряда накопительных емкостей и перезаряда одной из емкостей при поджигании тиратрона.

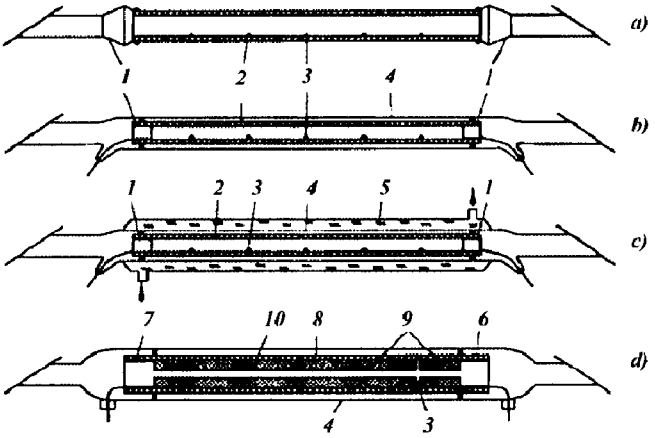


Рис. 2.9. Активные элементы рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров с продольным разрядом – с открытой разрядной трубкой (*a*); с разрядной трубкой в кварцевой или стеклянной оболочке (*b*); с разрядной трубкой с водяным охлаждением (*c*); с разрядной трубкой с катафорезным вводом паров металла (*d*): *1* – электроды; *2* – керамическая разрядная трубка (обычно из BeO-керамики); *3* – кусочки стронция или кальция; *4* – внешняя стеклянная или кварцевая оболочка; *5* – рубашка водяного охлаждения; *6* – анод; *7* – катод; *8* – внешняя BeO-трубка; *9* – внутренняя BeO-трубка; *10* – активная зона разряда катафорезного лазера

Тогда при активной длине трубки l = 30–50 см и p_{He} ~ 300–600 Торр можно использовать источники зарядного питания со сравнительно низким напряжением (3–8 кВ). В режиме саморазогрева трубки лазера током разряда при внутреннем диаметре трубки d = 1,5 см оптимальная емкость накопительных конденсаторов составляет обычно C = 0,5–2 нФ, частота следования импульсов f = 5–10 кГц, время разогрева до рабочего режима 5–10 мин.

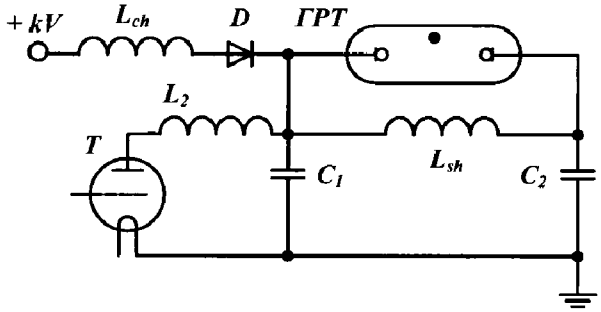


Рис. 2.10. Импульсная схема питания типа Блюмлейна:
T – тиратрон; L_{ch} – зарядный дроссель (~ 0,1 – 0,5 Гн);
D – зарядный диод; L_{sh} – шунтирующий дроссель (~ 1 мГн);
L_2 – перезарядочная индуктивность (~ 1 – 0,01 мкГн);
C_1, C_2 – накопительные конденсаторы (0,5–5 нФ)

Кроме того, для возбуждения активных сред рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров также с успехом используется схема с полным разрядом накопительной емкости через тиратрон (см. рис. 2.11). При относительно невысоких давлениях буферного газа (p_{He} ~ 10–100 Торр) эффективное возбуждение активных сред может быть обеспечено ламповым модулятором, формирующим близкие к прямоугольным импульсы тока (рис. 2.12). В ряде экспериментов для возбуждения активных сред рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров использовались и другие схемы – в [32–33] для лазерных трубок с поперечным разрядом применялась схема питания с обостряющим конденсатором (рис. 2.13), в [34] использовалась 4-конденсаторная схема формирования импульсов, а в [35] – схема с дополнительным срезающим тиратроном, позволяющая избежать колебаний тока в послесвечении.

Оптимальный резонатор рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров состоит из «глухого» и выходного (с пропусканием ~ 30%) зеркала. Длительность импульсов генерации при p_{He} = 500–600 Торр обычно составляет τ = 150–250 нс (импульс генерации тем короче, чем выше давление гелия), типичные параметры генерации составляют: средняя мощность P_{av} = 0,5–1,5 Вт, КПД η ~ 0,1% и коэффициент усиления активной среды ~ 0,05–0,1 $см^{-1}$ [24, 26–27, 36].

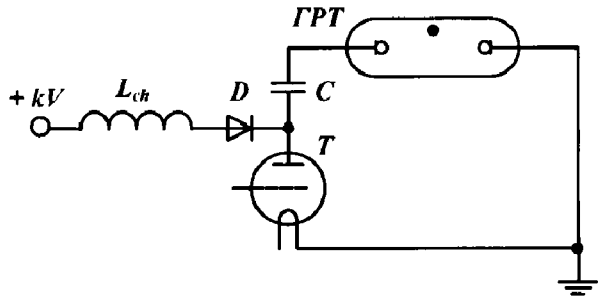


Рис. 2.11. Импульсная схема питания с полным разрядом накопительной емкости через тиратрон: T – тиратрон, L_{ch} – зарядный дроссель, D – зарядный диод, C – накопительный конденсатор

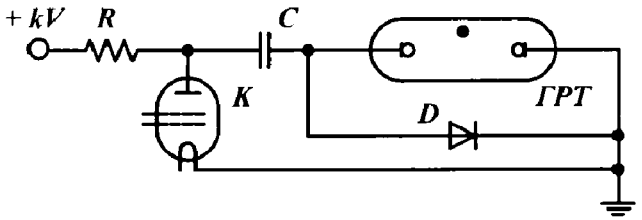


Рис. 2.12. Импульсная схема питания с частичным разрядом конденсатора через лампу; K – лампа; C – накопительный конденсатор (~ 0,1 мкФ); R – зарядный резистор; D – шунтирующий диод

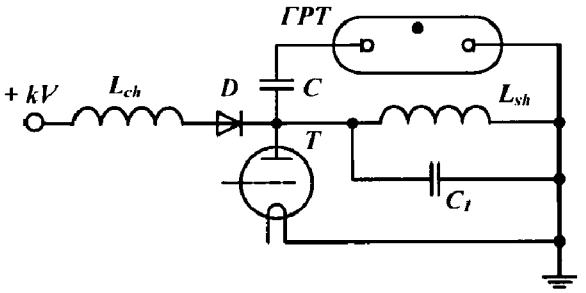


Рис. 2.13. Импульсная схема питания с обостряющим конденсатором: T – тиратрон; L_{ch} –зарядный дроссель; D – зарядный диод; C – основной конденсатор разряда; C_1 – обостряющий конденсатор; L_{sh} – шунтирующий дроссель

С обычным резонатором генерация на вторых компонентах дублетов (λ = 416,2 нм SrII и 370,6 нм CaII), как правило, подавляется из-за конкуренции переходов по верхнему уровню. Тщательным подбором зеркал можно добиться совместной генерации на λ = 430,5 и 416,2 нм SrII с мощностью последней линии около 20%. С диспергирующим элементом – призмой или дифракционной решеткой – на λ = 416,2 нм SrII достигалось до 60% от мощности λ = 430,5 нм SrII.

Частоты следования импульсов f в рекомбинационных He-$Sr^+(Ca^+)$ лазерах в принципе могут быть очень высокими (порядка 1МГц), что доказали эксперименты со сдвоенными импульсами тока и с цугами импульсов [24, 29–31, 37]. Препятствием к достижению больших f являются лишь тепловые ограничения. Теплоотдача от активных элементов He-$Sr^+(Ca^+)$ лазеров с открытой керамической трубкой (см. рис. 2.9, *а*), а также с трубкой, помещенной в стеклянную или кварцевую оболочку (см. рис. 2.9, *б*), достаточно хорошо описывается соотношением [30–31, 38]:

$$Q = Q_1 + Q_2 = \\ = l\left[0{,}0277\cdot(T + T_a)^{0,2}(T - T_a)^{1,25}d_{out}^{0,75} + 1{,}78\cdot10^{-9}d_{out}\cdot\varepsilon\cdot T^4\right], \quad (2.3)$$

здесь ε – коэффициент черноты поверхности трубки (ε ≈ 0,5 для BeO-керамики); длина трубки l задается в метрах, внешний диаметр d_{out} – в см, температура стенки трубки T и температура окружающего воздуха T_a – в Кельвинах, при этом тепловая мощность Q определяется в Вт. Первый член Q_1 в (2.3) описывает потери тепла за счет конвективного теплообмена, второй член Q_2 – за счет теплового излучения. Если кусочки металла располагаются непосредственно на стенках разрядного канала, то T задается оптимальным давлением паров. Для стронция $T \approx 860$–900°K; для кальция $T \approx 890$–940°K. При таких температурах радиационные потери составляют около 70% всех потерь тепла. Полные потери тепла практически равны средней вводимой мощности в трубку и помноженные на КПД определяют среднюю мощность генерации $P_{av} = \eta Q$. Тогда из (2.3) видно, что для увеличения средней мощности генерации существует несколько возможностей: а) наращивать длину разрядной трубки; б) поднять ε до величины ~ 0,9–1,0 путем чернения поверхности трубки; в) увеличить внешний диаметр керамической трубки, внутренний диаметр при этом может оставаться малым

(это является следствием высокой теплопроводности BeO-керамики, благодаря чему температуры внешней и внутренней поверхности керамики различаются всего на несколько градусов); г) заменить свободное конвективное охлаждение трубки принудительным – воздушным или водяным; д) удалить стронций или кальций с внутренней поверхности разрядного канала в соответствующие расширения в разрядном канале (сегментирование трубки), или вводить в трубку непосредственно пары металла в нужной для оптимального режима концентрации, т.е. «развязать» температуру стенок и давление паров; ввод паров можно осуществить либо принудительной прокачкой буферного газа [35, 39–42], либо за счет явления катафореза [40, 43–44]. Такой способ хорош еще и тем, что одновременно устраняет перекрытие поперечного сечения оптического канала кусочками стронция или кальция. Результатам исследований катафорезных импульсно-периодических лазеров на парах стронция и кальция посвящена гл. 5.

Все эти способы увеличения средней мощности были испытаны на практике [30–31, 37, 45–46]. На рис. 2.9 приведены конструкции некоторых типичных активных элементов данных лазеров с продольным разрядом. Иногда для повышения энергии импульсов генерации использовались трубки с большим внутренним диаметром (до 4 см) и большим активным объемом (до 1000 $см^3$) [29, 47], а также трубки с поперечным разрядом [32–33, 48–49]. Для таких лазеров использовался подогрев активной зоны внешней печью, поскольку они работали в режиме редко повторяющихся импульсов.

При разработке отпаянных лазерных трубок на первый план выходят вопросы технологичности изготовления, надежности и срока службы. Конструкция и внешний вид разработанного в [50] металлостеклянного с керамической разрядной трубкой активного элемента рекомбинационных лазеров на парах стронция или кальция с естественным воздушным охлаждением показана на рис. 2.14, *а*. В стеклянной рубашке на двух коваровых держателях-электродах *4* закреплен разрядный канал *2* из BeO-керамики. Электроды *4* плотно соединены с коваровыми цилиндрами *3*, являющимися одновременно внешними выводами электродов и промежуточными элементами герметизации между стеклянной оболочкой *1* и оконечными стеклянными участками *5*. Кусочки стронция (кальция) *6* расположены равномерно по внутренней поверхности канала *2*. Такая конструкция элек-

тродного узла позволила, во-первых, сделать минимальной индуктивность электрических вводов, а во-вторых, повысить его надежность при нагреве. К тому же активный элемент сравнительно прост и подходит для серийного производства в заводских условиях.

Для возбуждения такой лазерной трубки можно использовать источник питания серийно выпускаемых лазеров на парах меди. Эксперименты показали, что при диаметре разрядного канала d = 15 мм и активной длине l = 47 см при p_{He} = 525 Тор работа рекомбинационного He-Sr^+ лазера может осуществляться от источника питания ИП-18 лазера на парах меди ЛГИ-101 (рис. 2.15, на вклейке). Причем это происходит особенно эффективно, если произвести его перекоммутацию со схемы разряда накопительной емкости C = 2,2 нФ (см. рис. 2.11) на схему Блюмлейна (см. рис. 2.10) с величиной емкости в каждом плече C = 4,4 нФ. При этом напряжение на трубке повышается вдвое, а рабочая частота блока ИП-18 снижается до оптимальной $f \approx$ 5 кГц для He-Sr^+ лазера данной конструкции. Максимально достигнутая средняя мощность генерации на линии λ = 430,5 нм при этом была $P_{av} \approx$ 1,5 Вт; надежно гарантируется мощность ~ 1–1,2 Вт. Испытания на срок службы показали, что за ~ 400 часов работы уменьшение мощности составило ≈ 30–35%. Потребляемая мощность от выпрямителя возрастала от 1,8 до 2,3 кВт к концу срока испытаний трубки. Уменьшение выходной мощности и рост потребляемой мощности можно связать главным образом с уменьшением количества стронция в канале, что обусловлено процессом катафореза ионов Sr^+ к отрицательному электроду, а также выбросом паров стронция на холодные участки активного элемента за счет процессов диффузии и, возможно, ударных волн, возникающих при пробое разрядного промежутка [51].

Кроме односекционного, в [50] была разработана конструкция двухсекционного активного элемента (рис. 2.14, *b*), одновременно генерирующего на фиолетовых (λ = 430,5; 416,2 нм SrII) и УФ (λ = 373,7 нм CaII) линиях стронция и кальция. Для исключения перемешивания паров стронция и кальция их активные зоны разделены буферным объемом 7. Коэффициент черноты керамической разрядной трубки со стронцием был выше, что позволяло при частоте f, оптимальной для He-Ca^+ лазера, поддерживать нормальный тепловой режим разрядного канала со стронцием [38]. Активная длина каждого

из каналов была l = 30 см, внутренний диаметр d = 1,5 см, рабочее давление p_{He} = 525 Торр. Для возбуждения трубки использовалась двухплечевая схема Блюмлейна (рис. 2.16, *d*), достоинство которой состоит в возможности независимо изменять и оптимизировать энерговклад в каждую секцию.

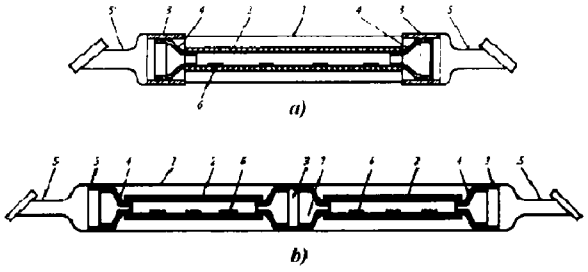


Рис. 2.14. Конструкция односекционного (*a*) и двухсекционного (*b*) отпаянных активных элементов рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров: *1* – стеклянная оболочка; *2* – разрядный канал из BeO-керамики; *3* – коваровые внешние цилиндры; *4* – электроды; *5* – концевые стеклянные участки трубки; *6* – кусочки стронция или кальция; *7* – буферный объем

Применялись также последовательное включение обеих секций в обычную схему Блюмлейна (рис. 2.16, *a*) и другие варианты схем возбуждения (рис. 2.16, *b-c*). В такой двухсекционной трубке в оптимизированном режиме была достигнута средняя мощность генерации P_{av} = 0,55 Вт для λ = 430,5 нм SrII и P_{av} = 0,4 Вт для λ = 373,7 нм CaII при f = 5–6 кГц и напряжении на выпрямителе ИП-18 U = 7 кВ.

Таким образом, возможность использовать для возбуждения разработанных в [50] активных элементов источника питания ИП-18 от серийно выпускаемого лазера на парах меди ЛГИ-101 позволяет сравнительно просто дополнить спектральный диапазон Cu-лазера (λ = 510,2 и 578 нм CuI) излучением рекомбинационных лазеров на парах стронция и кальция в фиолетовой (λ = 430,5; 416,2 нм SrII) и УФ области (λ = 373,7 нм CaII). На фотографии (рис. 2.15) показаны вышеописанные активные элементы He-Sr(Ca) лазеров на фоне лазера на парах меди ЛГИ-101 с блоком питания БП-18. На основе экспериментов по оптимизации рекомбинационных лазеров в Южном феде-

ральном университете (г. Ростов-на-Дону) были созданы сравнительно небольшие по размерам отпаянные опытные образцы (автономные макеты) $He\text{-}Sr^{+}$ и $He\text{-}Ca^{+}$ лазеров [52–53].

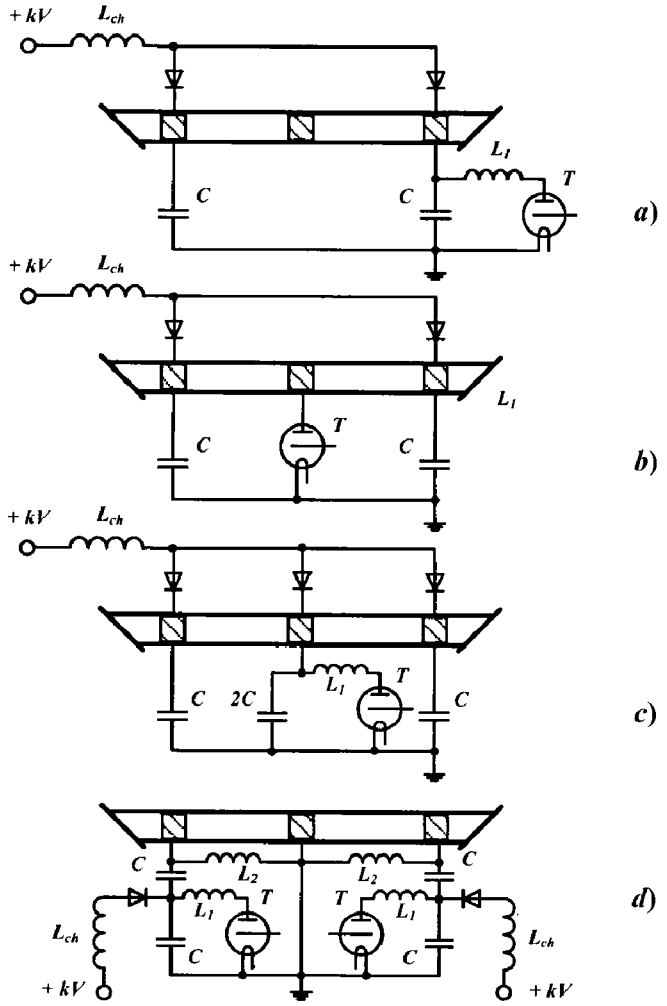


Рис. 2.16. Варианты схем возбуждения двухсекционного рекомбинационного $He\text{-}Sr^{+}(Ca^{+})$ лазера: *a* – схема Блюмлейна на всю длину лазера; *b* – схема разряда емкостей через центральный электрод; *c* – схема Блюмлейна с перезарядом емкости на центральном электроде; *d* – схема Блюмлейна с независимыми источниками постоянного напряжения и заземленным центральным электродом

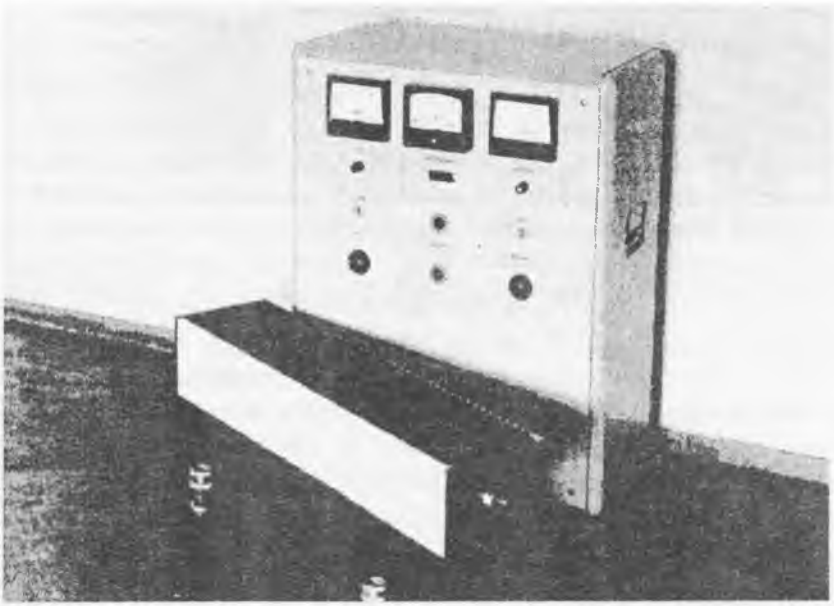


Рис. 2.17. Экспериментальный образец (макет)
рекомбинационного He-Sr^{+} лазера

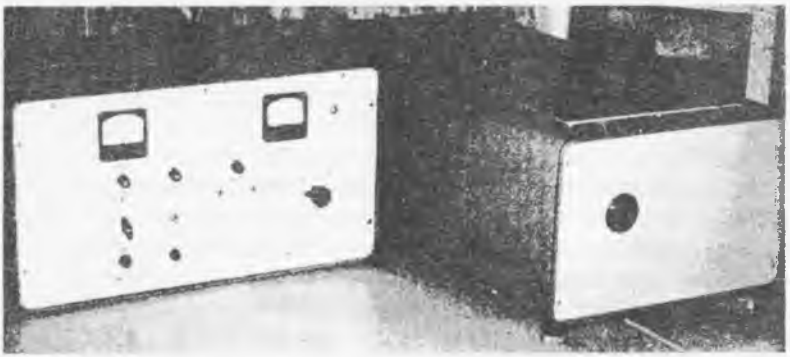


Рис. 2.18. Экспериментальный образец (макет)
рекомбинационного He-Ca^{+} лазера

Макет He-Sr^+ лазера состоял из двух блоков: излучателя и блока питания (рис. 2.17). Последний содержал высоковольтный выпрямитель и модулятор на тиратроне, собранный по схеме Блюмлейна. Излучатель содержал разрядную трубку, накопительные конденсаторы и зеркала резонатора. Стеклянная разрядная трубка была односекционная, традиционной конструкции (см. рис. 2.9, *b*) с разрядным каналом из BeO керамики ($l = 30$ см, $d = 1{,}1$ см). Макет обеспечивал генерацию на λ = 430,5; 416,2 нм SrII с уровнем средней мощности P_{av} = 0,3–0,5 Вт при частоте следования импульсов f = 5–6 кГц. Длительность импульсов генерации составляла $\tau \approx 0{,}2$ мкс. Потребляемая мощность от сети составляла ~ 500–600 Вт. Время выхода на режим 5–7 мин.

Макет He-Ca^+ лазера также был в двухблочном исполнении (рис. 2.18). В нем использовалась кварцевая трубка аналогичной конструкции (рис. 2.9, *b*) с BeO-керамическим разрядным каналом ($l = 26$ см и $d = 0{,}7$ см). Макет обеспечивал УФ генерацию на λ = 373,7 нм CaII с уровнем средней мощности $P_{av} \approx 0{,}3$ Вт при f = 8–10 кГц, $\tau \approx 0{,}2$ мкс. Потребляемая макетом мощность ~ 1 кВт. Время выхода на рабочий режим составляет 7–10 мин. Макеты He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров были удостоены медалей ВДНХ СССР.

На основе результатов проведенных исследований рекомбинационных лазеров в [26] были разработаны промышленные образцы He-Sr(Ca) лазеров с металлокерамической разрядной трубкой, обеспечивающие уровень выходной средней мощности генерации 0,5–1 Вт, которые выпускались небольшими партиями.

Литература

1. *Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г.* О параметрах генерации, достижимых с лазером на парах меди // Краткие сообщения по физике. – 1973. – № 2. – С. 27–29.

2. *Батенин В.М., Галкин А.Ф., Климовский И.И.* ИК генерация в лазере на парах свинца // Квантовая электроника. – 1981. – Т. 8, № 5. – С. 1098–1100.

3. *Бохан П.А., Соломонов В.И.* О механизме генерации ОКГ на парах меди // Квантовая электроника. – 1973. – № 6(18). – С. 53–57.

4. *Солдатов А.Н., Федоров В.Ф.* Способ возбуждения лазеров на парах химических элементов // Авт. свидетельство СССР. – 1980. – № 931070.

5. *Гордон Е.Б., Егоров В.Г., Павленко В.С.* Возбуждение лазеров на парах металлов цугами импульсов // Квантовая электроника. – 1978. – Т. 5, № 2. – С. 452–454.

6. *Солдатов А.Н., Федоров В.Ф.* Лазер на парах меди со стабилизированными выходными параметрами // Квантовая электроника. – 1983. – Т. 10, № 5. – С. 974–976.

7. *Воронов В.И., Евтушенко Г.С., Егоров А.Л. и др.* Лазер на красителях с распределенной обратной связью и накачкой лазером на парах меди со стабилизацией выходных характеристик // Оптика атмосферы. – 1988. – № 1. – С. 86–91.

8. *Воронов В.И., Евтушенко Г.С., Егоров А.Л. и др.* Лазер на парах меди со стабилизацией выходных характеристик // Научное приборостроение: методы и приборы биотехнологии. Ленинград: Изд-во НТО АН СССР, 1988. – С. 61–65.

9. *Петраш Г.Г.* Лазеры на парах металлов / Справочник по лазерам: под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов. Радио, 1978. – Т. 1. – С. 183–197.

10. *Кухарев В.Н., Солдатов А.Н.* ГРТ импульсно-газового лазера // Пат. Франции. – 1983. – № 2529398.

11. *Бохан П.А., Герасимов В.А.* Импульсный лазер на парах химических элементов // Авт. свидетельство СССР. – 1979. – №755136.

12. *Bokhan P.A., Gerasimov V.A.* Laser impulsionnal a vapeurs de substantences et procede d'alimentatin dudit laser // Pat. Frans. – 1982. – № 8211315.

13. *Бохан П.А., Герасимов В.А.* Оптимизация условий возбуждения в лазерах на парах меди // Квантовая электроника. – 1979. – Т. 6, № 3. – С. 451–455.

14. *Воронов В.И., Юдин Н.А.* Импульсный лазер на парах веществ // Авт. свидетельство СССР. – 1984. – № 1253397.

15. *Герасимов В.А., Полунин Ю.П., Райнин П.П., Солдатов А.Н., Юдин Н.А.* Импульсный малогабаритный лазер на парах меди «Милан-М» // 7-й Всесоюзный симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск: Изд-во ИОА СО АН СССР, 1982. – Ч. 2. – С. 282–284.

16. *Гарагатый С.Н., Пеленков В.П., Юдин Н.А.* Лазер на парах меди с независимым подогревом «Милан-М/2Е» // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15. – С. 1974–1975.

17. *Воронов В.И., Герасимов В.А., Евтушенко Г.С., Кухарев В.Н., Солдатов А.Н.* Лазер на парах металлов с независимым подогревом типа «Милан-10-2» // 8-й Всесоюзный симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (тезисы докладов). Томск: ИОА СО АН СССР, 1984. – Ч. 2. – С. 204–206.

18. *Юдин Н.А.* Влияние предымпульсных параметров активной среды на характеристики генерации лазера на парах меди // Оптика атмосферы и океана. 2004. – Т. 17, № 8. – С. 689–691.

19. *Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А.* Лазеры на парах меди. Конструкция, характеристики и применения. М.: Физматлит, 2005. – 312 с.

20. *Deech J.S., Sanders J.H.* New self – terminating laser transitions in calcium and strontium // IEEE J. Quant. Electr. – 1968. – Vol. 4, № 7. – P. 474.

21. *Soldatov A.N., Filonov A.G., Shumeiko A.S., Kirilov A.E., Ivanov B., Haglund R., Mendenhall M., Gabella B.and Kostadinov I.* A Scaled-off Strontium-Vapor Laser // SPIE. – 2004. – Vol. 5483. – P. 252–261.

22. *Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Рекомбинационные лазерные переходы в CaII и SrII // ЖЭТФ. – 1973. – Т. 64, № 6. – С. 2017–2019.

23. *Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Генерация на ионных переходах щелочно-земельных металлов // Квантовая электроника. – 1973. – № 3(15). – С. 66–71.

24. *Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. II. Генерация на ионных переходах металлов // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 6. – С. 1257–1267.

25. *Петраш Г.Г., Исаев А.А.* Импульсные газоразрядные лазеры // Труды ФНАН. – 1991. – Т. 212. – С. 93–108.

26. *Ефимов В.С., Кюн В.В., Михайлов Ю.Р., Туз Л.А., Черезов В.М.* Импульсный лазер на парах щелочноземельных металлов // Электронная промышленность. – 1981. – № 5-6. – С. 127.

27. *Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Толмачев Г.Д.* Рекомбинационные лазеры на парах стронция и кальция // Письма в ЖТФ. – 1976. – Т. 2, № 12. – С. 550–553.

28. *Butler M.S., Piper J.A.* Optimization of excitation channels in the discharge excited Sr^+ recombination laser // Appl. Phys. Lett. – 1984. – Vol. 45, № 7. – P. 707–709.

29. *Butler M.S., Piper J.A.* Pulse energy scaling characteristics of longitudinally excited Sr^+ discharge recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1985. – Vol. 21, № 10. – P. 1563–1566.

30. *Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Ионные лазеры на парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990.

31. *Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F.* Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges. Ed. by C.E. Little / John Willey @ Sons. Chichester, New York, Brisbane, Toronto. Singapore. 1996. – P. 285.

32. *Brandt M.* Transversely excited Sr^+ recombination laser // Appl. Phys. Lett. – 1983. – Vol. 42, № 2. – P. 126–129.

33. *Brandt M.* Repetively pulsed transversely excited Sr^+ recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1984. – Vol. 20, № 9. – P. 1006–1007.

34. *Vuchkov N.K., Astadjov D.N.* IC-excited strontium recombination laser // Opt. Laser Technol. – 1995. – Vol. 27, № 6. – P. 407–408.

35. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Накачка рекомбинационного лазера на ионе стронция в схеме со срезающим тиратроном // Квантовая электроника. – 1991. – Т. 18, № 8. – С. 926–928.

36. *McLucas C.M., McIntosh A.I.* Discharge heated longitudinal Sr^+ recombination laser // J. Phys. D. – 1986. – Vol. 19, № 7. – P. 1189–1195.

37. *Little C.E.* Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications. – Chichester; New York: John Willey & Sons, 1999.

38. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Роль теплоотвода в повышении средней мощности генерации рекомбинационных лазеров на парах Sr и Ca // Теплофизика высоких температур. – 1986. – Т. 24, № 2. – С. 402–405.

39. *Atamas' S.N., Latush E.L., Sem M.F.* He-Sr recombination laser with helium pressure up to 5 atm // J. Russian Laser Research. – 1994. – Vol. 15, № 1. – P. 66–68.

40. *Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Сэм М.Ф.* Малогабаритные He-Sr^+(Ca^+) рекомбинационные лазеры // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 6. – С. 471–478.

41. *Loveland D.G., Ochard D.A., Zerouk A.F., Webb C.E.* Design of a 1.7 W stable long-lived strontium vapour laser // Meas. Sci. Technol. – 1991. – Vol. 2, № 11. – P. 1083–1087.

42. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Исследование продольного импульсно-периодического разряда в парогазовых смесях высокого давления // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, № 4. – С. 25–31.

43. *Latush E.L., Chebotarev G.D., Vasilchenko A.V.* Strontium and cadmium pulsed cataphoretic lasers // Proc. SPIE. – 1998. – Vol. 3403. – P. 141–144.

44. *Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Васильченко А.В.* Импульсные катафорезные лазеры на парах кадмия и стронция // Оптика атмосферы и океана. – 1998. – Т. 11, № 2-3. – С. 171–175.

45. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Влияние температуры активной среды на характеристики генерации рекомбинационного Sr-He лазера // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15, № 9. – С. 1762–1764.

46. *Букшпун Л.М., Атамась С.Н., Жуков В.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* He-Sr лазер со средней мощностью 3 Вт // Известия вузов. Физика. – 1983. – № 6. – С. 105–107.

47. *Butler M.S., Piper J.A.* Long-volume longitudinally excited Ca^+ discharge-recombination laser // Opt. Lett. – 1987. – Vol. 12, № 3. – P. 166–168.

48. *Butler M.S., Piper J.A.* High-pressure high-current transversely excited Sr^+ recombination laser // Appl. Phys. Lett. – 1983. – Vol. 42, № 12. – P. 1008–1010.

49. *Butler M.S., Piper J.A.* High-power Transverse-discharge Ca^+ recombination laser // Appl. Phys. Lett. – 1983. – Vol. 43, № 9. – P. 823–825.

50. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Севастьянов Б.Я., Сэм М.Ф.* Активные элементы импульсных рекомбинационных лазеров на парах стронция и кальция // Приборы и техника эксперимента. – 1991. – № 2. – С. 235.

51. *Кравченко В.Ф., Карабут Э.К., Гудков А.А., Богословский В.Е.* Влияние звуковых волн на мощность генерации импульсных газоразрядных лазеров // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9, № 2. – С. 270–274.

52. *Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Михалевский В.С., Сэм М.Ф.* Гелий-стронциевый лазер // Проспект ВДНХ СССР. Минвуз РСФСР. РГУ, 1977.

53. *Букшпун Л.М., Атамась С.Н., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Чеботарев Г.Д.* Кальций-гелиевый лазер // Проспект ВДНХ СССР. Минвуз РСФСР. РГУ, 1983.

Глава 3

ДИАГНОСТИКА АКТИВНЫХ СРЕД ЛАЗЕРОВ НА ПАРАХ СТРОНЦИЯ И КАЛЬЦИЯ

3.1. Диагностика активных сред лазеров на самоограниченных переходах

Проблема оптимизации и повышения эффективности лазеров на самоограниченных переходах паров металлов требует выяснения основных физических процессов, определяющих энергию, среднюю мощность и КПД лазеров. Поэтому необходимы исследования свойств самой активной среды и выявление роли отдельных элементарных процессов, определяющих формирование инверсной населённости уровней в ходе импульса накачки, а также в межимпульсный период. Для этого необходимо провести измерения электрокинетических параметров плазмы импульсно-периодического разряда – концентрации электронов, их функции распределения по энергиям (ФРЭЭ), электронной и газовой температур. Результаты теоретического анализа ФРЭЭ для условий импульсного разряда, характерных для лазеров на парах металлов, даны в работе [1]. Для лазера на парах меди в [2] рассчитаны квазистационарные ФРЭЭ, а также значения средней энергии и дрейфовой скорости электронов. Это дало возможность получить количественное представление о скоростях возбуждения и ионизации, ударах второго рода и т.д. в активной среде лазера. Исследования в этом направлении продолжаются до настоящего времени [3–4]. Среди первых экспериментальных работ, в которых измерены температура и концентрация электронов в активной среде лазера на парах меди, были работы [5–9]. Обзор современного состояния исследований параметров плазмы лазеров на парах металлов сделан в [3–4, 10–11], где объективно отражен вклад основных научных групп

в исследования физики лазеров на самоограниченных переходах, а также обсуждены некоторые противоречия и трудности диагностики их активных сред. Наиболее полные измерения электрокинетических параметров плазмы к настоящему времени проведены только для лазера на парах меди [3–4, 10–11]. Это связано с тем, что: во-первых, лазер на парах меди является одним из наиболее эффективных источников когерентного излучения среди класса газовых лазеров на самоограниченных переходах. Во-вторых, всегда полагалось, что кинетика процессов в активной среде этих лазеров идентична и, в-третьих, это определяется сложностью проведения экспериментальных измерений электрокинетических параметров плазмы импульсно-периодических разрядов. Так, например, несмотря на общее большое количество публикаций, посвященных исследованию лазеров на самоограниченных переходах, только в двух работах [8–9] проведены экспериментальные измерения временного хода температуры электронов T_e во время импульса возбуждения [8] и в межимпульсный период [9], хотя T_e является одной из наиболее важных характеристик плазмы, определяющей кинетику процессов в активной среде. В настоящем разделе представлены результаты измерения временного хода температуры и концентрации электронов в активных средах лазеров на парах меди и стронция [8–9, 12–13], что дает определенное представление о кинетике процессов в этих активных средах.

3.1.1. Населённость возбуждённых состояний атома меди в Cu-Ne плазме

Распределение населенностей частиц по возбужденным состояниям является важнейшей характеристикой неравновесной плазмы, когда её состояние не определяется единой температурой, а зависит от кинетики процессов в плазме. В данном разделе приводятся результаты измерений распределения атомов меди по возбужденным состояниям во время импульса тока и в межимпульсный период Cu-Ne разряда. Населенности возбужденных состояний CuI измерялись по абсолютным интенсивностям спектральных линий, причем определение населенности конкретного уровня N_k проводилось, как правило, по нескольким спектральным линиям с этого уровня. Измерения проводились в режиме

сверхсветимости. Контуры спектральных линий полагались доплеровскими. Экспериментально регистрировались спектральные линии с уровней, лежащих в широком энергетическом интервале от ~ 4 до 10 эВ. Точность значений большинства используемых сил осцилляторов, как правило, не превышает 10%, что вносит основную погрешность в измерения населенностей возбужденных состояний. Ошибка в измерения интенсивностей спектральных линий обычно не превышает нескольких процентов, однако калибровка их в абсолютной мере несколько увеличивает ошибку измерений. С целью уменьшения случайных ошибок при измерении интенсивностей и градуировке измерительной установки использовалась достаточная статистика.

3.1.1.1. Населённость уровней атомов меди в импульсе тока

Распределения атомов меди по возбужденным состояниям были получены через каждые 10 нс в течение 350 нс от начала импульса тока. На рис. 3.1 приведено распределение атомов по возбужденным состояниям в различные моменты времени от начала импульса тока. Представленные данные отражают населенности уровней в начальный период развития разряда (~ 10 нс), вблизи максимума тока (~ 100 нс), когда населенности первых возбужденных состояний N_k достигают максимума (в этот момент происходит генерация), а также на спаде импульса тока (~ 230 нс), когда происходит интенсивная дезактивация возбужденных состояний. Характер распределения атомов после ~ 10 нс от начала импульса тока соответствует ионизационному режиму плазмы. Распределение атомов по состояниям возбуждения деформировано относительно равновесного распределения, которое, как известно, имеет вид прямой в приводимых координатах. К «равновесию» близко лишь распределение, полученное через ~ 10 нс от начала импульса тока.

Группа высоковозбужденных состояний с энергией возбуждения $E_к$ ~ 7–9 эВ находится в относительном равновесии с континуумом электронов. Температура распределения T_p этой группы состояний определялась по бейтлеровским уровням, лежащим вблизи и выше первой границы ионизации атома меди (E_i = 7,73 эВ), и должна быть равна температуре электронов T_e.

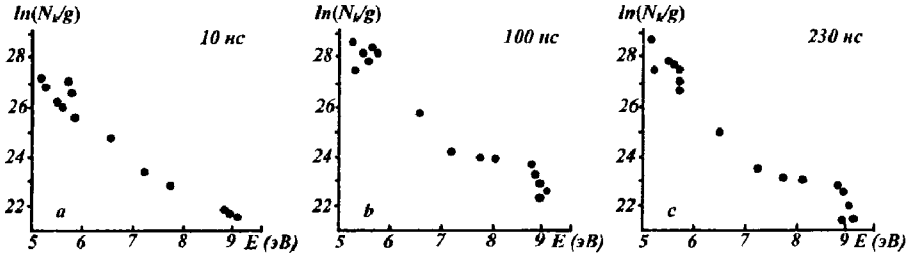


Рис. 3.1. Распределение атомов меди по возбужденным состояниям во время импульса возбуждения: *a* – 10 нс, *b* – 100 нс, *c* – 230 нс

Напомним, что бейтлеровские состояния, лежащие выше границы ионизации, хорошо взаимодействуют с континуумом, и атом меди имеет вторую границу ионизации, соответствующую отрыву внутреннего α-электрона с энергией связи ~ 10 эВ. Группа состояний с энергией $E_к$ ~ 5–7 эВ находится в существенно неравновесных условиях, однако между ними, как видно из рис. 3.1, существует квазибольцмановское распределение с температурой T_p, которая при ионизационном режиме плазмы должна быть меньше температуры электронов T_e, то есть $T_p < T_e$, что и наблюдается в эксперименте. Распределение атомов Cu по близкорасположенным уровням, имеющим энергетический зазор ΔE ~ 0,01 эВ и энергию возбуждения около 6 и 9 эВ имеют свою температуру распределения, резко отличную от температур распределения указанных двух групп уровней.

3.1.1.2. Населённость уровней меди в межимпульсный период

Распределение атомов меди по возбуждённым состояниям в межимпульсный период исследовано с 1-микросекундным интервалом в течение 30 мкс от начала импульса тока. Спектральные линии, использованные для определения населённостей уровней, имеют длительное рекомбинационное послесвечение, максимум которого достигается через 7–9 мкс от начала тока. На рис. 3.2 приведены распределения атомов меди по возбуждённым состояниям в разные моменты времени от начала импульса тока: в момент раннего послесвечения

(2,5 мкс), в момент максимального послесвечения (7 мкс), когда населенности возбужденных состояний достигают максимальных значений в межимпульсный период, и в момент интенсивной дезактивации возбужденных состояний.

Характер распределений атомов меди после 3–4 мкс от начала тока соответствует рекомбинационному режиму плазмы, и распределение атомов меди по возбуждённым состояниям в этом случае деформировано относительно равновесного распределения. К «равновесию» близки лишь распределения, полученные через 2,5–3 мкс от начала тока.

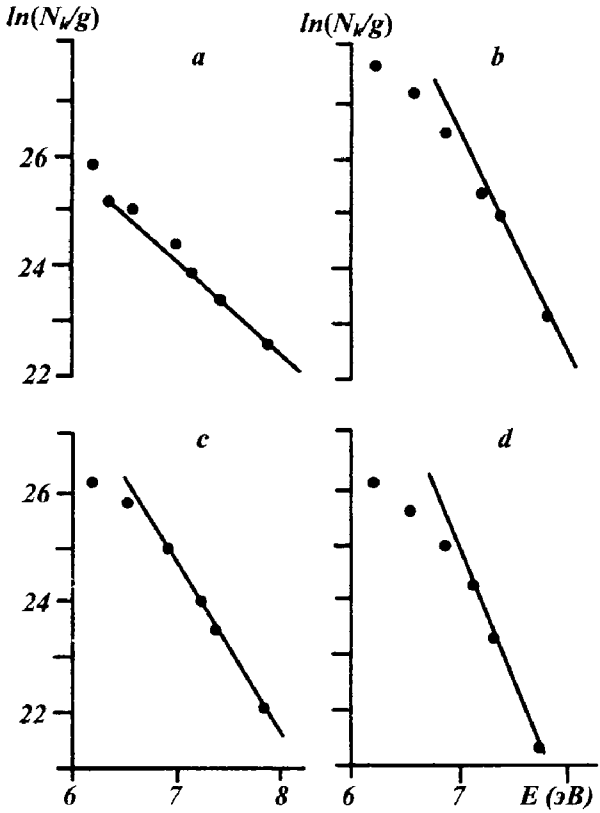


Рис. 3.2. Распределение атомов меди по возбужденным состояниям в послесвечении разряда: *a* – 2,5; *b* – 5; *c* – 7; *d* – 20 мкс

Группа высоковозбужденных состояний с энергией возбуждения $E_к$ ~ 7–7,8 эВ находится в относительном равновесии с континуумом электронов. Температура распределения T_p этой группы уровней должна соответствовать температуре электронов T_e. С падением T_e число уровней, находящихся в равновесии с континуумом, уменьшается, поскольку они не должны лежать «глубже» ~ 0,5 T_e от границы ионизации CuI. Группа состояний с энергией возбуждения E ~ 6–7 эВ находится в существенно неравновесных условиях, однако между ними может существовать квазибольцмановское распределение с температурой T_p, которая при рекомбинационном режиме плазмы больше T_e, т.е. $T_p > T_e$, что хорошо видно на рис. 3.2. В работе [13], опубликованной одновременно с приведёнными результатами [8–9], методом крюков были определены населённости резонансных, метастабильных, а также $4p^1\,{}^4F_{5/2,3/2,1/2}$ и $4p^1\,{}^4D_{5/2,3/2,1/2}$ (E_k = 5,07–5,57 эВ) уровней меди. По максимально реализуемым населённостям двух последних групп уровней наблюдается удовлетворительное согласие.

3.1.1.3. Температура электронов в Cu-Ne плазме

Как видно из приведенных распределений атомов меди в импульсе тока (рис. 3.1), группа высоковозбужденных состояний с энергией возбуждения $E_к$ = 7–9 эВ находится в относительном равновесии с непрерывным спектром электронов. Температура распределения этой группы состояний, равная температуре электронов T_e, определялась по бейтлеровским состояниям, лежащим вблизи и выше границы ионизации (E = 7,78 эВ). На рис. 3.3 представлен временной ход T_e для двух режимов работы лазера. Импульс генерации лежал вблизи максимума тока через ~ 100 нс от его начала. Длительность импульса генерации по полувысоте составляла 15 нс, а по основанию – более 50 нс. Отсчет времени для T_e, как и всех других параметров, ведется от начала импульса тока (см. рис. 3.4). Видно, что T_e «следит» за напряжением на газоразрядной трубке, и её максимум совпадает по времени с максимумом напряженности поля. С понижением напряжения на электродах газоразрядной трубки (f = 12 кГц) величина T_e уменьшается. Погрешность измерения T_e составляет ~ 10–30%, наибольшее её значение приходится на начальный участок временного хода T_e.

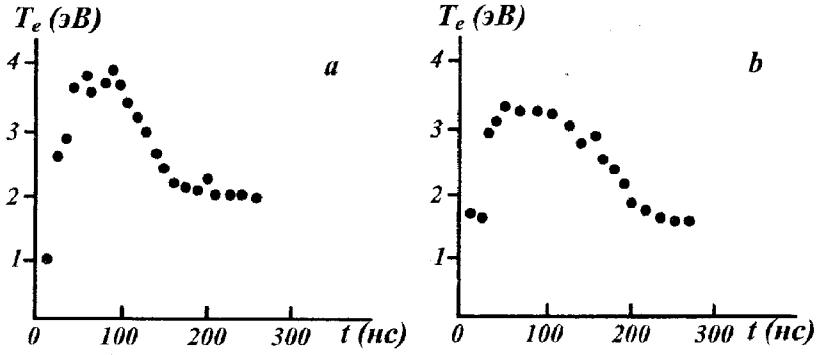


Рис. 3.3. Временной ход температуры электронов в импульсе тока: *a* – частота следования 8 кГц; *b* – частота следования 12 кГц лазера на парах меди

В межимпульсный период разряда группа высоковозбужденных состояний, находящаяся в относительном равновесии с континуумом электронов, имеет энергии возбуждения в интервале $E_к$ = 7–7,9 эВ. Приведенный интервал со временем уменьшается, поскольку с падением T_e число уровней, находящихся в равновесии с континуумом, уменьшается. На рис. 3.5 приведен типичный временной ход температуры электронов T_e плазмы в межимпульсный период (условия возбуждения разряда соответствуют рис. 3.3, *a*). При определении T_e использовались не только нормальные состояния с возбужденным s-электроном и бейтлеровские состояния, но и автоионизационные состояния CuI $5s^1\,{}^4D_{5/2,3/2}$ ($E_к$ = 7,8 эВ) и $5s^1\,{}^{12}D_{5/2,3/2}$ ($E_к$ = 8,31 эВ), которые интенсивно возбуждаются в рекомбинирующей плазме и по своей природе должны находиться в равновесии с континуумом электронов. Из приведённых зависимостей видно, что за время ~ 7 мкс температура электронов падает, приближаясь к температуре газа, затем изменение T_e становится сравнительно малым и на двадцатой микросекунде она достигает значения 0,21–0,22 эВ, что соответствует температуре газа (2400–2500°К) в кювете лазера на парах меди.

Эксперименты показывают, что рекомбинационное послесвечение спектральных линий достигает максимума через 7–8 мкс после начала импульса тока, то есть в условиях существенного снижения электронной температуры. Оценка времени релаксации τ_p температуры

электронов в упругих соударениях с атомами неона при T_e = 4 эВ и температуре газа ~ 2500°К согласно соотношению

$$\tau_p = N_{Ne}/2m\nu, \qquad (3.1)$$

где (ν – частота соударений электронов с атомами неона) дает τ_p = 6 мкс, что согласуется с данными эксперимента.

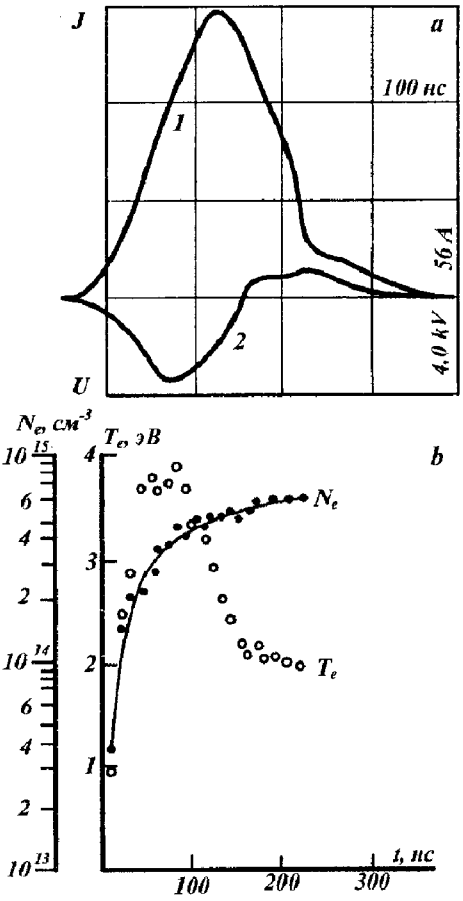


Рис. 3.4. Импульсы тока (*1*) и напряжения (*2*) – *a*; соответствующий им временной ход N_e и T_e – *b* (T_e соответствует рис. 3.3, *a*) лазера на парах меди

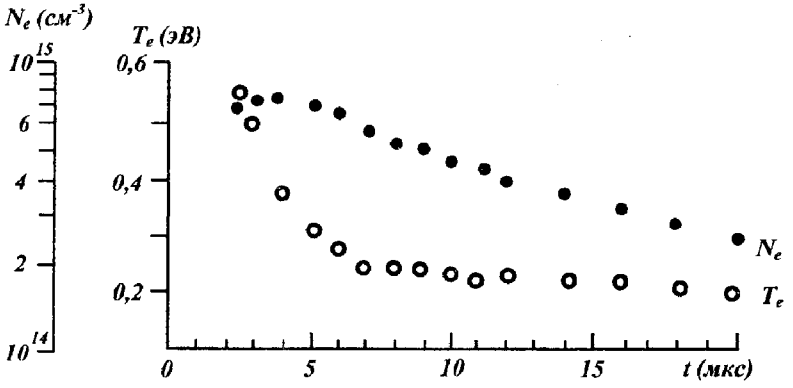


Рис. 3.5. Временной ход N_e и T_e в послесвечении разряда лазера на парах меди: U = 3,8 кВ; J =170 А; p_{Ne} = 25 Торр; f = 8 кГц

3.1.2. Спектроскопическая диагностика лазера на парах стронция

Перспективы увеличения средней мощности генерации на самоограниченных переходах атома и иона стронция связаны с увеличением активного объема, в первую очередь диаметра, с одновременным обеспечением наилучшей радиальной однородности параметров плазмы. Поэтому измерения пространственно-временных параметров плазмы в течение импульса возбуждения и в ближнем послесвечении очень важны как с точки зрения улучшения генерационных характеристик, так и для понимания физики процессов развития импульсного наносекундного разряда, особенно в его начальной стадии [14–16].

Для диагностики плазмы, развивающейся во времени и пространстве в течение сотен наносекунд, наиболее приемлемыми являются спектроскопические методы исследования [8, 17]. В работе [18] спектроскопическая диагностика He-Sr и Ne-Sr лазеров проведена с использованием пространственного разделения излучения столба плазмы на две радиальные зоны – центральную (ЦЗ) и более периферийную (БПЗ). Важнейшие параметры плазмы – концентрация электронов, электронная и газовая температуры – определены в различные моменты времени от начала импульса тока для двух радиальных зон.

Спектроскопические исследования плазмы импульсно-периодического лазера, работающего в смеси Ne(He)-Sr, проведены в режиме сверхизлучения на линии SrI, λ = 6,45 мкм. Отпаянный активный элемент лазера (рис. 3.6) имел керамическую ГРТ из BeO с внутренним диаметром D = 1,5 см, длиной 50 см. Давление буферного газа неона (гелия) – 30 Торр, поступление паров Sr осуществлялось за счет саморазогрева трубки при выходе ее на стационарный тепловой режим. Температура стенок при этом равна ~ 700°C, а давление насыщенных паров ~ 1 Торр. Использовалась электрическая схема возбуждения лазера с резонансно-диодным зарядом накопительной емкости. Через ГРТ осуществлялся прямой разряд накопительного конденсатора с использованием в качестве коммутатора тиратрона ТГИ1-1000/25. Напряжение на выпрямителе – 5 кВ, частота повторения импульсов – 10 кГц, среднее значение тока 120 (Ne) и 180 (He) мА. Временные развертки импульсов тока и напряжения на трубке представлены на рис. 3.7.

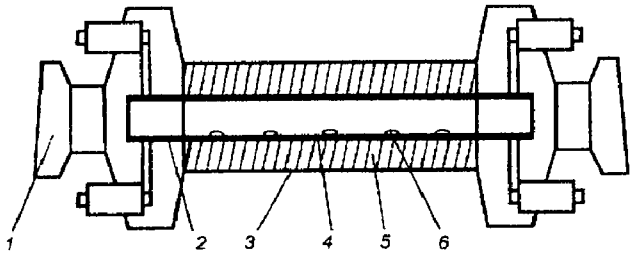


Рис. 3.6. Конструкция газоразрядной трубки: *1* – выходные окна; *2* – электроды; *3* – кварцевая вакуумная рубашка; *4* – газоразрядный Канал; *5* – теплоизолятор; *6* – кусочки стронция

Спектроскопические методики определения параметров плазмы – T_e, n_e, T_g – основаны на измерении абсолютных и относительных интенсивностей спектральных линий. Измерения выполнены с использованием монохроматора МДР-23 с решеткой 1200 штр./мм, фотоумножителя ФЭУ-79 и осциллографа С1-75. Установка проградуирована с помощью эталонной банд-лампы в абсолютной мере. Для того чтобы

световой поток со всего объема трубки без потерь достигал ФЭУ, проводился расчет оптической системы – источник излучения, линза, монохроматор [19]. Применение однолинзового освещения щели позволило, сфокусировав на ней центральное сечение трубки, выделить на ней две радиально-объемные зоны – центральную и более периферийную (рис. 3.8). Такая методика справедлива при предположении, что в каждой зоне плазма однородна по длине и по сечению. В противном случае определяемые параметры являются средними по объему зоны.

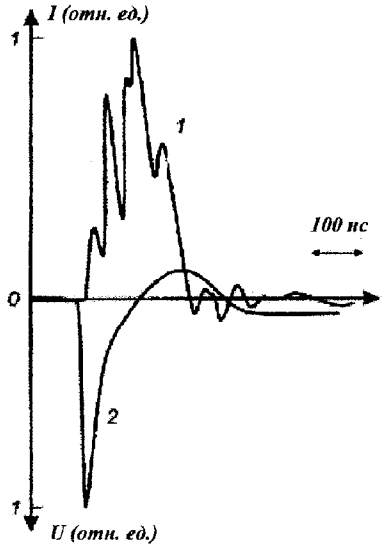


Рис. 3.7. Формы импульсов тока (*1*) и напряжения (*2*)

Спектральный состав излучения Ne-Sr (He-Sr) лазера исследован в области спектра 390–700 нм в течение импульса тока (τ = 150 нс) и в ближнем послесвечении. Начало отсчета времени совпадало с началом резкого подъема тока и соответственно интенсивности спектральных линий SrI, SrII, NeI (HeI). Линии, использованные для диагностики плазмы, сведены в табл. 3.1. Соответствующие вероятности перехода взяты из [20, 21].

Таблица 3.1

Спектральные линии, используемые для диагностики плазмы, соответствующие им переходы, энергии верхних уровней и вероятности переходов. Обозначения термов взяты из [20]

№№	λ, нм	Переход	$E_в$, эВ	A, 10^8 $с^{-1}$
		Нижний ур. Верхний ур.		
1	SrI 460,7	$5s^2(^1S_0) - 5s5p(^1P_1^0)$	2,69	6,01
2	SrI 472,2	$5s5p(^3P_1^0) - 5p^2(^3P_2)$	4,42	2,2
3	SrI 481,2	$5s5p(^3P_2^0) - 5p^2(^3P_2)$	4,42	3,4
4	SrI 483,2	$5s5p(^3P_0^0) - 5s5d(^3D_1)$	4,34	2,2
5	SrI 487,2	$5s5p(^3P_1^0) - 5s5d(^3D_2)$	4,34	2,5
6	SrI 496,7	$5s5p(^3P_2^0) - 5s5d(^3D_2)$	4,34	1,6
7	SrI 515,6	$5s4d(^1D_2) - 5s4f(^1F_3^0)$	4,90	1,8
8	SrI 550,4	$5s4d(^3D_2) - 4d5p(^3D_2^0)$	4,51	3,4
9	SrI 679,1	$5s5p(^3P_0^0) - 5s6s(^3S_1)$	3,59	0,85
10	SrI 687,8	$5s5p(^3P_1^0) - 5s6s(^3S_1)$	3,59	0,85
11	SrI 707,0	$5s5p(^3P_2^0) - 5s6s(^3S_1)$	3,59	1,34
12	SrII 407,8	$5s(^2S_{1/2}) - 5p(^2P_{3/2}^0)$	3,04	5,72
13	SrII 416,2	$5p(^2P_{1/2}^0) - 6s(^2S_{1/2})$	5,91	1,9
14	SrII 421,6	$5s(^2S_{1/2}) - 5p(^2P_{1/2}^0)$	2,96	2,54
15	SrII 430,5	$5p(^2P_{3/2}^0) - 6s(^2S_{1/2})$	5,91	2,8
16	NeI 540,1	$3s[1\frac{1}{2}]^0 - 3p`[\frac{1}{2}]$	18,96	0,009
17	NeI 585,2	$3s`[\frac{1}{2}]^0 - 3p`[\frac{1}{2}]$	18,96	0,68
18	HeI 492,2	$2p^1P_1^0 - 4d^1D_2$	23,78	0,99
19	HeI 667,8	$2p^1P_1^0 \quad 3d^1D_2$	23,07	3,18
20	HeI 706,5	$2p^3P_{0,1,2} - 3s^3S_1$	22,72	0,28

Для определения T_e и n_e использована методика, пригодная для определения этих параметров в условиях неравновесной плазмы [22]. Оказалось, что заселенности верхних уровней ряда линий SrI (2–11 строки табл. 3.1) следуют зависимости $ln(n_n/g_n) = f(E_n)$, соответствующей ионизационной неравновесности (рис. 3.9, кривая 2, прямая I). Чем выше T_e, тем ниже (относительно потенциала ионизации) находится граница прямолинейной зависимости, из наклона которой была найдена T_e. Температура газа T_g определена из абсолютной интенсивности резонансной линии SrI, $\lambda = 460{,}7$ нм, исходя из того, что в условиях эксперимента плазма для этой линии является оптически «толстой», и при выходе из ГРТ интенсивность излучения описывается формулой Планка для плотности излучения абсолютно черного тела. Температура абсолютно черного тела совпадает с температурой частиц, участвующих в перепоглощении излучения, т.е. T_g.

Наиболее важные результаты пространственно-временного исследования плазмы из абсолютных и относительных интенсивностей спектральных линий SrI, SrII, NeI, HeI представлены на рис. 3.10–3.11. На рис. 3.10 приведены временные осциллограммы относительных интенсивностей некоторых линий SrI, SrII, NeI (HeI), поведение которых является наиболее типичным и интересным для обсуждения. Отметим следующие особенности:

1. Наличие максимумов в устойчивой структуре излучения линий в течение импульса тока. Они особенно хорошо проявляются на наиболее ярких линиях SrI и SrII, возбуждаемых прямым электронным ударом с основного состояния атома стронция (кривые 3, 9), а также на ярких линиях NeI (HeI) (кривые 1, 8). Подобная пиковая структура наиболее выражена на лазерных линиях в режиме сверхизлучения [23]. Максимумы в структуре излучения коррелируют с максимумами в импульсе тока.

2. В начальной стадии резкого возрастания тока наблюдается значительное ослабление линий SrI, HeI с верхних возбужденных состояний, отстоящих от соответствующих потенциалов ионизации на $\Delta E \leq 1{,}8$ эВ (сравните 1 и 2, 3 и 4, 7 и 8, 9 и 10). По-видимому, то же самое можно предположить и для линий SrII и NeI, излучаемых с высоких уровней, но в исследуемой области спектра они не наблюдались. Этот факт указывает на то, что во время импульса тока, и особенно в период его резкого возрастания, плазма находится в состоя-

нии ионизационной неравновесности. Заметим также, что резонансные уровни SrI, SrII также, по-видимому, как и HeI и NeI, слабо подвержены ионизации и находятся согласно рис. 3.9–3.10 в равновесии с основным состоянием атома, а не с электронами. В смеси Sr-Ne в центральной зоне (ЦЗ) наблюдалось излучение только спектральных линий SrI. Поэтому на рис. 3.10 приведены осциллограммы относительных интенсивностей некоторых линий SrI, SrII, NeI только для более периферийной зоны (БПЗ). В смеси Sr-He линии SrI, SrII, HeI присутствовали в излучении обеих зон, но наиболее яркие и с проявлениями особенностей в излучении наблюдались в центральной зоне.

При сравнении временных характеристик излучения с вольтамперными характеристиками отмечаем, что началу резкого увеличения интенсивности излучения плазмы соответствовали начало резкого увеличения тока и максимум напряжения на ГРТ (рис. 3.7).

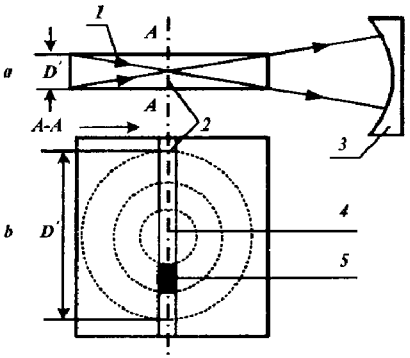


Рис. 3.8. Иллюстрация попадания светового потока из всего объема трубки на коллиматорный объектив монохроматора (*a*) и выделения на щели двух зон (*b*): *1* – уменьшенное изображение объемного свечения; *2* – щель; *3* – объектив монохроматора; *4* – центральная зона; *5* – более периферийная зона; D' – изображение диаметра трубки

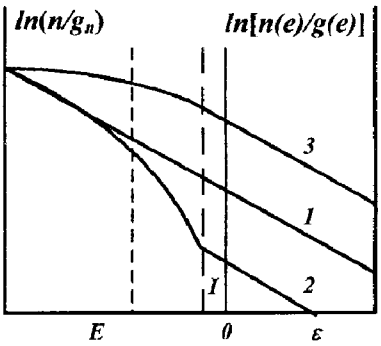


Рис. 3.9. Схематический рисунок, поясняющий характерное распределение атомов по возбужденным состояниям: *1* – равновесный случай, наклон прямой соответствует электронной температуре; *2* – режим ионизации; *3* – режим рекомбинации; I – группа возбужденных состояний, находящихся в равновесии с континуумом [22]

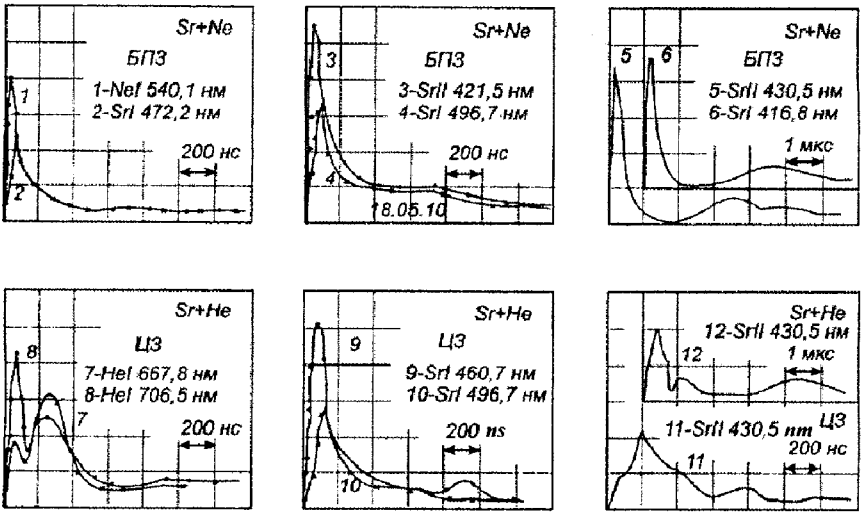


Рис. 3.10. Сравнительные характеристики интенсивностей излучения некоторых спектральных линий в плазме Sr-Ne и Sr-He лазеров

С этого момента и был начат отсчет времени. При обработке результатов измерение интенсивностей спектральных линий проводилось в моменты их пиковых значений. Отметим, что в лазерах на самоограниченных переходах атомов металлов, при корректных измерениях пиковая структура, хорошо коррелирующая между собой, наблюдалась как в импульсе тока, так и в импульсе напряжения на ГРТ (например, в [24]).

На рис. 3.11 представлены результаты определения T_e, n_e, T_g в смесях Sr-Ne и Sr-He как для центральной, так и для более периферийной зон.

Указанные параметры определены согласно методикам, описанным в предыдущей части данного раздела, и являются усредненными как по длине, так и по сечению каждой из зон. Однако при построении распределений по уровням атомов SrI замечено, что в некоторых случаях усредненные значения T_e и n_e, определенные из распределения по уровням, примыкающим к потенциалу ионизации, сильно отличаются. Такая ситуация возникла, например, в смеси Sr-Ne при t = 10 и 20 нс в БПЗ, при этом T_e было проэкстраполировано к максимальному значению.

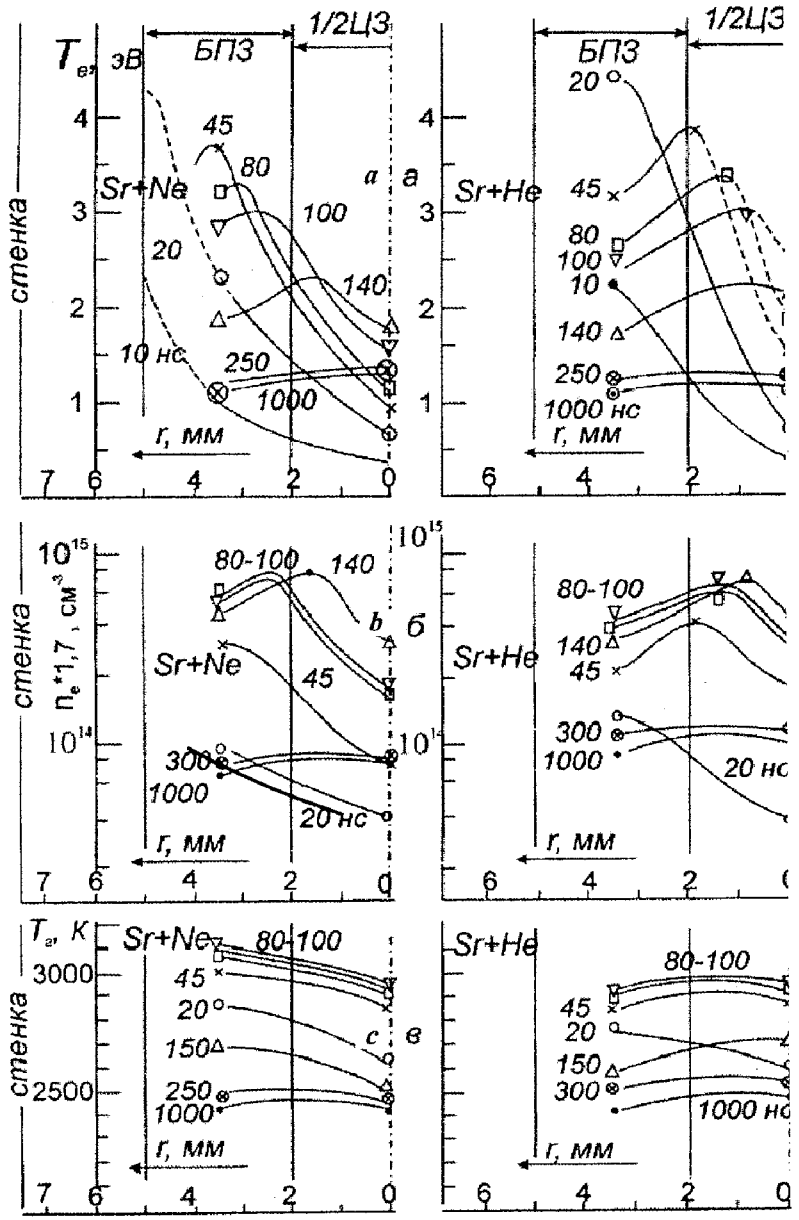


Рис. 3.11. Пространственно-временные зависимости T_e, n_e, T_g для Sr-Ne и Sr-He лазеров

В смеси Sr-He при t = 45, 80, 100 нс в ЦЗ T_e проэкстраполировано от более высокого значения T_e к более низким усредненным значениям. Понижение T_e в этой смеси сразу после окончания импульса возбуждения приближает плазму к равновесному состоянию, что приводит к всплеску интенсивности линий HeI 667,8 нм, HeI 706,5 нм и SrI 430,5 нм (рис. 3.10, кривые 7, 8, 11). В смеси Sr-He концентрация электронов n_e определена по формуле Саха из абсолютных значений интенсивностей линий SrI 515,6 нм и HeI 667,8 нм при предположении, что $n_e \cong n_{Sr^+}$ и $n_e \cong n_{He^+}$. Из совпадений результатов следовало, что $n_{Sr^+} \cong n_{He^+}$. Полагая, что плазма квазинейтральна и $n_{Sr^+} + 2n_{Sr^{++}} + n_{He^+} \cong n_e$, в численных значениях n_e на рис. 3.11 внесена поправка в виде множителя $\sqrt{3} \cong 1{,}7$. Предполагается аналогичная ситуация и для смеси Sr-Ne.

Из результатов рис. 3.11 следует, что после окончания импульса возбуждения в течение времени ~300–1000 нс параметры плазмы меняются очень слабо и выравниваются по исследуемым зонам. Скорее всего, это связано со временем протекания амбиполярной диффузии. Диагностика плазмы при t > 1 мкс не проводилась, но по аналогии с результатами исследований лазера на парах меди в ближнем послесвечении [17], в лазере на парах стронция можно ожидать в интервале времени (1–3) мкс повторного резкого спада T_e и n_e (от 1 до 0,2) эВ и (от 10^{14} до 10^{13}) $см^{-3}$, соответственно. Эти резкие изменения параметров приводят, вероятно, к скачкам в интенсивности некоторых спектральных линий (5, 6, 11, 12 на рис. 3.10) в указанном интервале времени. На кривых 5, 6, 12 при $t \cong$ 3–3,5 мкс проявляется, по-видимому, уже рекомбинационная неравновесность. Из рис. 3.11 следует, что абсолютные значения T_e, n_e, T_g слабо зависят от рода буферного газа. Но влияние буферного газа сказывается на скорости поперечного продвижения плазмы от стенок к центру. При одинаковых условиях возбуждения, в установившемся тепловом режиме, граница высокотемпературной плазмы в неоне не доходит до центральной части трубки, а в гелии вплотную приближается к центру ГРТ. Гипотеза о продвижении электрического поля от стенок к центру в лазере на самоограниченных переходах атомов металлов существует [25] и подтверждается экспериментально в ГРТ диаметром более 4 см [26–27]. Возможно, этот эффект легче заметить в трубках с большим диаметром. В данной работе он проявился для ГРТ диаметром 1,5 см.

В заключение приведем некоторые соображения относительно развития разряда и возникновения радиальной составляющей напряженности электрического поля. По устройству газоразрядного источника, по способу возбуждения высоковольтных импульсов, по характеру изменения тока, исследуемый нами разряд можно отнести к классу скользящих высоковольтных импульсных разрядов продольного типа [28–29]. Волна градиента потенциала, формирующаяся у высоковольтного электрода (в нашем случае – катода), с большой скоростью (порядка 10^9 см/с) продвигается первоначально вдоль поверхности диэлектрической трубки к заземленному электроду – аноду, оставляя на ней поверхностный заряд большой величины. Этот заряд создает поперечное поле высокой напряженности, способствующее продвижению ионов плазмы, индуцированной волной (электроны плазмы в основном продвигаются в продольном направлении, формируя волну), в поперечном направлении. Когда головка волны, несущая потенциал катода, подходит близко к аноду, в короткозамкнутом промежутке происходит пробой, потенциал резко падает до нуля, ток на анод увеличивается, а у анодного конца формируется обратная ионизующая волна. Это приводит к пробою промежутка и удвоению тока через промежуток. При не очень высоких скоростях подачи напряжения вблизи катода могут развиваться следующие лавины, и описанная процедура может повторяться несколько раз, что приведет к скачкообразному изменению величины тока со временем. При каждом отражении волны от анода развитие плазмы в поперечном направлении происходит по расширяющемуся каналу, поэтому плотность тока первоначально может и не расти. И только при достижении в промежутке достаточно высокой плотности малоподвижных ионов стронция начинается резкое увеличение величины обратного тока. В это момент напряжение на ГРТ достигает максимума, так как эффективное сечение рассеяния электронов на ионах металлов на порядок больше, чем на ионах инертных газов. Становится понятным, почему граница высокотемпературной плазмы в присутствии достаточного количества ионов стронция может и не достигнуть центра трубки. В чистом инертном газе ионы инертного газа быстрее занимают весь объем трубки, что приводит к более быстрой контракции и менее высоким максимальным температурам электронов.

3.2. Диагностика активных сред рекомбинационных $He\text{-}Sr^+$ и $He\text{-}Ca^+$ лазеров

Как отмечалось в предыдущих главах, в ионных лазерах на парах стронция и кальция с наибольшей полнотой реализуется механизм накачки уровней и формирования инверсии населенностей за счет рекомбинационно-столкновительной кинетики [30–36]. В коротковолновой области спектра, где излучают $He\text{-}Sr^+$ и $He\text{-}Ca^+$ лазеры ($\lambda = 430{,}5$ и 416,2 нм SrII и $\lambda = 370{,}6$ и 373,7 нм CaII), не так уж много простых, эффективных и надежных источников когерентного излучения, поэтому среди газоразрядных лазеров они являются перспективными источниками излучения в фиолетовой и УФ областях спектра и могут удачно дополнять излучение лазера на парах меди в зеленой и желтой области спектра и излучение лазера на парах золота в красной области спектра.

Для создания рекомбинационных лазеров с высокими выходными характеристиками необходимы глубокие знания о кинетике процессов, ответственных за создание инверсии населенностей. В частности, важное значение для интерпретации наблюдаемых особенностей поведения активных сред наряду со сведениями о характеристиках генерации и параметрах схемы газоразрядного возбуждения имеют сведения об основных параметрах плазмы, таких как концентрации долгоживущих компонент плазмы, а также электронная температура и концентрация. В настоящем разделе приводятся результаты экспериментов [35, 37–39] по диагностике плазмы $He\text{-}Sr^+$ лазера, которые проводились с использованием спектроскопических методов [40–45].

3.2.1. Измерение концентраций долгоживущих компонент плазмы

Измерения концентраций атомов Sr в основном состоянии, а также метастабилей стронция Sr(m) и гелия He(m) при типичных для генерации на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII условиях проводились с использованием метода реабсорбции [35, 37, 41, 46], для чего измерялись интенсивности спектральных линий стронция и гелия, испытывающих самопоглощение, при различных длинах плазменного столба. Кроме того,

также использовался метод резонансного поглощения излучения от перестраиваемого импульсного лазера на красителе [35, 38, 46]. Использованный в этих экспериментах активный элемент с разрядным каналом из BeO-керамики общей длиной $l = 26$ см с внутренним диаметром $d = 1$ см (см. рис. 3.12) состоял из двух равных секций длиной по 13 см, которые могли включаться совместно или по отдельности. Кроме того, имелась возможность проводить наблюдения сбоку разрядной трубки. Отношение длин плазменного столба l_1/l_2 могло составлять 2 или 26 при наблюдении вдоль или сбоку трубки, соответственно.

В методе реабсорбции на основе измерения отношения интенсивностей линии при двух длинах столба плазмы l_1 и l_2 можно определить коэффициент поглощения в центре линии k_0 из соотношения:

$$I_1/I_2 = S(k_0 l_1) l_1 / S(k_0 l_2) l_2, \qquad (3.2)$$

а из него – населенность нижнего уровня исследуемой линии (при условии, что она намного превышает населенность верхнего уровня); здесь $S(k_0 l)$ – функция Ладенбурга–Леви (при гауссовском контуре линии) или функция Ладенбурга–Рейхе (при лоренцевском контуре линии) [41]. В экспериментах измерялось отношение интенсивностей линий I, испытывающих самопоглощение, к интенсивностям линий I', для которых самопоглощение исчезающе мало. Тогда справедливо соотношение:

$$\left(I_1/I_1'\right)/\left(I_2/I_2'\right) = S(k_0 l_1)/S(k_0 l_2), \qquad (3.3)$$

Для измерений концентраций соответствующих долгоживущих частиц стронция и гелия использовались следующие спектральные линии: $Sr(5^1S_0)$ – λ = 689,2 нм SrI; $Sr(5^3P_0)$ – λ = 483,2 нм SrI; $Sr(5^3P_1)$ – λ = 487,2 нм SrI; $Sr(5^3P_2)$ – λ = 496,2 нм SrI; $He(2^3S_1)$ – λ = 388,9 нм HeI; $He(2^1S_0)$ – λ = 501,6 нм HeI. Измерения методом реабсорбции проводились при условиях: $p_{He} = 250$ Торр, $p_{Sr} = 10^{-1}$ Торр, $J = 100$ А. Для возбуждения импульсного разряда использовалась схема Блюмлейна. Результаты измерений концентраций долгоживущих частиц методом реабсорбции приведены на рис. 3.13.

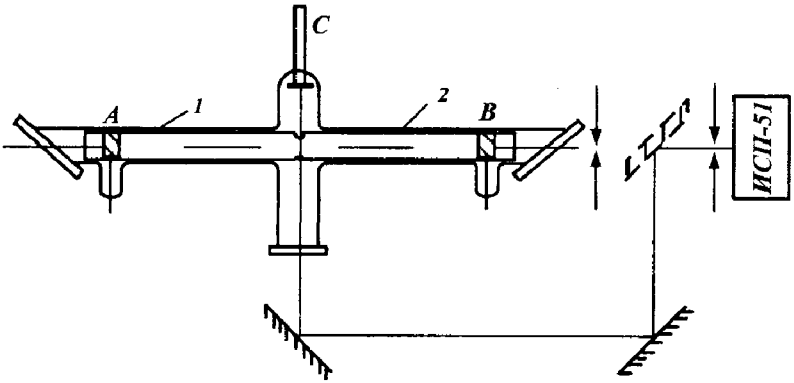


Рис. 3.12. Схема экспериментальной установки для измерений методом реабсорбции: *1* – кварцевая оболочка; *2* – разрядная трубка из BeO-керамики; *A*, *B*, *C* – электроды

В опытах по резонансному поглощению экспериментальная установка состояла (рис. 3.14) из эксимерного лазера накачки EMG-101, лазера на красителе VL-10, активного элемента $He\text{-}Sr^{+}$ лазера и блока регистрации, управления и синхронизации. Лазер на красителе формировал импульсы излучения с энергией до 10 мДж при частоте f до 100 Гц и длительностью $\approx$ 10 нс. С помощью различных красителей и кристалла КДП для удвоения частоты в эксперименте перекрывался диапазон длин волн $\lambda = 250$–700 нм. Минимальная ширина линии лазера на красителе с использованием эталона Фабри–Перо составляла ~ 0,002 нм. Лазерная трубка работала при $p_{He} = 250$ Торр с частотами f до 300 Гц. Температура внешней печи в оптимальном режиме составляла 570°C.

Пересчет измеренных величин поглощения в абсолютные значения населенностей уровней осуществлялся в предположении гауссовского контура уширения зондирующего излучения и фойгтовского контура исследуемой линии поглощения по методике, описанной в [38]. Интенсивность зондирующего излучения выбиралась достаточно малой, при этом контролировалось отсутствие насыщения на исследуемом переходе. Все измерения проводились для центра разрядной трубки; диаметр зондирующего пучка составлял 0,1–0,2 см при внутреннем диаметре лазерной трубки $d = 1$ см. Результаты измерений по резонансному поглощению приведены на рис. 3.15.

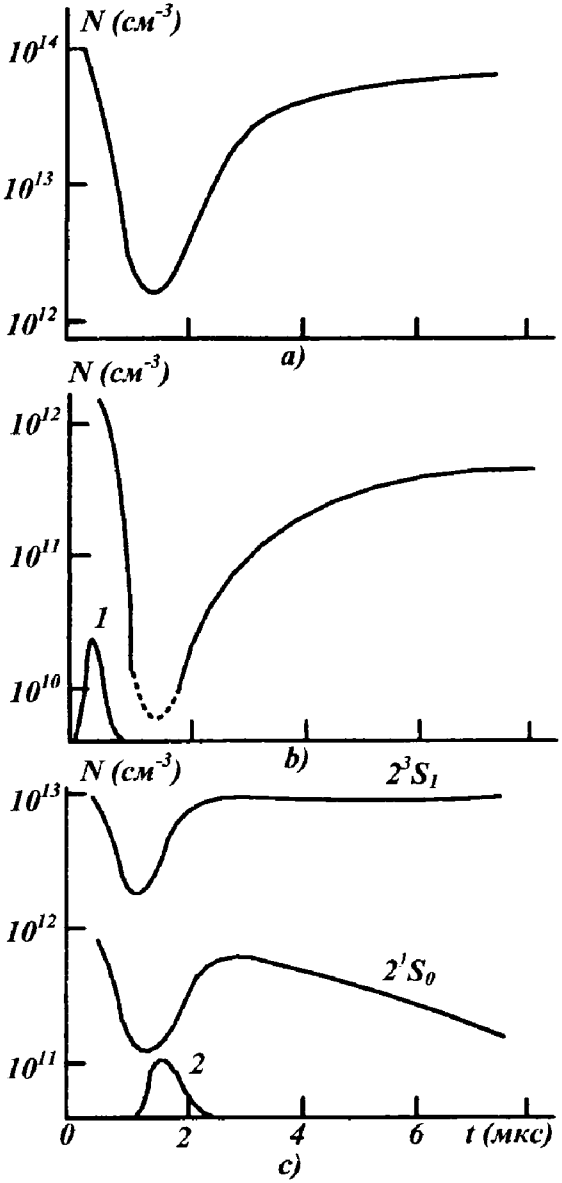


Рис. 3.13. Временной ход населенностей атомов стронция в основном состоянии $Sr(5^1S_0)$ (*a*), метастабилей стронция $Sr(5^3P)$ (*b*) и метастабилей гелия $He(2^3S_1)$ и $He(2^1S_0)$ (*c*) при разряде в смеси гелий-стронций: $l = 26$ см; $d = 1$ см; $p_{He} = 250$ Торр; $p_{Sr} = 10^{-1}$ Торр; $J = 100$ А; *1* – импульс тока; *2* – импульс генерации на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII

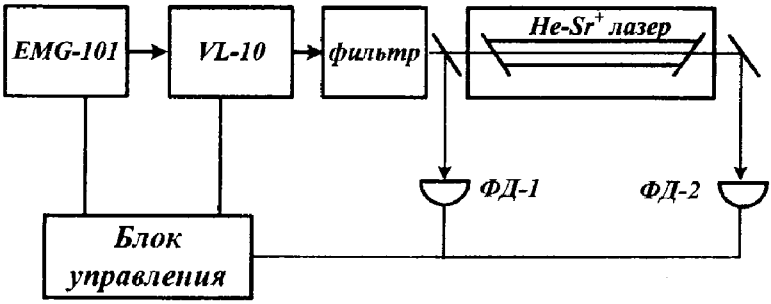


Рис. 3.14. Блок-схема экспериментальной установки для проведения измерений населенностей в активной среде He-Sr^+ лазера методом резонансного поглощения излучения лазера на красителе

Полученные данные (рис. 3.13, *а*; 3.15, *а*) свидетельствуют о сильном «выжигании» (на 90% и более) населенности основного состояния атома стронция в период импульса тока, т.е. происходит почти полная ионизация стронция. Концентрация основного состояния иона Sr^+ $5^2S_{1/2}$ ведет себя довольно сложным образом (рис. 3.15, *а*), что является следствием быстрой ионизации Sr^+ в состояние Sr^{++}. Поэтому концентрация Sr^+ достигает максимума ($5{,}5 \cdot 10^{13}$ $см^{-3}$) не в течение импульса тока, а в послесвечении ($t \approx 1{,}5$ мкс) после того, как большинство ионов Sr^{++} прорекомбинируют. Ход концентрации ионов Sr^{++} (рис. 3.15, *а*) вычислялся как разность между исходной концентрацией стронция N_{Sr} до импульса тока и измеренными концентрациями стронция в основном, метастабильном и однократно ионизированном состоянии:

$$N_{Sr++} = N_{Sr} - N_{Sr0} - N_{Sr(m)} - N_{Sr+}. \qquad (3.4)$$

Видно, что к концу импульса тока N_{Sr++} достигает $\approx 1{,}1 \cdot 10^{14}$ $см^{-3}$, что составляет ~ 80–90% от исходной концентрации атомов стронция. Столь высокая степень ионизации стронция обусловлена низкими потенциалами одно- и двукратной ионизации стронция (5,69 и 11,03 эВ). Высокая степень двукратной ионизации стронция во время импульса тока, наряду с низкой электронной температурой в послесвечении, обеспечивает интенсивную рекомбинационную накачку уровней SrII, ответственную за рекомбинационный всплеск интен-

сивности спонтанного излучения (см. рис. 3.16) и генерацию (рис. 3.13, *c*, рис. 3.15, *c*) на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII.

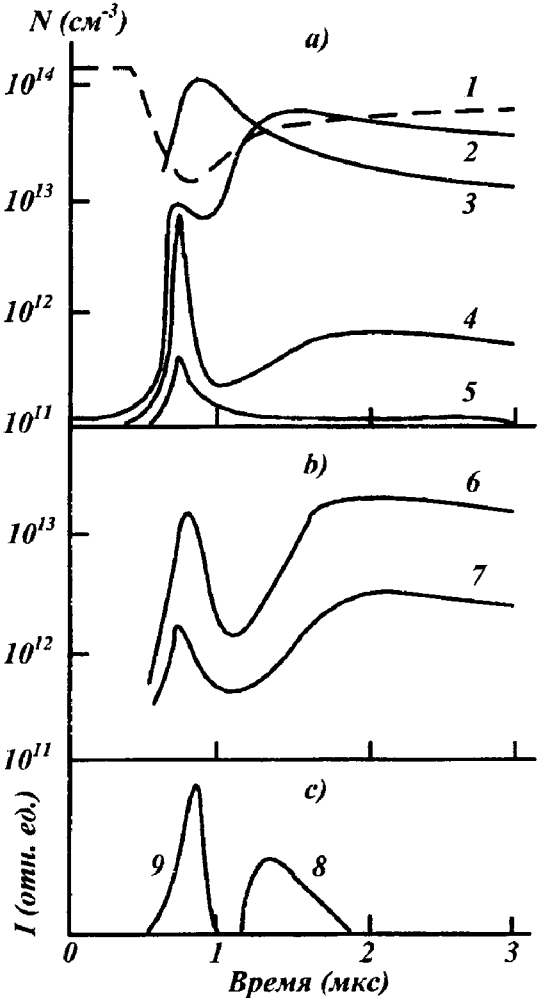


Рис. 3.15. Временной ход концентрации атомов, метастабилей и ионов стронция (*a*), метастабилей гелия (*b*) во время импульса тока и в раннем послесвечении: *1* – 5^1S_0 SrI; *2* – $5^2S_{1/2}$ SrII; *3* – ионы Sr^{++}; *4* – $5^3P^\circ_{0,1,2}$ SrI; *5* – 4^1D_2 SrI; *6* – 2^3S_1 HeI; *7*– 2^1S_0 HeI; *8* – импульс генерации на λ=430,5 нм SrII; *9* – импульс тока

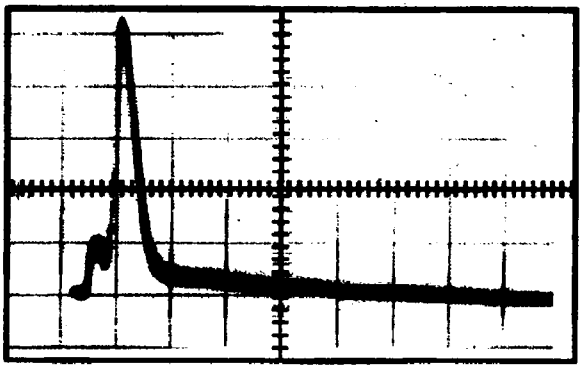


Рис. 3.16. Типичная осциллограмма спонтанного излучения на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII при разряде в смеси гелий-стронций. Развертка осциллографа 1 мкс/см

Очевидно, что чрезмерное увеличение энерговклада в разряд выше оптимального нецелесообразно, так как концентрация ионов Sr^{++} и, следовательно, рекомбинационный поток накачки увеличатся при этом мало, и избыточная энергия пойдет на создание ионов He^+ или He_2^+ вместе с дополнительным разогревом электронного газа. Конечно, ионы He^+ и He_2^+ перекачают посредством реакции перезарядки с ионизацией свою энергию в Sr^{++}, но с определенными потерями, да и то в длительное послесвечение линий SrII (см. рис. 3.16). Именно в таких режимах – избыточного энерговклада и «перегретого» стронция – и наблюдался режим генерации в длительном послесвечении на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII (так называемый режим «длинных» импульсов генерации) [30–31, 48–49]. Концентрации триплетных метастабилей стронция и гелия (рис. 3.13, *b-c*; рис. 3.15, *a-b*) быстро спадают сразу после импульса тока в основном за счет электронного девозбуждения, а затем после включения процесса рекомбинации ионов стронция и гелия возрастают в послесвечении до величин $N_{Sr(m)} \sim 10^{12}$ см$^{-3}$, $N_{He(m)} \sim 10^{13}$ см$^{-3}$. Концентрации синглетных метастабилей примерно на порядок ниже. Электронное девозбуждение метастабилей гелия в послесвечении оказывает существенное влияние на баланс энергии электронного газа, что выражается в немонотонном ходе электронной температуры в послесвечении.

Результаты измерений методом реабсорбции (рис. 3.13) и резонансного поглощения (рис. 3.15) количественно неплохо согласуются между собой, хотя абсолютные величины, полученные вторым способом, следует рассматривать как более надежные. Хорошее согласие (особенно касательно временного хода населенностей) существует и с данными работы [50], где в измерениях был использован метод крюков Рождественского.

3.2.2. Измерение электронной температуры и концентрации

Измерения электронной температуры T_e в послесвечении разряда в смеси гелий-стронций проводились по соотношениям интенсивностей линий атома гелия, излучаемых при переходах с высоко расположенных уровней HeI. Для таких уровней скорость электронно-столкновительного перемешивания значительно превышает скорость оптического распада, поэтому их населенности распределены по Больцману с температурой T_e [42–43, 51]. Как показал детальный анализ, модель частичного локального термодинамического равновесия с распределением населенностей уровней по Больцману в соответствии с электронной температурой справедлива для уровней HeI с $5 \le n \le 9$ при условиях: $p_{He} \le 300$ Торр, $n_e \ge 10^{13}$ см$^{-3}$, $T_e \ge 0{,}2$ эВ, которые выполняются в рекомбинирующей плазме He-Sr$^+$(Ca$^+$) лазеров. Поэтому для измерений T_e были выбраны линии гелия, которые начинаются с уровней с $n = 6$–9 и удовлетворяют критериям равновесия. В частности, измерения проводились по следующим линиям HeI, соответствующим триплетной серии переходов атома гелия: $\lambda = 381{,}9$ нм ($6^3D - 2^3P$), $\lambda = 370{,}5$ нм ($7^3D - 2^3P$), $\lambda = 363{,}4$ нм ($8^3D - 2^3P$), $\lambda = 358{,}7$ нм ($9^3D - 2^3P$).

На рис. 3.17–3.18 представлены осциллограммы, которые иллюстрируют типичный временной ход интенсивности спонтанного излучения на этих линиях HeI при малых ($p_{He} = 9$ Торр) и больших ($p_{He} = 300$ Торр) давлениях гелия при возбуждении импульсного разряда ламповым модулятором. Близкие к прямоугольным импульсы тока амплитудой до $J = 100$ А формировались лампой ГМИ-2Б при частичном разряде накопительной емкости $C = 0{,}25$ мкФ. Из рис. 3.17 видно, что при повышении парциального давления паров стронция интенсивность ре-

комбинационного послесвечения на линиях HeI снижается, что является следствием снижения скорости рекомбинационной накачки уровней HeI, обусловленного как уменьшением концентрации ионов He^+, вызванным замещением их на ионы металла, так и замедлением начального спада T_e и общим подъемом уровня T_e в раннем послесвечении (см. результаты измерений T_e на рис. 3.19, *a*).

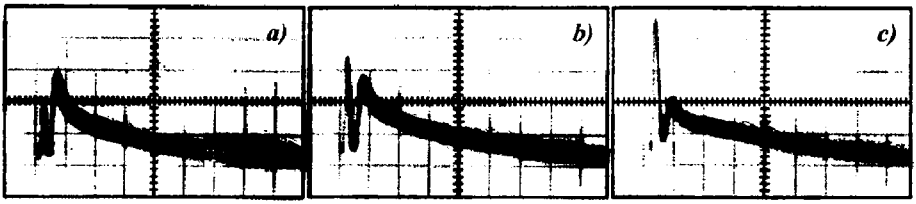


Рис. 3.17. Типичные осциллограммы спонтанного излучения на линиях HeI при разряде в смеси гелий-стронций: $l = 20$ см; $d = 1{,}1$ см; $p_{He} = 9$ Торр; $p_{Sr} = 0$ (*a*); $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ Торр (*b*) и $7{,}5 \cdot 10^{-3}$ Торр (*c*); $J = 50$ А. Развертка осциллографа 5 мкс/см

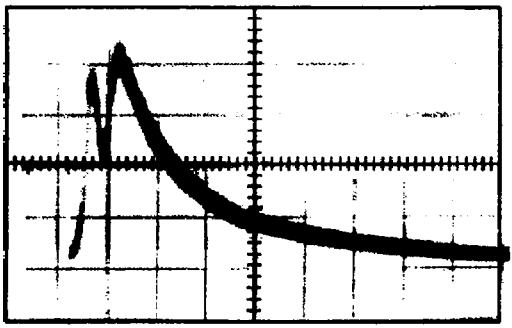


Рис. 3.18. Типичная осциллограмма спонтанного излучения на линиях HeI при разряде в смеси гелий-стронций: $l = 20$ см; $d = 1{,}1$ см; $p_{He} = 300$ Торр; $p_{Sr} = 0{,}1$ Торр; $J = 100$ А. Развертка осциллографа 2 мкс/см

При повышении же давления гелия интенсивность рекомбинационного послесвечения на линиях HeI возрастает, а длительность его сокращается (см. рис. 3.18), что свидетельствует о росте скорости рекомбинационной накачки. Концентрация электронов в плазме изме-

рялась по штарковскому уширению спектральной линии H_β ($\lambda = 486{,}13$ нм HI) бальмеровской серии атома водорода [40], который присутствовал в разряде в виде малой примеси. При измерениях учитывалась аппаратная ширина спектрографа ИСП-51, которая оценивалась по ширине водородной линии при малых токах разряда, когда штарковской компонентой можно пренебречь. Концентрация электронов рассчитывалось по формуле [40, 44–45]: $n_e = C\Delta\lambda^{3/2}$, где $C = 1{,}21 \cdot 10^{16}$ нм$^{-3/2}$ см$^{-3}$, $\Delta\lambda$ – ширина линии H_β на полувысоте в нм.

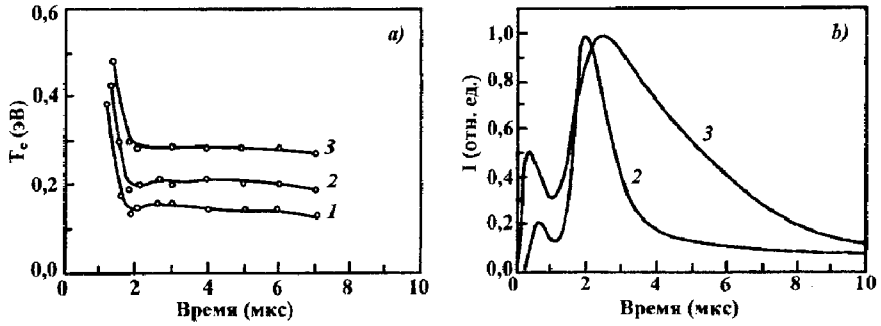


Рис. 3.19. Временной ход T_e (*a*) и интенсивности спонтанного излучения на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII (*b*) при разряде в смеси гелий-стронций: $l = 20$ см; $d = 1{,}1$ см; $p_{He} = 9$ Торр; $p_{Sr} = 0$ (*1*); $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ (*2*) и $7{,}5 \cdot 10^{-3}$ Тор (*3*); $J = 50$ А

На рис. 3.19, *a* приведен экспериментальный временной ход электронной температуры в послесвечении разряда в чистом гелии и в смеси гелий-стронций при малом давлении гелия ($p_{He} = 9$ Торр), полученный в трубке с $l = 20$ см и $d = 1{,}1$ см при возбуждении разряда ламповым модулятором. Импульсы тока соответствуют по времени первому кратковременному всплеску интенсивности на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII, обусловленному возбуждением электронным ударом (см. рис. 3.19, *b*). Как видно из рис. 3.19, *a*, в чистом гелии существует особенность в поведении T_e – наличие провала в раннем послесвечении. Наличие провала во временном ходе T_e ранее было предсказано теоретически [52–53], фиксировалось экспериментально [30–31, 35] и объясняется неравномерностью энерговыделения при электронном девозбуждении метастабилей гелия. Следующий за прова-

лом некоторый рост T_e обусловлен нагревом электронного газа вследствие девозбуждения накапливающихся в послесвечении при рекомбинации He^+ метастабильных атомов гелия (см. рис. 3.13, *c* и рис. 3.15, *b*, где показан типичный для послесвечения временной ход концентрации метастабилей гелия). При введении в разряд паров стронция концентрация метастабилей гелия снижается вследствие атомных и молекулярных столкновений, а их роль в балансе энергии электронного газа уменьшается – в итоге провал во временной зависимости T_e исчезает (см. рис. 3.19, *a*). При этом с введением легкоионизируемых атомов стронция происходит замедление начального спада T_e и общий подъем уровня T_e в раннем послесвечении (рис. 3.19, *a*), что обусловлено, во-первых, замещением легких ионов гелия на тяжелые ионы металла (и, соответственно, уменьшением вклада упругих электрон-ионных соударений в охлаждение электронного газа), во-вторых, возрастанием рекомбинационного нагрева электронного газа (так как возникает большое число двукратных ионов стронция, рекомбинация которых происходит значительно быстрее, чем однократных ионов) [30–31, 35].

Происходящий подъем уровня T_e в раннем послесвечении в свою очередь приводит к увеличению длительности рекомбинационного всплеска интенсивности на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII (см. рис. 3.19, *b*), так как скорость рекомбинационной накачки W_r резко зависит от T_e ($W_r \propto T_e^{-9/2}$). При существенном превышении оптимального давления паров стронция наряду с ростом длительности послесвечения на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII происходит снижение его интенсивности по причине снижении скорости накачки [30–31, 35]. Измеренная при $p_{He} = 9$ Торр и оптимальном давлении паров стронция $p_{Sr} = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ Торр электронная температура в раннем послесвечении, соответствующем максимуму рекомбинационной накачки уровней SrII, составляет $T_e \approx 0{,}2$ эВ (см. рис. 3.19, *a*). Измерения концентрации электронов в этих условиях показали, что ее типичное значение в раннем послесвечении составляет $n_e \sim 10^{14}$ см$^{-3}$.

На рис. 3.20, *a* представлены результаты измерений электронной температуры при большом давлении гелия ($p_{He} = 300$ Торр) и оптимальном для генерации на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII давлении паров стронция (которое возросло до $p_{Sr} = 10^{-1}$ Торр), также полученные при возбуждении разряда ламповым модулятором. Измеренная электронная тем-

пература в момент максимума рекомбинационной накачки уровней SrII составляет $T_e \approx 0{,}22$ эВ (см. рис. 3.20, *а*). Измеренная концентрация электронов при этом составила $n_e \approx 3 \cdot 10^{14} см^{-3}$. При повышении давления гелия наблюдается сокращение длительности послесвечения на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII (см. рис. 3.19, *b*; рис. 3.20, *b*) при росте его интенсивности, что свидетельствует о росте скорости рекомбинационной накачки уровней SrII.

На рис. 3.21 показаны импульсы тока разряда и импульсы генерации на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII при возбуждении разряда в смеси гелий-стронций ($p_{He} = 250$ Торр, $p_{Sr} = 10^{-1}$ Торр) схемой Блюмлейна ($C = 825$ пФ), а также измеренный в условиях генерации временной ход температуры и концентрации электронов. Видно, что в этом случае максимуму генерации соответствуют параметры плазмы $T_e \approx 0{,}25$ эВ, $n_e \approx 3{,}5 \cdot 10^{14}$ см ^{3}, близкие к значениям, полученным с ламповым модулятором (при $p_{He} = 300$ Торр). Из результатов проведенных измерений следует, что при повышении p_{He} (до $\approx$ 250–300 Торр) и соответствующем росте оптимального p_{Sr} (до $\approx 10^{-1}$ Торр) концентрация электронов возрастает (до $n_e \approx (3\text{–}3{,}5) \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$), а электронная температура в раннем послесвечении остается на низком уровне ($T_e \approx 0{,}22$–$0{,}25$ эВ). Аналогичный рост n_e с повышением давления гелия был зарегистрирован также в [56]. Заметим, что измеренный уровень T_e в раннем послесвечении является низким по сравнению с типичными значениями электронной температуры в импульсе тока, составляющими несколько эВ, но значительно превышает газовую температуру ($T_g \approx 0{,}07$–$0{,}075$ эВ) вследствие рекомбинационного нагрева электронного газа [30–31].

Зарегистрированное на рис. 3.13, *а*; рис. 3.15, *а* наличие практически полной ионизации атомов стронция в аналогичных условиях, а также результаты [54], согласно которым к концу импульса тока основная доля атомов стронция оказывается дважды ионизованной, свидетельствуют о том, что зафиксированному росту n_e при повышении давления гелия соответствует и рост концентрации ионов Sr^{++}. На основании проведенных измерений можно сделать вывод, что наблюдаемый при повышении p_{He} рост скорости рекомбинационной накачки уровней SrII обусловлен ростом концентрации ионов Sr^{++} при поддержании низкого уровня T_e в раннем послесвечении. Возможность

же поддержания низкого уровня T_e в условиях возрастающего с повышением p_{He} рекомбинационного нагрева электронного газа обусловлена ускорением охлаждения электронов при упругих соударениях с атомами и ионами гелия [30–31].

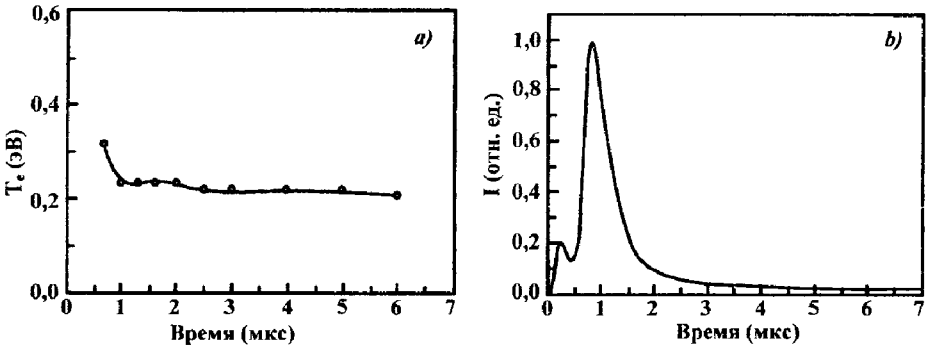


Рис. 3.20. Временной ход T_e (*a*) и интенсивности спонтанного излучения на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII (*b*) при разряде в смеси гелий-стронций: $l = 20$ см, $d = 1{,}1$ см, $p_{He} = 300$ Торр, $p_{Sr} = 10^{-1}$ Торр, $J = 100$ А

Эксперименты показали также, что в практически значимом диапазоне давлений гелия $p_{He} \sim 0{,}2$–1 атм при повышении давления гелия возрастает оптимальный ток разряда и оптимальный энерговклад в разряд, при этом концентрация электронов n_e примерно пропорциональна удельному энерговкладу w_{sp} (заметим, что аналогичная зависимость n_e от w_{sp} была зарегистрирована и в лазере на парах меди, имеющем сходные условия возбуждения [47]).

Полученные результаты измерений T_e и n_e в целом согласуются с результатами зондовых, интерферометрических и спектроскопических измерений, проведенных в [30–31, 46, 55–56], согласно которым в период импульса генерации на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII электронная температура и концентрация принимают типичные значения $T_e = 0{,}25 \pm 0{,}1$ эВ и $n_e = (2–6) \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$. Для сравнения можно привести результаты измерений параметров плазмы He-Sr лазера, сделанных другими авторами. В [55] в условиях, оптимальных для генерации при $p_{He} = 500$ Торр, было получено $n_e = 3 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$. В [56] интерферометрические измерения при

p_{He} = 250 Торр показали в раннем послесвечении значения $T_e \approx 0{,}35$ эВ, $n_e \approx 6{,}2 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$. Отметим, что квазистационарный уровень T_e в раннем послесвечении устанавливается в результате баланса между рекомбинационным нагревом и охлаждением электронов при упругих соударениях и связан с концентрацией электронов n_e [30–31].

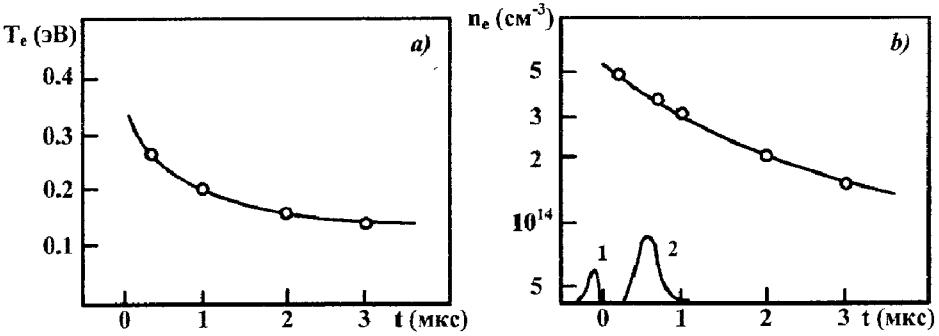


Рис. 3.21. Временной ход электронной температуры (*a*) и концентрации (*b*) при разряде в смеси гелий-стронций: l = 30 см; d = 1,1 см; p_{He} = 250 Тор; $p_{Sr} = 10^{-1}$ Тор; J = 100 А; *1* – импульс тока; *2* – импульс генерации на λ = 430,5 нм SrII

При этом n_e возрастает с повышением давления гелия, поскольку определяется растущим удельным энерговкладом w_{sp}, а T_e меняется с повышением давления слабо (испытывая лишь небольшую тенденцию к росту) вследствие роста эффективности охлаждения электронов. Однако в различных активных элементах, работающих при близких значениях давлений, но существенно отличающихся геометрическими размерами и параметрами схемы возбуждения (в частности, величиной накопительной емкости), реализуемые значения T_e и n_e могут отличаться, поскольку, как будет показано в гл. 4, оптимальные удельные энерговклады могут быть существенно различными из-за необходимости согласования лазерных трубок со схемой возбуждения путем достижения необходимой величины сопротивления плазмы. Иллюстрацией этому могут быть результаты [56], где в трубке с l = 70 см и d = 1,55 см измеренные при p_{He} = 250 Торр и больших токах разряда $J \approx 400$ А значения параметров плазмы в максимуме гене-

рации на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII составили $T_e \approx 0{,}35$ эВ, $n_e \approx 6{,}2 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$, что несколько превышает типичные значения, полученные при наших измерениях в малогабаритных трубках, а также в [30–31, 46, 55]. Очевидно также, что от условий возбуждения разряда зависит не только квазистационарный уровень электронной температуры, но и временной ход T_e в раннем послесвечении, на который могут оказывать влияние затяжки заднего фронта импульса тока или осцилляции тока.

Таким образом, измерения параметров плазмы рекомбинационного He-Sr^+ лазера спектроскопическими методами показали, что при типичных для генерации на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII условиях возбуждения ($p_{He} \approx$ 250–300 Торр, $p_{Sr} \approx 10^{-1}$ Торр) параметры плазмы принимают следующие значения в раннем послесвечении: $N_{Sr(m)} \sim 10^{12}$ см$^{-3}$, $N_{He(m)} \sim 10^{13}$ см$^{-3}$, $T_e \approx$ 0,22–0,25 эВ, $n_e \approx (3\text{–}3{,}5) \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$. При повышении p_{He} и соответствующем росте оптимального p_{Sr} концентрация электронов возрастает, а электронная температура в раннем послесвечении остается на низком уровне. Наблюдаемый при повышении p_{He} рост скорости рекомбинационной накачки уровней SrII обусловлен ростом концентрации ионов Sr^{++} при поддержании низкого уровня T_e в раннем послесвечении. В практически значимом диапазоне давлений гелия $p_{He} \sim$ 0,2–1 атм при повышении p_{He} возрастает оптимальный энерговклад в разряд, при этом n_e примерно пропорциональна удельному энерговкладу.

Литература

1. *Найдис Г.В.* Релаксация распределения электронов по энергиям в электрическом поле // ЖТФ. – 1977. – Т. 47, вып. 5. – С. 941–945.

2. *Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В., Штернов Н.П.* Распределение электронов по энергиям в смесях паров меди с неоном и гелием // Квантовая электроника. 1978. – Т. 5, № 3. – С. 597–602.

3. *Солдатов А.Н., Соломонов В.И.* Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. – Новосибирск: Наука, 1985. – 151 с.

4. *Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. – М.: Научная книга, 1998.

5. *Батенин В.М., Бурмакин В.Ф., Вохмин П.А. и др.* Временной ход концентрации электронов в лазере на парах меди // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 7. – С. 1572–1577.

6. *Елаев В.Ф., Мельченко В.С., Поздеев В.В., Солдатов А.Н.* Временной ход концентрации электронов в послесвечении разряда в лазере на парах меди // Эффективные лазеры на парах металлов. – Томск: ИОА, 1978. – С. 179–188.

7. *Батенин В.М., Климовский И.И., Лесной М.А., Селезнева Л.А.* Параметры плазмы в послесвечении разряда в лазере на парах меди // Квантовая электроника. – 1980. – Т. 7, № 5. – С. 988–992.

8. *Елаев В.Ф., Солдатов А.Н., Суханова Г.Б.* Определение температуры электронов в лазере на парах меди // ТВТ. – 1980. – Т. 8, вып. 5. – С. 1090–1093.

9. *Елаев В.Ф., Солдатов А.Н., Суханова Г.Б.* Определение температуры электронов в послесвечении лазера на парах меди // ТВТ. – 1981. – Т. 19, вып. 2. – С. 426–428.

10. *Petrash G.G.* Diagnostics of CVL plasma // Proc. SPIE. – 1995. – Vol. 2619. – P. 68–73.

11. *Батенин В.М., Бойченко А.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов-2 / Под общ. ред. В.М. Батенина. М.: Физматлит, 2009. – Т. 1. – 540 с.

12. *Солдатов А.Н., Гриднев А.Г., Горбунова Т.М., Елаев В.Ф., Осипова Н.В., Евтушенко Г.С.* Спектроскопическое исследование газоразрядной импульсной плазмы Cu-лазера // Квантовая электроника. – 1978. – Т. 5, № 5. – С. 1147–1151.

13. *Tennendaum J., Smilanski I., Levi S., Levin L., Eres G.* Kinetic investigation of the upper laser levels of the copper vapour laser // Opt. Comm. – 1981. – Vol. 36, № 4. – P. 391–394.

14. *Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г.* Развитие разряда в импульсных лазерах на парах металлов // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 27, № 2. – С. 183–188.

15. *Юдин Н.А., Суханов В.Б., Губарев Ф.А., Евтушенко Г.С.* О природе фантомных токов в активной среде лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 1. – С. 23–29.

16. *Юдин Н.А., Губарев Ф.А., Суханов В.Б.* Развитие разряда в активных средах лазеров на парах металлов с малым рабочим объемом // Известия вузов. Физика. – 2010. – Т. 53, № 5/2. – С. 41–46.

17. *Горбунова Т.М., Елаев В.Ф., Реутова Т.А. и др.* / Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах: Сб. тр. конф. / Под ред. О. Раводиной и И. Муравьева. – Томск, 1986. – Т. 1. – С. 194–195.

18. *Горбунова Т.М., Солдатов А.Н., Филонов А.Г.* Спектроскопическая пространственно-временная диагностика импульсно-периодического лазера на парах стронция // Известия вузов. Физика. – 2011. – Т. 53, № 3. – С. 55–61.

19. *Голубовский Ю.Б.* Об определении интенсивности излучения объемного источника // ВЛУ. – 1967. – № 10. С. 64–68.

20. *Радциг А.А.* Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. – С. 794–859.

21. *Wiese W.L., Martin G.A.* Wavelengths and transition probabilities for atoms and atomic ions // NSRDS–NBS (U.S.). – 1980. – Vol. 68. – P. 359–406.

22. *Воробьев В.С., Железняк М.Б.* Определение концентрации и температуры электронов по абсолютной интенсивности спектральных линий в неравновесной плазме // Оптика и спектроскопия. – 1973. – Т. 35, вып. 4. – С. 619–625.

23. *Горбунова Т.М., Солдатов А.Н., Филонов А.Г.* О механизме формирования инверсии на инфракрасных переходах атома SrI и иона SrII // Оптика атмосферы и океана. 2004. – Т. 17, № 2-3. – С. 262–265.

24. *Климовский И.И., Селезнева Л.А.* О некоторых особенностях работы схемы с резонансной перезарядкой накопительной емкости, используемой для возбуждения лазеров на самоограниченных переходах // Теплофизика высоких температур. – 1979. – Т. 17, № 1. – С. 27–30.

25. *Петраш Г.Г., Земсков К.И.* Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. XI-4. Плазменные и газовые лазеры / Под ред. С.И. Яковленко. – М.: Атомиздат, 2005. – С. 445–453.

26. *Hogan G.P., Webb C.E., Whyte C.G., Little C.E.* Experimental studies of CVL kinetics // Pulsed Metal Vapour Lasers. C.E. Little, N.V. Sabotinov: Editors. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht. 1996. – P. 67–72.

27. *Kushner M.J., Werner V.E.* Large – bore copper vapor lasers: kinetics and scaling issues // J. Appl. Phys. – 1983. – Vol. 54, № 6. – P. 2970–2982.

28. *Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В.* Высокоскоростные волны ионизации при электрическом пробое // УФН. – 1994. – Т. 164. – С. 263–285.

29. *Лагарьков А.Н., Руткевич И.М.* Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. – М.: Наука, 1989. – 206 с.

30. *Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Ионные лазеры на парах металлов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

31. *Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F.* Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges. Chichester, New York: John Willey & Sons. – 1996. – 285 p.

32. *Little C.E.* Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications. Chichester, New York: John Willey & Sons, 1999. – 619 p.

33. *Энциклопедия* низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. Т. XI-4. Газовые и плазменные лазеры. – М.: Физматлит, 2005. – 822 с.

34. *Сэм М.Ф.* Ионные газоразрядные лазеры на парах химических элементов: Дис. … д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: РГУ, 1981.

35. *Латуш Е.Л.* Газоразрядные рекомбинационные лазеры на парах металлов: Дис. … д-ра физ.-мат. наук. Ростов-на-Дону: РГУ, 2000.

36. *Жуков В.В., Латуш Е.Л., Михалевский В.С., Сэм М.Ф.* Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. I. Принципы получения генерации в рекомбинационном режиме // Квантовая электроника. 1977. – Т. 4, № 6. – С. 1249–1256.

37. *Латуш Е.Л., Коптев Ю.В., Сэм М.Ф., Чеботарев Г.Д., Корогодин Д.А.* Роль ступенчатых ударов второго рода в механизме накачки гелий-стронциевого рекомбинационного лазера // Квантовая электроника. – 1991. – Т. 18, № 12. С. 1427–1434.

38. *Коптев Ю.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Исследование кинетики населенностей уровней в активной среде He-Sr лазера методом резонансного поглощения // Оптика и спектроскопия. 1992. – Т. 72, № 5. – С. 1229–1235.

39. *Чеботарев Г.Д.* Кинетика активных сред рекомбинационных газоразрядных лазеров: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: ЮФУ, 2009.

40. *Грим Г.* Уширение спектральных линий в плазме. – М.: Мир, 1978. – 491 с.

41. *Спектроскопия* газоразрядной плазмы / Под. ред. С.Э. Фриша. Л.: Наука, 1970. – 360 с.

42. *Методы* исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревева. – М.: Мир, 1971. – 552 с.

43. *Диагностика* плазмы / Под. ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. – М.: Мир, 1967. – 516 с.

44. *Грим Г.* Спектроскопия плазмы – М.: Атомиздат, 1969. – 452 с.

45. *Горчаков Л.В., Демкин В.П., Муравьев И.И., Янчарина А.М.* Излучение атомов инертных газов в электрическом поле. – Томск: ТГУ, 1984. – 144 с.

46. *Коптев Ю.В.* Диагностика плазмы и анализ физических процессов в рекомбинационном гелий-стронциевом лазере: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: РГУ, 1991.

47. *Smilanski I.* Plasma parameters of metal vapour lasers // Pulsed Metal Vapour Lasers / Ed. by Chris E. Little and Nicola V. Sabotinov. NATO ASI Series. 1. Disarmament Technologies. Vol. 5. Kluwer Academic Publishers. – Dortrecht, Boston, London. – 1966. – P. 87–99.

48. *Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. II. Генерация на ионных переходах металлов // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 6. – С. 1257–1267.

49. *Butler M.S., Piper J.A.* Optimization of excitation channels in the discharge excited Sr^+ recombination laser // Appl. Phys. Lett. 1984. – Vol. 45, № 7. – P. 707–709.

50. *Kunnemeyer R., McLucas C.W., Brown D.J.W., McIntosh A.J.* Time-resolved measurements of population density in a Sr^+ recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1987. – Vol. 23, № 11. – P. 2028–2033.

51. *Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982. 375 с.

52. *Гудзенко Л.И., Яковленко С.И.* Плазменные лазеры. – М.: Атомиздат, 1978. – 256 с.

53. *Сыцько Ю.И., Яковленко С.И.* Релаксация плазмы гелия в послесвечении и при разлете // ЖТФ. – 1976. – Т. 46, № 5. – С. 1006–1013.

54. *Künnemeyer R., McLucas C.W., Brown D.J.W., McIntosh A.J.* Time-resolved measurements of population density in a Sr^+ recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1987. – Vol. 23, № 11. – P. 2028–2033.

55. *Климкин В.М., Прокопьев В.Е., Фадин Л.В.* Измерение скорости накачки и концентрации электронов в импульсных He-Eu и He-Sr лазерах // Квантовая электроника. – 1979. – Т. 6, № 3. – С. 599–602.

56. *Loveland D.G., Webb C.E.* Measurement of the electron density in a strontium vapour laser // J. Phys. – 1992. – Vol. 25. – P. 597–604.

Глава 4

ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ $He\text{-}Sr^+$ И $He\text{-}Ca^+$ ЛАЗЕРОВ

4.1. Лазеры с продольным разрядом

Генерация на рекомбинационных переходах SrII и CaII была впервые получена в Ростовском государственном университете (Южный федеральный университет) в положительном столбе импульсного разряда в смеси паров стронция или кальция преимущественно с гелием [1–2], при этом внутренний диаметр керамической лазерной трубки составлял d = 8 мм, длина – l = 60 см. Импульс тока формировался ламповым модулятором и был близок к прямоугольному; длительность его обычно составляла $\tau_i \approx 1$ мкс. Давление паров металла, при котором существовала генерация, лежало в диапазоне 10^{-3}–10^{-1} Торр. На фиолетовых линиях стронция и УФ линиях кальция (см. табл. 1.3) генерация возникала при $p_{He} \geq 2{,}5$ Торр; коэффициент усиления α_0 (как и мощность генерации) возрастал с увеличением давления гелия, достигая уже при $p_{He} = 30$ Торр $\alpha_0 = 0{,}07$ см$^{-1}$ на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII и 0,03 см$^{-1}$ на $\lambda = 373{,}7$ нм CaII. Средняя мощность генерации достигала 0,5–1 Вт. Оптимальное давление гелия для ИК рекомбинационных линий SrII и CaII (см. табл. 1.3) составляло ~ 7 Торр. Коэффициент усиления на ИК рекомбинационных линиях SrII и CaII был значительно ниже: $\alpha_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ см$^{-1}$; на некоторых из них генерация наблюдалась как с гелием, так и с неоном.

Генерация на линиях SrII и CaII (см. табл. 1.3) происходит в послесвечении разряда (рис. 4.1). Всплеск интенсивности в раннем послесвечении ионных линий (рис. 4.1, *c*) проявляется при токе в импульсе больше 3–5 А, с ростом тока амплитуда всплеска резко увеличивается, а длительность – сокращается. Сокращается она также и с увели-

чением давления буферного газа и при прочих равных условиях значительно меньше в разряде с гелием (в 2–3 раза), чем с неоном. Рост давления паров металла выше оптимального для генерации приводит к увеличению (в несколько раз) длительности этого всплеска. Генерация на большинстве линий в оптимальном режиме наблюдается в период начального всплеска послесвечения разряда (рис. 4.1, *d*). На ИК переходах SrII и CaII при превышении током оптимального значения имеется тенденция к смещению импульса генерации в более длительное послесвечение (рис. 4.1, *e*). Генерация на фиолетовых и УФ линиях SrII и CaII заметно удлиняется (до 5 мкс), если в разряд добавить небольшие количества водорода (рис. 4.1, *h*).

Как показали исследования [1–5], начальный всплеск интенсивности в послесвечении на линиях SrII и CaII (рис. 4.1, *c*) обусловлен тройной ударно-радиационной рекомбинацией двукратных ионов, созданных в течение импульса тока. Потенциалы одно- и двукратной ионизации у атомов стронция или кальция в сумме меньше потенциала ионизации гелия. Это позволяет в течение тока создать большую концентрацию ионов Ca^{++} и Sr^{++} даже при значительном давлении буферного газа. Большие давления гелия позволяют быстро охлаждать электроны, что способствует интенсивной накачке рекомбинацией. За возникновение длительного послесвечения, которое следует за кратковременным рекомбинационным всплеском (рис. 4.1, *c*), должны быть ответственны долгоживущие возбужденные или ионизированные частицы.

В частности, длительное послесвечение в смеси с гелием или неоном обусловлено в основном перезарядкой с ионизацией [6–7] (см. гл. 1)

$$Sr + He^{+} \rightarrow Sr^{++} + He + e \qquad (4.1)$$

с последующей ударно-радиационной рекомбинацией

$$Sr^{++} + 2e \rightarrow Sr^{+*} + e\,. \qquad (4.2)$$

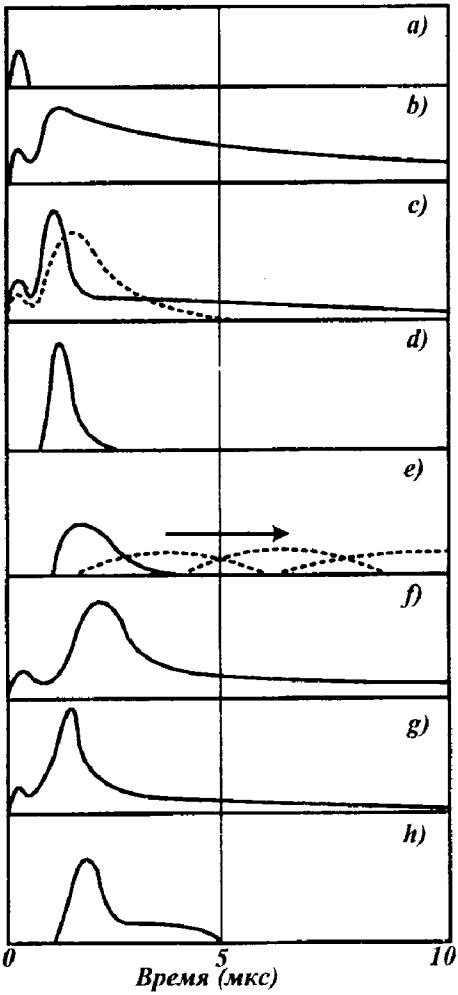


Рис. 4.1. Осциллограммы спонтанного излучения и генерации на ионных линиях стронция: *a* – импульс тока; *b* – послесвечение линий HeI и SrI; *c* – послесвечение линии λ = 430,5 нм SrII в смеси He-Sr (пунктир – то же при p_{Sr} больше оптимального значения для генерации); *d* – генерация на λ = 430,5 нм SrII в смеси He-Sr; *e* – генерация на ИК-переходах в смеси He-Sr (пунктир – положение импульсов генерации при увеличении тока); *f* – послесвечение линии λ = 430,5 нм SrII в смеси Sr-Ne; *g* – послесвечение линии λ = 430,5 нм в смеси Sr-Ne-H_2; *h* – генерация на λ = 430,5 нм SrII в смеси Sr-Ne-H_2

Это подтверждается, в частности, экспериментами с подогревом плазмы вторым слабым импульсом тока, в течение которого наблюдается почти полный провал как во время начального всплеска, так и во время длительного послесвечения всех линий SrII и CaII (рис. 4.2). Наличие провала обусловлено резкой зависимостью коэффициента рекомбинации от электронной температуры: $\alpha_r \propto T_e^{-9/2}$. Расположение лазерных уровней SrII и CaII (см. рис. 1.14–1.15) хорошо соответствует общим требованиям для получения инверсии в режиме рекомбинационно-столкновительной кинетики (см. гл. 1). Так, в SrII уровни 7^2S и 6^2D являются нижними в группе 7^2S, 7^2P°, 6^2D, 5^2F°, 4^2G, а уровень 6^2P° – одним из верхних в группе 6^2S, 6^2P°, 5^2D, 4^2F°.

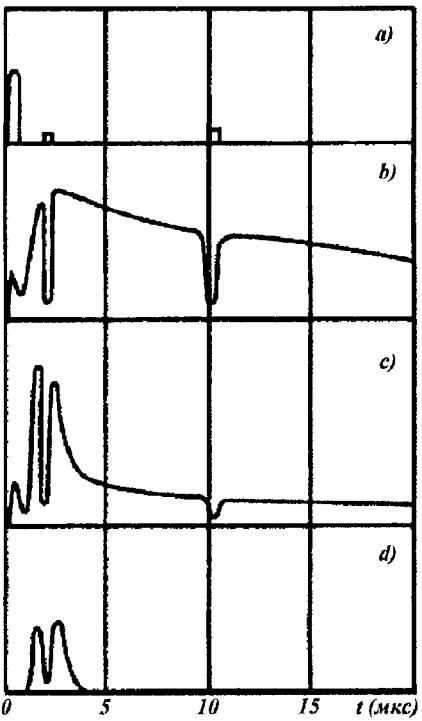


Рис. 4.2. Влияние второго подогревающего импульса тока на послесвечение и генерацию: *a* – импульсы тока; *b* – послесвечение линий гелия; *c* – послесвечение ионных линий стронция; *d* – генерация на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII

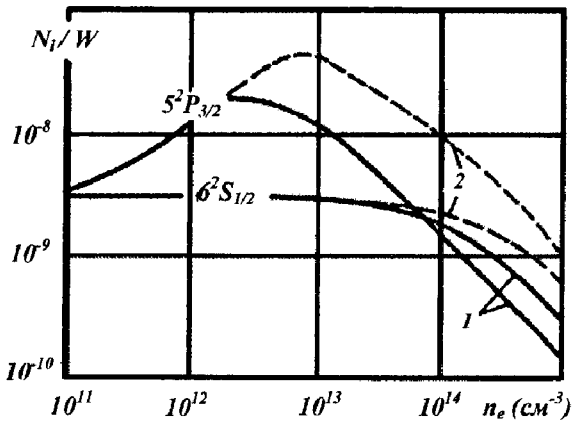


Рис. 4.3. Результаты упрощенного расчета населенностей лазерных уровней линии λ = 430,5 нм SrII, нормированных на величину рекомбинационной накачки: *1* – T_e = 1440°K (0,124 эВ); *2* – T_e = 14400°K (1,24 эВ)

Аналогично, верхний лазерный уровень 6^2S наиболее интенсивных лазерных переходов λ = 430,5 и λ = 416,2 нм SrII является самым нижним в группе 6^2S, $6^2P°$, 5^2D, $4^2F°$, а нижний лазерный уровень $5^2P°$ – верхним в группе $5^2P°$, 4^2D. Поэтому под действием электронного девозбуждения происходит стягивание рекомбинационной накачки на верхние лазерные уровни и уменьшение населенности на нижних лазерных уровнях. При этом электронное девозбуждение нижнего лазерного уровня $5^2P°$ фиолетовых переходов SrII через промежуточный метастабильный уровень 4^2D компенсирует негативное влияние пленения резонансного излучения на переходах $5^2P°$ – 5^2S (λ = 407,8; 421,5 нм SrII).

Сказанное наглядно иллюстрирует упрощенный расчет инверсии на переходе $6^2S_{1/2}$ – $5^2P°_{3/2}$ (λ = 430,5 нм SrII) в квазистационарном приближении [5], результаты которого приведены на рис. 4.3. Видно, что инверсия на переходе отсутствует при $n_e < 5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, что связано как с неблагоприятным соотношением оптических времен жизни, так и с наличием самопоглощения на резонансном переходе (подъем населенности уровня $5^2P°_{3/2}$ при $10^{11} < n_e < 2 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$). Однако, несмотря

на то, что с ростом n_e самопоглощение резко увеличивается (за счет роста концентрации ионов Sr^+ в основном состоянии $5^2S_{1/2}$), и при $n_e \geq 10^{13}$ см$^{-3}$ резонансное излучение оказывается практически запертым, начиная с $n_e = 5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ на переходе $6^2S_{1/2} - 5^2P°_{3/2}$ ($\lambda = 430{,}5$ нм SrII) возникает значительная инверсия при малых T_e. При повышении T_e инверсия исчезает, так как возрастает возбуждение нижнего лазерного уровня $5^2P°$ электронным ударом из метастабильного 4^2D и основного 5^2S состояний иона стронция, а также уменьшается и скорость электронного девозбуждения ($\propto T_e^{-1/2}$ (см. гл. 1)).

Частота следования импульсов генерации ионных рекомбинационных лазеров на парах стронция и кальция может быть весьма высока. Необходимо только, чтобы каждый последующий импульс тока не накладывался на рекомбинационный всплеск интенсивности ионных линий или на импульс генерации (рис. 4.1, *c-d*), то есть межимпульсный интервал может быть ~ 1 мкс, что подтверждается экспериментами со сдвоенными импульсами [5, 8–14]. То есть, в пределе частота следования импульсов может достигать ~ 1 МГц. Более того, мы наблюдали, что при интервалах между импульсами меньших 10–15 мкс мощность генерации во втором импульсе при одних и тех же энерговкладах даже возрастала на 20–40% по сравнению с первым. Это объясняется созданием двукратных ионов Sr^{++} из однократных, не успевших рекомбинировать после первого импульса тока. За счет этого КПД и мощность генерации во втором импульсе получаются выше. Принципиальная возможность получения очень больших частот следования импульсов генерации выгодно отличает рекомбинационные лазеры. Не следует однако забывать, что при больших частотах обычно возникает сложная задача интенсивного отвода избыточного тепла.

Результаты проведенных в Ростовском государственном университете исследований [1–5, 12–13] послужили стимулом к постановке исследований ионных рекомбинационных лазеров также во многих других лабораториях в России и за рубежом [9–10, 14–38].

К настоящему времени максимальными экспериментально достигнутыми являются следующие параметры генерации рекомбинационных He-Sr^+ лазеров (λ = 430,5 нм SrII), возбуждаемых продольным разрядом: средняя мощность 3,9 Вт [39–40], погонная средняя мощность 11,8 Вт/м [39–40], удельная средняя мощность 277 мВт/см^3

[41–43], энергия импульсов 6 мДж [20], пиковая мощность 20 кВт [20], коэффициент усиления 0,15 $см^{-1}$ [41–43]. Для $He\text{-}Ca^{+}$ лазеров (λ = 373,7 нм CaII) достигнуты следующие параметры генерации: средняя мощность 1,32 Вт [44–45], погонная средняя мощность 1,5 Вт/м [44–45], удельная средняя мощность 50 $мВт/см^{3}$ [43, 46], энергия импульсов 3,2 мДж [21], пиковая мощность 12 кВт [21], коэффициент усиления 0,1 $см^{-1}$ [43, 46].

4.1.1. Теплофизика рекомбинационных $He\text{-}Sr^{+}$ и $He\text{-}Ca^{+}$ лазеров

В саморазогревных импульсно-периодических лазерах на парах металлов температура стенок разрядной трубки, определяющая давление паров металла в активном объеме, если он лежит на стенках трубки, зависит от мощности, вкладываемой в разряд, и от скорости отвода тепла от трубки. Поэтому, оптимизировав ток в импульсе для получения максимальной энергии импульса генерации E, нужного давления паров добиваются регулировкой частоты следования импульсов f. То есть, оптимальная частота следования f_{opt} является обычно оптимальной всего лишь для создания необходимого давления паров металла в разряде, а не для получения максимально возможной средней мощности генерации P_{av}. Как отмечено выше, рекомбинационные $He\text{-}Sr^{+}(Ca^{+})$ лазеры в принципе могут работать до частот $f \sim 1$ МГц, в реальных же конструкциях частоты обычно составляют $f \approx 5$–10 кГц [12–14, 43]. Поэтому для увеличения P_{av} за счет роста f необходимо интенсифицировать теплоотвод от активного объема. Скорость теплоотвода ограничивает рост мощности и за счет увеличения диаметра трубки, так как при этом снижается рабочая частота следования импульсов [48, 61]. В самом деле, для сохранения оптимального для генерации удельного энерговклада общая вводимая мощность в активный объем должна расти $\propto d^{2}$, тогда как теплоотвод при фиксированной температуре стенок будет примерно пропорционален площади внешней поверхности трубки, т.е. $\propto d_1 \propto d$ (здесь d_1 – внешний диаметр трубки). Поэтому для поддержания оптимального давления паров металла, f приходится уменьшать $\propto 1/d$.

Таким образом, для получения высоких средних мощностей генерации как за счет увеличения частоты следования импульсов, так и за счет увеличения диаметра необходимо принимать меры для интенсификации теплоотвода. В связи с чем рассмотрим процессы, определяющие теплоотвод в активных элементах He-Sr^+(Ca^+) лазеров типичных конструкций.

4.1.1.1. Методика расчета тепловых режимов He-Sr^+(Ca^+) лазеров

Рассмотрим теплоотвод от открытой разрядной трубки (рис. 4.4, *а*), разрядный канал которой выполнен из BeO-керамики [49]. Теплообмен с окружающей средой в такой конструкции осуществляется за счет свободной конвекции и теплового излучения. Следовательно, количество тепла, отводимое от трубки, будет

$$Q = Q_{conv} + Q_{rad} = S(q_{conv} + q_{rad}), \qquad (4.3)$$

где S – площадь внешней поверхности трубки; $q_{conv} = \xi(T_1 - T_a)$ – тепло, отводимое с единицы поверхности за счет теплопередачи; $q_{rad} = \varepsilon\sigma T_1^4$ – тепло, отводимое с единицы поверхности за счет теплового излучения; ξ – коэффициент теплоотдачи; T_1 – температура внешней стенки трубки; T_a – температура окружающего воздуха; ε – коэффициент черноты поверхности; σ – постоянная Стефана–Больцмана. Отличительным свойством BeO-керамики является ее высокая теплопроводность: в диапазоне температур 700–1000°К коэффициент теплопроводности для нее $\Lambda_{BeO} \approx 60$ Вт/(м·К) [50–51]. Тогда при энерговкладе $Q = 4$ кВт/м в трубке с внутренним диаметром $d = 1{,}5$ см и внешним $d_1 = 2{,}2$ см разность температур между внутренней и внешней поверхностью трубки составит всего [52]:

$$\Delta T = \frac{Q \cdot ln(d_1/d)}{2\pi\Lambda_{BeO}} = 4°K, \qquad (4.4)$$

и, следовательно, можно полагать температуру внутренних и внешних стенок примерно одинаковыми, то есть $T \approx T_1$.

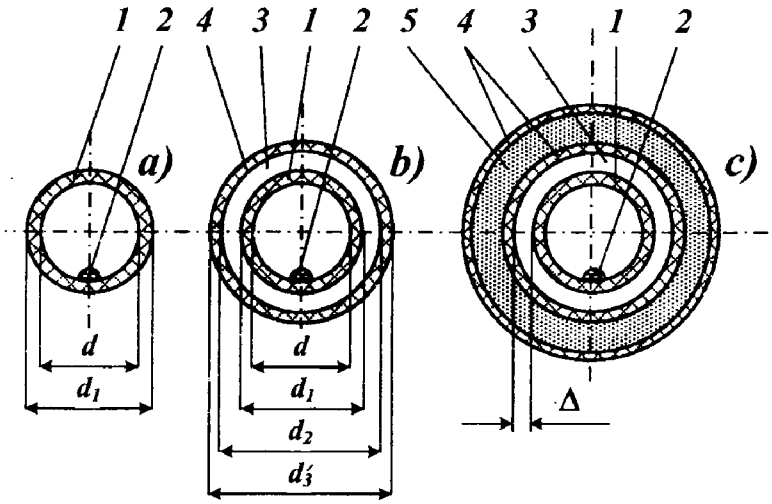


Рис. 4.4. Поперечные сечения трубок He-Sr^+ (Ca^+) лазеров: *a* – открытая керамическая трубка; *b* – керамическая трубка в кварцевой рубашке; *c* – с водяным охлаждением; *1* – керамика; *2* – стронций или кальций; *3* – прослойка гелия; *4* – кварц; *5* – вода

Величина коэффициента теплоотдачи ξ может меняться в очень широких пределах. В общем случае ξ является функцией геометрических размеров и формы тела, температуры и параметров окружающей среды. Если разрядная трубка находится в воздухе, то теплоотдача от нее осуществляется за счет свободной конвекции и зависит от произведения чисел Грасгофа и Прандталя – $(Gr \cdot Pr)$ [52]. При типичных условиях работы лазеров $(Gr \cdot Pr) \approx 2 \cdot 10^4$, и тогда для нахождения ξ можно воспользоваться соотношением [52]

$$Nu = 0{,}54 \cdot (Gr \cdot Pr)^{1/4}, \qquad (4.5)$$

где $Nu = \xi \cdot d_1 / \Lambda_a$ – число Нуссельта, $\Lambda_a = 2{,}47 \cdot 10^{-4}\ T_a^{0{,}82}$ Вт/(м·К) – коэффициент теплопроводности воздуха. Выражая ξ из (4.5) и подставляя его в (4.3), можно получить выражение для количества тепла, отводимого от цилиндрической разрядной трубки He-Sr^+ или He-Ca^+ лазеров, находящихся в воздухе (рис. 4.4, *a*):

$$Q = Q_{conv} + Q_{rad} =$$
$$= l\left[0{,}0276(T + T_a)^{0,2}(T - T_a)^{1,25}d_1^{0,75} + 1{,}781\cdot 10^{-9}d_1\varepsilon T^4\right], \quad (4.6)$$

где l – активная длина трубки, м; d_1 – внешний диаметр разрядной трубки, см; T, T_a – задаются в °К. Расчеты по этой формуле для теплоотвода от лазерной трубки типичной геометрии (l = 0,5 м, d_1 = 2,2 см, ε_{BeO} = 0,5 [53], T_a = 303°К) дают для He-Sr^+ лазера (T = 873°К, что соответствует оптимальному для генерации давлению паров стронция при p_{He} = 600 Торр) величину $Q = Q_{conv} + Q_{rad}$ = 286 + 569 = 855 Вт; для He-Ca^+ лазера (T = 923°К) $Q = Q_{conv} + Q_{rad}$ = 320 + 711 = 1031 Вт. При КПД He-Sr^+ лазера ≈ 0,1% и He-Ca^+ лазера ≈ 0,07% получим, что средняя мощность генерации P_{ev} ≈ 1 Вт, что хорошо согласуется с экспериментальными данными [5, 12–13]. Из формулы (4.6) следует несколько практических выводов:

1. Основной вклад в теплоотвод дает излучение. Его можно увеличить (до двух раз), увеличивая коэффициент черноты (излучательную способность) поверхности трубки ε. У зачерненной трубки, к тому же, должна улучшиться стабильность средней мощности генерации: так как $Q_{rad} \propto T^4$, то даже при незначительном возрастании температуры теплоотвод резко увеличивается, что снижает влияние колебаний тока разряда на давление паров.

2. Интенсивность отвода тепла определяется внешним диаметром BeO-разрядной трубки, и для увеличения теплоотвода и достижимой средней мощности генерации внешний диаметр целесообразно увеличивать. Так, в соответствии с (4.6), увеличение d_1 с 2,2 до 5 см приведет к возрастанию теплоотвода от 850 Вт до 1820 Вт с 0,5 м активной длины. Для наращивания эффективной внешней поверхности можно использовать оребрение трубок материалом с большой теплопроводностью [52], что, как показывают расчеты [49], позволит увеличить теплоотвод в 2–3 раза.

Рассмотрим теперь часто используемую конструкцию активного элемента He-Sr^+(Ca^+) лазера с разрядной трубкой в кварцевой оболочке (рис. 4.4, *б*), где промежуток между керамической разрядной трубкой и оболочкой заполнен гелием. Тепло от внешней поверхности керамической трубки (d_1, T_1) отводится за счет теплопроводности гелия Q_1 и теплового излучения Q_1^{rad} к внутренней стенке кварцевой оболочки (d_2, T_2). Далее за счет теплопроводности кварца идет поток тепла Q_2 к

его внешней поверхности (d_3, T_3). От внешней поверхности тепло отдается в окружающую среду (воздух при T_a = 303°К) за счет теплового излучения Q_3^{rad} и свободной конвекции Q_3^{conv}. Плавленый кварц толщиной ~ 2 мм прозрачен для теплового (ИК) излучения до $\lambda \le 4$ мкм [54], ИК излучение с $\lambda > 4$ мкм поглощается в кварце и передается по нему за счет теплопроводности. Из зависимости спектральной плотности теплового излучения абсолютно черного тела при T = 900°К можно найти, что кварцевая оболочка поглощает около 50% теплового излучения BeO-разрядной трубки. С учетом сказанного, для баланса тепла, переносимого через такую слоистую структуру можно записать:

$$Q_1 + 0{,}5Q_1^{rad} = Q_2;\ Q_3^{rad} + Q_3^{conv} = Q_2; \tag{4.7}$$

где

$$Q_1 = 2\pi\Lambda_{He}[(T_1 - T_2)/ln(d_2/d_1)];$$
$$Q_1 = 2\pi\Lambda_{SiO_2}[(T_2 - T_3)/ln(d_3/d_2)] \tag{4.8}$$

– это количества теплоты, переносимые через гелиевую и кварцевую прослойки за счет их теплопроводности. Полный теплоотвод от такого активного элемента He-Sr^+ (Ca^+) лазера имеет вид:

$$Q = Q_1 + Q_1^{rad} = Q_3^{rad} + Q_3^{conv} + 0{,}5Q_1^{rad}. \tag{4.9}$$

Пользуясь формулами (4.6)–(4.9) можно подсчитать различные составляющие теплоотвода от таких трубок, учитывая, что Λ_{SiO_2} ≈ 1 Вт/(м·К), $\Lambda_{He} \approx 2{,}4\cdot10^{-3}\ T^{0{,}73}$ Вт/(м·К), $\varepsilon_{SiO_2} \approx 0{,}7$ [50, 54–55]. Результаты расчетов для разрядной трубки с d_1 = 2,2 см, l = 0,5 м, T_1 = 873 К в кварцевой оболочке с толщиной стенки 2 мм в зависимости от ее диаметра приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

d_3, см	T_3, К	Q_3^{conv}, Вт	Q_3^{rad}, Вт	$0{,}5Q_1^{rad}$, Вт	Q, Вт
3	744	256	574	284	1114
4	649	230	444	284	958
5	597	219	397	284	900
6	559	210	367	284	861

Из табл. 4.1 видно, что конвективный и суммарный теплоотвод получается почти такой же, как и у открытой керамической трубки, что объясняется высокой теплопроводностью гелия и хорошей излучательной способностью кварца. Так что для оценочных расчетов величины потока тепла от трубок многослойной конструкции (рис. 4.4, *b*) можно пользоваться формулой (4.6).

4.1.1.2. Влияние температуры активной среды на характеристики генерации

Увеличить среднюю мощность генерации можно за счет повышения частоты следования импульсов при одновременной интенсификации теплоотвода от разрядной трубки. Однако увеличение частоты и, как следствие, вводимой в разряд мощности, неизбежно приводит к повышению температуры активной среды T. А эта температура определяет тот предел, до которого может снизиться T_e в послесвечении. Поэтому рост T ведет к уменьшению энергии импульса генерации He-Sr^+(Ca^+) лазера [39].

На рис. 4.5 (кривая 1) приведена зависимость спада удельной энергии импульса генерации He-Sr^+ лазера от T, полученная в результате расчетов по математической модели газоразрядного He-Sr^+ лазера [56]. Видно, что срыв генерации происходит при $T \approx 2300$°K. Поскольку рост T непосредственно связан с увеличением энерговклада в разрядную трубку лазера, то для определения зависимости T от вкладываемой в разряд погонной мощности P_{in} необходимо решать уравнение теплопроводности. При импульсно-периодическом режиме работы He-Sr^+ лазера это уравнение должно быть в общем случае нестационарным.

Однако если приращение температуры ΔT за импульс накачки много меньше средней температуры газа, то можно решать уравнение для усредненной по времени T. Оценить отклонение от стационарной температуры можно по формуле:

$$\Delta T/T = w(\gamma - 1)/Vp, \qquad (4.10)$$

где w – энергия, вводимая в газ за импульс накачки; V – объем газа; p – его среднее давление; $\gamma = c_p/c_V$ ($\gamma = 1{,}67$ для гелия). При типичных

для He-Sr^+ лазера энерговкладах в импульсе w/V = 1,8 кДж·м$^{-3}$ и давлениях гелия $p_{He} \sim 600$ Торр получим, что $\Delta T/T \approx 10^{-2}$. Следовательно, для нахождения зависимости $T(P_{in})$ можно пользоваться стационарным уравнением теплопроводности

$$\nabla(\Lambda \cdot \nabla T) + q(r) = 0. \qquad (4.11)$$

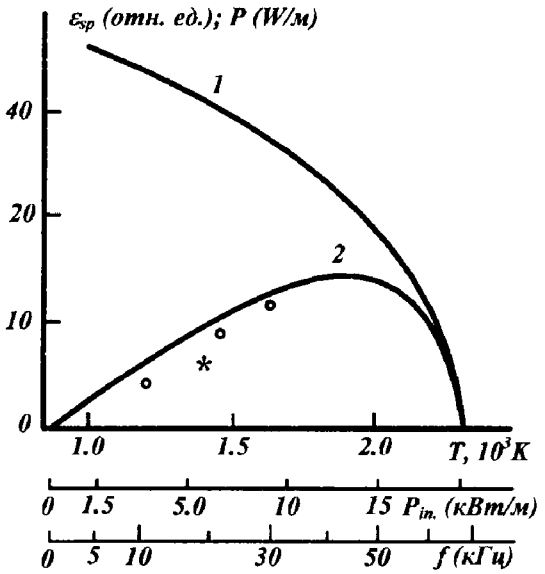


Рис. 4.5. Зависимость энергии в импульсе (*1*) и средней погонной мощности генерации (*2*) He-Sr^+ лазера от температуры активной среды, вводимой в разряд мощности и частоты следования импульсов: диаметр разрядной трубки d = 1,1 см; давление гелия p_{He} = 600 Торр; концентрация стронция 10^{15} см$^{-3}$; кривые – расчет, o – эксперимент [39, 49]; * –эксперимент [14, 43]

Его решение для цилиндрической разрядной трубки радиусом R при граничных условиях I-го рода и удельной вкладываемой мощности $q(r) = q_0[1-(r/R)^n]$, где q_0 находится из условия нормировки погонной вкладываемой мощности $P_{in} = \int_0^R 2\pi r q(r) dr$, при коэффициенте теплопроводности гелия $\Lambda(T) = \alpha T^{\beta}$ Вт/(м·К) ($\alpha = 2{,}4 \cdot 10^{-3}$, $\beta = 0{,}73$) дает

$$T(r) = \left[T_w^{\beta+1} + \frac{P_{in}(\beta+1)(n+4)}{4\pi\alpha(n+2)}\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)\right]^{1/(\beta+1)}, \qquad (4.12)$$

где T_w = 873°К – оптимальная для генерации температура стенок трубки. Средняя температура газа находится усреднением (4.12) по радиусу разрядной трубки [57]:

$$T_{av} = \frac{4\pi\alpha(n+2)}{P_{in}(\beta+2)(n+4)}\left(T_0^{\beta+2} - T_w^{\beta+2}\right), \qquad (4.13)$$

где T_0 определяется из (4.12) при $r = 0$. Величина n характеризует профиль тепловыделения и может иметь значения от 0 до ∞; $n = \infty$ соответствует равномерному тепловыделению, а $n \to 0$ — тепловыделению на оси разряда.

Для определения реального профиля тепловыделения мы измеряли среднюю температуру газа T_{av} в разрядной трубке He-Sr^+ лазера диаметром d = 1,1 см и длиной l = 30 см по методике, описанной в [58], и основанной на зависимости степени вытеснения газа во внешний холодный объем из разрядной трубки от ее температуры. Изменение вводимой в разряд мощности достигалось изменением частоты следования импульсов при постоянном импульсном энерговкладе в разряд. На рис. 4.6 приведены результаты этих измерений. Там же даны зависимости T_{av} от погонной мощности, рассчитанные по формуле (4.12) при n = 2, 4 и в предположении равномерного по объему тепловыделения ($n = \infty$). Как видно, последний вариант хорошо согласуется с данными эксперимента.

Близкое к равномерному тепловыделение в оптимальных условиях подтверждается также следующими экспериментальными наблюдениями. Разряд в чистом гелии при давлении ~ 600 Торр сильно контрагирован и имеет вид тонкого (~ 0,3 см) шнура. С поступлением паров металла разряд постепенно расширяется и при давлениях стронция, оптимальных для генерации, примерно однородно заполняет все поперечное сечение трубки, то есть происходит расконтрагирование разряда. Наблюдаемый при оптимальных условиях генерации He-Sr^+ лазера однородный по сечению разряд свидетельствует о том, что при таких условиях $\sigma(r) \approx \text{const}(r)$ и тепловыделение близко к равномерному. Явление автоматического расконтрагирования разряда пред-

ставляет несомненную ценность для лазеров на парах металлов, поскольку позволяет поддерживать однородное горение разряда по сечению трубок сравнительно большого диаметра при больших, порядка атмосферного, давлениях буферного газа без применения каких-либо специальных систем предыонизации. В целом же, явление расконтрагирования, ввиду его важности как для лазеров на парах металлов, так и для физики газовых разрядов вообще, заслуживает дальнейшего более глубокого изучения. Детальный анализ механизмов расконтрагирования проведен в гл. 6.

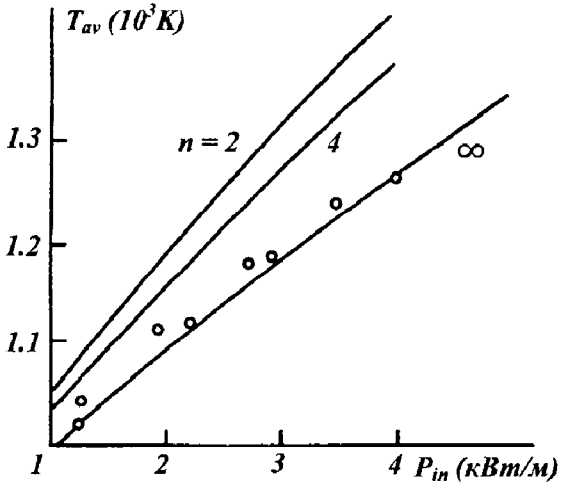


Рис. 4.6. Зависимость средней температуры газа в активной среде $He\text{-}Sr^+$ лазера от вводимой в разряд мощности: кривые – расчет по формуле (4.13), точки – эксперимент при p_{He} = 300 Торр (4 точки на кривой) и 500 Торр (остальные точки)

Уменьшение энергосъема $He\text{-}Sr^+$ лазера с ростом температуры газа определяет существование оптимальной средней мощности накачки, соответствующей ей f_{opt} и, как следствие, максимальной средней мощности генерации. Сделаем упрощенную оценку достижимых мощностей генерации газоразрядного $He\text{-}Sr^+$ лазера. На рис. 4.5 рядом с осью температур даны оси вкладываемых погонных мощностей и частот повторения импульсов, соответствующих данным температу-

рам газа как средним для активной среды (значения величин на осях рассчитаны по формуле (4.13) при $n = \infty$). Будем считать, что при увеличении вкладываемой в разряд мощности температура стенки остается оптимальной для генерации вследствие принудительной интенсификации теплоотвода. Эксперименты показали, что для разрядной трубки He-Sr^+ лазера с d = 1,1 см при естественном воздушном охлаждении оптимальная вкладываемая мощность составляет ~ 1,5 кВт/м при $f \sim 5$ кГц и КПД генерации по вводимой непосредственно в разряд мощности может достигать ~ 0,18%. Принимая эту точку на рис. 4.5 за калибровочную, можно вычислить среднюю мощность генерации в зависимости от вкладываемой погонной мощности (или f), если учесть, что КПД примерно пропорционален удельной энергии импульса генерации. Видно, что рассчитанная таким образом средняя мощность генерации имеет максимум (~ 14 Вт/м) при вкладываемой мощности ~ 13–14 кВт/м (рис. 4.5, кривая 2). Поскольку T_{av} определяется в основном только погонной вкладываемой мощностью, то полученные значения практически не зависят от диаметра разрядной трубки, в то время как необходимая для достижения предельных значений мощности частота f_{opt} будет функцией диаметра (требуемая энергия импульса накачки растет $\propto d^2$). Поэтому из данных на рис. 4.5 можно найти, что для He-Sr^+ лазера предельная оптимальная частота следования импульсов составит

$$f_{opt} \approx 55 / d^2, \qquad (4.14)$$

где d задается в см, а f_{opt} получается в кГц.

Из этих оценок ясно, что He-Sr^+(Ca^+) лазер имеет значительный резерв роста мощности генерации за счет увеличения f при одновременной интенсификации теплоотвода от разрядной трубки. Однако следует помнить, что от диаметра разрядной трубки существенно зависит распределение температуры газа по ее сечению. На рис. 4.7 приведены эти зависимости для трубок различного диаметра, вычисленные по формуле (4.12). В качестве параметра, определяющего температуру газа, принималась мощность, вкладываемая в единицу активного объема. При типичных условиях работы He-Sr^+ лазера в режиме саморазогрева с естественным охлаждением она составляет ~ 15 Вт/$см^3$.

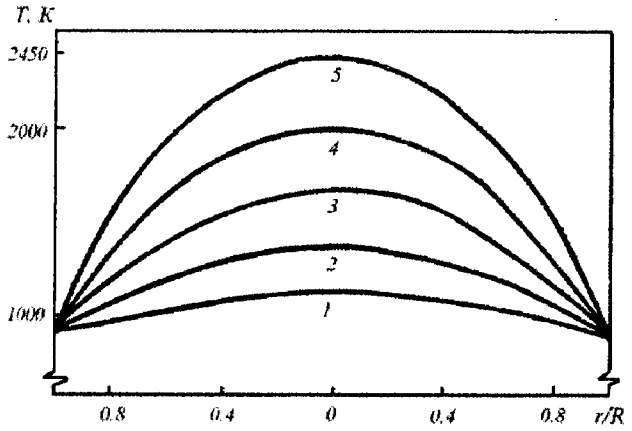


Рис. 4.7. Распределение температуры газа по сечению разрядных трубок He-Sr^+ лазера разного диаметра:
1 d=1 см; *2* – 1,5 см; *3* – 2 см; *4* – 2,5 см; *5* – 3 см.
Удельная вкладываемая в разряд мощность 15 Вт/$см^3$

Видно, что с увеличением d температура на оси разряда может существенно превышать температуру стенки, достигая для трубок с $d \geq 3$ см температуры срыва генерации. В этой связи в активных элементах He-Sr^+(Ca^+) лазеров с высокой степенью интенсификации теплоотвода целесообразнее использовать разрядные трубки малого диаметра, в которых рост температуры газа на оси при увеличении вкладываемой мощности будет не столь значительным. Результаты детальных численных расчетов достижимых характеристик генерации для активных элементов рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров разного диаметра приведены в гл. 7.

4.1.2. Оптимизация саморазогревных рекомбинационных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров

В настоящем разделе изложены результаты экспериментов по оптимизации ряда саморазогревных активных элементов рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров с различными геометрическими размерами

[41–43, 46, 59–62]. Эти эксперименты были направлены на поиск закономерностей в поведении параметров возбуждения и выходных характеристик He-Sr^+(Ca^+) лазеров, возбуждаемых продольным разрядом, и анализ физических механизмов, определяющих эти закономерности. В экспериментах были детально исследованы 5 саморазогревных He-Sr^+ (λ = 430,5 нм SrII) лазерных трубок и одна He-Ca^+ (λ = 373,7 нм CaII) лазерная трубка. Геометрические размеры лазерных трубок (активная длина l, внутренний диаметр d и активный объем V), а также типичные условия возбуждения и характеристики генерации представлены в табл. 4.2. Лазерные трубки № 1–4 и № 6 имели одинаковую конструкцию, представленную на рис. 2.11, *b* в гл. 2. В трубке № 5 (см. рис. 2.11, *d* в гл. 2) был реализован катафорезный ввод паров стронция, обеспечивающий высокую однородность активной среды, при этом испарение стронция происходило из расширения в канале трубки вблизи ее анода в режиме саморазогрева. Детальным исследованиям катафорезных импульсно-периодических He-Sr^+(Ca^+) лазеров посвящена гл. 5, здесь же представлены основные характеристики катафорезного He-Sr^+ лазера [41–43]. Для возбуждения всех исследованных активных элементов применялась схема Блюмлейна (в табл. 4.2 указана величина накопительной емкости $C = C_1 \cdot C_2/(C_1+C_2)$).

На рис. 4.8 показаны экспериментальные осциллограммы импульсов тока и генерации, а также зависимости средней мощности P_{av} и КПД, удельной энергии импульсов E_{sp}, частоты следования импульсов f и потребляемой лазерной трубкой мощности P_{in} от давления гелия p_{He} при разных величинах накопительной емкости C для двух He-Sr^+ трубок № 1 и № 3 с существенно различным активным объемом ($V \sim 80$ см^3 и $V \sim 5{,}7$ см^3, соответственно). Экспериментальные зависимости для He-Ca^+ трубки № 6 представлены на рис. 4.9.

Как видно из рис. 4.8–4.9, полученные зависимости для различных трубок имеют схожий характер (для остальных трубок из табл. 4.2 были получены аналогичные зависимости). Заметим, что достигнутые для He-Sr^+ трубки № 3 и He-Ca^+ трубки № 6 значения удельной средней мощности P_{sp} (73 и 50 мВт/см^3, соответственно – см. табл. 4.2) являются максимальными для саморазогревных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров с естественным радиационным и конвективным охлаждением. Величина же удельной средней мощности 277 мВт/см^3, полученная в катафорезной трубке № 5 с интенсифицированным теплоотво-

дом за счет применения толстостенной керамики, имеющей большую внешнюю поверхность, является рекордной для He-Sr^+ лазеров всех типов. Из рис. 4.8–4.9 также видно, что максимумы P_{av} и E_{sp} достигаются при различных p_{He} и C. При этом полученный в трубке № 3 удельный энергосъем E_{sp} = 12 мкДж/см^3 (см. рис. 4.8, *ƒ*) является максимально достигнутым в продольных He-Sr^+ трубках при давлениях, не превышающих 1 атм, и лишь несколько меньше рекордных значений: 13,8 мкДж/см^3 – для режима «коротких» импульсов генерации (при p_{He} = 4 атм [63]) и 15 мкДж/см^3 – для режима «длинных» импульсов [20].

Таблица 4.2

Параметры саморазогревных He-Sr^+ лазерных трубок (трубки № 1–5) и He-Ca^+ лазерной трубки (трубка № 6). В скобках даны параметры с учетом перекрытия канала трубки кусочками металла и электродами: эффективный оптический активный объем V_{opt}, а также рассчитанные исходя из V_{opt} удельные средняя мощность P_{sp} и энергия импульсов генерации E_{sp} и КПД η

№ трубки	*l*, см	*d*, см	*V*, (V_{opt}) см^3	*f*, кГц	P_{av}, мВт	P_{sp}, мВт/см^3	*E*, мкДж	E_{sp}, мкДж/см^3	P_{pk}, Вт	η, %	p_{He}, атм	w_{sp}, мДж/см^3	*C*, пФ
1 He-Sr^+	45	1,5	79,5 (64,4)	5	1350	17 (21)	270	3,4 (4,2)	1080	~0,08 (~0,1)	0,7	4,5	825
2 He-Sr^+	25	1,0	19,6 (15,9)	8	630	32 (40)	78,8	4,0 (5,0)	394	~0,08 (~0,1)	0,9	4,8	550
3 He-Sr^+	20	0,6	5,66 (2,83)	10	205	37 (73)	20,5	3,6 (7,3)	103	~0,06 (~0,12)	0,8	6,0	117,5
4 He-Sr^+	9	0,55	2,14 (1,07)	18	70	33 (65)	3,9	1,8 (3,6)	19,5	~0,04 (~0,08)	0,9	4,8	117,5
5 He-Sr^+	26	0,3	1,84	30	510	277	17	9,2	85	~0,06	0,8	15	117,5
6 He-Ca^+	26,5	0,7	10,2 (6,8)	9,5	340	33 (50)	36	3,5 (5,3)	143	~0,04 (~0,06)	0,6	9,1	550

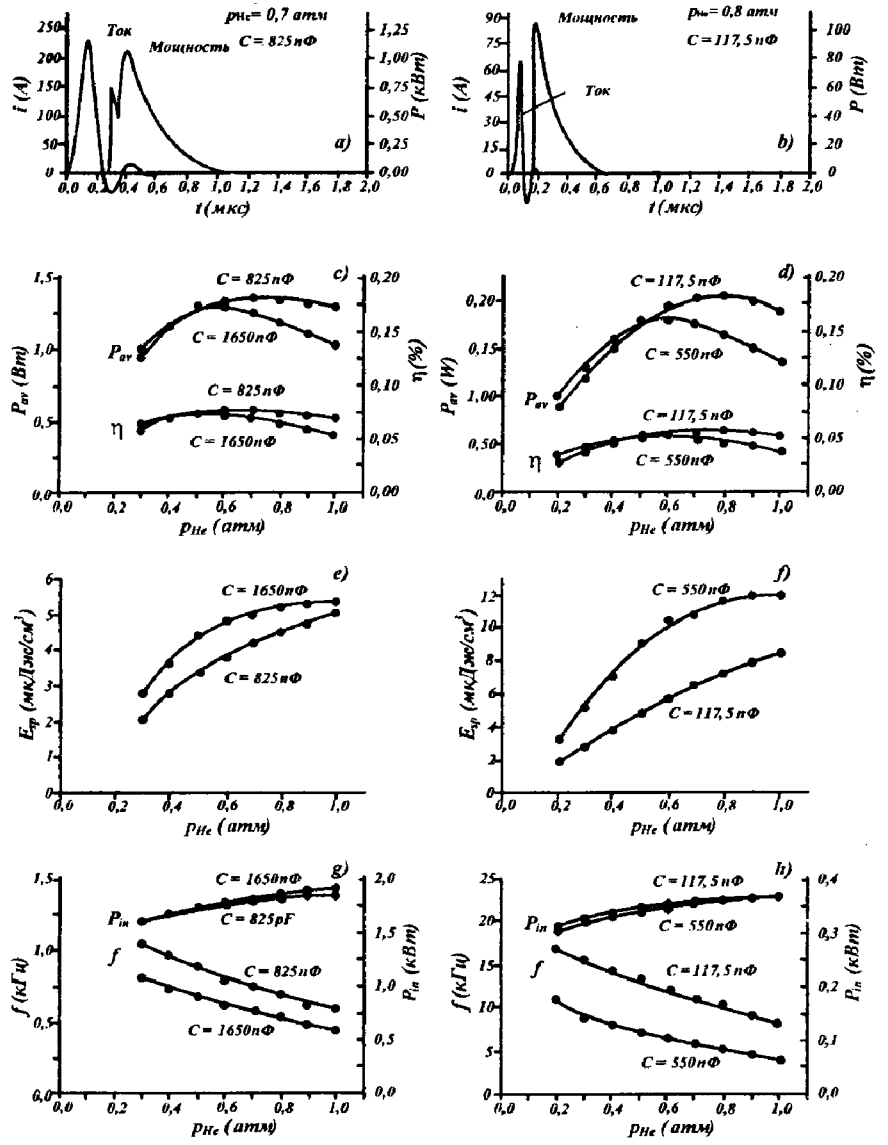


Рис. 4.8. Осциллограммы импульсов тока и генерации на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII (*a*–*b*), а также зависимости от давления гелия средней мощности и КПД (*c*–*d*), удельной энергии импульсов генерации (*e*–*f*), частоты следования импульсов и потребляемой мощности (*g*–*h*) для саморазогревных $He\text{-}Sr^{+}$ лазерных трубок № 1 (*a*, *c*, *e*, *g*) и № 3 (*b*, *d*, *f*, *h*)

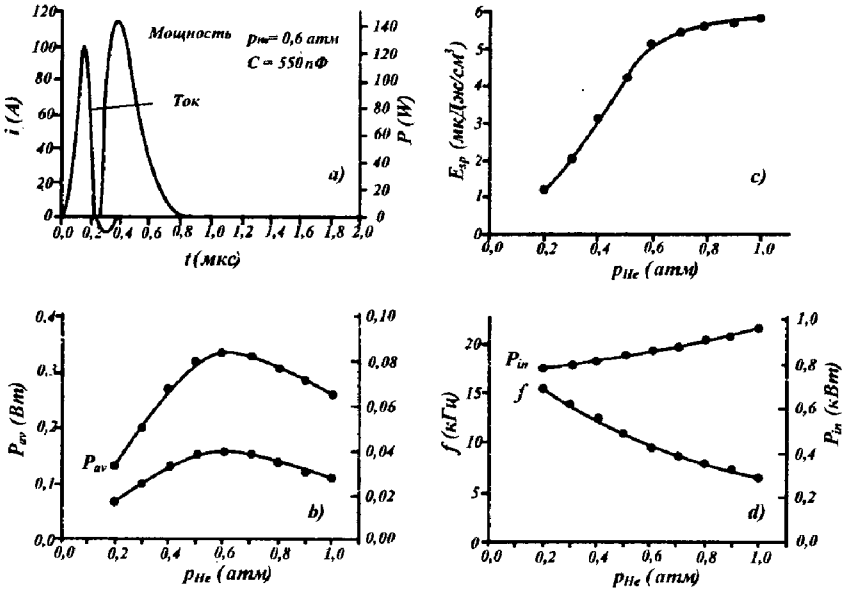


Рис. 4.9. Осциллограммы импульсов тока и генерации на λ = 373,7 нм CaII (*a*), а также зависимости от давления гелия средней мощности и КПД (*b*), удельной энергии импульсов генерации (*c*), частоты следования импульсов и потребляемой мощности (*d*) для саморазогревной He-Ca^+ лазерной трубки № 6

4.1.2.1. Оптимизация по давлению активной среды

Для всех исследованных саморазогревных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазерных трубок с повышением давления гелия p_{He} наблюдается рост средней мощности генерации P_{av} вплоть до оптимальных значений давления p_{Heopt} (обычно составляющих ~0,4–0,9 атм). При дальнейшем повышении p_{He} выше оптимального, как видно из рис. 4.8, *c–d* и рис. 4.9, *b*, средняя мощность снижается.

Рост P_{av} с повышением давления гелия до его оптимальных значений обусловлен ростом энергии импульсов генерации (см. рис. 4.8, *e–f* и рис. 4.9, *c*, а также рис. 4.10, на котором представлены осциллограммы импульсов тока и генерации на λ = 430,5 нм SrII при различных p_{He}), связанным с ускорением охлаждения электронов при упругих соударе-

ниях с атомами и ионами гелия. Быстрое охлаждение электронов позволяет увеличивать давление паров стронция и кальция и, соответственно, концентрацию рекомбинирующих ионов Sr^{++} и Ca^{++} при поддержании низкого уровня электронной температуры T_e в раннем послесвечении, а следовательно, обеспечивать рост скорости рекомбинационной накачки уровней SrII и CaII при повышении p_{He}. При повышении давления гелия возрастает энерговклад в разряд, что необходимо для обеспечения двукратной ионизации возрастающего количества атомов стронция и кальция. При этом снижается частота следования импульсов f (рис. 4.8, *g-h* и рис. 4.9, *d*), что требуется для поддержания теплового баланса лазерных трубок в режиме саморазогрева.

Осциллограммы импульсов тока и генерации (рис. 4.8, *a–b*, рис. 4.9, *a* и рис. 4.10) демонстрируют, что импульс генерации следует за импульсом тока с небольшой временной задержкой, необходимой для охлаждения электронов. Эксперименты показали, что время задержки уменьшается вследствие ускорения охлаждения электронов в послесвечении при повышении давления гелия вплоть до оптимального.

Проведенный анализ [46, 60] показал, что существование оптимального давления гелия обусловлено ограничением скорости охлаждения электронов в раннем послесвечении вследствие греющего воздействия заднего фронта импульса тока, которое проявляется, когда уменьшающееся с ростом p_{He} время охлаждения электронов τ_{cool} (о величине τ_{cool} можно судить по задержке между импульсами тока и генерации на рис. 4.10 при $p_{He} \leq p_{Heopt} = 0{,}7$ атм) становится соизмеримым с длительностью заднего фронта импульса тока τ_f, определяемой величиной накопительной емкости C и индуктивности трубки L и от давления практически не зависящей (из рис. 4.8, *a–b* видно, что большей величине C соответствует большая длительность импульса тока τ_i и, соответственно, большая длительность заднего фронта $\tau_f \propto \tau_i$). То есть, если при $p_{He} < p_{Heopt}$ фаза «включения» рекомбинации определяется временем спада T_e вследствие упругих соударений электронов с атомами и ионами гелия и сокращается с ростом p_{He}, то при $p_{He} > p_{Heopt}$, когда уже сказывается греющее электронный газ влияние заднего фронта импульса тока, эта фаза уже определяется длительностью заднего фронта и практически не зависит от p_{He}. В результате при давлениях гелия, превышающих оптимальное, уже не выполняется необходимое для эффективной рекомбинационной накачки условие

$\tau_ф < \tau_{cool}$, при этом растет доля бесполезно рекомбинирующих ионов Sr^{++} в начальной фазе рекомбинационной накачки. Эти «бесполезные потери» ионов имеют место как до момента наступления порога генерации, так и в начальной стадии импульса генерации, когда еще не достигнут максимум рекомбинационной накачки.

Как следствие, рост скорости накачки, а значит и рост энергии импульсов генерации, с повышением p_{He} замедляется (рис. 4.8, *e-f* и рис. 4.9, *c*), а КПД снижается (рис. 4.8, *c-d* и рис. 4.9, *b*). В саморазогревном режиме средняя мощность генерации P_{av} определяется величиной коэффициента полезного действия η и потребляемой от источника питания мощностью P_{in}, которая равняется тепловой мощности Q, рассеиваемой лазерной трубкой за счет конвекции и теплового излучения при оптимальной температуре стенки: $P_{av} = \eta P_{in} = \eta Q$. При этом необходимый при повышении p_{He} рост давления паров стронция из-за резкой зависимости давления насыщенных паров от температуры внутренней стенки трубки обеспечивается лишь относительно небольшим повышением температуры активного элемента и, соответственно, небольшим повышением потребляемой им мощности P_{in} (рис. 4.8, *g-h* и рис. 4.9, *d*).

Вследствие слабой зависимости P_{in} от p_{He}, зависимости КПД и средней мощности P_{av} от давления практически совпадают (рис. 4.8, *c-d* и рис. 4.9, *b*), и существенное падение КПД при больших давлениях приводит, соответственно, к снижению средней мощности генерации.

Итак, хотя рост энергии импульсов E с повышением давления имеет место и при $p_{He} > p_{Heopt}$ (рис. 4.8, *e-f* и рис. 4.9, *c*), снижение темпов этого роста вследствие увеличения доли бесполезно рекомбинирующих ионов Sr^{++} в начальной стадии импульса накачки приводит при снижающейся частоте f (рис. 4.8, *g-h* и рис. 4.9, *d*) к падению средней мощности $P_{av} = Ef$ при $p_{He} > p_{Heopt}$ (рис. 4.8, *c-d* и рис. 4.9, *b*). Заметим, что пиковая мощность генерации, как видно из осциллограмм импульсов генерации для трубки № 1 (см. рис. 4.10), возрастает с повышением давления гелия более быстрыми по сравнению с энергией импульсов (см. рис. 4.8, *e*) темпами, что обусловлено укорочением импульсов генерации, происходящим вследствие роста скорости рекомбинационной накачки и соответствующего сокращения времени рекомбинации.

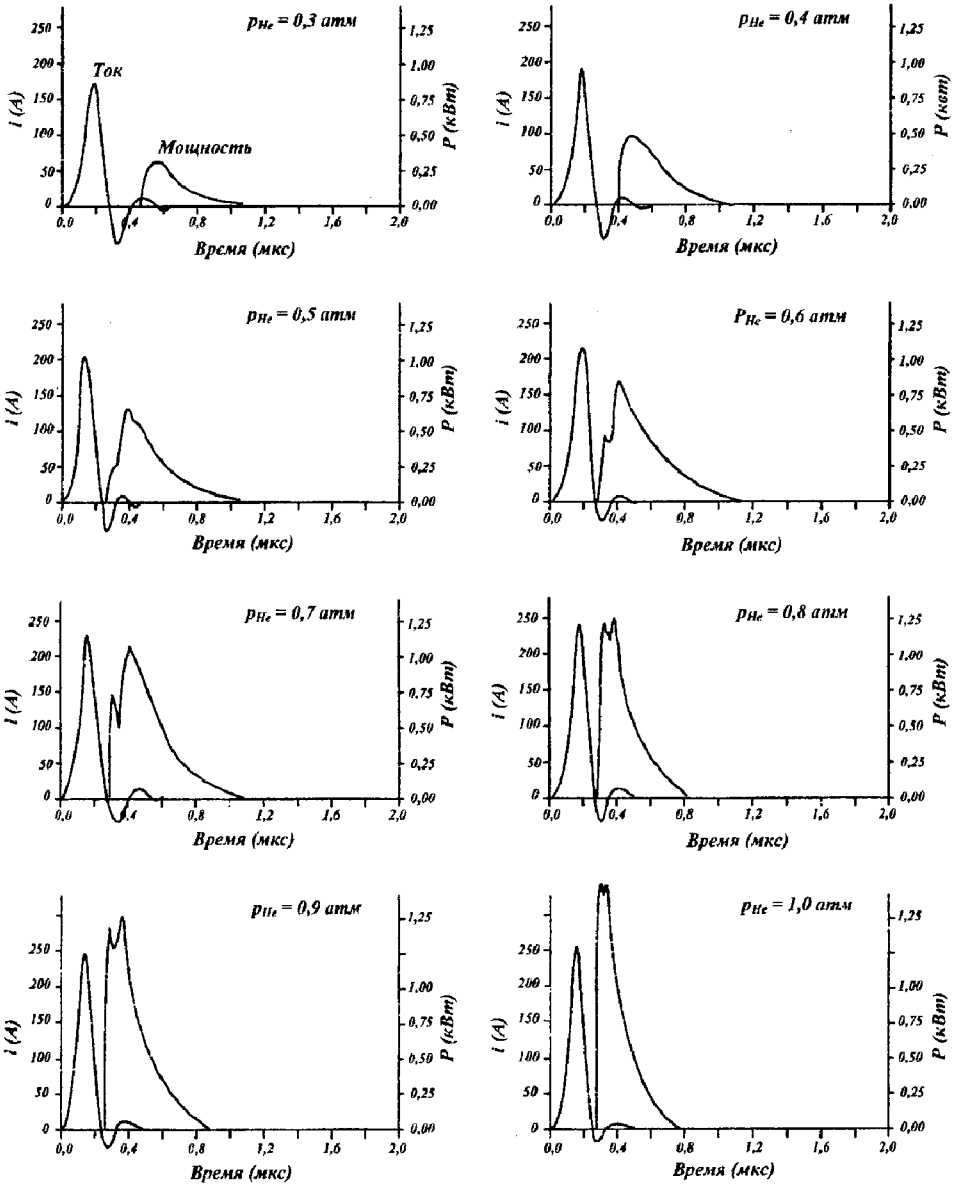


Рис. 4.10. Осциллограммы импульсов тока и генерации на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII для саморазогревной $He\text{-}Sr^{+}$ лазерной трубки № 1

Установленный механизм ограничения роста средней мощности генерации рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров позволяет объяснить экспериментально наблюдаемое повышение оптимального давления p_{Heopt} при снижении величины накопительной емкости C (см. рис. 4.8, *c-d*, а также [17, 24]). Действительно, оптимальное давление p_{Heopt} соответствует условиям примерного равенства времени охлаждения электронов $\tau_{cool} \propto 1/p_{\text{He}}$ [12–13, 64] и длительности заднего фронта импульса тока $\tau_f \propto \tau_i \propto (LC)^{0,5}$ [65, 66]. Поэтому $p_{\text{Heopt}} \propto 1/(LC)^{0,5}$. Взаимосвязь p_{Heopt} и C иллюстрирует рис. 4.11, из которого видно, что при снижении величины накопительной емкости C, используемой для возбуждении He-Sr^+ трубки № 3, происходит укорочение заднего фронта импульса тока (см. рис. 4.11, *b*), при этом растет величина давления p_{He}, соответствующая равенству $\tau_{cool} = \tau_f$ (см. рис. 4.11, *a*), причем эта величина такого же порядка, что и p_{Heopt} для трубки № 3 (см. рис. 4.8, *d*). Однако возможности варьирования C ограничены необходимостью выполнения условия согласования активного элемента со схемой накачки.

Как видно из рис. 4.8, *a-b* и рис. 4.9, *a*, а также рис. 4.10, при оптимальных условиях возбуждения лазерных трубок режим разрядного контура, образованного накопительной емкостью C, индуктивностью трубки L (в сумме с индуктивностью внешней цепи) и активным сопротивлением трубки R, оказывается близким к критическому, соответствующему переходу разряда из апериодического режима в колебательный.

Условие критического режима для разрядного контура $R = 2\sqrt{L/C}$ [67] представляет собой условие согласования активных элементов рекомбинационных лазеров со схемой накачки и связано с необходимостью обеспечения максимально крутого заднего фронта импульса тока с минимальными обратными выбросами. (Заметим, что данное условие согласования практически совпадает с условием оптимальной передачи энергии от емкостного накопителя в объемный разряд: $\sqrt{L/C} \leq R \leq 2\sqrt{L/C}$ [68]).

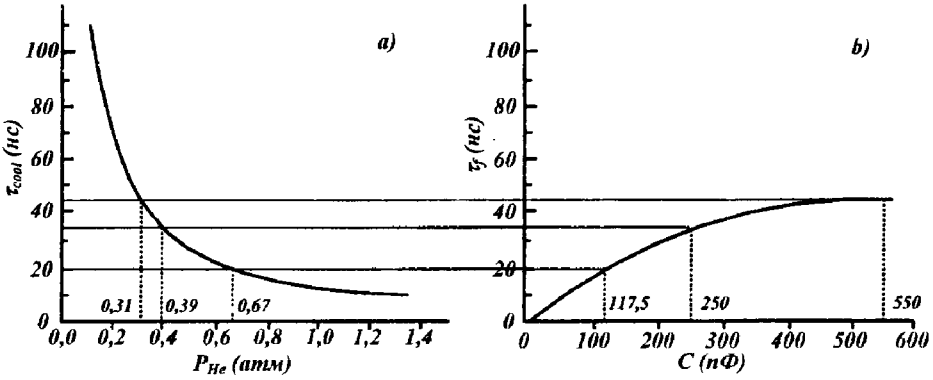


Рис. 4.11. Рассчитанная зависимость времени охлаждения электронов в послесвечении от давления гелия (*a*) и экспериментальная зависимость длительности заднего фронта импульса тока от величины накопительной емкости для саморазогревной He-Sr^+ лазерной трубки № 3 (*b*)

Некоторое рассогласование, как видно из рис. 4.8, *a* и рис. 4.10, ведет к увеличению нежелательных пульсаций тока в раннем послесвечении, приводящих к подогреву электронов и, как следствие, к провалу в импульсах генерации вследствие резкой зависимости коэффициента рекомбинации α_r от электронной температуры ($\alpha_r \propto T_e^{-9/2}$). При использовании малой накопительной емкости вследствие малой длительности импульса тока влияние пульсаций тока на импульс генерации минимально, поскольку к его началу они практически прекращаются (рис. 4.8, *b*). Как следует из рис. 4.8, при вариациях накопительной емкости большим значениям C соответствуют большие значения удельного энергосъема E_{sp} (рис. 4.8, *e-f*), а соответственно и большие значения удельного энерговклада w_{sp} в активную среду, обусловливающие в режиме саморазогрева меньшие значения частоты следования импульсов f (рис. 4.8, *g-h*). Рост энерговклада с увеличением емкости обусловлен тем, что при больших C условие согласования реализуется при меньших сопротивлениях плазмы R, т.е. при больших значениях проводимости плазмы, которые и достигаются при больших энерговкладах. При вариациях геометрических размеров активных элементов для обеспечения согласованного режима возбуждения (при $C \cong$ const) необходимо поддержание неизменного порядка вели-

чины сопротивления плазмы R. Поэтому соответствующий согласованному режиму возбуждения удельный энерговклад w_{sp} (определяющий проводимость плазмы σ и ее сопротивление $R = l/\sigma S$) возрастает при увеличении соотношения между длиной активного элемента l и площадью его поперечного сечения S. Так, из табл. 4.2 видно, что для лазерных трубок № 3–5 при равных значениях C и близких p_{He} наблюдается рост удельного энерговклада w_{sp} при увеличении соотношения между длиной и площадью поперечного сечения трубки. Поскольку, как будет показано в следующем разделе, возможный диапазон вариаций оптимальных значений удельного энерговклада w_{sp} не превышает ~ 5 раз (в практически значимом диапазоне давлений гелия p_{He} ~ 0,2–1 атм), в случае значительных вариаций геометрических размеров согласованный режим возбуждения может быть обеспечен соответствующим подбором величины накопительной емкости C (при этом оптимальная величина w_{sp} может достигаться регулировкой напряжения на емкости C), величина которой уменьшается при увеличении соотношения между длиной и площадью поперечного сечения активного элемента. Эту закономерность можно проследить на примере лазерных трубок № 1 и № 3 (см. табл. 4.2 и рис. 4.8).

4.1.2.2. Оптимизация по энерговкладу в активную среду

Проведенные эксперименты [46, 60] показали, что при оптимальных давлениях гелия максимум средней мощности генерации саморазогревных He-Sr^+(Ca^+) лазеров, как правило, достигается не при максимальных значениях энергии импульсов генерации, поскольку он соответствует максимуму КПД, а не энергии импульсов. Интересной особенностью является наличие достаточно широкого диапазона возможных вариаций удельного энерговклада в разряд w_{sp} (и получаемого удельного энергосъема E_{sp}), при которых может достигаться близкая к максимальной средняя мощность генерации (см. табл. 4.2, рис. 4.8). То есть, даже при относительно низких w_{sp} могут быть реализованы достаточно высокие КПД и P_{av}. В частности, из результатов экспериментов следует, что в практически значимом диапазоне давлений гелия p_{He} ~ 0,2–1 атм удельный энерговклад обычно прини-

мает значения в диапазоне $w_{sp} \sim 2$–10 мДж/см^3 (для катафорезной трубки № 5 (см. табл. 4.2) величина w_{sp} выходит за границы этого диапазона, т.к. включает энерговклад в запирающий пары металла участок катафорезной трубки между анодом и испарителем (см. рис. 2.11, *d*)). При фиксированных же значениях p_{He} удельный энерговклад w_{sp}, обеспечивающий близкие к максимальным значения P_{av} и КПД, может варьироваться в пределах до ~ 2 раз (см. рис. 4.12, *a-d*, где показаны результаты экспериментальной оптимизации трубок № 1 и № 3 [46], а также результаты их численного моделирования с использованием математической модели [69]).

С учетом того, что оптимальная концентрация паров металла определяется лишь давлением гелия (из рис. 4.8. *g-h* видно, что для фиксированного p_{He} при вариациях C и других параметров возбуждения потребляемая мощность P_{in}, а значит, температура трубки и концентрация паров стронция N_{Sr} практически не изменяются), а также с учетом близкой к линейной зависимости концентраций электронов и ионов $Sr^{++}(Ca^{++})$ от w_{sp} (см. гл. 3), наличие диапазона возможных значений w_{sp} свидетельствует о том, что при оптимальном p_{He} близкая к максимальной величина КПД может быть реализована в достаточно широком диапазоне степеней двукратной ионизации паров стронция (кальция). При этом для конкретной лазерной трубки оптимальным будет энерговклад, одновременно обеспечивающий достаточно высокий процент двукратной ионизации атомов металла и согласование трубки со схемой накачки путем достижения необходимой величины сопротивления плазмы.

Очевидно, что оптимальный энерговклад в разряд зависит от геометрии трубки (определяющей ее сопротивление при достигаемой проводимости плазмы) и величины накопительной емкости и индуктивности (определяющих условие согласования), поэтому подбором емкости C можно обеспечить величину w_{sp} в пределах указанного выше диапазона ($w_{sp} \sim 2$–10 мДж/см^3). При этом, как следует из результатов экспериментов, близкие к оптимальным режимы возбуждения могут быть реализованы при вариациях величины C в пределах до ~ 2–5 раз (см. рис. 4.8). Лишь при максимальных в этих пределах значениях C, когда реализуются максимальные удельные энерговклады и энергосъемы (поскольку согласование обеспечивается при минимальных R и максимальных значениях проводимости плазмы), одно-

временно может быть достигнута близкая к максимальной средняя мощность генерации (см. рис. 4.8).

Этот вывод также подтверждается данными табл. 4.2, из которой видно, что для трубки № 5 был реализован режим возбуждения, при котором одновременно достигнуты высокие значения удельной средней мощности P_{sp} и удельной энергии импульсов генерации E_{sp}. Нижняя граница возможных вариаций w_{sp} соответствует энерговкладу, который обеспечивает достаточно высокий процент двукратной ионизации атомов металла, необходимый для существенного превышение пороговой скорости рекомбинационной накачки верхнего лазерного уровня при достаточной для эффективной столкновительной очистки нижнего лазерного уровня концентрации электронов n_e. Верхняя же граница w_{sp} соответствует энерговкладу, при котором осуществляется практически полная двукратная ионизация стронция (кальция). При этом реализуется максимальная величина скорости рекомбинационной накачки и достигаются максимальные значения энергии импульсов и пиковой мощности генерации. При превышении этой величины избыток энергии будет в основном расходоваться на ионизацию гелия, вследствие чего КПД и P_{av} будут снижаться, хотя импульсные энергетические характеристики могут еще оставаться на высоком уровне.

Проанализируем полученные экспериментальные данные [46] с использованием представленных на рис. 4.12 результатов численного моделирования лазерных трубок № 1 и № 3, проведенного с использованием математической модели He-Sr^+ лазера [69]. На рис. 4.12, *a-d* показаны измеренные при оптимальных p_{He}, а также рассчитанные зависимости средней мощности и КПД, а также энергии импульсов генерации от удельного энерговклада w_{sp}, полученные путем вариаций начального напряжения на накопительной емкости при неизменных оптимальных температурах трубок, поддерживаемых за счет соответствующих изменений частоты следования импульсов f (рис. 4.12, *c-d*). Видно, что максимум средней мощности P_{av} достигается при меньших удельных энерговкладах, чем максимум энергии импульсов E (рис. 4.12, *a-b*), причем максимум P_{av} достигается при том же w_{sp}, что и максимум КПД (рис. 4.12. *c-d*).

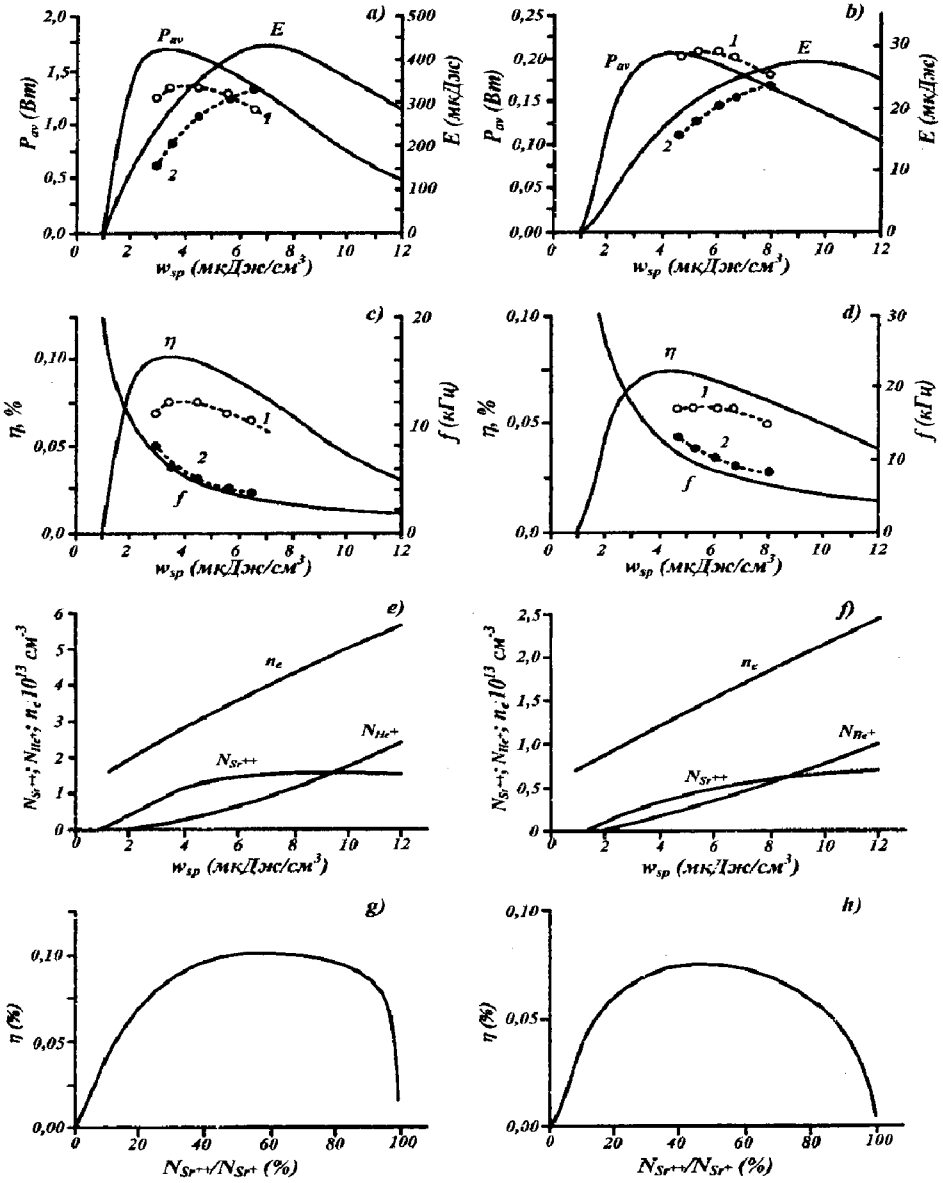


Рис. 4.12. Результаты экспериментальной оптимизации (штриховые кривые) и численного моделирования (сплошные кривые) He-Sr^+ лазерных трубок № 1 (*a*, *c*, *e*, *g*) и № 3 (*b*, *d*, *f*, *h*); $p_{He} = 0{,}7$ атм, $C = 825$ пФ (трубка № 1); $p_{He} = 0{,}8$ атм, $C = 117{,}5$ пФ (трубка № 3)

При этом имеется достаточно широкий диапазон значений w_{sp}, при которых P_{av} и КПД близки к максимуму. Рост энергии импульсов генерации E с увеличением энерговклада обусловлен возрастанием концентрации ионов Sr^{++} (рис. 4.12. *e-f*) и соответствующим ростом скорости рекомбинационной накачки, а имеющийся спад E после достижения максимума вызван рассогласованием режима возбуждения из-за падения сопротивления плазмы вследствие роста n_e (рис. 4.12, *e-f*). Заметим, что рассчитанная близкая к линейной зависимость n_e от w_{sp} (рис. 4.12, *e-f*) согласуется с экспериментальными данными (см. гл. 3). Спад же средней мощности P_{av} и КПД после достижения максимума (рис. 4.12, *a-d*) обусловлен возрастанием доли энергии, идущей на ионизацию гелия. При этом концентрации ионов He^+ и Sr^{++} сравниваются при $w_{sp} \sim 8$–10 мДж/см^3 (рис. 4.12, *e-f*), когда уже достигается практически полная двукратная ионизация стронция (кальция) и реализуется максимальная энергия импульсов генерации E (рис. 4.12, *a-b*). Очевидно, что величина w_{sp}, обеспечивающая полную двукратную ионизацию металла, возрастает при повышении p_{He} вследствие соответствующего роста концентрации паров металла. На рис. 4.12, *g-h* показана рассчитанная зависимость КПД от степени двукратной ионизации паров стронция (определяемой величиной w_{sp}), из которой следует, что имеется достаточно широкий диапазон значений степени двукратной ионизации паров (~30–80%), при которых реализуются достаточно высокие значения КПД (а значит и P_{av}), что соответствует экспериментальным наблюдениям.

4.1.3. Закономерности, присущие саморазогревным рекомбинационным лазерам

Сформулируем выявленные на основе представленных выше результатов исследований общие закономерности в поведении параметров возбуждения и выходных характеристик саморазогревных He-Sr^+(Ca^+) лазеров (λ = 430,5 нм SrII и λ = 373,7 нм CaII) в практически значимом диапазоне давлений гелия $p_{He} \sim 0{,}2$–1 атм [62]:

1. В оптимальных условиях возбуждения при разряде накопительной емкости режим разрядного контура, образованного этой емкостью, индуктивностью (складывающейся из собственной индуктивно-

сти лазерной трубки и индуктивности внешней цепи) и активным сопротивлением трубки, оказывается близким к критическому, соответствующему переходу разряда из апериодического режима в колебательный, что обусловлено необходимостью обеспечения максимально крутого заднего фронта импульса тока с минимальными обратными выбросами.

2. Средняя мощность генерации и КПД имеют оптимум по давлению гелия, существование которого обусловлено ограничением скорости охлаждения электронов при больших давлениях вследствие греющего воздействия заднего фронта импульса тока. Оптимальное давление (обычно составляющее ~ 0,4–0,9 атм) определяется величиной накопительной емкости и индуктивности и соответствует примерному равенству длительности заднего фронта импульса тока и времени охлаждения электронов в раннем послесвечении.

3. Импульсные энергетические характеристики (энергия импульсов и пиковая мощность генерации) монотонно возрастают с повышением давления гелия, что обусловлено ростом скорости рекомбинационной накачки вследствие роста концентрации двукратных ионов металла при поддержании температуры электронов в раннем послесвечении на низком уровне.

4. Максимум средней мощности генерации и КПД достигается при энерговкладах в активную среду, обеспечивающих двукратную ионизацию ~30–80% паров металла. Оптимальным является энерговклад в разряд, одновременно обеспечивающий достаточно высокий процент двукратной ионизации атомов металла и согласование лазерной трубки со схемой накачки путем достижения необходимой величины сопротивления плазмы. Оптимальный энерговклад зависит от давления гелия (определяющего концентрацию паров металла), геометрии трубки (определяющей ее сопротивление при достигаемой проводимости плазмы) и величины накопительной емкости и индуктивности (определяющих условие согласования). При этом в диапазоне давлений гелия p_{He} ~ 0,2–1 атм удельный энерговклад обычно принимает значения в пределах ~ 2–10 мДж/см^3. При фиксированных же значениях давления удельный энерговклад, обеспечивающий близкие к максимальным значения средней мощности и КПД, может варьироваться в пределах до ~ 2 раз.

5. Максимум энергии импульсов генерации достигается при энерговкладах, обеспечивающих практически полную двукратную ионизацию паров металла и максимальную величину скорости рекомбинационной накачки (при $p_{He} \sim 0{,}7$–$0{,}8$ атм необходимый удельный энерговклад обычно составляет ~ 8–10 мДж/см^3).

6. Необходимая для обеспечения согласованного режима возбуждения величина накопительной емкости уменьшается при увеличении соотношения между длиной и площадью поперечного сечения лазерной трубки, а близкие к оптимальным режимы возбуждения могут быть реализованы при вариациях емкости в пределах до ~ 2–5 раз. Лишь при максимальных (в этих пределах) значениях емкости, одновременно могут быть достигнуты близкие к максимальным средняя мощность генерации и импульсные энергетические характеристики.

7. Необходимая для обеспечения роста оптимальной концентрации паров металла потребляемая саморазогревной лазерной трубкой электрическая мощность лишь слабо возрастает при повышении давления гелия вследствие резкой зависимости давления насыщенных паров металла от температуры. При этом частота следования импульсов снижается как с повышением давления гелия, так и с увеличением накопительной емкости, что необходимо для поддержания температурного режима лазерной трубки в условиях соответствующего роста удельного энерговклада в разряд.

Найденные закономерности в целом согласуются с экспериментальными данными других авторов [12–35, 61, 70] и позволяют осуществлять целенаправленный выбор оптимальных условий и параметров возбуждения рекомбинационных лазеров, а также интерпретировать результаты экспериментов.

4.1.4. Методика расчета оптимальных параметров саморазогревных лазеров

В настоящем разделе представлена методика, позволяющая рассчитывать оптимальные параметры возбуждения и характеристики генерации саморазогревных He-Sr^+(Ca^+) лазеров произвольных геометрических размеров, исходя из известных параметров оптимизированных лазерных трубок [62, 66, 71]. При разработке методики авто-

ры исходили из ряда закономерностей, найденных выше на основе результатов экспериментальной диагностики и оптимизации He-$Sr^+(Ca^+)$ лазеров, а также результатов их численного моделирования:

1. При разряде накопительной емкости режим разрядного контура оказывается близким к критическому, соответствующему переходу разряда из апериодического режима в колебательный, что обусловлено необходимостью обеспечения крутого заднего фронта импульса тока без обратных выбросов. Условие критического режима для разрядного контура имеет вид [67]:

$$R = 2\sqrt{L/C}. \tag{4.15}$$

Сопротивление лазерной трубки R определяется ее геомстрией и проводимостью плазмы σ [12–13, 72]:

$$R = l/\sigma S, \tag{4.16}$$

$$\sigma \propto n_e/p\sqrt{T_e}, \tag{4.17}$$

где l – длина трубки, S – площадь ее поперечного сечения, p – давление активной среды.

2. Концентрация электронов примерно пропорциональна удельному энерговкладу в разряд w:

$$n_e \propto w = CU^2/2V, \tag{4.18}$$

где $V = lS$ – активный объем, U – начальное напряжение на накопительной емкости C.

3. Температура электронов в импульсе тока определяется соотношением [12–13, 72–73]:

$$T_e \propto E/p, \tag{4.19}$$

где $E = U/l$ – начальная напряженность электрического поля в лазерной трубке. Данное соотношение, как показали результаты численного моделирования, с хорошей точностью выполняется при типичных условиях возбуждения рекомбинационных лазеров.

Из соотношений (4.15)–(4.19) могут быть получены соотношения для расчета удельного энерговклада w, начальных значений напряжения на емкости U и напряженности электрического поля E:

$$w \propto \frac{l}{S} p^{2/3} \frac{C^{1/3}}{L^{2/3}}, \tag{4.20}$$

$$U \propto l \cdot p^{1/3} \frac{1}{L^{1/3} C^{1/3}}, \tag{4.21}$$

$$E \propto p^{1/3} \frac{1}{L^{1/3} C^{1/3}}. \tag{4.22}$$

Эти выражения позволяют прогнозировать изменения значений w, а также U и E в оптимизированных по средней мощности и КПД режимах генерации He-Sr^+(Ca^+) лазеров при вариациях давления p, накопительной емкости C и геометрических размеров лазерных трубок. Заметим, что полученное для w соотношение (4.20) соответствует установленным выше экспериментальным закономерностям.

Закон изменения тока для критического режима имеет вид [74]:

$$i(t) = \frac{U}{L} t \cdot exp\left(-\frac{R}{2L} t\right), \tag{4.23}$$

откуда для амплитуды импульса тока i_m получим:

$$i_m = 2U/eR. \tag{4.24}$$

С учетом (4.15), (4.21) из (4.24) можно получить соотношения для расчета амплитуды импульсов тока i_m и плотности тока j_m:

$$i_m \propto l \cdot p^{1/3} \frac{C^{1/6}}{L^{5/6}}, \tag{4.25}$$

$$j_m \propto \frac{l}{S} \cdot p^{1/3} \frac{C^{1/6}}{L^{5/6}}. \tag{4.26}$$

В саморазогревных лазерах оптимальный режим возбуждения определяется скоростью теплоотвода при температуре внутренней поверхности лазерной трубки, соответствующей оптимальному давлению паров металла. При этом в саморазогревном режиме потребляемая лазерной трубкой от источника питания мощность:

$$P_{in} = wVf \tag{4.27}$$

равняется полной тепловой мощности Q, отводимой от трубки за счет конвекции и теплового излучения:

$$P_{in} = Q. \tag{4.28}$$

Погонная тепловая мощность Q_p, отводимая за счет конвекции и теплового излучения от активного элемента с открытой керамической трубкой, а также с трубкой, помещенной в стеклянную или кварцевую оболочку, может быть выражена в виде (см. выражение (4.6)) [12–13, 49]:

$$Q_p = Q_{con} + Q_{rad} = Ad_{out}^{0,75} + Bd_{out}, \tag{4.29}$$

где d_{out} – наружный диаметр лазерной трубки. Коэффициенты A и B являются функциями температуры трубки, однако, с приемлемой точностью их можно считать константами, так как температура задается оптимальным давлением паров металла и изменяется лишь в небольших пределах даже при значительных изменениях давления гелия (из-за резкой зависимости давления насыщенных паров от температуры). На основе (4.29), полагая для простоты $d_{out}^{0,75} \propto d_{out}$, можно записать упрощенные выражения для погонной Q_p и полной Q тепловой мощности, отводимой от лазерной трубки:

$$Q_p = \left(Ad_{out}^{0,75} + Bd_{out}\right) \propto d_{out}, \tag{4.30}$$

$$Q = l \cdot Q_p = l\left(Ad_{out}^{0,75} + Bd_{out}\right) \propto ld_{out}. \tag{4.31}$$

Из (4.27–4.28, 4.31), учитывая, что для типичных конструкций лазерных трубок $d_{out} \propto d$, где d – внутренний диаметр трубки, получим соотношения для расчета частоты следования импульсов f:

$$f \propto d_{out}/wd^2 \propto 1/wd, \tag{4.32}$$

которое после подстановки (4.20) примет вид (при $d_{out} \propto d$):

$$f \propto \frac{d}{l}\frac{1}{p^{2/3}}\frac{L^{2/3}}{C^{1/3}}. \quad (4.33)$$

Заметим, что полученное для f соотношение (4.33) соответствует установленным выше экспериментальным закономерностям.

Для среднего тока i_{av}, потребляемого активным элементом от выпрямителя, можно записать выражение:

$$i_{av} \propto P_{in}/U_v, \quad (4.34)$$

где U_v – напряжение выпрямителя источника питания. С учетом того, что $U \propto U_v$ (коэффициент пропорциональности определяется схемой возбуждения разряда), и используя (4.21), (4.28) и (4.31), получим соотношение для среднего тока (при $d_{out} \propto d$):

$$i_{av} \propto d\frac{1}{p^{1/3}}L^{1/3}C^{1/3}. \quad (4.35)$$

С другой стороны, для i_{av} можно записать выражение:

$$i_{av} \propto i_m \tau_i f, \quad (4.36)$$

откуда с использованием (4.25), (4.33) получим соотношение для длительности импульсов тока τ_i:

$$\tau_i \propto L^{1/2}C^{1/2}. \quad (4.37)$$

Удельная энергия импульсов генерации ε (удельный энергосъем) может быть оценена исходя из коэффициента полезного действия η и удельного энерговклада в разряд w:

$$\varepsilon = \eta w, \quad (4.38)$$

а средняя мощность генерации P_{av} может быть оценена исходя из коэффициента полезного действия η и потребляемой от источника питания мощности P_{in}:

$$P_{av} = \eta P_{in}. \quad (4.39)$$

Из (4.28), (4.31) и (4.39) получим следующие соотношения для средней мощности генерации P_{av} и удельной средней мощности $P_{sp} = P_{av}/v = \varepsilon f$:

$$P_{av} \propto \eta l d_{out} \propto \eta l d, \tag{4.40}$$

$$P_{sp} \propto \eta(d_{out}/d^2) \propto \eta(1/d). \tag{4.41}$$

Полученные расчетные соотношения позволяют, исходя из режима работы оптимизированной лазерной трубки, прогнозировать оптимальные параметры возбуждения и выходные характеристики генерации саморазогревных He-Sr^+(Ca^+) лазеров с трубками произвольных геометрических размеров.

Как было экспериментально установлено выше, для конкретной лазерной трубки близкие к максимальным значения P_{av} и η могут быть реализованы при вариациях накопительной емкости C в достаточно широких пределах (до ~ 2–5 раз). Ориентировочная величина накопительной емкости также может быть оценена, если определить расчетное соотношение для C. Требуемое для этого дополнительное условие имеет вид: σ ≅ const, поскольку, как показали измерения концентрации электронов (см. гл. 3), значения n_e имеют одинаковый порядок величины для разных активных элементов, а соответственно, одинаковый порядок величины имеет и проводимость плазмы σ. С учетом этого из (4.15)–(4.16) можно получить соотношение для накопительной емкости:

$$C \propto (S/l)^2 L. \tag{4.42}$$

Заметим, что полученное для C соотношение (4.42) соответствует установленной выше экспериментальной закономерности. Индуктивность разрядного контура L, когда она в основном определяется индуктивностью трубки, может быть определена по формуле [65]:

$$L = 2l[\text{см}] \cdot \left(ln\frac{4l}{d} - 1\right) \cdot 10^{-9}[\text{Гн}]. \tag{4.43}$$

Как следует из (4.43), с определенной точностью можно положить $L \propto l$, с учетом чего (4.42) может быть записано в виде:

$$C \propto S^2/l. \tag{4.44}$$

Отметим, что имеется ряд ограничений на области изменений параметров, входящих в полученные соотношения, которые обусловлены механизмами генерации рассматриваемых лазеров. В частности, для саморазогревных активных элементов He-Sr^+(Ca^+) лазеров с продольным разрядом возможны вариации накопительной емкости C в пределах до ~ 2–5 раз, а изменения удельного энерговклада w возможны обычно в пределах ~ 2–10 мДж/см^3 при давлениях p ~ 0,2–1 атм (и в пределах до ~ 2 раз при фиксированном давлении). Заметим, что полученные соотношения применимы лишь к режимам генерации, в которых достигаются максимальные значения средней мощности и КПД. Максимум же энергии импульсов и пиковой мощности генерации достигается при энерговкладах, обеспечивающих практически полную двукратную ионизацию металла, т.е. когда w примерно соответствует верхней границе указанного выше диапазона. Лишь в отдельных случаях возможна одновременная реализация близких к максимальным значений средних и импульсных энергетических характеристик. При этом задаваемое соотношением (4.20) значение w должно соответствовать верхней для данного давления границе диапазона возможных вариаций w.

Как показано в [39], частота следования импульсов f ограничена предельной частотой f_{max}, обусловленной перегревом активной среды в приосевых частях разрядной трубки и определяемой выражением:

$$f_{max}[\text{кГц}] = 55/d^2[\text{см}]. \qquad (4.45)$$

Эксперименты с активными элементами большого диаметра [14, 24–25, 61] показали, что при $d \geq 2{,}5$ см возникает насыщение средней мощности с ростом диаметра, обусловленное формированием радиальной неоднородности активной среды. Поэтому применимость полученных соотношений ограничена также условием $d < 2{,}5$ см. Кроме того, для эффективной рекомбинационной накачки длительность заднего фронта импульса тока $\tau_f \propto \tau_i \propto L^{1/2}C^{1/2}$ должна быть мала по сравнению со временем охлаждения электронов в послесвечении $\tau_{cool} \propto 1/p$:

$$\left(\tau_f \propto L^{1/2}C^{1/2}\right) < \left(\tau_{cool} \propto 1/p\right). \qquad (4.46)$$

Для тестирования полученных соотношений проводилось сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными, полученными при оптимизации четырех He-Sr^+ лазерных трубок различных геометрических размеров (трубки № 1–4 из табл. 4.2) и одной He-Ca^+ лазерной трубки (трубка № 6) [62, 66, 71]. Оптимизация проводилась при вариациях значений давления p и емкости C в широких пределах. При расчетах учитывалось, что для исследованных лазерных трубок $d_{out} \propto d$.

На рис. 4.13 приведены экспериментальные значения удельного энерговклада w и частоты следования импульсов f для He-Sr^+ трубки № 3 и He-Ca^+ трубки № 6 при различных значениях p в диапазоне 0,2–0,9 атм и C = 117,5; 250; и 550 пФ. Из найденных режимов были выбраны опорные режимы (на рис. 4.13 выделены кружками), исходя из которых с использованием соотношений (4.20) и (4.33) были рассчитаны зависимости $w(p)$ и $f(p)$ при различных значениях C. Эти зависимости хорошо согласуются с экспериментальными данными (см. рис. 4.13). На рис. 4.14 приведены экспериментальные значения амплитуды импульсов тока i_m и среднего тока i_{av} для тех же лазерных трубок при различных значениях p и C = 550 пФ, а также рассчитанные исходя из опорных режимов (выделенных на рис. 4.14 кружками) с использованием соотношений (4.25) и (4.35) зависимости $i_m(p)$ и $i_{av}(p)$. Здесь также наблюдается хорошее согласие рассчитанных зависимостей и экспериментальных данных (см. рис. 4.14).

На рис. 4.15 приведены полученные для He-Sr^+ трубок № 1–4 (при p = 0,5 атм и C = 550 пФ) экспериментальные значения w, i_m, f и i_{av} как функции от стоящих в правых частях соотношений (4.20), (4.25), (4.33) и (4.35) комбинаций параметров (из которых исключены одинаковые для всех трубок параметры – p и C). Также показаны определяемые указанными соотношениями линейные зависимости, аппроксимирующие экспериментальные данные. При этом использовались рассчитанные значения индуктивности разрядного контура L, складывающиеся из собственной индуктивности трубки (4.43) и индуктивности внешней цепи (500 нГн). Как видно из рис. 4.15, определяемые соотношениями (4.20), (4.25), (4.33) и (4.35) зависимости w, i_m, f и i_{av} от геометрических размеров лазерных трубок согласуются с экспериментальными данными.

На рис. 4.16, *а* приведены достигнутые для трубок № 1–4 экспериментальные значения удельной средней мощности P_{sp}, а также опре-

деляемая соотношением (4.41) линейная аппроксимирующая зависимость P_{sp} от $1/d$, которая согласуется с экспериментальными данными. На рис. 4.16, *b* приведены результаты измерений длительности импульсов тока τ_i для трубок № 1 и № 3 при вариациях накопительной емкости C, а также определяемая соотношением (4.37) линейная аппроксимирующая зависимость τ_i от величины $L^{1/2}C^{1/2}$, которая также согласуется с экспериментальными данными.

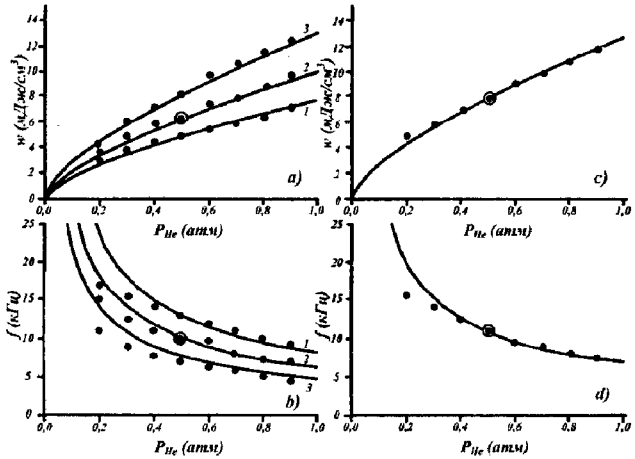


Рис. 4.13. Зависимости удельного энерговклада (*a*, *c*) и частоты следования импульсов (*b*, *d*) от давления гелия для He-Sr^+ лазера (*a*, *b* – трубка № 3) и He-Ca^+ лазера (*c*, *d* – трубка № 6); точки – эксперимент, кривые – расчет по (4.20) и (4.33); C = 117,5 (*1*), 250 (*2*) и 550 пФ (*3*; *c*, *d*)

На рис. 4.16, *c* приведены результаты экспериментального поиска оптимальной накопительной емкости C для трубок № 1–4, а также определяемая соотношением (4.44) линейная аппроксимирующая зависимость C от величины S^2/l. С учетом того, что величина C может испытывать существенные вариации для каждой лазерной трубки (до ~ 2–5 раз), здесь также можно говорить о соответствии зависимости (4.44) экспериментальным данным.

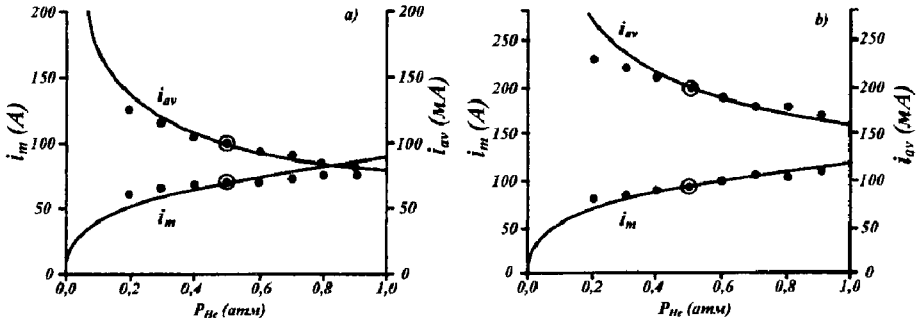


Рис. 4.14. Зависимости амплитуды импульсов тока и среднего тока от давления гелия для $He\text{-}Sr^+$ лазера (*a* – трубка № 3) и $He\text{-}Ca^+$ лазера (*b* – трубка № 6); точки – эксперимент, кривые – расчет по (4.25) и (4.35)

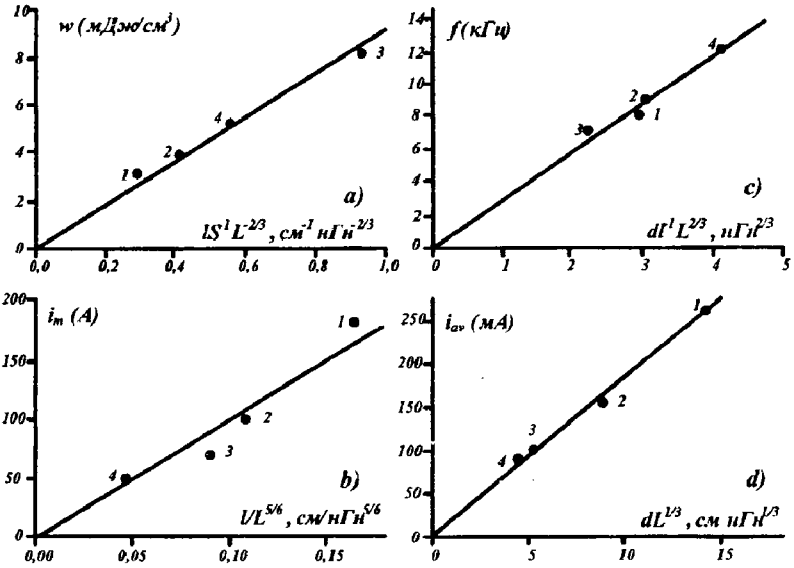


Рис. 4.15. Зависимости удельного энерговклада (*a*), амплитуды импульсов тока (*b*), частоты следования импульсов (*c*) и среднего тока (*d*) от геометрических размеров $He\text{-}Sr^+$ лазеров (трубки № 1–4); точки – эксперимент (нумерация соответствует табл. 4.2), прямые линии – линейная аппроксимация

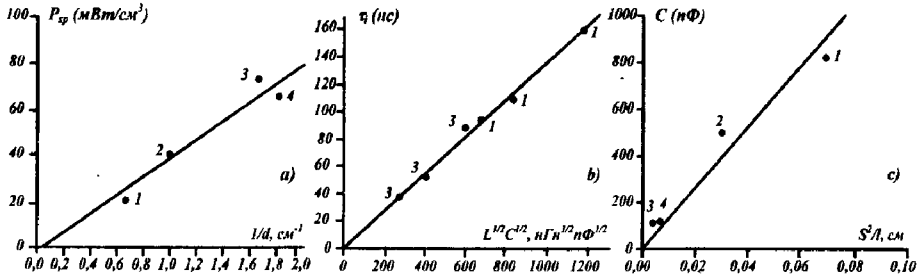


Рис. 4.16. Зависимости удельной средней мощности генерации (*a*) и накопительной емкости (*c*) от геометрических размеров He-Sr^+ лазеров (трубки № 1–4), а также длительности импульсов тока (*b*) от величины $L^{1/2}C^{1/2}$ (трубки № 1 и № 3); точки – эксперимент (нумерация соответствует табл. 4.2), прямые линии – линейная аппроксимация

Таким образом, представленная методика расчета оптимальных параметров саморазогревных рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров [62, 66, 71] позволяет в пределах установленных границ ее применимости, исходя из известных параметров оптимизированных лазерных трубок, с приемлемой для практического использования точностью рассчитывать оптимальные параметры возбуждения и выходные характеристики лазеров с трубками произвольных геометрических размеров. Кроме того, данная методика дает возможность прогнозировать геометрические размеры и параметры возбуждения лазерных трубок с заданными выходными характеристиками – средней мощностью, энергией импульсов генерации и частотой следования импульсов. Эта методика может применяться при анализе и систематизации результатов экспериментов, а также при разработке и инженерных расчетах активных элементов рекомбинационных лазеров и схем их импульсного возбуждения.

4.1.5. Малогабаритные рекомбинационные He-Sr^+(Ca^+) лазеры

Настоящий раздел посвящен анализу и систематизации результатов экспериментальных исследований малогабаритных саморазогревных He-Sr^+(Ca^+) лазеров (имеющих размеры $l \le 33$ см и $d \le 1{,}1$ см), частично представленных выше в табл. 4.2, а также в работах других авторов.

Такие лазеры, как правило, отличаются повышенной надежностью, долговечностью, сравнительной простотой изготовления и удобством эксплуатации. Последнее, в частности, определяется и тем, что для работы He-Sr^+(Ca^+) лазеров требуются большие напряжения разряда, что связано с необходимостью использования высоких давлений гелия. Уменьшение размеров снижает требуемые напряжения на лазерной трубке и токи разряда. Это позволяет наряду с традиционными газоразрядными и вакуумными коммутаторами использовать в блоках питания полупроводниковые коммутаторы. Трубки малого диаметра имеют улучшенный модовый состав лазерного излучения. Обычно они имеют повышенные частоты следования импульсов благодаря улучшению условий для отвода избыточного тепла из зоны разряда на стенки трубки. За счет этого удается, несмотря на малые размеры трубки, получить среднюю мощность генерации на уровне сотен мВт, что вполне достаточно для множества применений. Отметим также, что с уменьшением диаметра все менее приемлемым становится размещение кусочков металла непосредственно в канале трубки из-за перекрытия ими оптической апертуры канала, поэтому желательной является возможность удаления их из зоны разряда. Одним из решений этой проблемы является использование лазерной трубки с катафорезным вводом паров металла (см. гл. 5).

Рассмотрим, какие факторы могут способствовать достижению достаточно высоких значений средней мощности генерации P_{av} при уменьшенных геометрических размерах l и d. Прежде всего, можно увеличить частоту следования импульсов f. При этом следует учитывать, что в импульсно-периодическом режиме на повышение f накладывает ограничение перегрев активной среды в приосевых частях трубки. К счастью, для трубок малого диаметра предельная частота (4.45) высока и, как правило, такие частоты не достигаются из-за других ограничивающих факторов. Исходя из (4.40)–(4.41) и (4.32) (в предположении, что $w \approx \mathrm{const}(d)$, $\eta \approx \mathrm{const}(d)$) для средней мощности генерации P_{av}, а также удельной средней мощности P_{sp} и частоты следования импульсов f можно записать соотношения:

$$P_{av} \propto l d_{out}, \tag{4.47}$$

$$P_{sp} \propto d_{out}/d^2, \tag{4.48}$$

$$f \propto d_{out}/d^2. \tag{4.49}$$

Из (4.48)–(4.49) следует, что при фиксированном внешнем диаметре лазерной трубки d_{out} можно ожидать возрастания удельной средней мощности P_{sp} и частоты f с уменьшением внутреннего диаметра d, в то время как согласно (4.47) средняя мощность P_{av} не должна изменяться. При фиксированном же внутреннем диаметре d все характеристики генерации будут возрастать с ростом внешнего диаметра трубки d_{out} согласно (4.47)–(4.49). Таким образом, одним из путей реализации малогабаритных рекомбинационных лазеров с высокими удельными характеристиками является использование в активных элементах толстостенных керамических трубок, обеспечивающих интенсивный теплоотвод. Очевидно, что наряду с этим повышению выходных характеристик будет способствовать применение различных способов интенсификации теплоотвода от лазерных трубок.

Рассмотрим особенности конструкций и выходных характеристик исследованных малогабаритных саморазогревных He-Sr^+(Ca^+) лазеров, разновидности которых с указанием геометрических размеров, условий функционирования и достигнутых выходных характеристик приведены в табл. 4.3. Для сравнения приведены также данные для типичной He-Sr^+ лазерной трубки средних размеров (трубка № 12 с l = 45 см, d = 1,5 см [46, 66]). Лазерная трубка № 1 [12–13, 43] – одна из первых саморазогревных конструкций He-Sr^+ лазера, разработанных в РГУ (ЮФУ). Она содержала тонкостенную BeO-керамическую разрядную трубку (d_{out} = 1,4 см, d = 1,1 см), помещенную в стеклянную оболочку. В отпаянном виде трубка показала хорошую надежность и сохраняемость в течение многих лет, обеспечивая достаточно высокие характеристики генерации на фиолетовой линии λ = 430,5 нм SrII: P_{av} = 600 мВт и P_{sp} = 26 мВт/см^3. В He-Sr^+ лазерной трубке № 2 аналогичной конструкции [43, 46] была использована более толстостенная керамика (d_{out} = 1,6 см, d = 1 см). Это позволило, в соответствии с (4.48)–(4.49) повысить P_{sp} и f и, несмотря на уменьшение активного объема V почти в 1,5 раза по сравнению с трубкой № 1, достичь средней мощности P_{av} = 630 мВт. При этом удельная средняя мощность достигала P_{sp} = 40 мВт/см^3. Еще более высокие удельные характеристики были получены с He-Sr^+ лазерными трубками № 3 и № 4 [43, 46]. В первой их них при активном оптическом объеме $V_{opt} \sim 3$ см^3 достигнута максимальная для саморазогревных He-Sr^+ лазеров с естественным радиационным и конвективным охлаждением

удельная средняя мощность P_{sp} = 73 мВт/см^3 при сравнительно высокой средней мощности P_{av} = 205 мВт. Заметим, что достигнутый при этом коэффициент усиления α_0 = 0,14 см$^{-1}$ также является максимальным для He-Sr$^+$ лазеров данного типа и почти в два раза превышает типичные значения 0,06–0,08 см$^{-1}$. Почти такая же удельная средняя мощность P_{sp} = 65 мВт/см^3 была получена в самой короткой He-Sr$^+$ трубке № 4 (l = 9 см). Активный оптический объем ее составил всего V_{opt} ~ 1 см^3, но при этом средняя мощность достигала P_{av} = 70 мВт, что вполне достаточно для множества применений. Коэффициент усиления также достигал высокой величины α_0 = 0,1 см$^{-1}$. Отпаянная He-Ca$^+$ лазерная трубка № 5 [12–13, 43], конструктивно аналогичная He-Sr$^+$ трубке № 1, обладала практически такими же надежностью и сохраняемостью. Она обеспечивала достаточно высокие характеристики генерации на УФ линии λ = 373,7 нм CaII: P_{av} = 450 мВт и P_{sp} = 19 мВт/см^3, что лишь на четверть меньше, чем характеристики He-Sr$^+$ трубки № 1. He-Ca$^+$ лазерная трубка № 6 [43, 46] с более толстостенной керамикой (d_{out} = 1,2 см, d = 0,7 см) показала максимальную для саморазогревных He-Ca$^+$ лазеров с естественным радиационным и конвективным охлаждением удельную среднюю мощность P_{sp} = 50 мВт/см^3 при средней мощности P_{av} = 340 мВт. Достигнутый коэффициент усиления α_0 = 0,1 см$^{-1}$ также является максимальным для He-Ca$^+$ лазеров данного типа. He-Sr$^+$ лазерная трубка № 7 [63] была предназначена для работы при высоких давлениях гелия. BeO-керамическая разрядная трубка помещалась в толстостенную кварцевую оболочку. Пары стронция создавались специальным генератором, разогреваемым отдельной печью и расположенным у анодного конца трубки. Ввод паров осуществлялся медленной прокачкой гелия. В этом эксперименте максимальные энергетические характеристики были достигнуты при $p_{He} \approx 4$ атм, при этом удельная энергия импульсов генерации составила E_{sp} = 13,8 мкДж/см^3 – рекордную величину для He-Sr$^+$ лазеров с продольным разрядом, работающих в режиме «коротких» импульсов. Заметим, что близким к этой величине является полученный в трубке № 3 при p_{He} ~ 1 атм удельный энергосъем E_{sp} = 12 мкДж/см^3 (см. рис. 4.8, *f*), который является максимально достигнутым в продольных He-Sr$^+$ трубках при давлениях, не превышающих 1 атм.

Таблица 4.3

Малогабаритные He-Sr^+(Ca^+) лазеры

№	l см	d_{out} см	d см	V (V_{opt}) $см^3$	f кГц	P_{av} мВт	P_{sp} мВт/ $см^3$	E мкДж	E_{sp} мкДж/ $см^3$	P_{pk} Вт	η %	p_{He} Торр	α_0, $см^{-1}$. Литература
I. Саморазогревные He-Sr^+ (λ = 430,5 нм SrII) лазеры													
1	30	1,4	1,1	28,5 (23,5)	6	600	21 (26)	100	3,5 (4,6)	500	0,1 (0,12)	600	[12-13, 43]
2	25	1,6	1,0	19,6 (15,9)	8	630	32 (40)	78,8	4,0 (5,0)	394	0,08 (0,1)	684	[43, 46]
3	20	0,8	0,6	5,66 (2,83)	10	205	37 (73)	20,5	3,6 (7,3)	103	0,06 (0,12)	608	α_0 = 0,14 [43, 46]
4	9	1,0	0,55	2,14 (1,07)	18	70	33 (65)	3,9	1,8 (3,6)	19,5	0,04 (0,08)	684	α_0 = 0,1 [43, 46]
II. Саморазогревные He-Ca^+ (λ = 373,7 нм CaII) лазеры													
5	30	1,4	1,1	28,5 (23,5)	6,5	450	16 (19)	70	2,5 (3,0)	350	0,07 (0,08)	700	[12-13, 43]
6	26,5	1,2	0,7	10,2 (6,8)	9,5	340	33 (50)	36	3,5 (5,3)	143	0,04 (0,06)	456	α_0 = 0,1 [43, 46]
III. He-Sr^+ (λ = 430,5 нм SrII) лазер с высоким давлением гелия													
7	20	1,5	0,8	10 (1,4)	3,2	62	6,2 (44)	19	1,9 (13,8)	250	-- (0,06)	3000 4 атм	[63]
IV. He-Sr^+ (λ = 430,5 нм SrII) лазер с воздушным охлаждением													
8	20	1,2	0,7	7,7 (4.8)	15	350	45 (73)	23	3 (4,8)	90	0,06 (0,1)	500	[48]
V. He-Sr^+ (λ = 430,5 нм SrII) лазер с водяным охлаждением													
9	33	1,4	1,1	31,4 (23,5)	29	3900	124 (166)	134	4,3 (5,7)	650	0,12 (0,14)	500	[39, 49]
VI. Катафорезный He-Sr^+ (λ = 430,5 нм SrII) лазер													
10	26	1,1	0,3	1,84	30	510	277	17	9,2	85	0,06	608	α_0 = 0,15 [41-42]
VII. He-Sr^+ (λ=430,5 нм SrII) лазер с внешней теплоизоляцией и полупроводниковым коммутатором													
11	18	-	1,0	14,1 (8.6)	4,5	118	(14)	26	(3)	87	0,08	260	[34]
VIII. Типичный He-Sr^+ (λ = 430,5 нм SrII) лазер средних размеров													
12	45	2,4	1,5	79,5 (64,4)	5	1350	17 (21)	270	3,4 (4,2)	1080	0,08 (0,1)	532	α_0 = 0,08 [46, 66]

Примечание. В скобках даны параметры с учетом перекрытия канала трубки кусочками металла и электродами: эффективный активный оптический объем V_{opt}, а также рассчитанные исходя из V_{opt} удельная средняя мощность P_{sp}, удельная энергия импульсов генерации E_{sp} и коэффициент полезного действия η.

В следующих двух $He\text{-}Sr^+$ лазерных трубках № 8 и № 9 применялось принудительное охлаждение. Трубка № 8 с воздушным охлаждением [48] имела открытую BeO-керамику, на которую одевался цилиндрический стеклянный кожух с несколькими боковыми входными и выходными отверстиями для продува воздуха. При включении продува воздуха частота f увеличивалась с 5 кГц до 15 кГц, а средняя мощность P_{av} – со 150 до 350 мВт, при этом удельная средняя мощность P_{sp} достигала 73 мВт/см^3. В $He\text{-}Sr^+$ трубке № 9 [39–40, 49] с водяным охлаждением водой охлаждалась кварцевая рубашка, и теплопередача осуществлялась через кварц и прослойку гелия между рубашкой и керамической трубкой. При этом была подобрана такая толщина прослойки гелия (0,5 мм), чтобы теплоотвод при использовании водяного охлаждения был оптимальным как с точки зрения необходимого давления паров стронция, так и использования всей мощности источника питания. Без водяного охлаждения средняя мощность составляла $P_{av} = 600$ мВт при $f = 6$ кГц. При использовании водяного охлаждения были достигнуты следующие характеристики генерации: $P_{av} = 3{,}9$ Вт, $P_{sp} = 166$ мВт/см^3 при $f = 29$ кГц. Достигнутый в трубке № 9 уровень средней мощности P_{av} является рекордным для $He\text{-}Sr^+$ лазеров.

Особого внимания заслуживают характеристики генерации, полученные в катафорезной $He\text{-}Sr^+$ лазерной трубке № 10. Впервые было показано [41–43] (см. также гл. 5), что катафорез и в импульсно-периодическом режиме может вполне успешно справляться с задачей однородного распределения паров в активной зоне. В лазерной трубке № 10 с активным объемом $V = 1{,}84$ см^3 достигнуты следующие характеристики генерации: $P_{av} = 510$ мВт, $P_{sp} = 277$ мВт/см^3, $f = 30$–50 кГц, $\alpha_0 = 0{,}15$ см$^{-1}$, при этом достигнутые значения удельной средней мощности P_{sp} и коэффициента усиления α_0 являются рекордными для рекомбинационных $He\text{-}Sr^+$ лазеров всех типов. Также максимально достигнутой в $He\text{-}Sr^+$ лазерах является и частота следования импульсов f. Отметим, что в трубке № 10 отношение внешнего диаметра к внутреннему относительно велико ($d_{out}/d \approx 3{,}7$), что, в соответствии с (4.48)–(4.49), является одним из факторов, обеспечивающих высокие значения P_{sp} и f. Это хорошо иллюстрирует рис. 4.17, из которого видно, что параметры большинства приведенных в табл. 4.3 $He\text{-}Sr^+$ лазерных трубок в координатах P_{sp} и (d_{out}/d^2) достаточно хорошо ложатся на прямую, определяемую соотношением (4.48).

Исключение составляют He-Sr^+ трубка № 9 [39–40, 49] с водяным охлаждением, а также He-Sr^+ трубка № 11 [34], особенностями которой является наличие внешней теплоизоляции, использование коаксиального обратного токопровода, а также полупроводникового тиристорного ключа для ее возбуждения, обеспечивавшего импульсы тока без обратных выбросов. Режимы работы лазерных трубок № 9 и № 11 явно не соответствует режиму естественной конвективной и радиационной теплопередачи при саморазогреве, поэтому эти трубки не отражены на рис. 4.17.

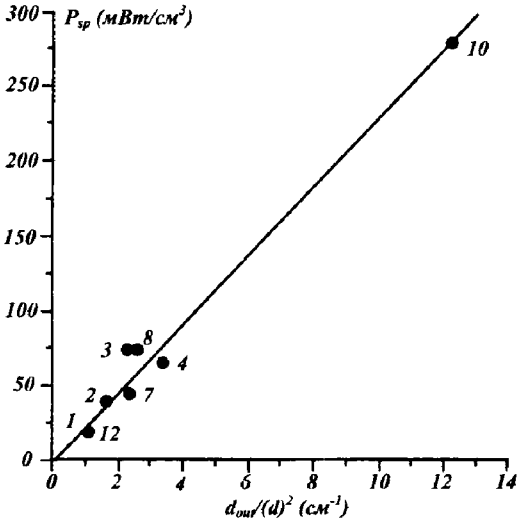


Рис. 4.17. Зависимость удельной средней мощности генерации He-Sr^+ лазеров от величины $d_{out}/(d)^2$. Нумерация точек соответствует табл. 4.3

Сравнение характеристик малогабаритных рекомбинационных лазеров, приведенных в табл. 4.3, с параметрами типичного He-Sr^+ лазера средних размеров (трубка № 12) [46, 66] показывает, что в малогабаритных трубках достигаются большие частоты f и удельные характеристики генерации (особенно при использовании толстостенных керамических трубок), а также большие значения усиления. Достижению высоких значений усиления способствуют возможность реализации согласованного режима возбуждения активной среды при

малых накопительных емкостях, обеспечивающих крутой задний фронт импульса тока, а также высокая пространственная однородность плазмы. Для многих практических применений достаточен уровень средней мощности $P_{av} \approx 30$–50 мВт (именно таковы типичные мощности генерации He-Cd^+ лазера). He-Sr^+(Ca^+) лазер, рассчитанный на такие мощности, может иметь небольшую активную длину $l \approx 5$–10 см, следовательно, ему потребуются малые напряжения питания, что сделает его портативным и удобным в применении.

4.2. Лазеры с поперечным возбуждением

4.2.1. Лазеры с поперечным разрядом при высоком давлении смеси

Как отмечалось выше, в продольном разряде, чтобы обеспечить необходимые для оптимальной работы He-Sr^+(Ca^+) лазеров давления гелия порядка атмосферного и выше, требуются высокие напряжения, что вынуждает укорачивать активную длину трубки. Поэтому целесообразно использовать разряд с поперечным расположением электродов.

Впервые генерация с использованием такого рода разряда была осуществлена в [75], однако оптимизации ее проведено не было. В РГУ (ЮФУ) также были созданы и исследованы несколько конструкций He-Sr^+ лазера с поперечным разрядом.

Наилучшие результаты получились в трубке с двумя плоскими закругленными на краях электродами (1,5×30 $см^2$) из нержавеющей стали, которые располагались в BeO-керамической трубке (рис. 4.18, *а*). Кусочки стронция располагались под нижним электродом, поэтому исключалась возможность горения на них разряда. В такой лазерной трубке была получена устойчивая генерация на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII со средней мощностью $P_{av} \approx 10$ мВт при $f = 400$ Гц (при длине нагреваемой зоны ~10 см) [61].

Более детально возможности возбуждения поперечным разрядом были изучены в [9–10, 18, 76]. В работах [9–10] использовалась трубка с четырьмя парами цилиндрических электродов из нержавеющей стали ($d_e = 5$ мм, $l_e = 60$ мм), расположенных на расстоянии $h = 25$ мм. В режиме редко повторяющихся импульсов при $p_{He} = 1275$ Торр была достигну-

та энергия импульсов генерации E = 1,2 мДж, E_{sp} = 50 мкДж/см^3, при этом пиковая мощность составила P_{pk} = 12 кВт.

В [18, 76] применялась односекционная трубка с электродами цилиндрической формы длиной 200 мм и d_e = 6,4; 12,5; 25,4 мм, расположенными на расстоянии h = 25 мм друг от друга (для d_e = 25,4 мм, h = 5 мм). Наилучшие результаты были получены при f = 1–5 Гц и p_{He} = 1050 Торр с d_e = 12,5 мм: E = 2,1 мДж; E_{sp} = 53 мкДж/см^3; P_{pk} = 20 кВт. В обоих случаях применялась схема питания разряда с обостряющим конденсатором. Емкость накопительного конденсатора варьировалась в пределах 15–70 нФ, обостряющего – 10–35 нФ. Напряжение на трубке достигало 30 кВ, ток разряда – 10 кА. Подогрев трубок производился внешней печью. В основном, использовался режим одиночных импульсов, хотя в [18] и был реализован импульсно-периодический режим He-Sr^+ лазера, но f не превышала 500 Гц; максимальная средняя мощность P_{av} = 90 мВт была достигнута при f = 200 Гц и p_{He} = 825 Торр.

Отличительной особенностью поперечного разряда является его сравнительно однородное горение без использования предыонизации, что связано с низким потенциалом ионизации щелочноземельных металлов и, как следствие, их большой степенью ионизации в разряде. Поэтому поперечный разряд в парах этих металлов редко стягивается в дугу, особенно, если поверхность электродов отшлифована и кусочки металла удалены из разрядной зоны. Это обстоятельство существенно упрощает конструкцию трубок и схем питания. Недостатком поперечного разряда является трудность согласования трубки с электрической цепью (из-за малого сопротивления плазмы разряд носит, как правило, колебательный характер, и генерация происходит в период между импульсами прямого и обратного токов. Если эти импульсы намеренно делались равной амплитуды [9], то импульс генерации следовал за каждым из них с временным интервалом между импульсами генерации ~ 0,5 мкс, что, кстати, доказывает возможность достижения в He-Sr^+(Ca^+) лазерах очень больших частот следования импульсов f. Как и для продольного разряда, с увеличением p_{He} наблюдался рост энергии импульсов генерации [9], при этом возрастали оптимальные давления стронция и ток разряда. Спад энергии в [76] наблюдался лишь при p_{He} > 1100 Торр.

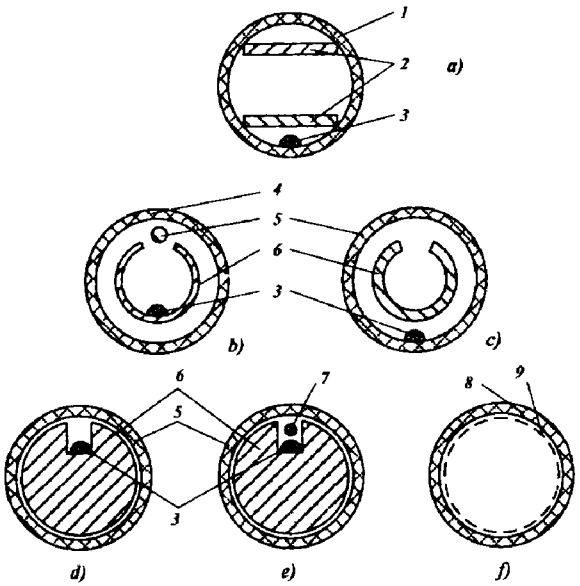


Рис. 4.18. Сечения трубок He-Sr^+(Ca^+) лазеров с поперечными типами разрядов: *a* – разряд с плоскими электродами; *b-e* – трубки с разрядом в полом катоде; *f* – трубка с открытым разрядом; *1* – BeO-керамическая трубка; *2* – плоские электроды; *3* – кусочки стронция или кальция; *4* – кварцевая оболочка; *5* – анод; *6* – полый катод; *7* – электрод предыонизации; *8* – внешний электрод; *9* – сетчатый электрод

Таким образом, возбуждение He-Sr^+(Ca^+) лазеров поперечным разрядом позволило получить рекордные значения удельной энергии импульсов генерации (~ 50 мкДж/$см^3$), в несколько раз превышающие достигнутые в продольном разряде [12–15, 77].

4.2.2. Лазеры на парах стронция и кальция при возбуждении электронным пучком

Разряд в полом катоде (РПК) [12–15] и так называемый открытый разряд (ОР) [11, 78–79, 84] также могут рассматриваться как поперечные. Их характерной чертой, по сравнению с положительным столбом тлеющего разряда, является сильно отличающаяся от максвелловской

функция распределения электронов: в ней имеется, во-первых, группа быстрых электронов (электронный пучок) с энергией в несколько сот электронвольт, которая появляется при бомбардировке катода ионами с последующим ускорением выбитых электронов в катодном темном пространстве, и, во-вторых, основная значительно более многочисленная почти максвелловская группа медленных вторичных электронов с энергией $E_e \sim 0{,}2$–1 эВ [12–13]. Вот почему в таких разрядах можно надеяться на одновременное протекание ионизационных и рекомбинационных процессов, и, следовательно, даже на квазинепрерывный режим работы рекомбинационных лазеров. Кроме того, и это уже доказано многочисленными исследованиями [12–15], РПК особенно эффективен для возбуждения лазерных линий с накачкой перезарядкой.

Последнее подтвердили исследования со стронцием и кальцием [80–81], где показана перспективность использования РПК для получения лазерной генерации на ИК линиях SrII и CaII при возбуждении их реакцией перезарядки на ионах Kr^+. До этих работ использовалась перезарядка только на ионах He^+, иногда Ne^+ [12–13]. Но первый и второй потенциал ионизации стронция и кальция весьма малы, поэтому именно Kr^+ наиболее подходит для передачи возбуждения на уровни $7^2S_{1/2}$ SrII (дефект энергии 0,26 эВ) и $5^2P_{1/2,\ 3/2}$ CaII (дефект энергии 0,37 эВ), эффективного заселения которых и следует ожидать при протекании перезарядки

$$Kr^+ + Sr(Ca) \rightarrow Kr + Sr^{+*}(Ca^{+*}). \qquad (4.50)$$

В эксперименте [80] использовался цилиндрический щелевой полый катод с протяженным молибденовым анодом. Электроды помещались в керамическую или кварцевую вакуумную оболочку (рис. 4.18, *b*) с выходными окнами, ориентированными под углом Брюстера. Диаметр полого катода составлял 8 мм, его длина – 35 см. Необходимое давление паров (10^{-2}–10^{-1} Торр) в разрядной трубке обеспечивалось внешней печью. Возбуждение разряда осуществлялось прямоугольными импульсами тока длительностью ~ 1 мкс и амплитудой 1–100 А. В [80] была получена генерация на 6 переходах ионов стронция и кальция:

$7^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2,\,3/2}$ SrII (λ = 1087,6; 1123,0 нм);
$6^2P_{1/2,\,3/2} - 6^2S_{1/2}$ SrII (λ = 1245,0; 1201,7 нм);
$5^2P_{1/2,\,3/2} - 5^2S_{1/2}$ CaII (λ = 1195,0; 1183,9 нм).

Генерация в РПК на всех переходах наблюдалась в послесвечении разряда, длительность лазерного импульса составляла 15–35 мкс, пороговые токи 5–10 А, оптимальное давление криптона 2–5 Торр. Наиболее интенсивной была генерация на линиях иона стронция: коэффициент усиления для наиболее сильной линии λ = 1123,0 нм SrII достигал 0,055 $см^{-1}$.

Заметим, что генерация на λ = 1087,6; 1123,0 нм; 1201,7 нм SrII наблюдалась и при импульсном возбуждении в положительном столбе разряда в смеси Sr-Kr [82].

Проведенные исследования показали, что линии с уровней, расположенных ниже потенциала ионизации криптона, обладают длительным и интенсивным послесвечением; линии же с уровней, расположенных выше Kr^+, длительного послесвечения не имеют. С ростом давления паров длительность послесвечения линий металла сокращается, так же как и длительность рекомбинационного послесвечения линий криптона. С другой стороны, энергии метастабильных атомов криптона недостаточно для возбуждения линий SrII и CaII за счет реакции Пеннинга. Эти наблюдения согласуются с перезарядочным механизмом накачки – реакцией (4.50). По зависимости длительности послесвечения линий, заселяемых перезарядкой, от концентрации паров металла, были измерены сечения процессов перезарядки, которые составили величину ~ $2{,}5\cdot10^{-15}$ и $1{,}9\cdot10^{-15}$ $см^2$ для смесей Sr-Kr и Ca-Kr, соответственно. Также были измерены сечения перезарядки ионов ксенона на атомах стронция и кальция

$$Xe^+ + Sr(Ca) \rightarrow Xe + Sr^{+*}(Ca^{+*}), \qquad (4.51)$$

которые оказались на порядок меньше и равными $3\cdot10^{-16}$ и $1{,}5\cdot10^{-16}$ $см^2$, соответственно, что согласуется с результатами [83].

Накачка перезарядкой позволяет получить непрерывный режим генерации на ИК переходах SrII и CaII, что и было осуществлено для линий SrII [81]. В этом эксперименте использовалась трубка с полым катодом коаксиальной конструкции (рис. 4.18, *с*). Внешняя трубка из

нержавеющей стали диаметром 2,5 см являлась анодом. Внутренняя трубка представляла собой щелевой танталовый катод длиной 55 см и внутренним диаметром 6 мм. Кусочки стронция располагались в промежутке между анодом и катодом. Центральная часть трубки нагревалась внешней печью. Поддерживалось давление стронция $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ Торр. Генерация была получена на λ = 1087,5; 1123,0; 1201,7 нм SrII в смеси Sr-Kr. Оптимальное давление криптона составляло ~ 2 Торр. Генерация осуществлялась в квазинепрерывном режиме: длительность прямоугольного импульса тока составляла 100 мкс, частота следования импульсов – 40 Гц. В оптимальных условиях генерация наблюдалась в течение всего импульса тока и продолжалась еще 50 мкс в послесвечении разряда. Добавление ≈ 7 Торр гелия в смесь Sr-Kr увеличивало выходную мощность на 50%, что можно связать с дополнительным созданием ионов Kr^+ за счет Пеннинг-процесса на метастабилях гелия. Благодаря низким пороговым токам (~ 0,3–0,4 А), легко реализовывался чисто непрерывный режим работы лазерных линий. Однако его трудно было поддерживать в течение длительного периода времени из-за разрядных нестабильностей (дугообразование и т.п.).

Итак, результаты экспериментов с РПК в смеси Sr-Kr впервые продемонстрировали, что для накачки лазерных переходов может с успехом использоваться перезарядка не только на ионах He^+ и Ne^+ [12–15], но и на ионах тяжелых инертных газов.

Генерацию на фиолетовых и ультрафиолетовых переходах SrII и CaII в РПК [80–81] получить не удалось, что объясняется сравнительно низкими достижимыми плотностями тока накачки, и как следствие этого, недостаточной концентрацией Sr^{++} и n_e, а также невозможностью продвижения в область повышенных давлений гелия, необходимых для эффективной работы рекомбинационных лазеров. Увеличению энерговклада в РПК препятствуют развитие разряда вне полости катода – на внешнюю поверхность, и дуговые разряды, развивающиеся в местах локальной механической неоднородности. Устранить или значительно снизить негативное влияние этих факторов удалось в [61, 86] за счет использования коаксиальной конструкции РПК с малым зазором между катодом и анодом (рис. 4.18, *d*), и за счет предыонизации (рис. 4.18, *e*). Цельнометаллические полый катод длиной 25 см изготавливался из нержавеющей стали с размером щели 4×1,5 мм.

Зазор между катодом и анодом выполнялся очень узким (≤ 0,5 мм), что позволяло работать при p_{He} до 100 Торр без возникновения тлеющих разрядов вне полости РПК (так как зазор был меньше длины катодного падения и отрицательного свечения). Предыонизация осуществлялась за счет коронного разряда, возникающего между полым катодом и тонкой проволочкой, соединенной с анодом, лежащей внутри щели и помещенной в кварцевую трубочку. Для увеличения эффективности короны на проволочке нарезалась резьба. В РПК с отключенной предыонизацией максимально достигнутая плотность тока составила 6 А/см^2. При p_{He} > 20 Торр разряд горел однородно лишь на части длины полого катода. Ситуация улучшалась при $f \geq 6$ кГц, но всю длину РПК использовать не удавалось. Тем не менее и в этих условиях в смеси Sr-Kr-He происходила генерация на переходах, возбуждаемых за счет перезарядки на ионах Kr^+, а также на самоограниченных переходах $5^2P^\circ_{1/2,3/2} - 4^2D_{3/2,5/2}$ SrII (λ = 1033 нм и 1091 нм). Генерацию на фиолетовой линии SrII получить без предыонизации не удалось. Измерения показали, что в таком разряде сразу за импульсом тока $n_e \approx 6 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. Этого недостаточно для возникновения инверсии на λ = 430,5 нм SrII. Включение предыонизации значительно улучшало однородность разряда – он горел по всей длине катода даже при малых частотах $f \approx 100$ Гц. При этом плотность тока увеличивалась до $j \approx 9$ А/см^2, что и позволило получить генерацию на λ = 430,5 нм SrII в виде импульса длительностью ~ 0,5–1 мкс в ближнем послесвечении разряда. Генерация оказалась наилучшей при $p_{He} \approx 20$ Тор, $T \approx 550$°C, при этом параметры плазмы в послесвечении составили $n_e \approx 1{,}3 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ и $T_e \approx 0{,}28$ эВ. Мощность генерации на λ = 430,5 SrII была все же невелика, так как инверсия населенностей лишь незначительно превышала пороговую.

4.2.2.1. Лазеры на парах стронция и кальция при возбуждении электронным пучком, формируемом в открытом разряде

В открытом разряде (ОР) электронный пучок создается в зазоре между цилиндрическими электродами (рис. 4.18, *ƒ*), внутренний из которых (анод) является сеточным [11, 78–79, 84]. Расстояние между электродами – доли миллиметра. Разряд осуществляется при давлени-

ях газа, соответствующих левой ветви кривой Пашена, когда развитие тлеющего разряда затруднено. Это позволяет извлекать из ускорительного промежутка через сетчатый анод интенсивные электронные пучки. Еще более эффективным является режим так называемого «обратного электронного пучка» (ОЭП), когда полярность прикладываемого напряжения обратна: катодом является сеточный электрод, за который проникают уже не электроны, а положительные ионы, образуя кольцевой положительный объемный заряд у поверхности сетки. Этот заряд образует ловушку для быстрых электронов пучка, которые, осциллируя в активном объеме, большую часть своей энергии отдают тяжелым частицам. Эффективность ОЭП объясняется отсутствием сетки на пути электронов и наличием колебаний внутри дрейфового пространства, увеличивающим частоту соударений электронов с атомами газа. В этом смысле режим ОЭП имеет большое сходство с разрядом в полом катоде. Эксперименты по использованию открытого разряда для накачки лазеров на парах металлов были проведены в работах [11, 78–79].

В экспериментах по накачке рекомбинационных лазеров в РГУ (ЮФУ) [61, 86] была использована трубка с ОР и ОЭП, любезно предоставленная П.А. Боханом. Она имела следующие параметры: диаметр внутреннего электрода из молибденовой сетки с коэффициентом прозрачности 80% составлял 7 мм, зазор между сеткой и внутренним электродом – 0,5 мм, длина активной зоны – 9 см. Кусочки стронция располагались по краям активной зоны, и пары металла создавались за счет внешнего нагрева. Измерения параметров плазмы в ближнем послесвечении дали $n_e \approx 1{,}3 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ и $T_e \approx 0{,}3$ эВ, что говорит о реализации в ОР условий, необходимых для работы рекомбинационного He-Sr^+ лазера.

В результате проведенных экспериментов в [61, 86] была получена генерация на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII в смеси He-Sr. Генерация наблюдалась в обоих режимах – ОР и ОЭП, причем в последнем интенсивность генерации была на порядок выше при тех же условиях разряда: $p_{He} = 10$–30 Торр, $p_{Sr} = 5 \cdot 10^{-2}$ –10 ^{1} Торр, напряжение на трубке $U = 7$–10 кВ, ток в импульсе 150–250 А, частота следования импульсов $f = 7$–8 кГц, накопительная емкость $C = 4{,}7$–20 нФ. Интенсивность генерации возрастала с увеличением давления гелия, но при $p_{He} > 30$ Торр разряд все-таки становился нестабильным. Пороговая для генерации плот-

ность тока составила 6 А/см^2, максимально достигнутая – 8 А/см^2. С ростом плотности тока интенсивность генерации увеличивалась, но при $j > 8$ А/см^2 возникал процесс дугобразования между электродами. Максимальный коэффициент усиления достигал 0,023 см$^{-1}$. Устойчивая генерация была при $f \geq 6$ кГц, при меньших частотах наблюдалась повышенная склонность к дугообразованию.

Генерация на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII осуществлялась во время начального рекомбинационного всплеска в раннем послесвечении линий SrII (рис. 4.19, *b*). По сравнению с продольным разрядом, длительное послесвечение этих линий, связанное с рекомбинацией двукратных ионов стронция, образованных реакцией перезарядки с ионизацией на ионах гелия, было интенсивней. Оно еще более возрастало при добавлении в разряд криптона (рис. 4.19, *c*), так как при этом к этой реакции добавлялась накачка перезарядкой на ионах Kr^+. Величина начального рекомбинационного всплеска при этом почти не менялась, хотя его длительность увеличивалась (добавки осуществлялись при постоянном общем давлении смеси $p \approx 30$ Торр).

В экспериментах [61, 86] также была получена генерация на ИК переходах стронция: самоограниченных с $\lambda = 1032{,}7$; 1091,4 нм SrII в He-Sr смеси и с накачкой перезарядкой в смеси Kr-Sr с $\lambda = 1087{,}6$; 1123,0; 1201,7 нм SrII при типичных условиях генерации: $p_{He} = 10$–30 Торр, $p_{Kr} = 0{,}5$–3 Торр, $p_{Sr} = 5 \cdot 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-1}$ Торр, $C = 2{,}2$–10 нФ, $U > 2$ кВ, $i = 70$–250 А, $f = 8$ кГц. Генерация была реализована как в режиме ОР, так и в режиме ОЭП. На самоограниченных переходах и на переходе с $\lambda = 1123{,}0$ нм SrII достигалась сверхсветимость.

В тройной смеси He-Kr-Sr была получена одновременная генерация на линиях SrII с тремя механизмами накачки: на самоограниченных переходах ($\lambda = 1032{,}7$; 1091,4 нм SrII), на переходах с накачкой перезарядкой ($\lambda = 1087{,}6$; 1123,0; 1201,7 нм SrII) и на переходе с рекомбинационной накачкой ($\lambda = 430{,}5$ нм SrII). Эти эксперименты показали возможность использования открытого разряда в режимах ОР и ОЭП для накачки рекомбинационного He-Sr^+ лазера. Перспективность такого способа возбуждения подтвердили результаты работы [11], где с использованием открытого разряда в трубке с активной длиной $l = 50$ см и диаметром сетчатого электрода $d = 0{,}45$ см (расстояние от сетки до анода 0,2 мм) при возбуждении цугами импуль-

сов тока смеси He-Kr-Sr с парциальными давлениями 375; 10 и 0,1–0,4 Торр, соответственно, была достигнута средняя мощность генерации в цуге 20 кВт (частота следования импульсов в цуге была 1–3 МГц, длительность цуга – 1 мс). КПД лазера по отношению к вкладываемой в разряд мощности составил 0,2%.

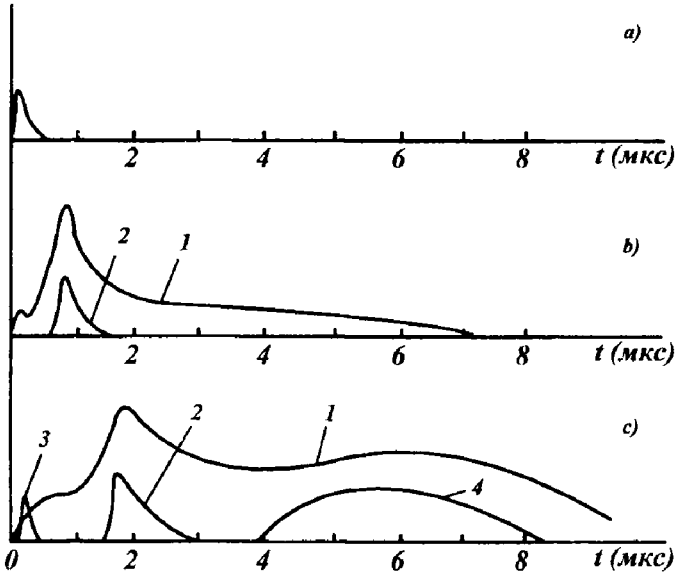


Рис. 4.19. Форма импульсов спонтанного излучения и генерации в открытом разряде: *a* – импульс тока; *b* – смесь He-Sr; *c* – смесь He-Sr-Kr; *1* – спонтанное излучение на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII; *2* – генерация на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII; *3* – генерация на самоограниченных переходах $\lambda = 1032{,}7$; 1091,4 нм SrII; *4* – генерация на переходах, заселяемых перезарядкой $\lambda = 1087{,}6$; 1123,0; 1201,7 нм SrII

Что касается других способов возбуждения рекомбинационного $He\text{-}Sr^+$ лазера, то следует упомянуть попытку использовать импульсный поперечный ВЧ разряд [85–87], с использованием которого была получена генерация на ИК перезарядочных, а также самоограниченных переходах SrII. Кроме того, отметим работу [88], где была реализована генерация на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII при накачке импульсным СВЧ разрядом. Если говорить о накачке активных сред более жестким

ионизатором (электронным или протонным пучком киловольтной энергии) то, как это было показано в ряде работ, обобщенных в [89–90], такой способ накачки является универсальным методом создания мощных, в том числе рекомбинационных лазеров на газах и парах металлов, особенно при больших давлениях смеси, хотя на практике реализовать его намного сложнее, чем газоразрядный. И все же в [91] была осуществлена генерация в смеси He-Sr при накачке мощным электронным пучком. Установка позволяла достигать следующих параметров пучка: $E_{пучка}$= 1,2 кДж, i =10 кА, E_e = 1 МэВ. Генерация на λ = 430,5 нм и 416,2 нм SrII была получена при p_{He} = 3,5 атм и T = 810°C при E_e = 500 кэВ, i_e = 1,2 кА и τ_e = 20 нс. Энергия импульса генерации составила 70 мкДж при длительности импульса 300 нс. Вплоть до p_{He} = 3,5 атм энергия генерации возрастала.

4.3. Сводка основных результатов работ по оптимизации выходных характеристик рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров

Основные результаты работ по оптимизации характеристик рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров суммированы в табл. 4.4, в которой лазеры сгруппированы по трем категориям: саморазогревные с продольным разрядом, с внешним нагревом и с поперечным разрядом.

В дополнение к уже ранее сказанному в этой главе, сделаем некоторые замечания и комментарии к приведенной таблице. Прежде всего, стоит отметить, что сделанное в Ростовском государственном университете (Южный федеральный университет) открытие газоразрядных рекомбинационных лазеров вызвало живой интерес у мировой лазерной научной общественности. Эксперименты по ним были воспроизведены во многих лабораториях и наши выводы о механизме работы лазеров и об их достижимых параметрах были подтверждены, а в чем-то развиты и детализированы. И в настоящее время география экспериментальных, а также теоретических исследований рекомбинационных лазеров на парах стронция и кальция продолжает расширяться: кроме работ в России (Ростов-на-Дону, Томск, Москва, Новосибирск, Екатеринбург [12–13, 15]), Великобритании [14], Австралии [14], проводятся исследования по таким лазерам в Болгарии [35],

Японии [34] и Китае [36–38, 92]. Кроме научного интереса к физике процессов в данных лазерах, исследователей привлекает короткая длина волны генерации и сравнительная простота устройства. Затрудняет же внедрение этих лазеров повышенная (по сравнению с лазерами на самоограниченных переходах) чувствительность к поддержанию оптимальных для генерации условий работы (давления паров металлов) и химическая активность щелочноземельных металлов, а также относительно низкий КПД.

Из приведенных в табл. 4.4. результатов несколько подробней можно остановиться на следующих. Хорошие выходные характеристики рекомбинационного лазера на парах стронция получены в экспериментах с трубкой прямоугольного сечения активного разрядного канала [31–32]. Предложение использовать такие трубки было сделано Пайпером и Литтлом в [25]. Такая конфигурация позволяет увеличивать объем активной среды лазера, почти не ухудшая теплоотвод от активной зоны, поскольку он определяется минимальным поперечным размером разрядного канала.

В экспериментах [31–32] использовалась трубка из BeO-керамики с внешним диаметром $d_1 = 3{,}1$ см и внутренним прямоугольным каналом 0,8 × 2,4 см длиной $l \approx 60$ см, помещенная в кварцевую рубашку. Пары стронция доставлялись в разрядную зону из внешнего генератора паров прокачкой гелия. Принудительное охлаждение не использовалось. В стационарном режиме трубка обеспечивала среднюю мощность до 1,3 Вт при $f = 5$ кГц, а при кратковременном перегреве, за счет повышения f, мощность возрастала до 1,8 Вт. В эксперименте с трубкой аналогичного сечения, но с $l = 40$ см и с применением водяного охлаждения, средняя мощность достигала уровня 2,3 Вт при $f = 10$ кГц [14, 43]. Специальные исследования [32] показали, что распределение мощности в таком лазере по сечению луча отличается хорошей однородностью (следствие эффекта расконтрагирования разряда – см. гл. 6), что весьма существенно для многих применений.

В эксперименте [35] с трубкой традиционной конструкции с BeO-керамикой ($d = 1{,}5$; $l = 45$ см) при саморазогреве и конвективном охлаждении применена специальная 4-конденсаторная схема формирования импульсов в трубке, позволяющая избежать колебаний тока в послесвечении. При давлении гелия 300 Торр такой Не-

Sr^+ лазер излучал на уровне мощности до 1 Вт при f = 7 кГц и КПД ~ 0,05%.

Интересной чертой эксперимента с He-Sr^+ лазером, поставленного в работе [34], является использование коаксиального обратного токопровода и полупроводникового тиристорного ключа вместо тиратрона для сравнительно малогабаритной трубки. Использовался обычный разряд емкости через трубку, но ток при этом не имел обратных выбросов, с которыми обычно приходится бороться применением клипперных диодов [9] или срезающих тиратронов [17]. Средняя мощность генерации получилась сравнительно небольшой (118 мВт), так как активный объем был мал – 8,6 $см^3$, при этом удельная средняя мощность оказалась типичной для трубок с естественным охлаждением – 13,7 $мВт/см^3$. Именно применение схемы со срезающим тиратроном, а также прокачка паров стронция потоком гелия позволила получить в He-Sr^+ лазере средних размеров [17] высокие средние мощности генерации (~ 2 Вт).

Отметим также работу [28], специально направленную на создание He-Sr^+ лазера большой средней мощности с хорошей стабильностью выходной мощности и повышенным сроком службы. Эту задачу авторам удалось решить, во-первых, за счет выноса кусочков стронция из зоны разряда – генератор паров нагревался отдельной печью, и пары стронция транспортировались в активную зону слабой прокачкой гелия. Во-вторых, это позволило независимо от средней вводимой в разряд мощности регулировать давление паров стронция, и, таким образом, оптимизировать уровень выходной мощности. В-третьих, были предприняты меры для предотвращения возникновения пыли из окиси стронция путем использования специальной конструкции генератора паров с пылеуловителем. В результате в трубке с d = 1,55 см и l = 70 см при f = 5,8 кГц и p_{He} = 500 Торр средняя мощность на λ = 430,4 нм SrII достигала уровня 1,7 Вт, при этом флюктуации мощности не превышали 2%, а срок работы трубки от одной закладки стронция (2 г) достигал 100 ч.

На основе данных табл. 4.4 выделим рекордные значения некоторых основных параметров He-Sr^+(Ca^+) лазеров. Максимальная достигнутая средняя мощность на λ = 430,5 нм SrII составила 3,9 Вт в эксперименте с малогабаритной лазерной трубкой с водяным охлаждением при возбуждении продольным разрядом [39–40].

Таблица 4.4

Параметры рекомбинационных He-Sr^+ (λ = 430,5 нм SrII) и He-Ca^+ (λ = 373,7 нм CaII) лазеров

Лазер	l cm	d_{out} cm	d (d_{opt}) cm	V_a (V_{opt}) cm^3	f kHz	P mW	P_{sp} mW/cm^3	E μJ	E_{sp} μJ/$см^3$	P_{pk} W	η %	p_{He} Торр	Примечания, литература
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Саморазогревные лазеры с продольным разрядом													
He-Sr^+	40	2,4	1,5	70,7	5	1200	17	240	3,4	1200	0,12	560	[12–13]
He-Ca^+	40	2,4	1,5	70,7	5	700	10	140	2	700	0,07	560	[12–13]
He-Sr^+	45	2,4	1,5	79,5 (64,4)	5	1350	17 (21)	270	3,4 (4,2)	1080	0,08 (0,1)	532	[12–13]
He-Sr^+	45		1,0	35,3	6,5	2000	57	310	8,7	1550	0,12	560	сегментированная трубка [12–13]
He-Sr^+	90	2,4	1,5	159	7	3000	19	0,43	2,7	2,15	0,12	530	двухсекционная трубка [47]
He-Ca^+	90	2,4	1,5	159	7	1320	8,5	0,19	1,2	0,95	0,054	530	то же [44–45]
He-Sr^+	30	1,4	1,1 (1,0)	28,5 (23,5)	6	600	21 (26)	100	3,5 (4,6)	500	0,1 (0,12)	600	[12–13]
He-Ca^+	30	1,4	1,1 (1,0)	28,5 (23,5)	6,5	450	16 (19)	70	2,5 (3,0)	350	0,07 (0,08)	700	[12–13]

Продолжение табл. 4.4

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
$He\text{-}Sr^+$	30	1,4	1,1 (1,0)	28,5 (23,5)	29	3900	137 (166)	134	4,7 (5,7)	650	0,12 (0,14)	500	водяное охлаждение [39]
$He\text{-}Sr^+$	25	1,6	1,0 (0,9)	19,6 (15,9)	8	630	32 (40)	78,8	4,0 (5,0)	394	0,08 (0,1)	684	[43, 46]
$He\text{-}Sr^+$	20	0,8	0,6 (0,42)	5,66 (2,83)	10	205	37 (73)	20,5	3,6 (7,3)	103	0,06 (0,12)	608	[43, 46]
$He\text{-}Sr^+$	9	1,0	0,55 (0,39)	2,14 (1,07)	18	70	33 (65)	3,9	1,8 (3,6)	19,5	0,04 (0,08)	684	[43, 46]
$He\text{-}Ca^+$	26,5	1,2	0,7 (0,57)	10,2 (6,8)	9,5	340	33 (50)	36	3,5 (5,3)	143	0,04 (0,06)	456	[43, 46]
$He\text{-}Sr^-$	20	1,5	0,8 (0,3)	10 (1,4)	3,2	62	6,2 (44)	19	1,9 (13,8)	250	– (0,06)	3000 (~4 atm)	[63]
$He\text{-}Sr^+$	20	1,2	0,7 (0,55)	7,7 (4,8)	15	350	45 (73)	23	3 (4,8)	90	0,06 (0,1)	500	воздушное охлаждение [48]
$He\text{-}Sr^+$	26	1,1	0,3	1,84	30	510	**277**	17	9,2	85	0,06	608	катафорезный лазер [41–42]
$He\text{-}Sr^+$	38	–	0,7	14,6	18	819	56	45,5	3,1	–	–	190	то же [36]
$He\text{-}Ca^+$	36	–	0,9	23	19	136	5,9	7,2	0,3	–	–	250	то же [37]
$He\text{-}Sr^+$	40	–	2,5	196	0,9	1440	7,33	1600	8,2	5330	0,08	460	[61]

Продолжение табл. 4.4

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
$He-Sr^+$	40	–	2,5	160	0,59	750	4,7	1300	8,1	5000	–	310	примесь 5% неона [25]
$He-Sr^+$	40	–	2,5	160	0,25	300	1,88	1100	7,1	8100	–	310	примесь 15% неона [25]
$He-Ca^+$	40	–	2,5	160	0,365	370	2,3	1200	7	7000	0,03	750	[24]
$He-Sr^+$	50	–	1,5	88	5,6	1920	21,8	340	3,9	1700	0,09	470	обрыв тока [17]
$He-Sr^+$	70	–	1,55	132	5,8	1700	12,9	293	2,22	1200	0,074	500	[28]
$He-Sr^+$	59,5	0,8×2,4 см d_1= 3,1 см		114	5	1300	11,4	260	2,28	870	0,058	300	прямоугольный канал [31–31]
$He-Sr^+$	40	0,8×2,4 см d_1= 3,1 см		76,8	10	2300	30	230	3	770	0,092	350	то же, водяное охлаждение [14, 43]
$He-Sr^+$	45	2,4	1,5	80	7	1000	12,6	143	1,8	480	0,046	300	[35]
$He-Sr^+$	18	–	1	14,1 (8,6)	4,5	118	(13,7)	26	(3,05)	87	0,08	260	[34]
$He-Sr^+$	50	–	1,0	39,3	10,7	12	0,3	1,1	0,03	–	–	180	лазер на бромиде стронция [38]

Окончание табл. 4.4

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Лазеры с продольным разрядом и внешним нагревом													
$He\text{-}Sr^{+}$	40	–	2,5	196	0,2	440	2,24	2200	11,2	7500	0,08	460	[61]
$He\text{-}Sr^{-}$	22	–	1,3	30	0,01	–	–	180	6	1000	0,05	150	[19]
$He\text{-}Sr^{+}$	22	–	1,3	30	0,01	–	–	250	8	250	0,04	120	длинные импульсы (~ 1 мкс) [19]
$He\text{-}Sr^{+}$	80	–	4	1000	0,01	–	–	6000	6	20000	0,1	130	[20]
$He\text{-}Ca^{-}$	80	–	4	750	0,01	–	–	3200	4,2	12000	0,05	300	[21]
Лазеры с поперечным разрядом													
$He\text{-}Sr^{+}$	25	–	2,5	20	0,001	–	–	1200	50	12000	0,07	1275	[9–10]
$He\text{-}Ca^{+}$	25	–	2,5	20	0,001	–	–	750	35	7500	0,06	1125	[9–10]
$He\text{-}Sr^{+}$	20	–	2,5	40	0,001	–	–	2100	53	20000	0,08	1050	[18, 76]
$He\text{-}Sr^{+}$	20	–	2,5	40	0,2	90	2,3	450	11	2250	0,1	825	[18, 76]
$He\text{-}Sr^{+}$	50	–	0,45	8	1000–3000	20000	2500	20000	2515	20	0,2	375	открытый разряд, режим цугов [11]

Примечание. В скобках приведены эффективный оптический диаметр разрядного канала с учетом перекрытия его кусочками металла (d_{opt}), соответствующий ему оптический активный объем (V_{opt}) и удельные характеристики генерации (P_{sp}, E_{sp}) и КПД (η).

Рекордная удельная средняя мощность генерации (277 мВт/см^3), максимальный коэффициент усиления (0,15 см$^{-1}$) и максимальная частота следования импульсов генерации (50 кГц) на λ = 430,5 нм SrII были достигнуты в экспериментах с катафорезным He-Sr^+ лазером [41–42]. Наибольшая энергия импульса 6 мДж и пиковая мощность 20 кВт была получена в [20] от He-Sr^+ лазера с трубкой большого диаметра и объемом 1000 см^3 в режиме одиночных импульсов. Для He-Ca^+ лазера в аналогичной трубке соответствующие параметры составили 3,2 мДж и 12 кВт [21]. Максимальная удельная энергия импульса генерации была реализована в He-Sr^+ (Ca^+) лазерах с поперечным разрядом – 53(35) мкДж/см^3 [9–10, 18, 76]. Несколько особняком стоят результаты [11], полученные в режиме цугов импульсов, но других экспериментов такого рода пока еще не проводилось.

Литература

1. *Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Рекомбинационные лазерные переходы в CaII и SrII // ЖЭТФ. – 1973. – Т. 64, № 6. – С. 2017–2019.

2. *Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Генерация на ионных переходах щелочноземельных металлов // Квантовая электроника. – 1973. – № 3(15). – С. 66–71.

3. *Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Толмачев Г.Д.* Рекомбинационные лазеры на парах стронция и кальция // Письма в ЖТФ. – 1976. – Т. 2, № 12. – С. 550–553.

4. *Жуков В.В., Латуш Е.Л., Михалевский В.С., Сэм М.Ф.* Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. I. Принципы получения генерации в рекомбинационном режиме // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 6. С. 1249–1256.

5. *Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. II. Генерация на ионных переходах металлов // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 6. – С. 1257–1267.

6. *Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Двухкратная ионизация магния при тепловых столкновениях с ионами гелия // Письма в ЖЭТФ. – 1972. – Т. 15, № 11. – С. 645–648.

7. *Жуков В.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Двухкратная ионизация атомов щелочноземельных металлов при тепловых столкновениях с ионами инертных газов // Известия вузов. Физика. – 1977. – № 7. – С. 137–138.

8. *Дятлов М.К., Остапченко Е.П., Спавин С.Б.* Особенности возбуждения гелий-стронциевой плазмы сдвоенными импульсами // ЖПС. – 1977. – Т. 26, № 4. С. 617–621.

9. *Butler M.S., Piper J.A.* High-pressure high-current transversely excited Sr^+ recombination laser // Appl. Phys. Lett. – 1983. – Vol. 42, № 12. – P. 1008–1010.

10. *Butler M.S., Piper J.A.* High-power Transverse-discharge Ca^+ recombination laser // Appl. Phys. Lett. – 1983. – Vol. 43, № 9. – P. 823–825.

11. *Bokhan P.A., Sorokin A.R.* Gas laser excitation by an electron beam farmed at open discharge // Opt. Quantum Electronics. – 1991. – Vol. 23, № 4. – P. S523–S528.

12. *Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Ионные лазеры на парах металлов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

13. *Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F.* Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges. – Chichester, New York: John Willey & Sons, 1996. – 285 p.

14. *Little C.E.* Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications. – Chichester, New York: John Willey & Sons, 1999. – 619 p.

15. *Энциклопедия* низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. Т. XI-4. Газовые и плазменные лазеры. – М.: Физматлит, 2005. – 822 с.

16. *Климкин В.М., Прокопьев В.Е., Фадин Л.В.* Измерение скорости накачки и концентрации электронов в импульсных He-Eu и He-Sr лазерах // Квантовая электроника. – 1979. – Т. 6, № 3. – С. 599–602.

17. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Накачка рекомбинационного лазера на ионе стронция в схеме со срезающим тиратроном // Квантовая электроника. – 1991. Т. 18, № 8. – С. 926–928.

18. *Brandt M.* Repetitively pulsed transversely excited Sr^+ recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1984. – Vol. 20, № 9. – P. 1006–1007.

19. *Butler M.S., Piper J.A.* Optimization of excitation channels in the discharge excited Sr^+ recombination laser // Appl. Phys. Lett. – 1984. – Vol. 45, № 7. – P. 707–709.

20. *Butler M.S., Piper J.A.* Pulse energy scaling characteristics of longitudinally excited Sr^+ discharge recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1985. – Vol. 21, № 10. – P. 1563–1566.

21. *Butler M.S., Piper J.A.* Long-volume longitudinally excited Ca^+ discharge-recombination laser // Opt. Lett. – 1987. – Vol. 12, № 3. – P. 166–168.

22. *Künnemeyer R., McLucas C.W., Brown D.J.W., McIntosh A.J.* Time-resolved measurements of population density in a Sr^+ recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1987. – Vol. 23, № 11. – P. 2028–2033.

23. *McLucas C.W., McIntosh A.J.* Investigation of laser emission in Sr^+ and Ca^+ // J. Phys. D. – 1987. – Vol. 20, № 5. – P. 591–596.

24. *Little C.E., Piper J.A.* Average-power limitations of large-aperture self-heated Ca^+ afterglow-recombination lasers // Opt. communs. – 1988. – Vol. 68, № 4. – P. 282–286.

25. *Little C.E., Piper J.A.* Average-Power Scaling of Self-Heated Sr^+ Afterglow Recombination Laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1990. – Vol. 26, № 5. – P. 903–910.

26. *Pugsley T.R., Little C.E.* The influence of radiative cooling on the performance of strontium recombination laser // Techn. Digest of the Eur. Q.E. conf. The 10-th UK National QE Conf. – Edinburg: PLTU23, 1991. – P. 60.

27. *Bethel J.M., Little C.E.* Forced-air cooled strontium-ion recombination laser // Opt. Communs. – 1991. – Vol. 84, № 5, 6. – P. 317–322.

28. *Loveland D.G., Ochard D.A., Zerouk A.F., Webb C.E.* Design of a 1.7 W stable long-lived strontium vapour laser // Meas. Sci. Technol. – 1991. – Vol. 2, № 11. – P. 1083–1087.

29. *Loveland D.G., Webb C.E.* Measurement of the electron density in a strontium vapour laser // J. Phys. – 1992. – Vol. 25. – P. 597–604.

30. *Bethel J.M., Maitland A., Beecham R.M., Bell T.C., Webb S., Little C.E.* A microwave-excited strontium-ion (λ = 430,5 nm) recombination laser // Opt. Quant. Electron. – 1994. – Vol. 26. – P. 1079–1087.

31. *Hentschel R.M., Piper J.A.* Repetition-rate scaling of a rectangular bore discharge-excited Sr^+ recombination laser // Opt. Communs. – 1994. – Vol. 113. – P. 91–98.

32. *Hentschel R.M., Piper J.A.* Optical Characteristics of a rectangular bore discharge-excited Sr^+ recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1996. – Vol. 32, № 5. – P. 756–763.

33. *Tarte B.J., Piper J.A.* Characteristics of laser emission and gain on competing transitions in a Sr^+ recombination laser // J. Phys. D. – 1995. – Vol. 28. – P. 1287–1292.

34. *Takeda Y., Iwata A., Uegura S., Fujii K.* Lasing characteristics of Sr^+ recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1994. – Vol. 30, № 5. – P. 1176–1180.

35. *Vuchkov N.K., Astadjov D.N.* IC-excited strontium recombination laser // Opt. Laser Technol. – 1995. – Vol. 27, № 6. – P. 407–408.

36. *Wang Y.J., Pan B.L., Chen L., Mao B.N.* Output characteristics of a cataphoresis He-Sr^+ recombination laser // Optics Communications. – 2008. – Vol. 281. – P. 5405–5408.

37. *Chen Li, Pan Bai-Liang, Wang Ya-Juan, Mao Bang-Ning.* Characteristics of a Cataphoresis He-Ca^+ Recombination Laser // Chin. Phys. Lett. – 2009. – Vol. 26, № 1. – P. 14206.

38. *Pan Bai-Liang, Yao Zhi-Xin, Chen Gang.* A Discharge-Excited $SrBr_2$ Vapour Laser // Chin. Phys. Lett. – 2002. – Vol. 19, № 7. – P. 941.

39. *Букшуп Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Влияние температуры активной среды на характеристики генерации рекомбинационного Sr-He лазера // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15, № 9. – С. 1762–1764.

40. *Букшуп Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Малогабаритный гелий-стронциевый лазер с водяным охлаждением // Труды Всесоюзного совещания «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах». – Томск: Изд. ТГУ, 1986. – С. 33–34.

41. *Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Васильченко А.В.* Импульсные катафорезные лазеры на парах кадмия и стронция // Оптика атмосферы и океана. – 1988. – Т. 11, № 2–3. – С. 171–175.

42. *Latush E.L., Chebotarev, G.D., Vasilchenko A.V.* Strontium and cadmium pulsed cataphoretic lasers // Proc. SPIE. – 1988. – Vol. 3403. – P. 141–144.

43. *Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Сэм М.Ф.* Малогабаритные He-Sr^+(Ca^+) рекомбинационные лазеры // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 6. – С. 471–478.

44. *Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Букшуп Л.М., Коптев Ю.В., Атамась С.Н.* Газоразрядные рекомбинационные лазеры на парах стронция и кальция // Оптика и спектроскопия. 1992. – Т. 72, № 5. – С. 1215–1228.

45. *Latush E.L., Koptev Yu.V., Sem M.F., Bukshpun L.M.* Atamas *S.N.* Strontium and calcium vapor recombination lasers: excitation mechanisms, operation regimes, and applications // Proc. SPIE. – 1993. – Vol. 2110. – P. 106–127.

46. *Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Фесенко А.А.* Оптимизация и управление выходными характеристиками He-Sr^{+}(Ca^{+}) рекомбинационных лазеров // Оптика атмосферы и океана. – 2008. – Т. 21, № 8. – С. 682–690.

47. *Букшпун Л.М., Атамась С.Н., Жуков В.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* He-Sr лазер со средней мощностью 3 Вт // Известия вузов. Физика. – 1983. – № 6. – С. 105–107.

48. *Жуков В.В.* Исследование активных сред рекомбинационных ионных лазеров на парах химических элементов: Дис ... канд. физ.-мат. наук. – Харьков: ХГУ, 1978.

49. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Роль теплоотвода в повышении средней мощности генерации рекомбинационных лазеров на парах Sr и Ca // Теплофизика высоких температур. – 1986. – Т. 24, № 2. – С. 402–405.

50. *Физические* величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991.

51. *Физико-химические* свойства окислов. Справочник / Под. ред. Г.В. Самсонова. – М.: Металлургия, 1978.

52. *Юдаев Б.Н.* Теплопередача. – М.: Высшая школа, 1981.

53. *Беляев Р.А.* Окись бериллия. – М.: Атомиздат, 1980.

54. *Криксунов Л.З.* Справочник по основам инфракрасной техники. – М.: Советское радио, 1978.

55. *Таблицы* физических величин. Справочник / Под. ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976.

56. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л.* Математическое моделирование газоразрядного рекомбинационного стронций-гелиевого лазера // Деп. ВИНИТИ. – № 6298-В87, 1987.

57. *Kushner M.J., Warner B.E.* Large-bore copper-vapor lasers: kinetics and scaling issues // J. Appl. Phys. – 1983. – Vol. 54, № 5. – P. 2970–2972.

58. *Грановский В.А.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.

59. *Chebotarev G.D., Latush E.L., Sem M.F.* A compact He-Sr^{+} (430.5 nm) laser with highly specific characteristics // J. Moscow Phys. Soc. – 1997. Vol. 7, № 2. – P. 125–128.

60. *Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Фесенко А.А.* Кинетика активной среды рекомбинационного He-Sr^{+} лазера. II. Достижимые энергетические характеристики // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 4. – С. 309–318.

61. *Латуш Е.Л.* Газоразрядные рекомбинационные лазеры на парах металлов: Дис. д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: РГУ, 2000.

62. *Чеботарев Г.Д.* Кинетика активных сред рекомбинационных газоразрядных лазеров: Дис. д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: ЮФУ, 2009.

63. *Atamas S.N., Latush E.L., Sem M.F.* He-Sr recombination laser with helium pressure up to 5 atm // J. Russian Laser Research. – 1994. – Vol. 15, № 1. – P. 66–68.

64. *Гудзенко Л.И., Яковленко С.И.* Плазменные лазеры. – М.: Атомиздат, 256 с.

65. *Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. – М.: Научная книга, 1998. – 544 с.

66. *Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л.* Оптимальное масштабирование рекомбинационных He-$Sr^+(Ca^+)$ лазеров // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 5. – С. 393–398.

67. *Исаев А.А., Леммерман Г.Ю.* Системы питания импульсных лазеров на парах металлов // Труды ФИАН. – 1987. – Т. 181. – С. 164–179.

68. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. – М.: Наука, 1991. – 224 с.

69. *Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L.* Mathematical modeling of ion recombination strontium vapour laser // Proc. SPIE. – 2004. – Vol. 5483. – P. 83–103.

70. *Сэм М.Ф.* Ионные газоразрядные лазеры на парах химических элементов: Дис. д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: РГУ, 1981.

71. *Chebotarev G.D., Latush E.L., Sotnikov R.Yu.* A method of optimal scaling of He-$Sr^+(Ca^+)$ recombination laser // J. Moscow Phys. Soc. – 1997. – Vol. 7, № 2. – P. 129–137.

72. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.

73. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Исследование продольного импульсно-периодического продольного разряда в парогазовых смесях высокого давления // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, № 4. С. 25–31.

74. *Атабеков Г.И.* Основы теории цепей. – М.: Энергия, 1969. – 424 с.

75. *Богус А.М., Джикия В.Л., Чернов А.А.* Установка для исследования генерации на парах чистых металлов в поперечном разряде // Квантовая электроника. – 1978. – Т. 5, № 2. – С. 442–444.

76. *Brandt M.* Transversely excited Sr^+ recombination laser // Appl. Phys. Lett. – 1983. – Vol. 42, № 2. – P. 126–129.

77. *Sem M.F., Latush E.L.* Kinetics of metal ion recombination lasers / Pulsed Metal Vapour Lasers / Ed. by Chris E. Little and Nicola V. Sabotinov. NATO ASI Series. 1. Disarmament Technologies. Vol. 5. Kluwer Academic Publishers. Dortrecht, Boston, London, 1996. – P. 55–66.

78. *Бохан П.А.* Аномально быстрая релаксация метастабильных состояний Ca^+, Eu, Eu^+ и столкновительная генерация на ионах Ca^+, Eu^+, Sr^+ // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 42, № 2. – С. 335–337.

79. *Бохан П.А., Сорокин А.Р.* Открытый разряд, генерирующий электронный пучок: механизм, свойства и использование для накачки лазеров среднего давления // ЖТФ. – 1985. – Т. 55, № 1. – С. 88–95.

80. *Жуков В.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Генерация в смеси Sr-Kr, Ca-Kr за счет перезарядки // ЖПС. – 1980. – Т. 32, № 4. – С. 738–740.

81. *Latush E.L., Solanki R., Collins G.J.* CW strontium ion laser transitions in the infrared // Phys. Lett. – 1979. – Vol. 73A, № 5–6. – P. 387–388.

82. *Жуков В.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Генерация когерентного излучения на ионных переходах алюминия, бария и стронция // Изв. СКНЦВШ. Сер. физ. – 1977. – № 1. – С. 38–42.

83. *Butterfield K.B., Gerstenberger D.C., Shay T., Little W.L., Collins G.J.* Collisional quenching of $Xe^+(^2P)$ and He (2^3S) metastables by calcium and strontium metal vapors // J. Appl. Phys. – 1978. – Vol. 49, № 6. – P. 3088–3090.

84. *Батенин В.М., Бохан П.А., Бучанов В.В., Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Карпухин В.Т., Климовский И.И., Маликов М.М.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов – 2 / Под ред. В.М. Батенина. М.: Физматлит, 2011. – Т. 2. – 616 с.

85. *Латуш Е.Л., Михалевский В.С., Сэм М.Ф., Толмачев Г.Н., Хасилев В.Я.* Генерация на ионных переходах металлов при поперечном ВЧ возбуждении // Письма в ЖЭТФ. – 1976. – Т. 24, № 2. – С. 81–83.

86. *Коптев Ю.В.* Диагностика плазмы и анализ физических процессов в рекомбинационном гелий-стронциевом лазере: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: РГУ, 1991.

87. *Латуш Е.Л., Михалевский В.С., Толмачев Г.Н., Сэм М.Ф., Хасилев В.Я.* Лазеры на парах металлов с поперечным высокочастотным возбуждением // 3-й International Tagung «Laser und ihre Anweendungen». – Dresden, 1979. – P. 9.

88. *Bethel J.M., Maitland A., Beecham R.M., Bell T.C., Webb S., Little C.E.* A microwave-excited strontium-ion (λ = 430,5 nm) recombination laser // Opt. Quantum Electronics. – 1994. – Vol. 26. – P. 1079–1087.

89. *Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Карелин А.В., Коваль А.В., Середа О.В., Яковленко С.И.* Кинетические модели некоторых плазменных лазеров, накачиваемых жестким ионизатором // Труды ИОФАН РАН. – 1989. – Т. 21. – С. 44–115.

90. *Карелин А.В., Яковленко С.И.* Кинетика активных сред лазеров высокого давления на парах металлов // Квантовая электроника. – 1993. – Т. 20, № 7. – С. 642.

91. *Рыбалов А.М., Солдатов А.Н., Соломонов В.И., Шарабарин Е.В., Муратов В.М., Капишников Н.К.* Установка для возбуждения газов и паров металлов электронным пучком // Приборы и техника эксперимента. – 1986. – № 4. – С. 127–129.

92. *Chen Li, Mao BangNing, Wang YuBo, Wang LiMing, Pan BaiLiang.* A kinetic model for alternate oscillation of self-terminating and recombination lasers in strontium ions // Optics Communications. – 2008. – Vol. 281. – P. 1211–1216.

Глава 5

КАТАФОРЕЗНЫЕ $He\text{-}Sr^+$ И $He\text{-}Ca^+$ ЛАЗЕРЫ

Явление катафореза, представляющее собой направленное движение ионов в газовом разряде под действием электрического поля, давно и успешно используется в непрерывных ионных лазерах на парах металлов для создания однородного распределения паров вдоль активной длины [1–8]. В непрерывных катафорезных лазерах пары металла вводятся в разрядную трубку из нагреваемого резервуара с металлом, расположенного вблизи анода, а катафорез, интенсивно протекающий в бинарной смеси металл – буферный газ с резко различающимися потенциалами ионизации, обеспечивает транспортировку атомов металла вдоль трубки к ее катодному концу, где металл конденсируется в специальном конденсоре. Оседание металла на стенках разрядной трубки предотвращается ее нагревом за счет разрядного тока. Основными преимуществами катафорезного ввода паров в лазерах на парах металлов (ЛПМ) являются достижение однородного распределения концентрации активных атомов вдоль газоразрядного канала, отсутствие перекрытия разрядного канала кусочками металла, отсутствие громоздкой внешней печи, возможность регулирования давления паров металла (в определенных пределах) независимо от тока разряда. Именно непрерывный катафорезный лазер на парах кадмия (λ = 441,6 и 325,0 нм CdII) получил наиболее широкое практическое применение, что является следствием простоты и надежности конструкции, не намного более сложной, чем у He-Ne лазера [1–4].

Что касается импульсно-периодических ЛПМ, то катафорезный ввод паров металлов в них долгое время практически не рассматривался и тем более не использовался (хотя различные виды принудительной прокачки смеси имели место). Между тем, из самых общих соображений не видно каких-либо принципиальных ограничений на использование катафореза для ввода паров металлов в активную среду импульсно-периодических ЛПМ со всеми преимуществами,

перечисленными выше для непрерывного режима. При этом можно рассчитывать на некоторые новые возможности, присущие импульсным ЛПМ. Во-первых, при импульсном возбуждении обычно реализуется больший набор длин волн генерации по сравнению с непрерывным режимом (что обусловлено достижением больших скоростей накачки и, соответственно, больших коэффициентов усиления). Так, например, в парах кадмия генерация осуществляется на 26 только ионных переходах кадмия в диапазоне длин волн от 0,325 до 3,288 мкм [1–2]. Многоволновая генерация лазеров на парах стронция и кальция также охватывает широкий диапазон длин волн (0,4162–6,456 мкм и 0,3706–5,5476 мкм, соответственно). Во-вторых, активные среды с импульсным, а зачастую принципиально импульсным режимом работы (самоограниченные, рекомбинационные лазеры) гораздо многочисленней. В-третьих, при импульсном возбуждении достигаются наивысшие энергетические характеристики генерации. Что касается применений, то здесь часто предпочтительней оказывается именно импульсно-периодический режим (микротехнология, медицина), либо импульсный характер работы оказывается несущественным, а важна многоволновость излучения (флуоресцентный анализ, голография, системы обработки изображений, лазерные проекционные устройства). Самостоятельный интерес представляет изучение явления катафореза при больших давлениях (до ~1 атм), поскольку имеющийся к настоящему времени опыт исследований катафореза относится лишь к сравнительно низким давлениям (единицы Торр).

В данной главе изложены результаты проведенных научной группой Ростовского государственного университета (Южный федеральный университет) комплексных исследований возможности осуществления катафорезного ввода паров металлов в активные среды ЛПМ в условиях продольного импульсно-периодического разряда, в том числе исследований, направленных на экспериментальную реализацию катафорезных He-Sr^+ лазеров [9–17]. Также кратко изложены результаты недавно выполненных китайскими авторами экспериментальных исследований активных сред He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров при катафорезном вводе паров [18–19].

5.1. Скорость прокачки паров металла в импульсно-периодическом разряде

Оценим достижимую среднюю скорость прокачки паров металла вдоль газоразрядной трубки за счет катафореза в продольном импульсно-периодическом разряде [9–10]. Установление направленной скорости иона металла V_i в импульсе тока описывается выражением [1–2]:

$$V_i = V_0 \left[1 - exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right], \tag{5.1}$$

где $V_0 = \mu E_i$ – установившаяся скорость иона металла в импульсе тока, μ – подвижность ионов металла, E_i – напряженность электрического поля во время импульса тока, $\tau = 1/(\nu_b + \nu_m)$ – характерное время установления направленной скорости иона, ν_b и ν_m – эффективные частоты столкновений ионов металла с атомами буферного газа и атомами металла. Проведенные оценки с использованием данных [20–21] для типичных условий работы импульсных ионных ЛПМ дают $\tau \sim 0{,}1 \div 1$ нс, что значительно меньше типичной длительности импульса тока $\tau_i \sim 0{,}1 \div 1$ мкс. Тогда для V_i можно с достаточной степенью точности записать:

$$V_i = V_0 = \mu E_i. \tag{5.2}$$

Для возбуждения импульсного разряда обычно используются схемы с полным разрядом накопительной емкости, при этом зависимость E_i от времени приближенно можно представить в виде:

$$E_i = E_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right)\right], \tag{5.3}$$

где E_0 – начальная напряженность электрического поля в разряде. Подставим (5.3) в (5.2) и найдем среднюю направленную скорость иона металла за время импульса тока:

$$\langle V_i \rangle = \frac{t}{\tau_i} \int_0^\infty V_i(t)dt = \mu E_0. \tag{5.4}$$

В импульсно-периодическом режиме средняя направленная скорость ионов металла будет определяться выражением:

$$V_f = \langle V_i \rangle \tau_i \frac{1}{T} = \mu E_0 \tau_i f, \qquad (5.5)$$

где T – межимпульсный период, а f – частота следования импульсов. Для средней скорости прокачки паров металла V в импульсно-периодическом разряде получим следующее выражение:

$$V = V_f \theta = \mu E_0 \tau_i f \theta, \qquad (5.6)$$

где $\theta = \langle N_{M^+} \rangle / N$ – степень ионизации паров металла; $\langle N_{M^+} \rangle$ и N – усредненные по радиусу трубки концентрация ионов металла и исходная концентрация атомов металла. Проведем оценку средней скорости прокачки паров металла за счет катафореза. Для типичных параметров возбуждения импульсно-периодического рекомбинационного $He\text{-}Sr^+$ лазера ($p_{He} \sim 0{,}5$ атм; $E_0 \sim 1{,}0$ кВ/см; $\tau_i \sim 0{,}1$ мкс; $f \sim 5 \div 10$ кГц; $\theta \sim 0{,}5$; $\mu \approx 7{,}1 \cdot 10^{-3}$ $м^2 В^{-1} с^{-1}$ [1–2, 22]) получим следующую оценку средней скорости прокачки паров стронция: $V_{Sr} \sim 20 \div 40$ см/с. Полученные при оценках средние скорости прокачки паров металлов в импульсно-периодическом режиме соизмеримы со скоростями в непрерывных ЛПМ [1–2], что говорит о принципиальной возможности осуществления катафорезного ввода паров металлов в активные среды импульсно-периодических ЛПМ. Заметим, что $He\text{-}Sr^+$ лазер эффективно работает при высоких давлениях гелия вплоть до атмосферного, и проведенные оценки указывают на возможность достаточно быстрой прокачки паров стронция и в этих условиях.

5.2. Динамика катафореза в импульсно-периодическом разряде

Для создания эффективных катафорезных импульсно-периодических лазеров, наряду с достаточно высокой скоростью прокачки, необходимым условием является достижение однородного распределения паров металла вдоль разрядного канала. При этом времена установления однородного распределения должны быть достаточно

малыми. Целью настоящего раздела является теоретическое исследование процесса установления аксиального распределения паров металла за счет катафореза в продольном импульсно-периодическом разряде и определение критериев и условий однородности распределения [13–15].

Поставленную задачу будем решать для разряда в смеси металл – буферный газ (гелий) в трубке цилиндрической геометрии. Обозначим через $N_M(r,z,t)$ и $N_{M^+}(r,z,t)$ концентрации атомов и ионов металла, соответственно. Считая для простоты коэффициенты диффузии атомов и ионов металла одинаковыми, для их концентраций можем записать следующие уравнения [6]:

$$\frac{\partial N_M}{\partial t} = D\frac{\partial^2 N_M}{\partial z^2} + D\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial N_M}{\partial r}\right) - R_i, \tag{5.7}$$

$$\frac{\partial N_{M^+}}{\partial t} = D\frac{\partial^2 N_{M^+}}{\partial z^2} + D_a\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial N_{M^+}}{\partial r}\right) - \mu E_z\frac{\partial N_{M^+}}{\partial r} + R_i, \tag{5.8}$$

где D и D_a – коэффициенты диффузии атомов (ионов) и амбиполярной диффузии ионов металла в гелии, соответственно, μ – подвижность ионов металла в гелии, E_z – напряженность аксиального электрического поля, R_i – член, учитывающий ионизацию атомов и рекомбинацию ионов металла. Далее преобразуем уравнения (5.7) и (5.8) подобно тому, как это было сделано в [6], однако будем рассматривать нестационарную задачу (в [6] аналогичная задача решалась для установившегося режима непрерывного He-Cd^+ лазера). Умножим обе части уравнений (5.7) и (5.8) на r и проинтегрируем их по r от оси трубки ($r = 0$) до ее стенки ($r = R$), в результате получим:

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle N_M\rangle = D\frac{\partial^2}{\partial z^2}\langle N_M\rangle + DR\left(r\frac{\partial N_M}{\partial r}\right)_{r=R} - \langle R_i\rangle, \tag{5.9}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle N_{M^+}\rangle = D\frac{\partial^2}{\partial z^2}\langle N_{M^+}\rangle + D_aR\left(r\frac{\partial N_{M^+}}{\partial r}\right)_{r=R} - \\ -\mu E_z\frac{\partial}{\partial r}\langle N_{M^+}\rangle + \langle R_i\rangle, \tag{5.10}$$

где угловые скобки означают усреднение по радиусу:

$$\langle N_j\rangle = 2/R^2\cdot\int_0^R r\,N_j dr. \tag{5.11}$$

Суммируем (5.9) и (5.10), при этом вторые слагаемые в правой части каждого уравнения, соответствующие диффузионным потокам ионов к стенкам трубки и атомов в обратном направлении, скомпенсируют друг друга. В итоге получим уравнение:

$$\frac{1}{D}\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} - \frac{\beta}{L}\frac{\partial N}{\partial z}, \tag{5.12}$$

где $N = \langle N_M \rangle + \langle N_{M^+} \rangle$ – усредненная по радиусу концентрация паров металла, $\beta = \mu E_z \theta L/D$ – безразмерный параметр, $\theta = \langle N_{M^+} \rangle / N$ – степень ионизации паров металла, L – длина активной зоны разрядного канала. Для того чтобы уравнение (5.12) стало применимым для импульсно-периодического режима, необходимо усреднить напряженность поля E_z за достаточно большое число импульсов. Согласно (5.3) зависимость E_z от t приближенно можно представить в виде:

$$E_z = E_0 exp(-t/\tau_i), \tag{5.13}$$

где E_0 – начальная напряженность электрического поля в импульсном разряде, τ_i – длительность импульса тока. При этом среднее значение поля за импульс будет равно:

$$\langle E_z \rangle = \frac{1}{\tau_i}\int_0^\infty E_z(t)dt = E_0. \tag{5.14}$$

Усредняя это поле по последовательности импульсов длительностью τ_i, следующих с частотой f (при $1/f \gg \tau_i$), получим:

$$E_f = \langle E_z \rangle f\tau_i = E_0 f\tau_i. \tag{5.15}$$

Таким образом, для импульсно-периодического режима безразмерный параметр β в (5.12) примет вид:

$$\beta = \frac{\mu E_f \theta L}{D} = \frac{\mu E_0 \theta L}{D} f\tau_i = \frac{\theta e E_0 L}{kT} f\tau_i, \tag{5.16}$$

где k – постоянная Больцмана, T – газовая температура (при этом в (5.16) было учтено, что подвижность μ и коэффициент диффузии D

связаны соотношением Эйнштейна ($\mu/D = e/kT$). Параметр β характеризует относительный вклад дрейфа в электрическом поле и диффузии в процесс установления аксиального распределения паров металла в импульсно-периодическом разряде.

Уравнение (5.12) решалось аналитически методом Фурье. Если в точке $z = -L$ находится анод, в точке $z = 0$ – испаритель и в точке $z = L$ – катод, то при начальном условии:

$$N(z,0) = f(z) \tag{5.17}$$

и граничных условиях:

$$\begin{cases} N(0,t) = N_0 \\ N(\pm L,t) = 0 \end{cases} \tag{5.18}$$

решение уравнения (5.12), описывающее процесс установления аксиального распределения паров металла в импульсно-периодическом разряде, имеет вид:

$$N(z,t) = e^{-D\left(\frac{\beta}{2L}\right)^2 t} e^{\frac{\beta}{2L}z} \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k e^{-D\left(\frac{\pi k}{L}\right)^2 t} sin\frac{\pi k}{L} z + N(z,\infty), \tag{5.19}$$

где $N(z,\infty)$ есть решение уравнения (5.12) для установившегося режима ($t \to \infty$):

$$N(z,\infty) = \begin{cases} N_0 \frac{1-e^{\beta(1+z/L)}}{1-e^{\beta}} \text{ при } -L \le z \le 0, \\ N_0 \frac{1-e^{-\beta(1-z/L)}}{1-e^{-\beta}} \text{ при } 0 \le z \le L. \end{cases} \tag{5.20}$$

В общем случае коэффициенты α_k определяются по формулам:

$$\alpha_k = \begin{cases} \frac{2}{L}\int_{-L}^{0}[f(z) - N(z,\infty)]e^{-\frac{\beta}{2L}z} sin\frac{\pi k}{L} z dz \text{ при } -L \le z \le 0, \\ \frac{2}{L}\int_{0}^{L}[f(z) - N(z,\infty)]e^{-\frac{\beta}{2L}z} sin\frac{\pi k}{L} z dz \text{ при } 0 \le z \le L. \end{cases} \tag{5.21}$$

Если начальное аксиальное распределение концентрации паров металла задается быстроспадающей функцией $f(z)$, имеющей вид $f(z) = N_0 exp(-\xi|z|)$, где N_0 – концентрация паров металла в

испарителе, а $\xi|z| \gg 1$, то из (5.21) для α_k получаем следующие выражения:

$$\alpha_k = \begin{cases} \frac{2N_0}{\pi k}\left[\frac{(-1)^k e^{\frac{\beta-2L\xi}{2}}-1}{1+\left(\frac{\beta-2L\xi}{2\pi k}\right)^2}+\frac{1}{1+\left(\frac{\beta}{2\pi k}\right)^2}\right] \text{ при } -L \le z \le 0, \\ \frac{2N_0}{\pi k}\left[\frac{1-(-1)^k e^{-\frac{\beta+2L\xi}{2}}}{1+\left(\frac{\beta+2L\xi}{2\pi k}\right)^2}+\frac{1}{1+\left(\frac{\beta}{2\pi k}\right)^2}\right] \text{ при } 0 \le z \le L. \end{cases} \quad (5.22)$$

В идеале начальное распределение должно быть бесконечно узким, поэтому устремим ξ к бесконечности – тогда выражение для коэффициентов α_k приобретет простой вид:

$$\alpha_k = \pm\frac{2N_0}{\pi k}\cdot\frac{1}{1+\left(\frac{\beta}{2\pi k}\right)^2}, \quad (5.23)$$

где знак «+» берется для области $-L \le z \le 0$, а знак «–» – для области $0 \le z \le L$.

Введем новые безразмерные переменные – приведенные координату x и время τ:

$$x = z/L,\ \tau = (D/L^2)t \quad (5.24)$$

и новую функцию – относительную концентрацию паров металла:

$$n = N/N_0, \quad (5.25)$$

тогда решение (5.19) можно записать в обобщенном виде, когда в него явно не входят параметры, характеризующие свойства среды:

$$n(x,\tau) = e^{-\left(\frac{\beta}{2}\right)^2\tau}e^{\frac{\beta}{2}x}\sum_{k=1}^{\infty}\alpha_k' e^{-(\pi k)^2\tau}sin\pi kx + n(x,\infty), \quad (5.26)$$

где $\alpha_k' = \alpha_k/N_0$ и

$$n(x,\infty) = \begin{cases} \frac{1-e^{\beta(1+x)}}{1-e^{\beta}} \text{ при } -1 \le x \le 0, \\ \frac{1-e^{-\beta(1-x)}}{1-e^{-\beta}} \text{ при } 0 \le x \le 1. \end{cases} \quad (5.27)$$

Заметим, что с помощью полученного решения (5.19) может быть описана динамика катафореза и в непрерывных ЛПМ. При этом для параметра β вместо (5.16) нужно использовать его вид в (5.12).

На рис. 5.1 приведены рассчитанные с использованием (5.26) распределения относительной концентрации паров металла n по длине трубки в продольном импульсно-периодическом разряде в различные моменты времени τ при двух значениях параметра β (β = 10 и 50). Из этих графиков видно, что установившееся распределение паров металла будет тем более однородным, чем больше параметр β, причем время установления этого распределения будет тем меньше, чем больше β.

Из рис. 5.1, а также из рис. 5.2, где приведены установившиеся распределения концентрации паров металла (5.27), следует, что достаточно однородное распределение паров вдоль разрядного канала в промежутке между источником паров и катодом и в то же время надежное запирание паров со стороны анода достигаются при таких режимах возбуждения ЛПМ, когда выполняется условие:

$$\beta \geq 10. \tag{5.28}$$

Таким образом, параметр β определяет степень однородности аксиального распределения концентрации паров металла в импульсно-периодическом разряде, а условие (5.28) является обобщенным критерием однородности аксиального распределения паров.

Из (5.16), (5.28) следует, что степень однородности распределения паров тем выше, чем больше длина активной зоны газоразрядного канала, степень ионизации паров металла, напряженность электрического поля, длительность импульса тока, частота следования импульсов, и тем ниже, чем выше газовая температура. Согласно (5.6), (5.16) параметр β связан со скоростью прокачки паров металла V соотношением $\beta = VL/D$, откуда можно заключить, что высокие степени однородности распределения паров достигаются при высоких средних скоростях их прокачки, при этом при равных скоростях более однородные распределения соответствуют большим длинам активной зоны L.

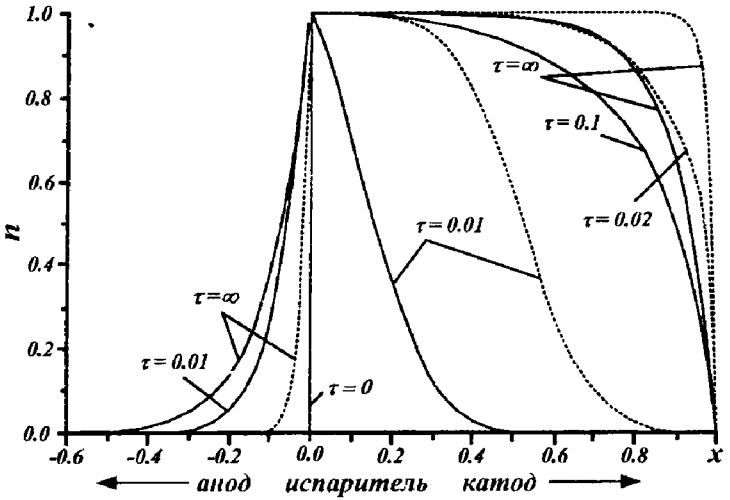


Рис. 5.1. Аксиальное распределение относительной концентрации паров металла в продольном импульсно-периодическом разряде в различные моменты времени при $\beta = 10$ (сплошные кривыс) и $\beta = 50$ (пунктирные кривые)

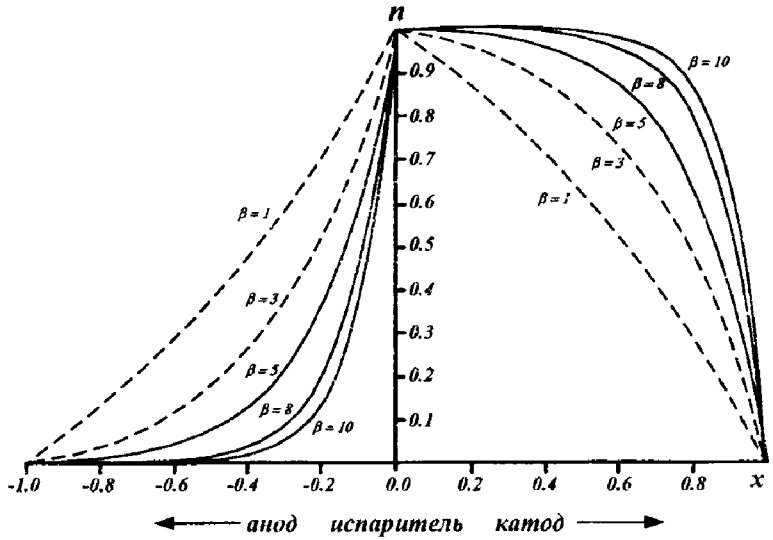


Рис. 5.2. Установившееся аксиальное распределение относительной концентрации паров металла в продольном импульсно-периодическом разряде при различных значениях параметра β

Для оценок времени установления однородного аксиального распределения паров при произвольном β (β > 10) положим, что моментом достижения приемлемой степени однородности является момент τ_h, когда выполняется условие:

$$\sqrt{\int_0^1 [1 - n(x, \tau)]^2 dx} = \sqrt{\int_0^1 [1 - n(x, \infty)|_{\beta=10}]^2 dx}. \qquad (5.29)$$

Выражение, стоящее в левой части этого равенства, представляет собой «расстояние» между функцией, описывающей идеальное однородное распределение паров металла (n = 1 при $0 \le x \le 1$ и 0 при всех других x) и функцией, описывающей распределение концентрации паров металла в момент времени τ, при заданном значении параметра β (β > 10). Правая же часть представляет собой «расстояние» между идеальным распределением и установившимся (τ→∞) распределением при минимальном из приемлемых значений β (β = 10). На рис. 5.3 представлена зависимость приведенного времени достижения однородного распределения паров τ_h от параметра β, найденная с использованием условия (5.29). Видно, что до значений β ≈ 50 время τ_h быстро уменьшается, тогда как при β > 50 темп уменьшения τ_h замедляется. Зависимость на рис. 5.3 хорошо аппроксимируется аналитической функцией:

$$\tau_h = a\beta/(b + \beta^2), \qquad (5.30)$$

где a = 0,89 и b = –46,15.

В частности, согласно рис. 5.3 при β = 50 время τ_h принимает значение $\tau_h \approx 0{,}02$. Это означает, что спустя данное время ($\tau_h \approx 0{,}02$) устанавливающееся распределение паров металла (при β = 50) станет близким к установившемуся (τ → ∞) распределению при минимальном из приемлемых значений β (β = 10). Близость этих двух распределений хорошо видна на рис. 5.1. В табл. 5.1 приведены рассчитанные с использованием (5.16) и (5.6) значения параметра β и средней скорости прокачки паров V для импульсно-периодического рекомбинационного He-Sr^+ (трубка № 1) лазера, а также рассчитанные с использованием (5.30) и (5.24) приведенное τ_h и реальное t_h времена

достижения однородного аксиального распределения паров металла (при расчетах нами использовались геометрические размеры и параметры возбуждения активного элемента, исследованного в дальнейшем экспериментально – см. следующий раздел). Здесь же для сравнения приведены рассчитанные параметры для типичного непрерывного катафорезного He-Cd^+ (трубка № 2) лазера [1–2].

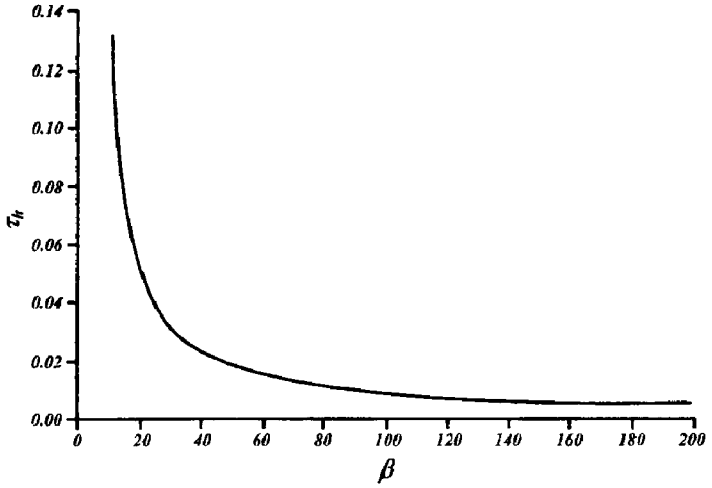


Рис. 5.3. Зависимость приведенного времени достижения однородного аксиального распределения паров металла τ_h в продольном импульсно-периодическом разряде от параметра β

Из табл. 5.1 видно, что для импульсно-периодического He-Sr^+ лазера (трубка № 1) значения параметра β удовлетворяют критерию (5.28) однородности аксиального распределения паров ($\beta \geq 10$). При этом аксиальное распределение паров в He-Sr^+ лазере (трубка № 1) (как и в непрерывном He-Cd^+ лазере – трубка № 2) должно обладать высокой степенью однородности, т.к. параметр β принимает достаточно большое значение ($\beta \sim 200$). Также видно, что реальное время достижения однородного распределения паров t_h в импульсно-периодическом He-Sr^+ лазере (трубка № 1) оказывается достаточно малым – порядка секунды. Однако это время примерно на порядок больше, чем в непрерывном He-Cd^+ лазере (трубка № 2). Тем не

менее, полученное время вполне приемлемо, так как оно значительно меньше характерных времен установления температуры испарителя и температуры активной среды, имеющих порядок нескольких минут. Это означает, что в процессе экспериментальной оптимизации катафорезных активных элементов импульсно-периодических ЛПМ аксиальное распределение паров будет квазистационарно «отслеживать» изменения параметров активной среды.

Таблица 5.1

Рассчитанные значения параметра β, приведенного τ_h и реального t_h времен достижения однородного аксиального распределения паров металла, средней скорости прокачки паров V для импульсно-периодического He-Sr^+ лазера (трубка № 1: p_{He} = 0,8 атм, T = 900°К, E_0 = 1000 В/см, f = 30 кГц, τ_i = 0,04 мкс, θ = 0,5, D = 3,5 $см^2$/с), а также для непрерывного He-Cd^+ лазера (трубка № 2: p_{He} = 3 Торр, T = 600°К, E = 20 В/см, θ = 0,01, D = 185 $см^2$/с)

№ трубки	Лазер	λ, нм	L, см	d, см	β	τ_h	t_h, с	V, см/с
1	He-Sr^+	430,5	26	0,3	201	$4{,}4\cdot10^{-3}$	0,85	27
2	He-Cd^+	441,6	50	0,3	193	$4{,}6\cdot10^{-3}$	0,06	714

На рис. 5.4 представлены результаты проведенных с использованием (5.19)–(5.23) расчетов временной эволюции аксиального распределения паров стронция в катафорезном импульсно-периодическом He-Sr^+ лазере (трубка № 1). Видно, что достигается достаточно однородное распределение паров стронция по длине разрядного канала, при этом имеется достаточно резкая граница, отделяющая область разряда, где однородное распределение паров уже установилось, от области, где нет паров металла. Скорость перемещения этой границы составляет ~25 см/с и практически совпадает со скоростью прокачки паров стронция (см. табл. 5.1).

Из (5.30) следует, что при $\beta^2 \gg |b|$ (согласно данным табл. 5.1 для He-Sr^+ лазера это условие выполняется) приведенное время достижения однородного распределения паров τ_h будет обратно пропорциональным параметру β:

$$\tau_h \propto 1/\beta. \qquad (5.31)$$

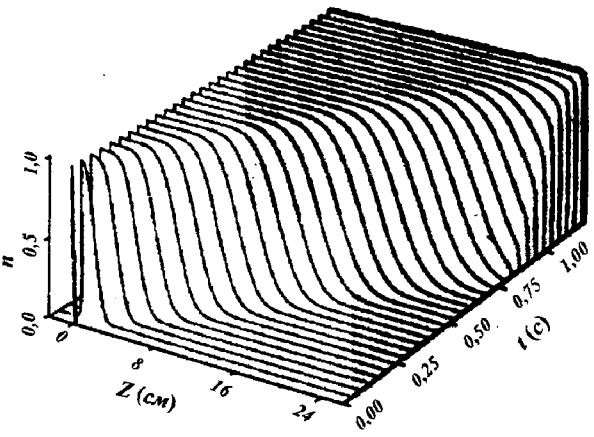


Рис. 5.4. Процесс установления аксиального распределения паров стронция в катафорезном импульсно-периодическом He-Sr^+ лазере

Отсюда можем получить зависимость реального времени достижения однородного распределения паров металла t_h от параметров активной среды:

$$t_h = \frac{L^2}{D}\tau_h \propto \frac{L}{\mu E_0 \theta \tau_i f} \propto \frac{L p_{He}}{\sqrt{T} E_0 \theta \tau_i f}. \qquad (5.32)$$

В частности, как следует из (5.32), однородное распределение паров будет достигаться тем быстрее, чем выше газовая температура, степень ионизации паров металла, напряженность электрического поля, длительность импульса тока, частота следования импульсов, и тем медленнее, чем больше длина активной зоны и выше давление буферного газа. Очевидно, что сделанные выше выводы в полной мере относятся и к лазеру на парах кальция, поскольку оптимальные условия его генерации близки к условиям генерации He-Sr^+ лазера. Заметим, что аналогичные расчеты были проведены и для импульсно-периодического He-Cd^+ лазера, работающего при существенно отличных условиях возбуждения, которые также показали возможность реализации катафорезного ввода паров кадмия в активную среду в импульсно-периодическом режиме [13–15].

5.3. Катафорезный импульсно-периодический He-Sr^+ лазер

В настоящем разделе изложены результаты исследований [9–12, 17], направленных на экспериментальную реализацию катафорезного импульсно-периодического He-Sr^+ лазера, а также результаты последующих исследований катафорезных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров, проведенных в [18–19]. Основной задачей экспериментов [9–12, 17] был поиск условий и режимов возбуждения He-Sr^+ лазера, при которых одновременно обеспечиваются достаточно высокая скорость прокачки паров металла за счет катафореза (и, соответственно, высокая пространственная однородность активной среды) и оптимальные условия для эффективной рекомбинационной накачки.

Для катафорезного He-Sr^+ лазера был разработан малогабаритный стекло-керамический активный элемент с диаметром разрядного канала d = 0,3 см и активной длиной L = 26 см (см. рис. 5.5). Для возбуждения разряда использовалась схема Блюмлейна. Испарение стронция происходило из отдельного резервуара в режиме саморазогрева, при этом основной канал оказывался несколько перегретым, что препятствовало оседанию в нем паров стронция. Для достижения эффективной прокачки паров металла в импульсно-периодическом разряде при высоких давлениях гелия, свойственных рекомбинационным лазерам, необходимы, как было показано выше, высокие значения напряженности электрического поля и частоты следования импульсов. Кроме того, скорость прокачки паров и степень аксиальной однородности активной среды определяются длительностью (и формой) импульсов тока.

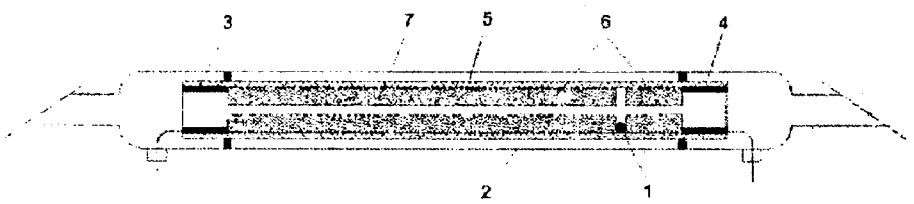


Рис. 5.5. Активный элемент катафорезного He-Sr^+ лазера: *1* – испаряемый металл (стронций); *2* – внешняя стеклянная оболочка; *3* – катод; *4* – анод; *5* – внешняя BeO-трубка; *6* – внутренняя BeO-трубка; *7* – активная зона

С учетом установленных в гл. 4 закономерностей был осуществлен целенаправленный выбор условий и режимов возбуждения, которые наряду с конструктивными особенностями разрядной трубки позволили одновременно обеспечить достижение достаточно высокой скорости прокачки паров стронция за счет катафореза (и, соответственно, высокой пространственной однородности активной среды) и реализацию эффективной рекомбинационной накачки. В частности, к конструктивным особенностям относится использование в разрядной трубке керамики с большим соотношением между внешним и внутренним диаметрами ($d_{out}/d \approx 3{,}7$). В результате был существенно интенсифицирован теплоотвод за счет естественного конвективного и радиационного охлаждения, скорость которого пропорциональна наружному диаметру трубки (см. гл. 4). Для достижения эффективного охлаждения активного элемента был обеспечен хороший тепловой контакт между внешней и внутренней BeO-трубками (см. рис. 5.5). В итоге за счет использования в активном элементе толстостенной керамики были обеспечены (в соответствии с (4.49)) высокие частоты следования импульсов в саморазогревном режиме (до 50 кГц). Это способствовало достижению как высокой скорости прокачки паров стронция (в соответствии с (5.6)), так и высоких средних энергетических характеристик (в соответствии с (4.47)–(4.48)). При этом сам металл был вынесен из разрядной зоны и не перекрывал узкий газоразрядный канал. Кроме того, реализованное в активном элементе большое соотношение между длиной и площадью поперечного сечения разрядного канала позволило использовать (в соответствии с (4.44)) относительно малую величину накопительной емкости (117,5 пФ). Тем самым был обеспечен (в соответствии с (4.46)) короткий задний фронт импульса тока (~ 15–20 нс), что в свою очередь способствовало достижению высокого оптимального давления гелия (0,8 атм) и, соответственно, высоких значений КПД (в активной зоне разрядного канала) и выходных характеристик. При этом указанное соотношение между геометрическими параметрами позволило реализовать (в соответствии с (4.20)) высокий удельный энерговклад в активную зону (≥ 10 мДж/см^3), что способствовало достижению высоких значений скорости накачки, коэффициента усиления и импульсных энергетических характеристик. В то же время реализация высокого энерговклада при малой величине емкости обусловили примене-

ние достаточно высоких напряжений на трубке (~ 25–30 кВ) и напряженности электрического поля в разряде (~ 10^3 В/см), что также способствовало достижению высокой скорости прокачки паров стронция (в соответствии с (5.6)) и однородности аксиального распределения паров (в соответствии с (5.16), (5.28)).

Указанная выше комбинация величин накопительной емкости (117,5 пФ) и удельного энерговклада (≥ 10 мДж/см^3) была экспериментально подобрана таким образом, чтобы имел место согласованный режим возбуждения (соответствующий (4.15)) практически без обратных выбросов импульса тока. Требование отсутствия обратных выбросов при возбуждении катафорезного рекомбинационного лазера является особенно жестким, поскольку их негативное влияние связано в данном случае не только с подогревом плазмы в раннем послесвечении и соответствующим снижением скорости рекомбинационной накачки, но и с замедлением прокачки паров из-за наличия временных промежутков с обратной полярностью электрического поля. Кроме того, данный режим возбуждения способствовал одновременному достижению высоких импульсных и средних энергетических характеристик (см. гл. 4).

Проведенные эксперименты показали, что эффективная катафорезная прокачка паров стронция в импульсно-периодическом режиме имела место во всем исследованном диапазоне давлений гелия (p_{He} = 0,3–1,0 атм). При этом визуально наблюдалась конденсация паров стронция в виде пленки на холодных участках внешней стеклянной оболочки вблизи катода. С противоположного конца трубки вблизи анода металл не конденсировался, что свидетельствует о надежном запирании паров, обеспечивавшемся коротким участком разряда между испарителем и анодом длиной 4 см (см. рис. 5.5). Регистрация спонтанного излучения с катодного конца трубки показала, что соотношения между интенсивностями линий стронция и гелия являются типичными для активной среды He-Sr^+ лазера, что говорит о высокой однородности аксиального распределения паров. При смене же полярности разряда, как и следовало ожидать, относительная интенсивность линий стронция резко падала, а конденсация металла наблюдалась с противоположного конца трубки.

В ходе экспериментов была впервые при катафорезном вводе паров стронция получена и исследована импульсно-периодическая

генерация на переходе λ = 430,5 нм SrII. При этом были достигнуты максимальные для рекомбинационных лазеров частоты следования импульсов генерации f = 30–50 кГц. В процессе экспериментальной оптимизации активного элемента характеристики генерации квазистационарно «отслеживали» изменения параметров активной среды, что свидетельствует о достаточно малых временах установления однородного аксиального распределения паров и подтверждает сделанные выше оценки. Результаты оптимизации по давлению буферного газа представлены на рис. 5.6.

Осциллограммы импульсов тока и генерации на λ = 430,5 нм SrII при оптимальном давлении гелия ($p_{He_{opt}}$ = 0,8 атм) приведены на рис. 5.6, *а*. Как видно, импульсы тока имеют достаточно крутой задний фронт и демонстрируют отсутствие обратных выбросов. При этом высокое давление гелия обеспечивает быстрое охлаждения электронов, вследствие чего рекомбинационная накачка быстро «включается» в послесвечении, так что импульс генерации следует за импульсом тока лишь с небольшой временной задержкой. При повышении давления гелия p_{He} наблюдается рост средней мощности генерации P_{av} вплоть до оптимального значения давления $p_{He_{opt}}$ = 0,8 атм (см. рис. 5.6, *b*). При дальнейшем увеличении p_{He} выше оптимального средняя мощность снижается, как и у других саморазогревных рекомбинационных лазеров.

Как было показано в гл. 4, рост P_{av} с давлением гелия до его оптимального значения связан с ростом энергии импульсов генерации (см. рис. 5.6, *c*), обусловленным ростом скорости рекомбинационной накачки уровней SrII, происходящим вследствие ускорения охлаждения электронов. При этом существование оптимального давления обусловлено ограничением скорости охлаждения электронов при больших давлениях вследствие греющего воздействия заднего фронта импульса тока. При повышении давления снижается частота следования импульсов f (см. рис. 5.6, *d*), что требуется для поддержания теплового баланса лазерной трубки в саморазогревном режиме при росте импульсного энерговклада в разряд, необходимом для обеспечения двукратной ионизации возрастающего количества атомов стронция.

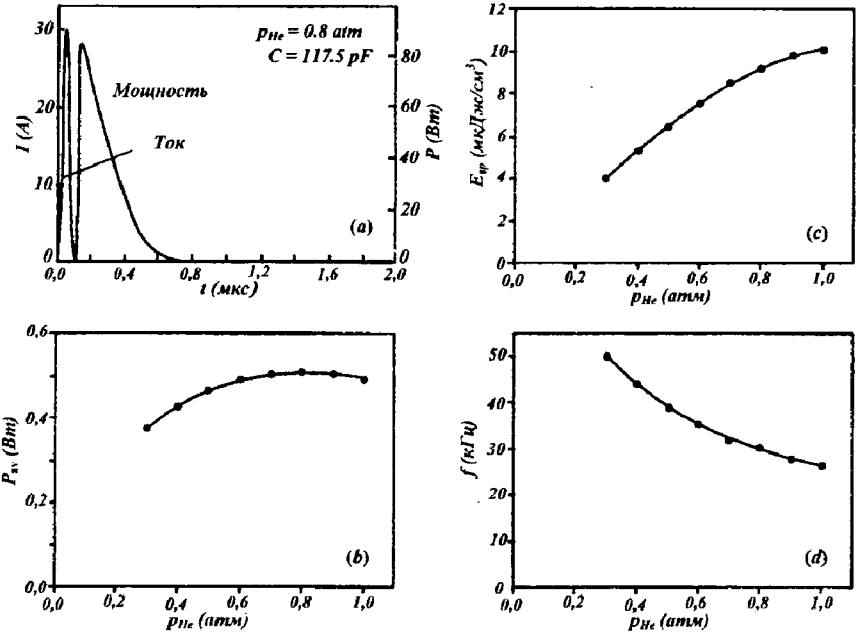


Рис. 5.6. Осциллограммы импульсов тока и генерации на λ = 430,5 нм SrII (*a*) в катафорезном He-Sr^+ лазере, а также зависимости средней мощности (*b*), удельной энергии импульсов генерации (*c*) и частоты следования импульсов (*d*) от давления гелия

При активном объеме 1,84 см^3 в катафорезном He-Sr^+ лазере была получена достаточно высокая средняя мощность генерации P_{av} = 510 мВт (при $p_{He_{opt}}$ = 0,8 атм – см. рис. 5.6, *b*). В этих условиях удельный энергосъем E_{sp} имел также достаточно высокое значения E_{sp} = 9,2 мкДж/см^3, в то время как его максимальное значение E_{sp} = 10,2 мкДж/см^3 было получено при атмосферном давлении (см. рис. 5.6, *c*). Это значение E_{sp} близко к максимальной величине 12 мкДж/см^3 для продольных He-Sr^+ трубок, работающих при давлениях не выше 1 атм (см. гл. 4). Полученная удельная пиковая мощность 46 Вт/см^3 (см. рис. 5.6, *a*) близка к ее максимальной для He-Sr^+ лазеров величине 51 Вт/см^3 [23]. В катафорезном He-Sr^+ лазере была достигнута удельная средняя мощность генерации P_{sp} = 277 мВт/см^3, которая является рекордной для He-Sr^+ лазеров всех

типов. Она в 3,8 раза превышает ранее достигнутую максимальную величину P_{sp} для саморазогревных He-Sr^+ лазеров с естественным охлаждением (73 мВт/см^3 – см. гл. 4) и в 1,7 раза превышает величину P_{sp} в трубке с водяным охлаждением (166 мВт/см^3 [24–26]). Достигнутый коэффициент усиления составил $\alpha_0 = 0{,}15$ см$^{-1}$, и также является рекордным для He-Sr^+ лазеров.

Столь высокие удельные энергетические характеристики были достигнуты как за счет использования катафорезного ввода паров металла, обеспечившего высокую пространственную однородность активной среды, так и за счет других конструктивных особенностей активного элемента, а также особенностей режима возбуждения, обеспечивших высокие значения частоты следования импульсов, скорости рекомбинационной накачки и КПД. Заметим, что как отмечалось в гл. 4, применение независимого ввода паров металлов в катафорезных рекомбинационных лазерах, а также использование принудительного охлаждения активных элементов позволит существенно повысить их выходные характеристики.

Таким образом, в [9–12, 17] впервые была экспериментально реализована прокачка паров стронция за счет катафореза в продольном импульсно-периодическом разряде и впервые при катафорезном вводе паров стронция получена и исследована импульсно-периодическая генерация в рекомбинирующей плазме на переходе $\lambda = 430{,}5$ нм SrII. Достигнуты максимальные для рекомбинационных лазеров частоты следования импульсов генерации 30–50 кГц. При активном объеме 1,84 см^3 получены высокие значения средней мощности генерации 510 мВт, а также удельного энергосъема 10,2 мкДж/см^3 и удельной пиковой мощности 46 Вт/см^3. Достигнуты рекордные для He-Sr^+ лазеров всех типов удельная средняя мощность 277 мВт/см^3 и коэффициент усиления 0,15 см$^{-1}$.

Проведенные исследования показали, что во всем диапазоне условий, при которых имеет место генерация на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII в катафорезном He-Sr^+ лазере, одновременно наблюдается интенсивная генерация на самоограниченных переходах $\lambda = 1{,}091$ и 1,033 мкм SrII. Это свидетельствует о возможности реализации эффективной многоволновой видимой и ИК генерации в катафорезном лазере на парах стронция. Этот вывод в полной мере относится и к лазеру на парах кальция, поскольку оптимальные условия его генерации близки к

условиям генерации $He\text{-}Sr^+$ лазера. Заметим, что в [9–10] также был успешно реализован катафорезный импульсно-периодический $He\text{-}Cd^+$ лазер ($\lambda = 533{,}7$; 537,8 и 441,6 нм CdII).

Схема экспериментальной установки, на которой в [18–19] исследовались катафорезные $He\text{-}Sr^+$ и $He\text{-}Ca^+$ лазеры, представлена на рис. 5.7. Керамические разрядные трубки (с размерами l = 38 см, $d = 0{,}7$ см и $l = 36$ см, $d = 0{,}9$ см, соответственно) помещались в кварцевую оболочку, при этом нагреваемый резервуар с металлом помещался вблизи анода. Прокачка паров металлов обеспечивалась за счет катафореза, а также за счет слабой прокачки буферного газа. Для возбуждения разряда использовалась схема Блюмлейна. Типичные значения частоты следования импульсов составляли ~ 10–20 кГц, давления гелия ~ 0,1–0,25 атм. В результате экспериментов были достигнуты следующие параметры генерации на рекомбинационных переходах λ = 430,5 нм SrII и λ = 373,7 нм CaII, соответственно: $P_{av} = 819$ мВт, P_{sp} = 56 мВт/см^3 и P_{av} = 136 мВт, P_{sp} = 5,9 мВт/см^3. Кроме того, наблюдалась генерация и на самоограниченных переходах $\lambda = 1{,}033$ мкм SrII и $\lambda = 0{,}8546$ мкм CaII.

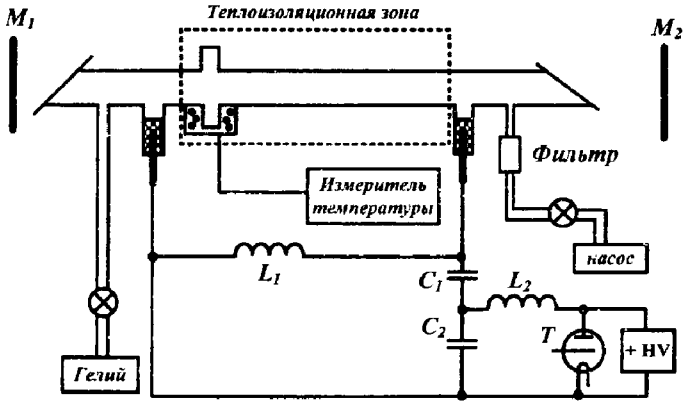


Рис. 5.7. Схема экспериментальной установки для исследований катафорезных $He\text{-}Sr^+$ и $He\text{-}Ca^+$ лазеров [18–19]

Полученные результаты показали не только возможность, но и перспективность использования катафореза в лазерах на парах метал-

лов с импульсно-периодическим режимом работы. В частности, показано, что и в этом режиме катафорез может вполне успешно справляться с задачей ввода паров и их однородного распределения в активной зоне, в том числе при больших давлениях.

При этом появляется возможность независимого регулирования энерговклада в активную среду и давления паров металла и отпадает необходимость в насосах для принудительной прокачки смеси. Катафорезный способ введения паров активного вещества может оказаться удобным и для других импульсно-периодических ЛПМ, таких как лазеры на парах цинка, ртути, бария, меди, золота, свинца, европия, иттербия и др. [1–4, 27–28].

5.4. Критерии пространственной однородности активных сред катафорезных импульсно-периодических лазеров на парах металлов

Выше был определен критерий аксиальной однородности плазмы импульсно-периодических ЛПМ при катафорезном вводе паров. Для достижения высоких выходных характеристик ЛПМ, в том числе с катафорезным вводом паров, необходима также достаточно высокая степень радиальной однородности плазмы.

Целью настоящего раздела является исследование механизмов формирования радиального распределения концентрации паров металла в продольном импульсно-периодическом разряде и определение критерия однородности этого распределения, а также поиск оптимальных режимов возбуждения активных сред катафорезных импульсно-периодических ЛПМ, одновременно обеспечивающих высокую степень их продольной и поперечной однородности и, как следствие, высокие выходные характеристики [16].

5.4.1. Поперечное распределение паров металла

В импульсно-периодическом разряде радиальное распределение концентраций частиц эволюционирует в течение всего межимпульсного периода. Зададимся целью найти среднее за межимпульсный

период установившееся радиальное распределение концентрации паров металла. Это распределение, как и аксиальное, установится не сразу, а через некоторое время. Однако в лазерах, возбуждаемых продольным разрядом, это время намного меньше времени установления аксиального распределения, так как диаметр разрядного канала $2R$ много меньше его длины L. Поэтому будем считать, что усредненные за межимпульсный период радиальные распределения параметров плазмы квазистационарно «подстраиваются» под продольные распределения.

Введем в рассмотрение усредненные за межимпульсный период концентрацию атомов металла $N_M(r)$, концентрацию ионов металла $N_{M^+}(r)$ и температуру газа $T_g(r)$. Примем следующие упрощающие допущения: 1) преимущественно ионизируется металл – это означает, что $N_{M^+}(r) = N_e$, где N_e – концентрация электронов; 2) энергия вводится в разряд равномерно по радиусу; 3) длительность импульса тока τ_i много меньше межимпульсного периода T; 4) коэффициенты диффузии атомов и ионов металла равны $D_M = D_{M^+} = D$. При типичных для генерации условиях в импульсно-периодических ЛПМ эти упрощающие допущения выполняются с достаточно большой степенью точности. Запишем уравнения диффузии для $N_M(r)$ и $N_{M^+}(r)$, учитывая последнее упрощающее допущение:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{D}{T_g}\frac{d}{dr}\left(N_M T_g\right)\right) = Q, \tag{5.33}$$

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{D_a}{T_g}\frac{d}{dr}\left(N_{M^+} T_g\right)\right) = Q, \tag{5.34}$$

где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, который связан с D соотношением:

$$D_a = D\left(1 + {}^{T_e}\!/_{T_g}\right). \tag{5.35}$$

Температуру электронов T_e здесь также следует рассматривать как усредненную за межимпульсный период. В этот период радиальное распределение T_e примерно повторяет радиальное распределение газовой температуры T_g, поэтому параметр

$$\xi = 1 + {T_e}/{T_g} \tag{5.36}$$

можно считать не зависящим от радиальной координаты r. Функция радиальной координаты r

$$Q = \alpha N_M N_e - \beta N_{M^+} N_e^2 \tag{5.37}$$

учитывает ионизацию атомов и рекомбинацию ионов металла, здесь α и β – усредненные за межимпульсный период константа скорости ионизации атомов металла и коэффициент тройной электрон-ионной рекомбинации ионов металла. соответственно. Коэффициент диффузии D является функцией газовой температуры и концентрации буферного газа N_{Bf}. В большинстве случаев эта зависимость имеет вид [29]:

$$D = a {\sqrt{T_g}}/{N_{Bf}}, \tag{5.38}$$

где a – константа, своя для каждой смеси металл-буферный газ (для стронция в гелии $a = 9{,}44 \cdot 10^{19}$ см ^{1}с$^{-1}$эВ$^{-0,5}$ [30], здесь и далее температура измеряется в электрон-вольтах). Для удобства введем безразмерную пространственную переменную:

$$x = r/R \tag{5.39}$$

и пронормируем концентрации частиц на концентрацию паров металла у стенки разрядной трубки $N_{m,w}$:

$$n_M = \frac{N_M(r)}{N_{m,w}}, n_{M^+} = \frac{N_{M^+}(r)}{N_{m,w}}, n_{Bf} = \frac{N_{Bf}(r)}{N_{m,w}}, n_e = \frac{N_e(r)}{N_{m,w}}. \tag{5.40}$$

С учетом (5.38)–(5.40) уравнения (5.33) и (5.34) можно переписать следующим образом:

$$\frac{1}{x}\frac{d}{dx}\left(x\frac{1}{n_{Bf}\sqrt{T_g}}\frac{d}{dx}\left(n_M T_g\right)\right) = \frac{QR^2}{a}, \tag{5.41}$$

$$\xi\frac{1}{x}\frac{d}{dx}\left(x\frac{1}{n_{Bf}\sqrt{T_g}}\frac{d}{dx}\left(n_{M^+} T_g\right)\right) = -\frac{QR^2}{a}. \tag{5.42}$$

Решения уравнений (5.41) и (5.42) должны удовлетворять граничным условиям:

$$\frac{dn_M(0)}{dx} = \frac{dn_{M^+}(0)}{dx} = 0, n_M(1) = 1, n_{M^+}(1) = 0. \tag{5.43}$$

Проинтегрировав уравнение (5.41), получим:

$$x\frac{1}{n_{Bf}\sqrt{T_g}}\frac{d}{dx}\left(n_M T_g\right) = \frac{R^2}{a}\int Q(x)xdx + C_1, \tag{5.44}$$

при этом из граничного условия (5.43) для n_M на оси трубки (при $x = 0$) следует, что $C_1 = 0$. Возьмем интеграл от обеих частей уравнения (5.44) и получим:

$$n_M T_g = \frac{R^2}{a}\int\left(\frac{n_{Bf}\sqrt{T_g}}{x}\int Q(x)xdx\right)dx + C_2. \tag{5.45}$$

Аналогично поступим с уравнением (5.42):

$$\xi n_{M^+} T_g = -\frac{R^2}{a}\int\left(\frac{n_{Bf}\sqrt{T_g}}{x}\int Q(x)xdx\right)dx + C_2^*. \tag{5.46}$$

Сложив (5.45) и (5.46), получим:

$$(n_M + \xi n_{M^+})T_g = C_2 + C_2^*. \tag{5.47}$$

Из граничных условий (5.43) на стенке трубки (при $x = 1$) следует:

$$C_2 + C_2^* = T_w, \tag{5.48}$$

где T_w – температура стенки трубки. Таким образом, используя (5.47) и (5.48), приходим к следующему выражению для радиального распределения концентрации атомов металла в межимпульсный период:

$$n_M(x) = \frac{T_w}{T_g(x)} - \xi n_{M^+}(x). \tag{5.49}$$

Первый член в правой части выражения (5.49) есть радиальный профиль, являющийся результатом неоднородного радиального распределения газовой температуры и формирующийся за счет термодиффузии; обозначим его следующим образом:

$$n_M^T(x) = T_w/T_g(x). \tag{5.50}$$

В случае однородного распределения T_g по радиусу выражение (5.49) представляет собой радиальный профиль, формирующийся за счет радиального катафореза:

$$n_M^D(x) = 1 - \xi n_{M^+}(x). \tag{5.51}$$

В итоге радиальный профиль $n_M(x)$ в (5.49) можно представить в следующем виде:

$$n_M(x) = n_M^T(x) + n_M^D(x) - 1. \tag{5.52}$$

5.4.1.1. Радиальный катафорез

Радиальный профиль концентрации атомов металла, формируемый радиальным катафорезом, имеет вид (5.51). Положим, что радиальный профиль концентрации ионов $n_{M^+}(x)$ представляет собой параболу, ветви которой направлены вниз:

$$n_{M^+}(x) = n_{M^+}(0)(1 - x^2). \tag{5.53}$$

Заменив в (5.53) $n_{M^+}(0)$ на $n_e(0)$ (первое упрощающее допущение) и подставив результат в (5.51), получим:

$$n_M^D(x) = 1 - \xi n_e(0)(1 - x^2). \qquad (5.54)$$

Временной ход концентрации электронов в послесвечении определяется тройной электрон-ионной рекомбинацией и амбиполярной диффузией. На оси трубки (при $x = 0$) для него можно записать уравнение:

$$\frac{dN_e}{dt}(0,t) = -\beta N_e^3(0,t) - \gamma_a N_e(0,t). \qquad (5.55)$$

Здесь

$$\gamma_a = \xi\gamma = 6\xi D/R^2 \qquad (5.56)$$

– частота амбиполярной диффузии; коэффициент тройной электрон-ионной рекомбинации однократных ионов β определяется формулой [31]:

$$\beta = 3{,}192 \cdot 10^{-27} T_e^{-9/2}, \qquad (5.57)$$

где T_e измеряется в электрон-вольтах. Приняв за начало послесвечения момент времени $t = 0$ (третье упрощающее допущение), получим $N_e(0,0) = N_{e,max}(0)$, при этом решение уравнения (5.55) будет иметь вид:

$$N_e(0,t) = \left[\left(\frac{1}{N_{e,max}^2(0)} + \frac{\beta}{\gamma_a}\right) exp(2\gamma_a t) - \frac{\beta}{\gamma_a}\right]^{-1/2}. \qquad (5.58)$$

Усредним $N_e(0,t)$ за межимпульсный период T:

$$\langle N_e(0,t)\rangle = \frac{1}{T}\int_0^T N_e(0,t)dt =$$

$$= \frac{f}{\sqrt{\gamma_a\beta}}\left(arctg\sqrt{\left(\frac{\gamma_a}{\beta N_{e,max}^2(0)} + 1\right) exp\left(\frac{2\gamma_a}{f}\right) - 1} - arctg\sqrt{\frac{\gamma_a}{\beta N_{e,max}^2(0)}}\right) \qquad (5.59)$$

где $f = 1/T$ – частота следования импульсов.

Поскольку обычно $\beta N_{e,max}^2(0) \gg \gamma_a$, выражение (5.59) можно упростить:

$$\langle N_e(0,t)\rangle = \frac{f}{\sqrt{\gamma_a \beta}} arctg \sqrt{exp\left(\frac{2\gamma_a}{f}\right) - 1}. \quad (5.60)$$

Так как согласно (5.40):

$$n_e(0) = \frac{\langle N_e(0,t)\rangle}{N_{m,w}}, \quad (5.61)$$

то формируемый радиальным катафорезом радиальный профиль $n_M^D(x)$ в (5.54) можно преобразовать к следующему виду:

$$n_M^D(x) = 1 - \sqrt{\xi}\sqrt{\frac{f}{\beta N_{m,w}^2}}\sqrt{\frac{f}{\gamma}} arctg \sqrt{exp\left(\frac{2\xi\gamma}{f}\right) - 1}\cdot(1 - x^2), \quad (5.62)$$

здесь мы учли, что $\gamma_a = \xi\gamma$.

5.4.1.2. Термодиффузия

Чтобы найти радиальный профиль концентрации атомов металла $n_M^T(x)$, возникающий вследствие неоднородности газовой температуры, нужно решить уравнение теплопроводности. При этом, поскольку приращение температуры за импульс накачки много меньше средней газовой температуры, можно рассматривать стационарное уравнение теплопроводности для усредненной за межимпульсный период температуры:

$$\frac{1}{x}\frac{d}{dx}\left(x\lambda_{th}\frac{dT_g}{dx}\right) = -\frac{R^2 w f}{e}, \quad (5.63)$$

где $w = W/V$ – удельный энерговклад, $e = 1{,}6\cdot10^{-19}$ Кл – заряд электрона, λ_{th} – коэффициент теплопроводности буферного газа:

$$\lambda_{th} = AT_g^B. \quad (5.64)$$

Для гелия $A = 1{,}55 \cdot 10^{21}$ см$^{-1}$с$^{-1}$эВ$^{-0{,}787}$; $B = 0{,}787$ [28]. Температура $T_g(x)$ должна удовлетворять граничным условиям:

$$\frac{dT_g(0)}{dx} = 0, T_g(1) = T_w. \tag{5.65}$$

Решение уравнения (5.63), удовлетворяющее условиям (5.65), при втором упрощающем допущении имеет вид:

$$T_g(x) = \left(T_w^{B+1} + \frac{R^2 wf(B+1)}{4eA}(1 - x^2)\right)^{\frac{1}{B+1}}. \tag{5.66}$$

Таким образом, согласно (5.50) формируемый термодиффузией радиальный профиль $n_M^T(x)$имеет вид:

$$n_M^T(x) = \left(1 + \frac{R^2 wf(B+1)}{4eAT_w^{B+1}}(1 - x^2)\right)^{-\frac{1}{B+1}}. \tag{5.67}$$

5.4.1.3. Предымпульсный радиальный профиль концентрации атомов металла

Мы рассматриваем радиальное распределение атомов металла, усредненное за межимпульсный период. Так как в импульсно-периодических ЛПМ длительность импульса тока, в течение которого происходят резкие изменения параметров плазмы, много меньше длительности межимпульсного периода, то усредненное радиальное распределение атомов металла будет примерно соответствовать их предымпульсному распределению. Используя (5.62) и (5.67), согласно (5.52) запишем предымпульсное радиальное распределение концентрации атомов металла в следующем виде:

$$n_M(x) = \left(1 + k_1(1 - x^2)\right)^{-\frac{1}{B+1}} - \\ -\sqrt{\xi k_2 k_3}\cdot arctg\sqrt{exp\left(\frac{2\xi}{k_3}\right) - 1}\cdot(1 - x^2), \tag{5.68}$$

где введены безразмерные параметры, характеризующие импульсно-периодический разряд:

$$k_1 = \frac{R^2 w f (B+1)}{4eAT_w^{B+1}} \tag{5.69}$$

– соотношение между вводимой в разряд электрической мощностью и выводимой из него за счет теплопроводности буферного газа тепловой мощностью;

$$k_2 = \frac{f}{\beta N_{m,w}^2} \tag{5.70}$$

– отношение частоты следования импульсов к максимальной частоте рекомбинации (реализующейся, когда в результате предшествующей ионизации вся концентрация $N_{m,w}$ переходит в N_e);

$$k_3 = \frac{f}{\gamma} = \frac{R^2}{6D} f \tag{5.71}$$

– отношение частоты следования импульсов к частоте диффузии атомов металла.

5.4.2. Критерий поперечной однородности активных сред импульсно-периодических ЛПМ

Чтобы убедиться в применимости полученных соотношений (5.62), (5.67), (5.68) к реальным условиям функционирования импульсно-периодических лазеров на парах металлов были проведены сравнительные расчеты для восьми саморазогревных He-Sr^+ лазерных трубок, в том числе трубок, детальное исследование которых приведено в гл. 4, а также трубок [23, 32–33]. В качестве тестовых были взяты результаты детальных численных расчетов, полученные с помощью математической модели He-Sr^+ лазера (см. гл. 6). Результаты расчетов предымпульсных радиальных распределений концентрации атомов стронция с использованием (5.62), (5.67), (5.68), а также результаты численного моделирования представлены на рис. 5.8.

В табл. 5.2 приведены рабочие параметры $He\text{-}Sr^+$ лазерных трубок (включая рассчитанные с помощью модели средние за межимпульсный период значения ξ и T_e), соответствующие им значения параметров k_1, k_2, k_3 и рассчитанные с использованием (5.62), (5.67), (5.68) перепады концентраций атомов стронция между стенкой и осью трубки. Из рис. 5.8 видно достаточно хорошее согласие между результатами расчетов по (5.62), (5.67), (5.68) и результатами численного моделирования импульсно-периодических $He\text{-}Sr^+$ лазеров. В частности, наблюдается хорошее согласие соотношений вкладов радиального катафореза и термодиффузии в предымпульсный радиальный профиль концентрации атомов стронция, при этом для всех трубок вклад термодиффузии является преобладающим. Результаты расчетов также согласуются с имеющимися для лазерной трубки № 1 экспериментальными данными [32].

Реальное распределение концентрации атомов металла по радиусу трубки при условиях работы импульсно-периодических ЛПМ можно лишь условно называть однородным. На самом деле радиальный профиль $n_M(x)$ будет всегда неоднородным хотя бы из-за неоднородности радиального распределения газовой температуры T_g, которая из-за конечной теплопроводности буферного газа будет иметь максимум на оси трубки, а распределение активных частиц – минимум (см. рис. 5.8).

Уменьшение концентрации атомов металла в центре трубки не может не сказаться на характеристиках генерации лазера. И когда провал в распределении $n_M(x)$ становится большим, ухудшение характеристик генерации становится заметным, а неоднородность $n_M(x)$ становится решающим фактором, ограничивающим возможность получения высоких энергетических характеристик из больших объемов и на высоких частотах.

При этом неоднородность $n_M(x)$ приводит к неоднородности характеристик генерации ЛПМ как на ионных переходах (см. гл. 6), так и на атомных переходах [28, 34]. В частности, в $He\text{-}Sr^+$ лазере, в котором накачка осуществляется рекомбинацией ионов Sr^{++}, радиальное распределение концентрации Sr^{++} в условиях почти полной двукратной ионизации Sr практически повторяет предымпульсное радиальное распределение атомов Sr, за исключением тонких пристеночных областей.

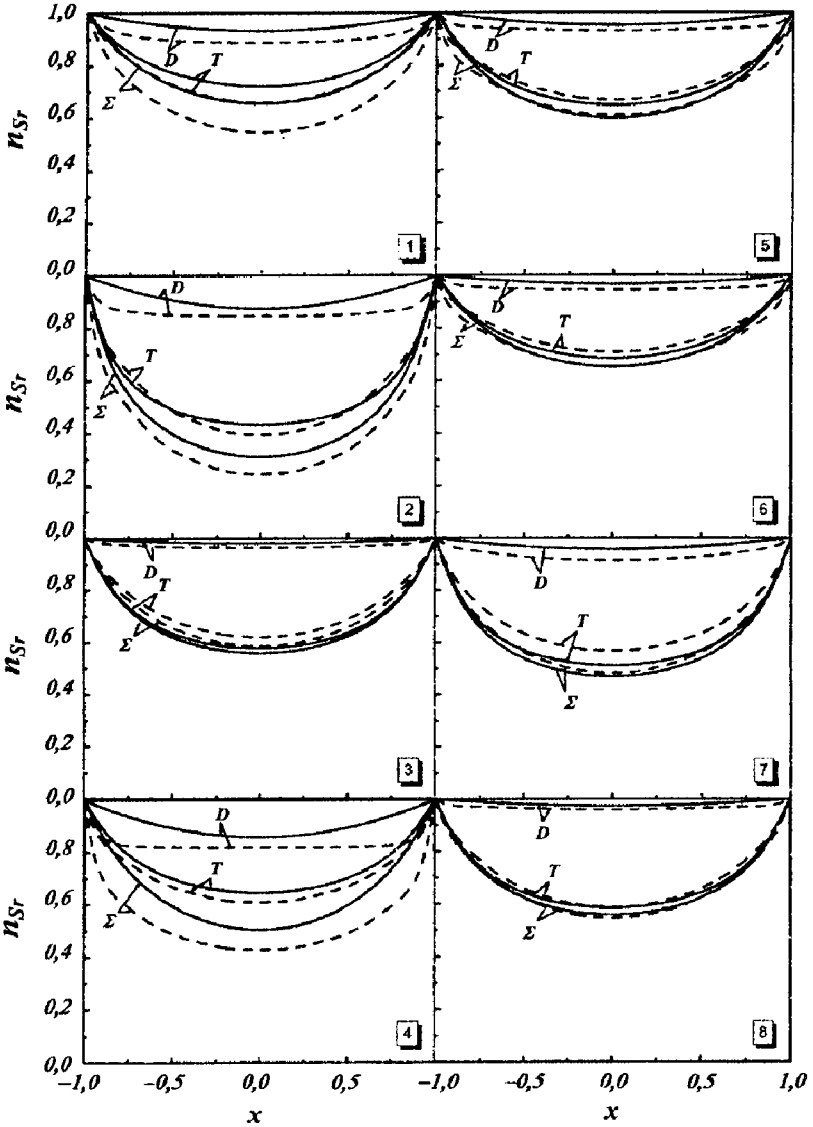


Рис. 5.8. Предымпульсные радиальные профили концентрации атомов стронция, рассчитанные с использованием (5.62), (5.67), (5.68) (сплошные кривые, соответственно обозначенные индексами D, T и Σ), а также рассчитанные с использованием математической модели He-Sr^+ лазера (штриховые кривые); нумерация рисунков соответствует табл. 5.2

Таблица 5.2

Параметры $He\text{-}Sr^+$ лазерных трубок, соответствующие им значения параметров k_1, k_2, k_3, а также рассчитанные с использованием (5.62), (5.67), (5.68) перепады концентраций атомов стронция между стенкой и осью трубки: Δn_M^D – за счет радиального катафореза; Δn_M^T – за счет термодиффузии и $\Sigma\Delta n_M = \Delta n_M^D + \Delta n_M^T$ – суммарный перепад

№ трубки	R, см	w, мДж/см^3	f, кГц	p_{He}, Торр	T_w, эВ	$N_{Sr}(R)$, 10^{14} см$^{-3}$	T_e, эВ	ξ	k_1	k_2, 10^{-3}	k_3	Δn_M^D, %	Δn_M^T, %	$\Sigma\Delta n_M$, %
1	0,635	2,7	3,77	112	0,073	2,75	0,097	2,33	0,79	0,44	12,7	6,7	27,8	34,5
2	0,775	5,2	6	250	0,075	2	0,1	2,35	3,4	1,4	64,2	12,4	56,6	69,0
3	1,25	7,8	0,7	200	0,073	2,5	0,08	2,06	1,7	0,04	16,4	1,8	42,2	44,1
4	0,15	21	30	608	0,075	6,7	0,12	2,62	2,3	0,17	106,6	14,2	35,5	49,6
5	0,275	4,8	18	684	0,076	8,5	0,098	2,3	1,19	1,5	29,2	4,9	35,3	40,1
6	0,3	5,9	10	608	0,076	7,5	0,09	2,2	1,17	0,23	65,2	3,2	31,5	34,7
7	0,75	4,5	5	532	0,075	6,7	0,11	2,3	1,61	0,08	95,8	4,2	48,9	53,1
8	0,5	4,5	8	684	0,076	6,7	0,084	2,1	0,96	0,01	38,6	2,7	41,6	44,3

Заметим, что полученная при расчетах для катафорезной лазерной трубки № 4 степень неоднородности радиального распределения концентрации атомов стронция относительно невелика и сопоставима с реализуемой в других трубках (см. рис. 5.8 и табл. 5.2), хотя в расчетах для этой трубки наряду с высокой частотой следования импульсов использовалась максимальная в пределах диапазона возможных вариаций величина удельного энерговклада. Это наряду с высокой аксиальной однородностью плазмы обусловило достижение высоких выходных характеристик катафорезного $He\text{-}Sr^+$ лазера [9–11].

Воспользуемся соотношением (5.68) для получения критерия однородности радиального распределения концентрации атомов металла. Из (5.68) следует, что провал концентрации атомов металла на оси равен:

$$\Delta n_M(0) = 1 - (1 + k_1)^{-\frac{1}{B+1}} + \sqrt{\xi k_2 k_3}\cdot arctg\sqrt{exp\left(\frac{2\xi}{k_3}\right) - 1}. \quad (5.72)$$

Из табл. 5.2 видно, что значение параметра ξ в различных условиях изменяется не сильно: ξ = 2–2,6 (при оценках будем считать, что ξ = 2,3).

Рассмотрим функцию:

$$F(k_3) = \sqrt{\xi k_3}\, arctg \sqrt{exp\left(\frac{2\xi}{k_3}\right) - 1}, \qquad (5.73)$$

ее график изображен на рис. 5.9. На графике за начало диапазона изменения k_3 взята единица, так как значение γ_a принято считать нижней границей частоты импульсно-периодического разряда [35]. Из рис. 5.9 следует, что при $k_3 > 10$ можно положить $F(k_3) = 3{,}2$, т.е. функция перестает зависеть от k_3. Из табл. 5.2 видно, что для всех рассмотренных трубок условие $k_3 > 10$ выполняется. Более того, даже при $k_3 < 10$ замена $F(k_3)$ на число 3,2 в (5.72) не сильно скажется на оценках. Поэтому будем считать, что

$$\Delta n_M(0) = 1 - (1 + k_1)^{-\frac{1}{B+1}} + 3{,}2\sqrt{k_2}. \qquad (5.74)$$

В качестве критерия однородности радиального распределения концентрации атомов металла примем условие:

$$\Delta n_M(0) \leq \frac{2}{3} n_M(1) \approx 0{,}67, \qquad (5.75)$$

которое означает, что глубина провала на оси $\Delta n_M(0)$ не должна превышать 2/3 от значения концентрации атомов металла на стенках. Предельно допустимая глубина провала на оси была выбрана на основе анализа результатов проведенных экспериментов и данных [23, 32–33, 36], а также результатов математического моделирования He-Sr^+ лазеров. Радиальное распределение концентрации атомов металла, удовлетворяющее критерию (5.75), будем условно называть однородным. Из (5.74) следует, что для выполнения условия (5.75) должно выполняться неравенство:

$$k_1 \leq \left(0{,}33 + 3{,}2\sqrt{k_2}\right)^{-(B+1)} - 1. \qquad (5.76)$$

Условие (5.76), графически изображенное на рис. 5.10, означает, что для однородности радиального распределения концентрации атомов металла необходимо, чтобы точка (k_1, k_2), соответствующая параметрам лазера, находилась ниже или на кривой, описываемой равенством:

$$k_1 = \left(0{,}33 + 3{,}2\sqrt{k_2}\right)^{-(B+1)} - 1. \qquad (5.77)$$

На рис. 5.10 область допустимых значений (k_1, k_2) заштрихована и показаны точки (k_1, k_2), соответствующие различным лазерным трубкам в табл. 5.2. Для всех трубок, кроме трубки № 2, условие (5.76) выполняется (это также видно из радиальных профилей на рис. 5.8). Точка же, соответствующая трубке № 2, находится вблизи границы области допустимых значений k_1 и k_2. Это обусловлено тем, что в этой трубке был реализован независимый ввод паров стронция путем прокачки гелия, что позволяло авторам [33] увеличивать частоту f до тех пор, пока радиальная неоднородность паров металла не стала существенной.

Подставим в (5.76) выражения для k_1 и k_2 из (5.69) и (5.70) и получим обобщенный критерий поперечной однородности активных сред импульсно-периодических ЛПМ в следующем виде:

$$\left(0{,}33 + 3{,}2\sqrt{\frac{f}{\beta N_{m,w}^2}}\right)^{-(B+1)} - \frac{B+1}{4eA}\cdot\frac{R^2 w f}{T_w^{B+1}} \geq 1. \qquad (5.78)$$

Очевидно, что этот критерий применим как к катафорезным, так и к традиционным импульсно-периодическим ЛПМ. Для конкретного буферного газа коэффициенты A и B в (5.78) являются константами, величину коэффициента рекомбинации β также приближенно можно считать постоянной, так как среднее значение T_e в послесвечении при различных условиях изменяется слабо (см. табл. 5.2). В связи с этим неравенство (5.78) накладывает ограничения на параметры R, w, f, T_w и N_w.

Отношение $f/\beta N_{m,w}^2$ в первом слагаемом левой части (5.78) определяет, насколько глубоким будет провал в $n_M(x)$ из-за радиального катафореза. Чем больше будет частота f, тем большее количество ионов металла успеет покинуть разряд благодаря амбиполярной диффузии, уменьшив при этом содержание паров металла в разряде, особенно на оси разрядной трубки.

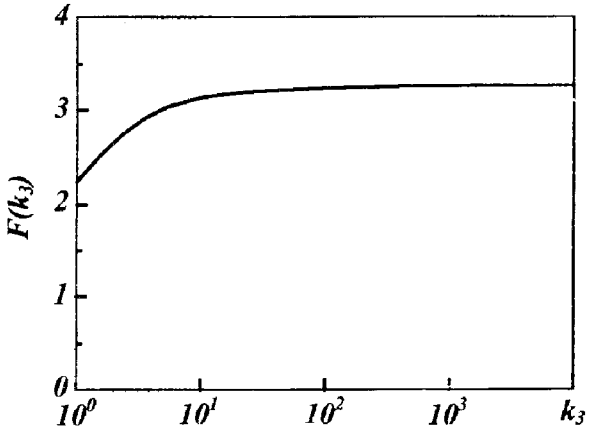


Рис. 5.9. График функции $F(k_3)$

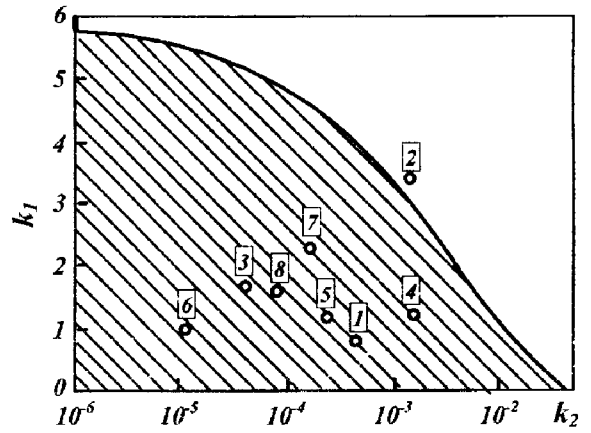


Рис. 5.10. Область допустимых значений параметров k_1 и k_2, соответствующая критерию однородности радиального распределения концентрации атомов металла; нумерация точек соответствует табл. 5.2

Второе слагаемое в левой части (5.78) определяет глубину провала в радиальном распределении паров металла из-за нагрева газа. Чем больше будет произведение удельного энерговклада w на частоту f (т.е. мощность, вводимая в единицу объема активной среды), тем выше

будет температура газа на оси и глубже провал в концентрации атомов металла. И чем больше радиус трубки R, тем дольше тепловая энергия будет выводиться из разряда, что также приведет к росту T_g на оси и углублению провала в $n_M(x)$. Достижение пространственной однородности активной среды становится особенно актуальным при реализации лазеров с большим диаметром разрядного канала. Как видно из (5.78), вблизи кривой (5.77) увеличение R приводит к необходимости резкого снижения частоты $f \propto 1/wR^2$ для сохранения пространственной однородности активной среды. При этом погонная средняя мощность генерации P_{av}/L будет насыщаться:

$$\frac{P_{\text{av}}}{L} = \frac{\eta w V}{L} \cdot f \propto \frac{\eta w \pi R^2 L}{L} \cdot \frac{1}{wR^2} \propto \eta \approx \text{const}, \qquad (5.79)$$

где η – коэффициент полезного действия. В этом случае импульсные энергетические характеристики могут достигать высоких значений. Так, энергия импульса генерации ε будет возрастать с увеличением R: $\varepsilon = \eta w V \propto \eta R^2$.

Для трубок же сравнительно небольшого диаметра, когда пространственная неоднородность активной среды еще не сказывается на генерации, в саморазогревном режиме частота f определяется условием теплоотвода: $f \propto 1/wR$, а погонная мощность растет с увеличением R: $P_{\text{av}}/L \propto \eta R$ (см. гл. 4). Заметим, что в He-Sr^+ лазере в условиях роста T_g (и T_e) на оси будет происходить снижение скорости рекомбинационной накачки, что приведет к снижению η и всех энергетических характеристик [23–24]. Этот фактор, наряду с формированием пространственной неоднородности активной среды, также способствует замедлению роста энергетических характеристик при увеличении R.

5.4.3. Оптимальные режимы возбуждения катафорезных импульсно-периодических ЛПМ

При реализации эффективных катафорезных импульсно-периодических лазеров на парах металлов необходимо одновременно выполнить два условия: создать однородное распределение паров металла вдоль газоразрядного канала и обеспечить достаточную для эффек-

тивной генерации степень однородности распределения концентрации паров металла по радиусу трубки. Как было показано выше, первое условие обеспечивается выполнением неравенства (5.28), а второе – неравенства (5.78). Указанные условия накладывают ограничения на параметры возбуждения катафорезных импульсно-периодических ЛПМ. В частности, эффективная прокачка паров металла катафорезом и однородное распределение активных частиц по длине трубки достигаются при достаточно высоких частотах f, но в тоже время значительное увеличение f ограничивается необходимостью избежать глубокого провала в концентрации паров металла на оси трубки вследствие термодиффузии и радиального катафореза. При этом оптимальные частоты, одновременно удовлетворяющие условиям (5.28) и (5.78), определяются величиной импульсного энерговклада в разряд W, а именно, большим энерговкладам соответствуют меньшие оптимальные частоты f, и наоборот.

Используя (5.28) и (5.78), можно рассчитать верхнюю и нижнюю границы областей оптимальных параметров возбуждения катафорезных импульсно-периодических ЛПМ, обеспечивающих высокую степень пространственной однородности их активных сред. Для этого приведем (5.28) и (5.78) к следующему виду:

$$\frac{\theta\zeta(2L_{ind}L)^{0,5}}{\langle T_g\rangle}\left(\frac{W}{L}\right)^{0,5} f \geq 10, \qquad (5.80)$$

$$\left(0{,}33 + 3{,}2\sqrt{\frac{f}{\beta N_{m,w}^2}}\right)^{-(B+1)} - \frac{B+1}{4\pi eAT_w^{B+1}}\cdot\left(\frac{W}{L}\right) f \geq 1 \qquad (5.81)$$

При получении (5.80)–(5.81) из (5.28) и (5.78) мы учитывали, что погонный энерговклад W/L связан с напряженностью электрического поля E_0 и накопительной емкостью C соотношением: $W/L = CE_0^2L/2$, с удельным энерговкладом w – соотношением: $W/L = w\pi R^2$, а длительность импульса тока определяется соотношением (см. гл. 4): $\tau_i = \zeta\sqrt{L_{ind}C}$ (здесь $\zeta \approx 4{,}25$ с·Гн$^{-0,5}$·Ф$^{-0,5}$ – эмпирический коэффициент, L_{ind} – индуктивность разрядного контура). В (5.80) средняя по радиусу температура газа $\langle T_g\rangle$ (измеряемая в электрон-вольтах), может быть получена усреднением (5.66):

$$\langle T_g \rangle =$$

$$= 2T_w \int_0^1 \left(1 + k_1(1-x^2)\right)^{\frac{1}{(B+1)}} x dx = \frac{T_w}{k_1} \cdot \frac{B+1}{B+2} \left((1+k_1)^{\frac{B+2}{B+1}} - 1 \right). \quad (5.82)$$

На рис. 5.11 представлены результаты проведенных с использованием (5.80)–(5.81) расчетов границ областей оптимальных параметров возбуждения для активного элемента катафорезного He-Sr^+ лазера, исследованного экспериментально (см. разд. 5.3).

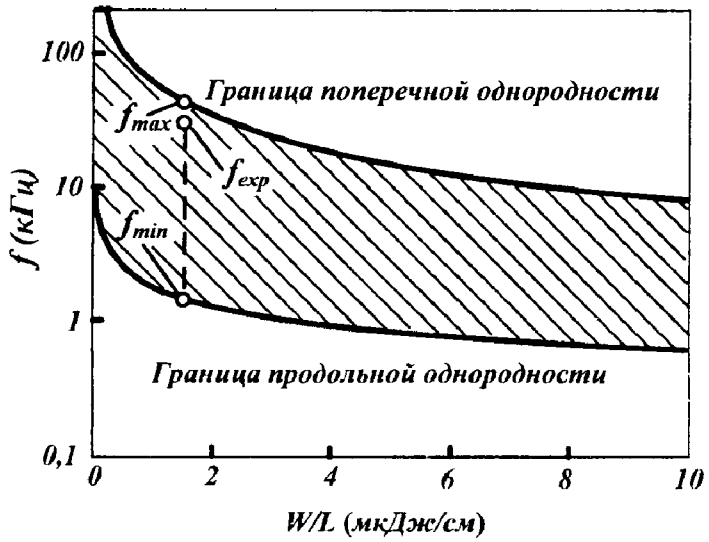


Рис. 5.11. Рассчитанные границы областей оптимальных параметров возбуждения для катафорезных импульсно-периодических He-Sr^+ лазеров; штриховой линией показан диапазон частот, одновременно удовлетворяющих условиям (5.80) и (5.81) при погонном энерговкладе, соответствующем экспериментальным условиям генерации

В частности, верхняя граница возможных вариаций частоты следования импульсов f_{max} при реализованном в эксперименте погонном энерговкладе W/L определяется критерием поперечной однородности активной среды (5.81) и не зависит от геометрических параметров лазера. Нижняя же граница для частоты f_{min} определяется критерием

продольной однородности (5.80), при этом значение f_{min} при заданном погонном энерговкладе находится примерно в обратно пропорциональной зависимости от длины активной зоны L (с учетом того, что в (5.80) $L_{ind} \propto L$). Видно, что реализованный экспериментально режим возбуждения находится в области оптимальных параметров. В частности, оптимальная для He-Sr^+ лазера частота f_{exp} = 30 кГц близка к верхней границе f_{max} (см. рис. 5.11). При $f > f_{max}$ неоднородность активной среды по радиусу приведет к насыщению средней мощности генерации ЛПМ.

Таким образом, детально исследованы механизмы формирования радиального профиля концентрации атомов металла в импульсно-периодических ЛПМ с продольным разрядом. Показано, что перегрев приосевых областей разряда и радиальный катафорез приводят к дефициту активных частиц в приосевых частях лазерной трубки, что может негативно сказаться на характеристиках генерации. Получен обобщенный критерий, выполнение которого обеспечивает величину перепада концентрации атомов металла между стенкой и осью разрядной трубки, не превышающую заданное значение. Этот критерий применим как к катафорезным, так и к традиционным импульсно-периодическим ЛПМ. Полученные аналитические результаты подтверждены численными расчетами с использованием математической модели He-Sr^+ лазера и результатами экспериментов. Также показано, что для катафорезных импульсно-периодических ЛПМ должны одновременно выполняться критерии аксиальной и радиальной однородности распределения концентрации паров металла и определены границы областей оптимальных параметров возбуждения, обеспечивающих выполнение этих критериев. Полученные результаты позволяют осуществлять целенаправленный выбор условий возбуждения, обеспечивающих пространственную однородность активных сред катафорезных импульсно-периодических ЛПМ и, как следствие, высокие выходные характеристики.

В целом, основным результатом исследований, представленных в данной главе, можно считать создание и исследование лазеров нового типа – катафорезных импульсно-периодических лазеров на парах металлов.

Литература

1. *Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Ионные лазеры на парах металлов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

2. *Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F.* Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges. – Chichester, New York: John Willey & Sons, 1996. – 285 p.

3. *Little C.E.* Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications. – Chichester, New York: John Willey & Sons, 1999. – 619 p.

4. *Энциклопедия* низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. Т. XI-4. Газовые и плазменные лазеры. – М.: Физматлит, 2005. – 822 с.

5. *Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Папакин В.Ф., Сэм М.Ф.* Параметры плазмы и механизмы накачки в He-Cd ОКГ // Известия вузов. Физика. – 1972. – № 8. – С. 85–90.

6. *Sosnowski T.P.* Cataphoresis in the helium-cadmium laser discharge tube // J. Appl. Phys. – 1969. – Vol. 40, № 13. P. 5138–5144.

7. *Hernqvist K.G.* He-Cd lasers using recirculation geometry // IEEE J. Quant. Electron. – 1972. – Vol. 8, № 9. – P. 740–743.

8. *Johnston Jr. T.F., Kolb W.P.* The self-heated 442-nm He-Cd laser: Optimizing the power output and the origin of beam noise // IEEE J. Quant. Electr. – 1976. – Vol. 12, № 8. – P. 482–493.

9. *Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Васильченко А.В.* Импульсные катафорезные лазеры на парах кадмия и стронция // Оптика атмосферы и океана. – 1998. – Т. 11, № 2-3. – С. 171–175.

10. *Latush E.L., Chebotarev G.D., Vasilchenko A.V.* Strontium and cadmium pulsed cataphoretic lasers // Proc. SPIE. – 1998. – Vol. 3403. – P. 141–144.

11. *Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Сэм М.Ф.* Малогабаритные He-Sr^+(Ca^+) рекомбинационные лазеры // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 6. – С. 471–478.

12. *Latush E.L., Chebotarev G.D., Sem M.F.* Small-Scale Efficient He-Sr^+(Ca^+) recombination lasers // Proc. SPIE. – 2000. – Vol. 4071. – P. 119–127.

13. *Чеботарев Г.Д., Пруцаков О.О., Латуш Е.Л.* Динамика катафореза в импульсно-периодическом разряде // Оптика атмосферы и океана. – 2001. – Т. 14, № 11. – С. 1011–1015.

14. *Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L.* Dynamics of cataphoresis in the pulse-periodic discharge // Proc. SPIE. – 2002. – Vol. 4747. – P. 188–193.

15. *Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L.* Studies of the longitudinal cataphoresis dynamics in pulse-periodic discharges // Journal of Russian Laser Research. – 2003. – Vol. 24, № 1. – P. 37–44.

16. *Чеботарев Г.Д., Пруцаков О.О., Латуш Е.Л.* Критерии пространственной однородности активных сред катафорезных импульсно-периодических лазеров на парах металлов // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 7. – С. 598–604.

17. *Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д.* Импульсно-периодические катафорезные лазеры // В Энциклопедии низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. Том XI-4. Газовые и плазменные лазеры. – М.: Физматлит, 2005. – С. 468–470.

18. *Wang Y.J., Pan B.L., Chen L., Mao B.N.* Output characteristics of a cataphoresis He-Sr^+ recombination laser // Optics Communications. – 2008. – Vol. 281. – P. 5405–5408.

19. *Chen Li, Pan Bai-Liang, Wang Ya-Juan, Mao Bang-Ning.* Characteristics of a Cataphoresis He-Ca^+ Recombination Laser // Chin. Phys. Lett. 2009. – Vol. 26, № 1. – P. 14206-1–14206-3.

20. *Райзер Ю.П.* Основы современной физики газового разряда. – М.: Наука, 1980. – 230 с.

21. *Лозанский Э.А., Фирсов О.Б.* Теория искры. – М.: Атомиздат, 1975. – 215 с.

22. *Carman R.J.* A self-consistent model for a longitudinal discharge excited He-Sr recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1990. – Vol. 26, № 9. – P. 1588–1608.

23. *Little C.E., Piper J.A.* Average-Power Scaling of Self-Heated Sr^+ Afterglow Recombination Laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1990. – Vol. 26, № 5. – P. 903–910.

24. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Влияние температуры активной среды на характеристики генерации рекомбинационного Sr-He лазера // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15, № 9. – С. 1762 1764.

25. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Роль теплоотвода в повышении средней мощности генерации рекомбинационных лазеров на парах Sr и Ca // Теплофизика высоких температур. – 1986. – Т. 24, № 2. – С. 402–405.

26. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Малогабаритный гелий-стронциевый лазер с водяным охлаждением // Тр. Всесоюз. совещ. «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах». – Томск: Изд-во ТГУ, 1986. – С. 33–34.

27. *Солдатов А.Н., Соломонов В.И.* Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. – Новосибирск: Наука, 1985. – 151 с.

28. *Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. – М.: Научная книга, 1998. – 544 с.

29. *Физические* величины. Справочник / Под. ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

30. *Redko T.P., Kosinar I.* Diffusion coefficients of metals in inert gases: comparison of calculations with experimental data // Czech. J. Phys. – 1980. – Vol. B30. – P. 1293–1306.

31. *Веселовский И.С.* Коэффициент электронной рекомбинации в плазме при тройном столкновении // ЖТФ. – 1969. – Т. 39, № 2. – С. 271–277.

32. *Künnemeyer R., McLucas C.W., Brown D.J.W., McIntosh A.J.* Time-resolved measurements of population density in a Sr^+ recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. 1987. – Vol. 23, № 11. – P. 2028–2033.

33. *Loveland D.G., Webb C.E.* Measurement of the electron density in a strontium vapour laser // J. Phys. – 1992. – Vol. 25. – P. 597–604.

34. *Солдатов А.Н., Шапарев Н.Я., Кирилов А.Е., Глизер В.Я., Полунин Ю.П., Федоров В.Ф.* Радиальные характеристики генерационного излучения лазера на парах меди // Известия вузов. Физика. – 1980. – № 10. – С. 38–43.

35. *Климкин В.М.* Проблемы неустойчивости продольных импульсно-периодических разрядов в лазерах на парах металлов // Препринт ИОА СО РАН. № 1. – Томск, 1999.

36. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Исследование продольного импульсно-периодического продольного разряда в парогазовых смесях высокого давления // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, № 4. – С. 25–31.

Глава 6

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВНЫХ СРЕД ЛАЗЕРОВ НА ПАРАХ СТРОНЦИЯ И КАЛЬЦИЯ

Активные среды лазеров на парах металлов функционируют в условиях энергонапряженного импульсно-периодического разряда при достаточно высоких давлениях рабочей смеси и частотах следования импульсов возбуждения. В таких разрядах возможно нарушение пространственной однородности активных сред вследствие формирования пространственно-неоднородных распределений параметров плазмы, вызванных перегревом приосевых областей разряда и радиальным катафорезом, а также вследствие развития тепловых неустойчивостей плазмы (контракции разряда) [1–10]. Наличие пространственных неоднородностей плазмы ограничивает рост энергетических характеристик при больших объемах, давлениях активных сред и частотах следования импульсов, при этом оптимальные условия определяются уже не только условиями максимально эффективного действия механизмов формирования инверсии населенностей, но также и условиями достижения пространственной однородности плазмы [4].

Влияние пространственной неоднородности плазмы на частотно-энергетические характеристики лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов детально рассмотрено в монографиях [11–14]. Поэтому в данной главе рассматривается влияние пространственной неоднородности плазмы на частотно-энергетические характеристики только рекомбинационных лазеров на парах кальция и стронция.

В условиях действия ограничивающих факторов снижается возможность прогнозирования параметров возбуждения и характеристик генерации с использованием методики расчета оптимальных параметров He-Sr^+(Ca^+) лазеров (см. гл. 4), поскольку эти условия могут выходить за границы применимости методики. Также не накоплен

достаточный для анализа закономерностей функционирования рекомбинационных лазеров при больших объемах, давлениях активных сред и частотах следования импульсов экспериментальный материал ввиду технической сложности постановки таких экспериментов. Были предприняты лишь единичные попытки исследований рекомбинационных лазеров в таких условиях. В частности, в работах научной группы Ростовского государственного университета (ЮЖного федерального университета) были достигнуты высокие рабочие давления до ~ 5 атм в $He\text{-}Sr^+$ активном элементе с независимым вводом паров стронция за счет прокачки гелия [15] и высокие частоты следования импульсов до ~ 29 кГц в $He\text{-}Sr^+$ активном элементе с водяным охлаждением [1, 16], а также до ~ 30–50 кГц в $He\text{-}Sr^+$ активном элементе с катафорезным вводом паров [17–18] (см. гл. 5). В этих активных элементах были достигнуты, соответственно, рекордные значения удельного энергосъема (13,8 мкДж/см^3), средней мощности (3,9 Вт) и удельной средней мощности генерации (277 мВт/см^3). Кроме того, в [19] был реализован $He\text{-}Sr^+$ активный элемент с активным объемом ~ 1000 см^3 при внутреннем диаметре 4 см. В режиме одиночных импульсов были достигнуты рекордные значения пиковой мощности (20 кВт) и энергии импульсов генерации (6 мДж). Однако из-за формирования радиальных неоднородностей плазмы, средняя мощность в импульсно-периодическом режиме не превышала уровня ~ 1 Вт, типичного для активных элементов средних размеров.

Удобным инструментом исследований кинетики активных сред рекомбинационных лазеров может служить метод численного моделирования [20–29], с помощью которого может быть решена задача детального исследования пространственно-временных характеристик активных сред, прогнозирования оптимальных условий и выходных характеристик генерации, а также определения достижимых характеристик рекомбинационных лазеров.

В данной главе изложены результаты численных исследований [30–33], направленных, главным образом, на расчет и анализ пространственно-временных характеристик активных сред рекомбинационных лазеров. В частности, численно исследованы процесс установления импульсно-периодического режима, а также установившийся режим при различных условиях возбуждения. Детально изучены явление контракции импульсно-периодического разряда, а также

явление расконтрагирования разряда, имеющее большое значение как для физики лазеров на парах металлов, так и для физики газового разряда в целом, поскольку благодаря ему автоматически обеспечивается достаточно высокая пространственная однородность плазмы при больших давлениях.

6.1. Самосогласованные математические модели $He\text{-}Sr^+$ и $He\text{-}Ca^+$ лазеров

Моделирование активных сред лазеров на переходах SrII ранее осуществлялось в работах [20–29, 34]. В [20–21, 25-28] численно исследовалась кинетика активных сред высокого давления с накачкой жестким ионизатором. Активные среды с газоразрядным возбуждением моделировались в [22–24, 29, 34]. В упрощенных моделях [22, 29, 34] проводились расчеты временных характеристик плазмы (в [34] наряду с $He\text{-}Sr^+$ лазером моделировался и $He\text{-}Ca^+$ лазер). Эти модели качественно верно отражали картину физических процессов, протекающих в активных средах лазеров. В более детальной самосогласованной модели [23] и ее усовершенствованном варианте [24] наряду с временными рассчитывались и пространственные характеристики плазмы. В настоящем разделе приводится описание самосогласованных математических моделей $He\text{-}Sr^+$ и $He\text{-}Ca^+$ лазеров [30, 32–33], включающих основные физические процессы, ответственные за накачку и инверсию, и позволяющих рассчитывать пространственно-временную эволюцию параметров плазмы и характеристик генерации в импульсно-периодическом режиме. Математические модели содержат совместное описание электрической цепи накачки (схема Блюмлейна или схема с полным разрядом накопительной емкости через тиратрон), плазмы импульсно-периодического разряда и лазерного излучения. Рассмотрим математическую модель $He\text{-}Sr^+$ лазера.

6.1.1. Электрическая цепь накачки

Чаще всего цепь накачки $He\text{-}Sr^+$ лазера собирается по схеме Блюмлейна (см. рис. 6.1, *а*). Кроме того, для возбуждения активной

среды $He\text{-}Sr^{+}$ лазера также используется схема с полным разрядом накопительной емкости через тиратрон (см. рис. 6.2, *a*). В данной модели моделируются обе схемы возбуждения активной среды. Для схемы Блюмлейна уравнения для токов и напряжений имеют вид (см. рис. 6.1, *b*):

$$dU_1/dt = -I_1/C_1, \tag{6.1}$$
$$dU_2/dt = -(I_2 - I_1)/C_2, \tag{6.2}$$
$$dI_1/dt = (U_1 - U_2 - R_p I_1)/L_1, \tag{6.3}$$
$$dI_2/dt = (U_2 - R_{th} I_2)/L_2, \tag{6.4}$$

где R_p – сопротивление плазмы, связанное с проводимостью плазмы σ соотношением:

$$R_p = (l/\langle\sigma\rangle S) + R_{cth}, \tag{6.5}$$

где l и S – активная длина и площадь поперечного сечения лазерной трубки, R_{cth} – сопротивление катодной области, <σ> – средняя по сечению трубки проводимость плазмы [35]:

$$\langle\sigma\rangle = \frac{8e^2}{d^2 m_e}\int_0^{d/2}\frac{n_e}{\nu_t} r dr, \tag{6.6}$$

где n_e – концентрация электронов, d – внутренний диаметр лазерной трубки, e и m_e – заряд и масса электрона, ν_t – суммарная частота упругих столкновений электронов с атомами и ионами.

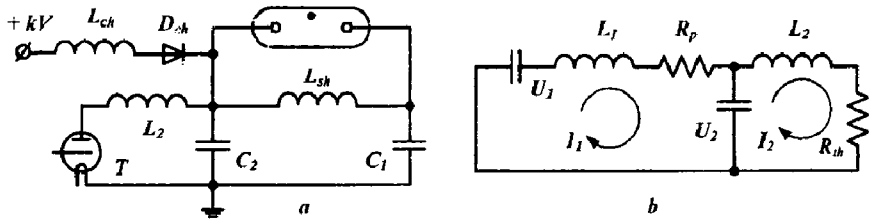


Рис. 6.1. Схема Блюмлейна (*a*) и ее эквивалентная схема (*b*)

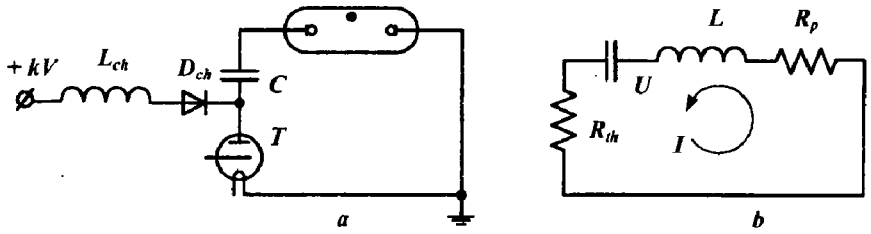


Рис. 6.2. Схема с полным разрядом накопительной емкости через тиратрон (*a*) и ее эквивалентная схема (*b*)

Сопротивление тиратрона R_{th} полагается равным [36]:

$$R_{th} = 10^9 \cdot exp(-t/\tau_{th}) + 1 \text{ [Ом]}, \tag{6.7}$$

где τ_{th} = 4 нс. Сопротивление катодной области R_{cth} находится из вольт-амперной характеристики катодного слоя, рассчитанной по теории Энгеля и Штеенбека [23, 35, 37]. Индуктивность разрядного контура L_1 рассчитывается по формуле [12]:

$$L_1 = \left[2l_a\left(ln\frac{4l_a}{d} - 1\right) + L_{ext}\right] \cdot 10^{-9} \text{ [Гн]}, \tag{6.8}$$

где l и d – активная длина и диаметр, см; L_{ext} – индуктивность внешней цепи, нГн.

При моделировании схемы полного разряда накопительной емкости через тиратрон используется следующая система уравнений (см. рис. 6.2, *b*):

$$dU/dt = -I/C, \tag{6.9}$$

$$dI/dt = \left[U - \left(R_p + R_{th}\right)I\right]/L_1. \tag{6.10}$$

6.1.2. Долгоживущие частицы

Математическая модель содержит кинетические уравнения для концентраций долгоживущих компонент плазмы: атомов стронция

N_{Sr}, метастабильных атомов стронция $N_{Sr_m^*}$, однократных и двукратных ионов стронция N_{Sr^+}, $N_{Sr^{++}}$, атомов гелия N_{He}, метастабильных атомов гелия $N_{He^*(2^1S)}$, $N_{He^*(2^3S)}$, ионов гелия N_{He^+}, метастабильных димеров гелия $N_{He_2^*}$, молекулярных ионов гелия $N_{He_2^+}$ и комплексных ионов $N_{HeSr^{++}}$. Учитываются следующие плазмохимические процессы: упругие и неупругие электрон-атомные и электрон-ионные столкновения, процесс соударений метастабильных атомов гелия с ионизацией, перезарядка атомарных и молекулярных ионов гелия на атомах стронция с образованием двукратных ионов стронция, пеннинговская ионизация атомов стронция метастабилями гелия, тройная электрон-ионная рекомбинация, диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов, конверсия атомарных ионов в молекулярные, ступенчатая реакция Пеннинга и ступенчатая перезарядка, а также диффузия заряженных и метастабильных частиц.

Скорости вышеуказанных процессов приведены в табл. 6.1. В таблице даются ссылки на литературные источники, с использованием данных или методов расчетов которых были получены аналитические выражения для констант скоростей процессов.

Таблица 6.1

Плазмо-химические процессы в активной среде He-Sr^+ лазера: температуры электронов T_e и газа T_g подставляются в формулы в эВ, концентрации частиц – в $см^{-3}$, давление гелия p_{He} – в Торрах; тогда скорости процессов W получаются в $см^{-3}с^{-1}$, коэффициенты диффузии D – в $см^2с^{-1}$, частоты ν – в $с^{-1}$. Дефект энергии ($\pm\Delta\varepsilon_i$) в уравнениях реакций означает, что в результате реакции электронный газ приобретает либо теряет энергию $\Delta\varepsilon_i$.

1. Неупругие электрон-ионные, электрон-атомные столкновения		
1	2	3
Sr + e → Sr^*_m + e – 2 эВ	$W_1 = 9{,}1156\cdot10^{-7}T_e^{-0{,}07189}exp(-1{,}775/T_e)N_{Sr}n_e$	[38]
Sr + e → Sr^+ + 2e – 5,694 эВ	$W_2 = 1{,}2024\cdot10^{-7}T_e^{0{,}28053}exp(-5{,}694/T_e)N_{Sr}n_e$	[39]
Sr + e → Sr^{++} + 3e – 16,724 эВ	$W_3 = 1{,}3264\cdot10^{-8}T_e^{0{,}96632}exp(-16{,}724/T_e)N_{Sr}n_e$	[40]
Sr^*_m + e → Sr^+ + 2e – 3,694 эВ	$W_4 = 4{,}959\cdot10^{-6}T_e^{-1{,}882}exp(-2{,}979/T_e)N_{Sr_m^*}n_e$	[41]
Sr^*_m + e → Sr + e + 2 эВ	$W_5 = 4{,}429\cdot10^{-8}T_e^{-0{,}2998}N_{Sr_m^*}n_e$	[38]

Продолжение табл. 6.1

1	2	3
$Sr^+ + e \rightarrow Sr^{++} + 2e - 11{,}03$ эВ	$W_6 = 5{,}926 \cdot 10^{-9} T_e^{0{,}9818} exp(-11{,}03/T_e) N_{Sr^+} n_e$	[42]
$He + e \rightarrow He^*(2^3S) + e - 19{,}819$ эВ	$W_7 = \xi_1 \cdot 7{,}4979 \cdot 10^{-9} T_e^{-0{,}5618} exp(-19{,}82/T_e) N_{He} n_e$	[43]
$He + e \rightarrow He^*(2^1S) + e - 20{,}615$ эВ	$W_8 = \xi_1 \cdot 2{,}0086 \cdot 10^{-9} T_e^{-0{,}1394} exp(-20{,}61/T_e) N_{He} n_e$	[43]
$He + e \rightarrow He^+ + 2e - 24{,}59$ эВ	$W_9 = \xi_1 \cdot 2{,}1999 \cdot 10^{-9} T_e^{0{,}61175} exp(-24{,}59/T_e) N_{He} n_e$	[44]
$He_2^* + e \rightarrow 2He + e + 18$ эВ	$W_{10} = 3{,}8 \cdot 10^{-9} N_{He_2^*} n_e$	[45]
$He_2^* + e \rightarrow He_2^+ + 2e - 4$ эВ	$W_{11} = 4 \cdot 10^{-5} T_e^{-3} exp(-4{,}44/T_e) N_{He_2^*} n_e$	[45]
$He^*(2^3S) + e \rightarrow He + e + 19{,}819$ эВ	$W_{12} = \xi_1 \cdot 2{,}4993 \cdot 10^{-9} T_e^{-0{,}5618} N_{He^*(2^3S)} n_e$	[43]
$He^*(2^3S) + e \rightarrow He^*(2^1S) + e - 0{,}796$ эВ	$W_{13} = 2{,}3 \cdot 10^{-7} exp(-0{,}796/T_e) N_{He^*(2^3S)} n_e$	[46]
$He^*(2^3S) + e \rightarrow He^+ + 2e - 4{,}771$ эВ	$W_{14} = \xi_2 \cdot 1{,}3266 \cdot 10^{-7} T_e^{0{,}15207} exp(-4{,}77/T_e) N_{He^*(2^3S)} n_e$	[47]
$He^*(2^1S) + e \rightarrow He + e + 20{,}615$ эВ	$W_{15} = \xi_1 \cdot 2{,}0086 \cdot 10^{-9} T_e^{-0{,}13939} N_{He^*(2^1S)} n_e$	[43]
$He^*(2^1S) + e \rightarrow He^*(2^3S) + e + 0{,}796$ эВ	$W_{16} = 7 \cdot 10^{-7} N_{He^*(2^1S)} n_e$	[46]
$He^*(2^1S) + e \rightarrow He^+ + 2e - 3{,}975$ эВ	$W_{17} = \xi_2 \cdot 1{,}327 \cdot 10^{-7} T_e^{0{,}1521} exp(-3{,}97/T_e) N_{He^*(2^1S)} n_e$	[47]
2. Атомные и молекулярные столкновения 2.1. Конверсия ионов и метастабилей гелия		
$He^+ + 2He \rightarrow He_2^+ + He$	$W_{18} = 2{,}6 \cdot 10^{-33} / T_g N_{He^+} N_{He}^2$	[48, 49]
$He^*(2^1S) + 2He \rightarrow He_2^* + He$	$W_{19} = 3{,}23 \cdot 10^{-33} exp(-0{,}067/T_g) N_{He^*(2^1S)} N_{He}^2$	[45]
$He^*(2^3S) + 2He \rightarrow He_2^* + He$	$W_{20} = 3{,}23 \cdot 10^{-33} exp(-0{,}067/T_g) N_{He^*(2^3S)} N_{He}^2$	[45]

Продолжение табл. 6.1

1	2	3
2.2. Образование комплексных молекулярных ионов		
$Sr^{++} + 2He \rightarrow HeSr^{++} + He$	$W_{21} = 5 \cdot 10^{-32} N_{Sr^{++}} N_{He}^2$	[45]
2.3. Ионизация при столкновении метастабилей гелия		
$He^*(2^1S) + He^*(2^1S) \rightarrow He^+ + He + e +$ 16,64 эВ $\searrow He_2^+ + e +$ 19,23 эВ	$W_{22} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} N_{He^*(2^1S)}^2$	[45, 50]
$He^*(2^3S) + He^*(2^3S) \rightarrow He^+ + He + e +$ 15,048 эВ $\searrow He_2^+ + e +$ 17,638 эВ	$W_{23} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} N_{He^*(2^3S)}^2$	[45, 50]
$He^*(2^1S) + He_2^* \rightarrow He^+ + 2He + e +$ 14,025 эВ $\searrow He_2^+ + He + e +$ 16,615 эВ	$W_{24} = 2{,}5 \cdot 10^{-9} N_{He^*(2^1S)} N_{He_2^*}$	[45, 50]
$He^*(2^3S) + He_2^* \rightarrow He^+ + 2He + e +$ 13,229 эВ $\searrow He_2^+ + He + e +$ 15,819 эВ	$W_{25} = 2{,}5 \cdot 10^{-9} N_{He^*(2^3S)} N_{He_2^*}$	[45, 50]
$He^*(2^1S) + He^*(2^3S) \rightarrow He^+ + He + e +$ 15,844 эВ	$W_{26} = 2{,}4 \cdot 10^{-9} N_{He^*(2^1S)} N_{He^*(2^3S)}$	[45]
$He_2^* + He_2^* \rightarrow He^+ + 3He + e +$ 11,41 эВ $\searrow He_2^+ + 2He + e +$ 14 эВ	$W_{27} = 1{,}51 \cdot 10^{-10} N_{He_2^*}^2$	[50]
2.4. Перезарядка с ионизацией		
$He^+ + Sr \rightarrow Sr^{++} + He + e +$ 7,866 эВ	$W_{28} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He^+} N_{Sr}$	[34, 51]

Продолжение табл. 6.1

1	2	3
$He_2^+ + Sr \rightarrow Sr^{++} + 2He + e + 5{,}276$ эВ	$W_{29} = 1{,}47 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He_2^+} N_{Sr}$	[34, 51]
2.5. Ступенчатая перезарядка		
$He^*(2^1S) + Sr^{++} \rightarrow Sr^{++*} + He^+$	$W_{30} = 8 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He^*(2^1S)} N_{Sr^{++}}$	[34, 52–54]
$He^*(2^3S) + Sr^{++} \rightarrow Sr^{++*} + He^+$	$W_{31} = 8 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He^*(2^3S)} N_{Sr^{++}}$	[34, 52–54]
$Sr^*_m + Sr^{++} \rightarrow Sr^+ + Sr^{++*}$	$W_{32} = 8 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{Sr^*_m} N_{Sr^{++}}$	[34, 52–54]
2.6. Реакция Пеннинга		
$He^*(2^1S) + Sr \rightarrow Sr^+ + He + e + 14{,}921$ эВ	$W_{33} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He^*(2^1S)} N_{Sr}$	[34, 51]
$He^*(2^3S) + Sr \rightarrow Sr^+ + He + e + 14{,}125$ эВ	$W_{34} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He^*(2^3S)} N_{Sr}$	[34, 51]
$He_2^* + Sr \rightarrow Sr^+ + 2He + e + 12{,}306$ эВ	$W_{35} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He_2^*} N_{Sr}$	[34, 51]
2.7. Ступенчатая реакция Пеннинга		
$Sr^+ + He^*(2^1S) \rightarrow Sr^{++} + He + e + 9{,}585$ эВ	$W_{36} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{Sr^+} N_{He^*(2^1S)}$	[34, 51]
$Sr^+ + He^*(2^3S) \rightarrow Sr^{++} + He + e + 8{,}789$ эВ	$W_{37} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{Sr^+} N_{He^*(2^3S)}$	[34, 51]
$Sr^+ + He_2^* \rightarrow Sr^{++} + 2He + e + 6{,}97$ эВ	$W_{38} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{Sr^+} N_{He_2^*}$	[34, 51]
3. Рекомбинация 3.1. Тройная электрон-ионная рекомбинация		
$Sr^+ + e + e \rightarrow Sr^*_m + e + 3{,}694$ эВ	$W_{39} = 3{,}192 \cdot 10^{-27} T_e^{-4{,}5} N_{Sr^+} n_e^2$	[55]

Продолжение табл. 6.1.

1	2	3
$He^+ + e + e \rightarrow He^*(2^1S,2^3S) + e +$ 4,373 эВ	$W_{40} = 3{,}192 \cdot 10^{-27} T_e^{-4,5} N_{He^+} n_e^2$	[55]
$He_2^+ + e + e \rightarrow He^*(2^1S,2^3S) + He + e +$ 1,783 эВ ↘ $He_2^* + e +$ 4 эВ	$W_{41} = 3{,}192 \cdot 10^{-27} T_e^{-4,5} N_{He_2^+} n_e^2$	[55]
$Sr^{++} + e + e \rightarrow Sr^{+*} + e +$ 11,03 эВ	$W_{42} = 5{,}929 \cdot 10^{-26} T_e^{-4,5} N_{Sr^{++}} n_e^2$	[55]
$HeSr^{++} + e + e \rightarrow Sr^{+*} + He + e$	$W_{43} = 5{,}929 \cdot 10^{-26} T_e^{-4,5} N_{HeSr^{++}} n_e^2$	[55]
3.2. Тройная электрон-ионная рекомбинация с участием атомов гелия		
$Sr^+ + e + He \rightarrow Sr_m^* + He$	$W_{44} = 1{,}7 \cdot 10^{-31} T_e^{-1,5} T_g^{-1} N_{Sr^+} N_{He} n_e$	[56]
$He^+ + e + He \rightarrow He^*(2^1S,2^3S) + He$	$W_{45} = 3{,}3 \cdot 10^{-31} T_e^{-1,5} T_g^{-1} N_{He^+} N_{He} n_e$	[56]
$He_2^+ + e + He \rightarrow He^*(2^1S,2^3S) +$ 2He ↘ $He_2^* + He$	$W_{46} = 2{,}84 \cdot 10^{-31} T_e^{-1,5} T_g^{-1} N_{He_2^+} N_{He} n_e$	[56]
$Sr^{++} + e + He \rightarrow Sr^{+*} + He$	$W_{47} = 1{,}4 \cdot 10^{-30} T_e^{-1,5} T_g^{-1} N_{Sr^{++}} N_{He} n_e$	[56]
$HeSr^{++} + e + He \rightarrow Sr^{+*} + 2He$	$W_{48} = 1{,}4 \cdot 10^{-30} T_e^{-1,5} T_g^{-1} N_{HeSr^{++}} N_{He} n_e$	[56]
3.3. Диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов		
$He_2^+ + e \rightarrow He^*(2^1S,2^3S) + He$	$W_{49} = 3{,}7 \cdot 10^{-11} T_e^{-1,5} N_{He_2^+} n_e$	[48]
$HeSr^{++} + e \rightarrow Sr^{+*} + He$	$W_{50} = 1{,}5 \cdot 10^{-7} T_e^{-0,5} N_{HeSr^{++}} n_e$	[45]
4. Диффузия в гелии		
атомов стронция	$D_{Sr} = 1{,}13 \cdot 10^5 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[57, 58]
метастабильных атомов стронция	$D_{Sr_m^*} = 1{,}13 \cdot 10^5 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[57, 58]
однократных ионов стронция	$D_{Sr^+} = 9{,}87 \cdot 10^4 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[57, 58]

Окончание табл. 6.1

1	2	3
двукратных ионов стронция	$D_{Sr^{++}} = 9{,}87 \cdot 10^4 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[57, 58]
атомов гелия	$D_{He} = 3{,}4 \cdot 10^5 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[47]
метастабильных атомов гелия (2^3S)	$D_{He^*(2^3S)} = 8{,}96 \cdot 10^4 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[47]
метастабильных атомов гелия (2^1S)	$D_{He^*(2^1S)} = 1{,}1 \cdot 10^5 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[47]
возбужденных димеров гелия	$D_{He_2^*} = 9{,}14 \cdot 10^4 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[50]
молекулярных ионов гелия	$D_{He_2^+} = 7{,}86 \cdot 10^4 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[50]
ионов гелия	$D_{He^+} = 4{,}9 \cdot 10^4 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[47]
5. Упругие электрон-атомные, электрон-ионные столкновения		
$e + He \rightarrow He + e - \delta\varepsilon_{eHe}$ *	$\nu_{eHe} = 3{,}55 \cdot 10^{-8} T_e^{1/2} N_{He}$	[59]
$e + He^+ \rightarrow He^+ + e - \delta\varepsilon_{eHe^+}$	$\nu_{eHe^+} = 2{,}69 \cdot 10^{-6} T_e^{-3/2} [23{,}4 - 0{,}5 ln(N_e/T_e^3)] N_{He^+}$	[41]
$e + He_2^+ \rightarrow He_2^+ + e - \delta\varepsilon_{eHe_2^+}$	$\nu_{eHe_2^+} = 2{,}69 \cdot 10^{-6} T_e^{-3/2} [23{,}4 - 0{,}5 ln(N_e/T_e^3)] N_{He_2^+}$	[41]
$e + Sr^+ \rightarrow Sr^+ + e - \delta\varepsilon_{eSr^+}$	$\nu_{eSr^+} = 2{,}69 \cdot 10^{-6} T_e^{-3/2} [23{,}4 - 0{,}5 ln(N_e/T_e^3)] N_{Sr^+}$	[41]
$e + Sr^{++} \rightarrow Sr^{++} + e - \delta\varepsilon_{eSr^{++}}$	$\nu_{eSr^{++}} = 1{,}07 \cdot 10^{-5} T_e^{-3/2} [23{,}4 - 0{,}5 ln(N_e/T_e^3)] N_{Sr^{++}}$	[41]

* $\delta\varepsilon_A = \frac{3}{2}(T_e - T_g)\frac{2m_e}{M_A}$ – энергия, теряемая электроном при столкновении с тяжелой частицей A; m_e – масса электрона; M_A – масса соответствующего атома или иона, A = He, He^+, He_2^+, Sr^+, Sr^{++}.

При расчетах констант скоростей процессов функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) полагалась максвелловской. Такое допущение является вполне оправданным, поскольку в продольном разряде формирование ФРЭЭ происходит при ускорении тепловых электронов, образовавшихся в результате ионизации атомов в относительно слабом электрическом поле в условиях непрерывных

потерь энергии на возбуждение и ионизацию и высоких частот межэлектронных столкновений [35, 60–62]. При этом в типичных для лазеров на парах металлов условиях заметное различие между реальной и максвелловской ФРЭЭ наблюдается лишь в высокоэнергетической области, где имеется дефицит быстрых электронов [23–24, 35, 63–66]. Расчеты, проведенные в [65–66], показали, что слабое различие реальной и максвелловской ФРЭЭ в области малых и средних энергий электронов существенно не влияет на величины констант скоростей (это влияние составляет ~10%). Имеющееся отличие реальной ФРЭЭ от максвелловской в высокоэнергетической области существенно сказывается лишь на константах скоростей возбуждения и ионизации атомов буферного газа (а именно, приводит к их завышению при использовании максвелловской ФРЭЭ). Корректировка этих констант при моделировании может быть осуществлена либо путем введения калибровочных множителей [23], либо использованием бимаксвелловской функции распределения [24, 63]. В данной модели использовался первый способ корректировки, в частности, некоторые из скоростей процессов были домножены на калибровочные коэффициенты ξ_1, ξ_2, ξ_3 (см. табл. 6.1 и (6.27)). Введение этих калибровочных множителей позволило добиться лучшего согласия модели с имеющимися экспериментальными данными.

Система кинетических уравнений для концентраций долгоживущих частиц в плазме имеет вид:

$$\partial N_{Sr}/_{\partial t} = = -(W_1 + W_2 + W_3) + W_5 - \\ -(W_{28} + W_{29} + W_{33} + W_{34} + W_{35}) - \nabla\vec{\Gamma}_{Sr}, \qquad (6.11)$$

$$\partial N_{Sr_m^*}/\partial t = W_1 - W_4 - W_5 - W_{32} + W_{39} + W_{44} - \nabla\vec{\Gamma}_{Sr_m^*}, \quad (6.12)$$

$$\partial N_{Sr^+}/\partial t = W_2 + W_4 - W_6 + W_{30} + W_{31} + 2W_{32} + W_{33} + W_{34} + \\ W_{35} - W_{36} - W_{37} - W_{38} + W_{42} + W_{43} + W_{47} + W_{48} + W_{50} - \\ W_{39} - W_{44} + \sum_{i=1}^{20}\left(C_{i,0}N_{Sr_i^{+*}} - C_{0,i}N_{Sr^+}\right) - \nabla\vec{\Gamma}_{Sr^+}, \quad (6.13)$$

здесь $C_{i,j} = A_{i,j} + F_{i,j} + G_{i,j}$ (см. ниже (6.23)), $N_{Sr_i^{+*}}$ – населенность i-го возбужденного уровня Sr^+ (см. нумерацию уровней SrII на рис. 6.3);

$$\partial N_{Sr^{++}}/\partial t = W_3 + W_6 + W_{28} + W_{29} + W_{36} + W_{37} + W_{38} - W_{30} - -W_{31} - W_{32} - W_{21} - W_{42} - W_{47} + \sum_{i=1}^{20} K_{Sr_i^{+*}} N_{Sr_i^{+*}} n_e - \nabla\vec{\Gamma}_{Sr^{++}}, \quad (6.14)$$

где $K_{Sr_i^{+*}}$– константы скорости ионизации возбужденных состояний SrII (см. ниже (6.27));

$$\partial N_{He}/\partial t = -(W_7 + W_8 + W_9) + 2W_{10} + W_{12} + W_{15} + W_{28} + W_{22} + 3W_{24} + W_{33} + W_{36} + W_{23} + 3W_{25} + W_{26} + W_{34} + W_{37} - W_{18} - W_{19} - W_{20} - W_{21} + 5W_{27} + 2W_{35} + 2W_{38} + 2W_{29} + W_{41} + W_{46} + W_{49} + +W_{43} + W_{48} + W_{50} - \nabla\vec{\Gamma}_{He}, \quad (6.15)$$

$$\partial N_{He_2^*}/\partial t = -W_{10} - W_{11} + W_{19} + W_{20} - 2W_{24} - 2W_{25} - 4W_{27} - -W_{35} - W_{38} + W_{41} + W_{46} - \nabla\vec{\Gamma}_{He_2^*}, \quad (6.16)$$

$$\partial N_{He^*(2^3S)}/\partial t = W_7 - W_{12} - W_{13} + W_{16} - W_{14} - W_{20} - 4W_{23} - 2W_{25} - W_{26} - W_{34} - W_{37} - W_{31} + 0.75\cdot(W_{40} + W_{45} + W_{41} + W_{46} + +W_{49}) - \nabla\vec{\Gamma}_{He^*(2^3S)}, \quad (6.17)$$

$$\partial N_{He^*(2^1S)}/\partial t = W_8 - W_{15} + W_{13} - W_{16} - W_{17} - W_{19} - 4W_{22} - 2W_{24} - W_{33} - W_{36} - W_{26} - W_{30} + 0.25\cdot(W_{40} + W_{45} + W_{41} + W_{46} + +W_{49}) - \nabla\vec{\Gamma}_{He^*(2^1S)}, \quad (6.18)$$

$$\partial N_{He_2^+}/\partial t = W_{11} + W_{18} + W_{22} + W_{23} + W_{24} + W_{25} + W_{27} - W_{29} - 2W_{41} - 2W_{46} - W_{49} - \nabla\vec{\Gamma}_{He_2^+}, \quad (6.19)$$

$$\partial N_{He^+}/\partial t = W_9 + W_{14} + W_{17} - W_{28} + W_{23} + W_{25} + W_{31} + W_{22} + W_{24} + W_{26} + W_{30} + W_{27} - W_{18} - W_{40} - W_{45} - \nabla\vec{\Gamma}_{He^+}, \quad (6.20)$$

$$\partial N_{HeSr^{++}}/\partial t = W_{21} - W_{43} - W_{48} - W_{50}. \quad (6.21)$$

Коэффициенты 0,75 и 0,25 в (6.17) и (6.18) учитывают распределение накачки метастабильных атомов гелия пропорционально их статистическим весам. Все производные по времени являются частными, так как концентрации частиц зависят как от времени t, так и от

радиальной координаты r. В уравнениях (6.11)–(6.20) диффузия частиц в радиальном направлении выражается через дивергенции плотностей диффузионных потоков $\vec{\Gamma}_A$ (см. ниже (6.38)–(6.39)), где A – соответствующая частица.

Плазма полагается квазинейтральной, поэтому концентрация электронов n_e находится суммированием концентраций всех заряженных частиц:

$$n_e = N_{He^+} + N_{He_2^+} + N_{Sr^+} + 2N_{Sr^{++}} + N_{HeSr^{++}}. \qquad (6.22)$$

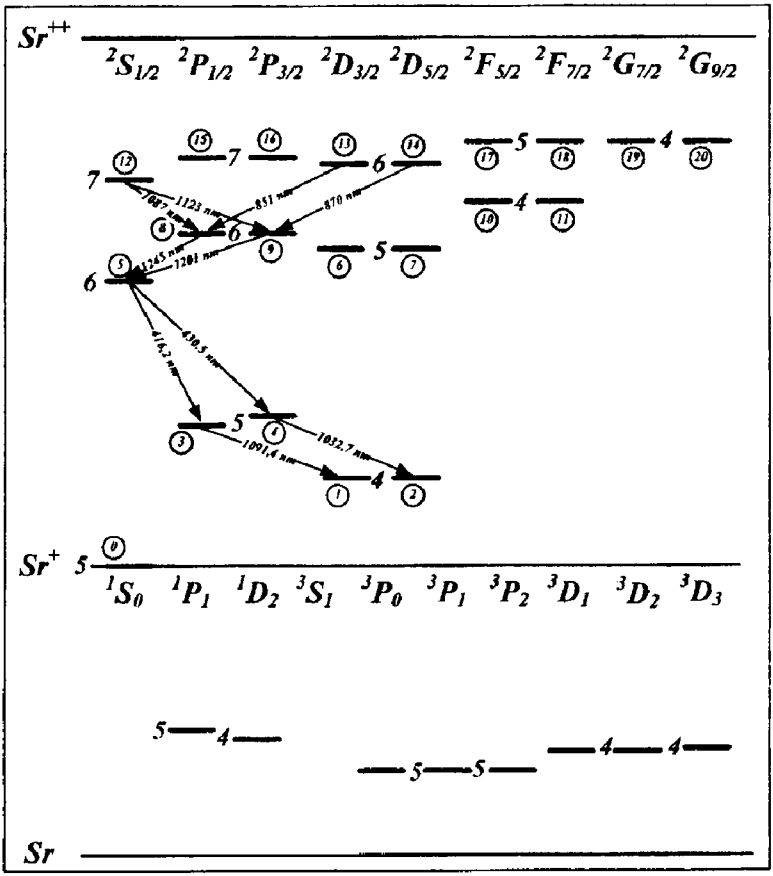


Рис. 6.3. Схема уровней иона стронция; в кружках указана нумерация уровней Sr^+, используемая в модели

6.1.3. Поуровневая кинетика

При расчете поуровневой кинетики иона стронция учитывается 20 возбужденных уровней, показанных на рис. 6.3. Уравнения баланса населенностей уровней SrII при этом имеют следующий вид:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{\substack{j=0 \\ j\neq i}}^{20} (A_{j,i} + F_{j,i} + G_{j,i})N_j - \sum_{\substack{k=0 \\ k\neq i}}^{20} (A_{i,k} + F_{i,k} + G_{i,k})N_i - \\ - \sum_{i=1}^{20} K_{Sr_i^{+*}} N_{Sr_i^{+*}} n_e + \delta_i + W_p^{(i)}; i = 1 \dots 20, \qquad (6.23)$$

где $A_{i,k}$ – вероятности оптических переходов (на резонансных переходах SrII учитывается пленение излучения (см. ниже (6.31)); $F_{i,k} = \langle \sigma_{i,k} v_e \rangle n_e$ – вероятности электронного возбуждения или девозбуждения; $G_{i,k} = K_{i,k} N_{He}$ – вероятности атомного возбуждения или девозбуждения; $K_{Sr_i^{+*}}$ – константы скорости ионизации возбужденных состояний; δ_i – слагаемые, учитывающие эффект насыщения на лазерных переходах; $W_p^{(i)}$ – парциальные скорости накачки уровней.

Вероятности оптических переходов $A_{i,k}$ для иона стронция, рассчитанные по методу [67], либо взятые из [68], приведены в табл. 6.2. Там же приведены константы скорости электронного девозбуждения $V_{i,k}$, рассчитанные по методу [38] для $T_e = 0{,}2$ эВ. Для других T_e вероятности $V_{i,k}$ рассчитываются по формуле [34, 60–61]:

$$V_{i,k} = V_{i,k}^{(0.2)} \sqrt{0{,}2/T_e}. \qquad (6.24)$$

Константы скорости электронного возбуждения рассчитываются исходя из принципа детального равновесия:

$$V_{k,i} = \frac{g_i}{g_k} V_{i,k} exp\left(-\frac{\Delta E_{i,k}}{T_e}\right), \qquad (6.25)$$

где $\Delta E_{i,k}$ – энергетический интервал между i-м и k-м уровнями энергии.

Константы скорости атомного девозбуждения $K_{i,k}$, роль которого существенна при больших давлениях гелия, рассчитываются по данным [69] и аппроксимируются формулой [34]:

$$K_{i,k} = 2{,}25 \cdot 10^{-10} \sqrt{T_g}\, \frac{exp(-\Delta E_{i,k})}{\Delta E_{i,k}^{2/3}} \text{ [см}^3\text{с}^{-1}\text{]}, \qquad (6.26)$$

здесь T_g и $\Delta E_{i,k}$ – в электрон-вольтах.

Константы скорости атомного возбуждения вычисляются на основе принципа детального равновесия.

Таблица 6.2

Вероятности оптических переходов $A_{i,k}$ между уровнями иона стронция в единицах 10^8 с$^{-1}$ и константы скорости электронного девозбуждения уровней иона стронция $V_{i,k}^{(0,2)}$ в единицах 10^{-8} см^{3}с$^{-1}$, рассчитанные для T_e = 0,2 эВ. Пустые клетки соответствуют нулевым вероятностям

Переход	$A_{i,k}$	$V_{i,k}^{(0.2)}$	Переход	$A_{i,k}$	$V_{i,k}^{(0.2)}$	Переход	$A_{i,k}$	$V_{i,k}^{(0.2)}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1 → 0		7,61	10 → 1	1.88	16.26	15 → 3		4.885
2 → 0		7,737	10 → 2	0.14	1.197	15 → 5	0.0078	0.739
3 → 0	1,274	82,731	10 → 6	0.23	432	15 → 6	0.0056	1.339
3 → 1	0,054	60,495	10 → 7	0.02	30.7	15 → 7		5.92
4 → 0	1,43	83,7	11 → 2	2,07	18,197	15 → 8		56,227
4 → 1	0,01	6,045	11 → 7	0,24	465,2	15 → 12	0,0559	972,9
4 → 2	0,06	54,58	12 → 0		2,755	15 → 13	0,0042	2580,8
4 → 3		1000	12 → 1		0,21	15 → 14		655,87
5 → 0		13,07	12 → 2		0,322	16 → 0	0.422	1,122
5 → 1		0,77	12 → 3	0,23	2,824	16 → 1	0,016	0,084
5 → 2		1,199	12 → 4	0,45	5,848	16 → 2	0,138	0,761
5 → 3	0,63	39,325	12 → 5		38,18	16 → 4		4,959
5 → 4	1,248	86,304	12 → 6		11,08	16 → 5	0,009	0,854
6 → 0		3,013	12 → 7		17,546	16 → 6	0,0004	0,093
6 → 3	2,19	22,77	12 → 8	0,17	186	16 → 7	0,004	0,921
6 → 4	0,43	4,87	12 → 9	0,33	402,15	16 → 9		56,2
6 → 5		98,45	13 → 0		1,043	16 → 12	0,063	974,7
7 → 0		2,906	13 → 3	0,607	6,25	16 → 13	0,0005	213,2
7 → 4	2,6	28,87	13 → 4	0,117	1,274	16 → 14	0,005	2161,6

Окончание табл. 6.2

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7 → 5		97,97	13 → 5		3,53	17 → 1	1,245	5,974
8 → 0	0,039	0,193	13 → 8	0,397	211,8	17 → 2	0,089	0,435
8 → 1	0,009	0,105	13 → 9	0,031	17,7	17 → 6	0,082	12,62
8 → 2		1,001	13 → 10	0,052	161,16	17 → 7	0,006	0,938
8 → 3		21,33	13 → 12		274,1	17 → 13	0,071	1379
8 → 5	0,24	400,8	14 → 0		1,021	17 → 14	0,005	96,9
8 → 6	0,014	785,06	14 → 4	0,9118	9,898	18 → 2	1,355	6,598
8 → 7		208,90	14 → 5		3,488	18 → 7	0,091	14,25
9 → 0	0,069	0,340	14 → 9	0,475	269,8	18 → 14	0,072	1457,5
9 → 1	0,001	0,015	14 → 10	0,0025	7,62	19 → 10	0,3	233,32
9 → 2	0,01	0,122	14 → 11	0,0499	152,1	19 → 11	0,03	23,332
9 → 4		21,757	14 → 12		615,1	19 → 17	0,03	10^6
9 → 5	0,263	396	15 → 0	0,405	1,084	19 → 18	0,003	10^5
9 → 6	0,001	57,252	15 → 1	0,148	0,81	20 → 11	0,3	233,32
9 → 7	0,014	603,3	15 → 2		0,278	20 → 18	0,03	10^6

Константы скорости ионизации возбужденных состояний иона стронция $K_{Sr_i^{+*}}$ полагаются имеющими вид, аналогичный константе скорости ионизации основного состояния иона (см. табл. 6.1):

$$K_{Sr_i^{+*}} = \xi_3 \cdot 5{,}926 \cdot 10^{-9} \frac{1}{g_{Sr_i^{+*}}} T_e^{0,9818} exp\left(-\frac{I_{Sr_i^{+*}}}{T_e}\right). \qquad (6.27)$$

Слагаемые, учитывающие эффект насыщения, имеют следующий вид:

$$\delta_i = \begin{cases} -I_{c(416,2)}\alpha_{0(416,2)}/h\nu_{416,2} - I_{c(430,5)}\alpha_{0(430,5)}/h\nu_{430,5}; i = 5, \\ +I_{c(416,2)}\alpha_{0(416,2)}/h\nu_{416,2}; i = 3 \\ +I_{c(430,5)}\alpha_{0(430,5)}/h\nu_{430,5}; i = 4 \\ 0; i = 1\ldots2, i = 6\ldots20 \end{cases} \qquad (6.28)$$

где $\alpha_{0(416,2)}$ и $\alpha_{0(430,5)}$, $h\nu_{416,2}$ и $h\nu_{430,5}$, $I_{c(416,2)}$ и $I_{c(430,5)}$ – коэффициенты усиления, энергии квантов, интенсивности внутрирезонаторного лазерного поля на $\lambda = 416{,}2$ и 430,5 нм SrII, соответственно.

Парциальные скорости накачки уровней SrII рассчитываются следующим образом:

$$W_p^{(i)} = \begin{cases} \frac{g_i}{\sum_{i=12}^{20} g_i} W; i = 12...20 \\ 0; i < 12, \end{cases} \quad (6.29)$$

где g_i – статистические веса уровней, W – полная скорость накачки на верхнюю группу уровней SrII с $i = 12...20$:

$$W = W_{30} + W_{31} + W_{32} + W_{42} + W_{47} + W_{50}. \quad (6.30)$$

На резонансных переходах 3 – 0 (λ = 421,55 нм SrII) и 4 – 0 (λ = 407,77 нм SrII) (см. рис. 6.3) учитывается пленение излучения, уменьшающее вероятности оптических переходов $A_{3,0}$ и $A_{4,0}$ в соответствии с фактором пленения, который рассчитывается исходя из лоренцевского контура резонансных линий, обусловленного в основном уширением давлением [70]:

$$X = 1{,}115/\sqrt{\pi k_0 R}, \quad (6.31)$$

где $R = d/2$ – внутренний радиус лазерной трубки, k_0 – коэффициент поглощения в центре линии:

$$k_0 = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \frac{g_u}{g_1} A_{u,l} N_l \frac{1}{\Delta\nu}; \quad (6.32)$$

здесь N_l – концентрация поглощающих атомов, $\Delta\nu$ – ширина спектральной линии.

Из (6.31)–(6.32) можно получить расчетные формулы для факторов пленения:

$$X_{3\to0} = 3{,}715 \cdot 10^5 \left(\frac{1}{\Delta\nu_{421,55}} N_{Sr} d\right)^{-1/2}, \quad (6.33)$$

$$X_{4\to0} = 2{,}568 \cdot 10^5 \left(\frac{1}{\Delta\nu_{407,77}} N_{Sr} d\right)^{-1/2}. \quad (6.34)$$

В (6.33)–(6.34) населенность основного состояния иона стронция N_{Sr^+} подставляется в см$^{-3}$, внутренний диаметр разрядной трубки d – в см, ширины резонансных линий $\Delta\nu_{421,55}$ и $\Delta\nu_{407,77}$ – в ГГц; они вычисляются по формуле, полученной на основе данных [71]:

$$\Delta\nu_{421,55} = \Delta\nu_{407,77} = 1{,}7 + 1{,}16\cdot10^{-18}T_g^{0,413}N_{He}\ [\text{ГГц}]. \quad (6.35)$$

6.1.4. Электронная и газовая температура

Уравнение для температуры электронов T_e имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2}n_eT_e\right) = \frac{E^2\sigma}{e} - \frac{3}{2}n_e\left(T_e - T_g\right)\times$$
$$\times\sum_{\substack{(A=He,He^+,\\ He_2^+,Sr^+,Sr^{++})}}\frac{2m_e}{M_A}\nu_{eA} + \sum_{i=1}^{42}\Delta\varepsilon_iW_i - \nabla\left(\frac{3}{2}T_e\vec{\Gamma}_e\right) - \nabla\vec{\Gamma}_{eth}; \quad (6.36)$$

здесь $\vec{\Gamma}_e$ – плотность диффузионного потока электронов, а $\vec{\Gamma}_{eth}$ – плотность электронного теплового потока в радиальном направлении. В (6.36) первый член учитывает джоулев нагрев электронного газа электрическим полем E (σ – проводимость плазмы), второй – охлаждение электронов за счет упругих столкновений с тяжелыми частицами, третий – выделение энергии в электронный газ или ее поглощение в плазмо-химических процессах ($\Delta\varepsilon_i$ – дефект энергии, W_i – скорости процессов), четвертый – диффузионное охлаждение электронного газа, пятый – охлаждение за счет электронной теплопроводности.

Уравнение для температуры газа T_g имеет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2}NT_g\right) = \frac{3}{2}n_e\left(T_e - T_g\right)\cdot\sum_{\substack{(A=He,He^+,\\ He_2^+,Sr^+,Sr^{++})}}\frac{2m_e}{M_A}\nu_{eA} - \nabla\vec{\Gamma}_{th}; \quad (6.37)$$

здесь $\vec{\Gamma}_{th}$ – плотность теплового потока в радиальном направлении, обусловленного теплопроводностью газа, N – сумма концентраций всех тяжелых частиц. В (6.37) первый член учитывает нагрев газа вследствие упругих столкновений с электронами, второй – его охлаждение за счет теплопроводности.

6.1.5. Процессы переноса

Плотности диффузионных потоков для нейтральных частиц (Sr, Sr_m^*, He, $He^*(2^3S)$, $He^*(2^1S)$ и He_2^*) равны:

$$\vec{\Gamma}_i = -\frac{D_i}{T_g}\nabla\left(N_i T_g\right), \tag{6.38}$$

где D_i – коэффициент диффузии i-й нейтральной компоненты. Для ионов (He^+, He_2^+, Sr^+ и Sr^{++}) плотности диффузионных потоков равны:

$$\vec{\Gamma}_i = N_i \mu_i \vec{E}_r - \frac{D_i}{T_g}\nabla\left(N_i T_g\right), \tag{6.39}$$

где μ_i – подвижность i-й ионной компоненты; она связана с коэффициентом диффузии D_i соотношением Эйнштейна $\mu_i = D_i/T_g$. Плотность диффузионного потока электронов равна:

$$\vec{\Gamma}_e = N_e \mu_e \vec{E}_r - \frac{D_e}{T_e}\nabla(N_e T_e), \tag{6.40}$$

где $\mu_e = e/(m_e \nu_t)$ – подвижность электронов, $\vec{E}_r$ – напряженность радиального поля, которая может быть найдена из условия равенства диффузионного потока электронов суммарному диффузионному потоку ионов:

$$\vec{\Gamma}_e = -\sum_i \vec{\Gamma}_i. \tag{6.41}$$

Из (6.39)–(6.41) можно получить выражение для $\vec{E}_r$

$$\vec{E}_r = \left[-\frac{D_e}{T_e}\nabla(N_e T_e) + \sum_i \frac{D_i}{T_g}\nabla\left(N_i T_g\right)\right] \Big/ \left(N_e \mu_e + \sum_i N_i \mu_i\right), \tag{6.42}$$

где суммирование производится только по ионам. Плотность потока тепла, переносимого электронным газом за счет электронной теплопроводности, равна:

$$\vec{\Gamma}_{eth} = -\lambda_{eth}\nabla T_e, \tag{6.43}$$

где λ_{eth} – коэффициент электронной теплопроводности [64]:

$$\lambda_{eth} = 3{,}2eN_eT_e/m_e\nu_t. \tag{6.44}$$

Плотность потока тепла, переносимого буферным газом за счет его теплопроводности, равна:

$$\vec{\Gamma}_{th} = -\lambda_{th}\nabla T_g, \tag{6.45}$$

где λ_{th} – коэффициент теплопроводности буферного газа:

$$\lambda_{th} = AT_g^B; \tag{6.46}$$

для гелия $A = 1{,}55\cdot10^{21}$см$^{-1}$с$^{-1}$эВ$^{-0{,}787}$; $B = 0{,}787$ [12].

Условие цилиндрической симметрии требует, чтобы производные по радиальной координате r для всех параметров плазмы были равны нулю на оси трубки:

$$\frac{\partial N_i}{\partial r} = \frac{\partial T_g}{\partial r} = \frac{\partial T_e}{\partial r} = 0 \text{ при } r = 0, \tag{6.47}$$

где i – любая компонента плазмы.

Граничные условия на стенках трубки имеют вид:

$$N_i^* = N_i^{+*} = 0;\ N_{Sr} = N_{Sr,w};\ N_{He} = N_{He,w};\ T_e = T_g = T_w \text{ при } r{=}R, \tag{6.48}$$

где $N_{Sr,w}$ и $N_{He,w}$ – пристеночные концентрации атомов стронция и гелия, T_w – температура стенки.

6.1.6. Коэффициент усиления

Коэффициент усиления в центре линии вычисляется по формуле [72]:

$$\alpha_0 = \frac{A_{u,l}}{8\pi}\lambda^2\left(N_u - \frac{g_u}{g_l}N_l\right)g(\nu_0), \qquad (6.49)$$

где $A_{u,l}$ и λ – вероятность и длина волны лазерного перехода; N_l и N_u – населенности нижнего и верхнего рабочих уровней; g_l и g_u – статистические веса этих уровней; $g(\nu_0)$ – форм-фактор линии в ее центре. В случае явного преобладания однородного или неоднородного механизма уширения контур линии описывается соответственно лоренцевской или гауссовой кривой, и форм-фактор определяется через ширину линии на полувысоте [72–74]:

$$g_L(0) = 2/\pi\Delta\nu_L,\ g_G(0) = 2\sqrt{ln2}/\sqrt{\pi}\Delta\nu_G, \qquad (6.50)$$

где $g_L(0)$ и $g_G(0)$ – форм-фактор в центре линии для лоренцевского и гауссова контуров; $\Delta\nu_L$ и $\Delta\nu_G$ – ширина лоренцевского и гауссова контуров на полувысоте, соответственно.

Для газовых активных сред типичными механизмами однородного и неоднородного уширений являются соответственно столкновительный и доплеровский механизмы. Если же существенный вклад в уширение вносят оба механизма, контур линии представляет собой свертку лоренцевской и гауссовой функций и описывается функцией Фойгта [73–74]:

$$H(a,\omega) = \frac{a}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{exp(-y^2)}{a^2+(\omega-y)^2}dy, \qquad (6.51)$$

где $a = \sqrt{ln2}\Delta\nu_L/\Delta\nu_G$; $\omega = 2\sqrt{ln2}(\nu - \nu_0)/\Delta\nu_G$. Форм-фактор в центре линии со смешанным фойгтовским контуром определяется выражением:

$$g_V(0) = \left(2\sqrt{ln2}/\sqrt{\pi}\,\Delta\nu_G\right)H(a,0) = g_G(0)H(a,0). \qquad (6.52)$$

На рис. 6.4 кривой *1* представлена численно рассчитанная в соответствии с (6.52) зависимость $g_V(0)/g_G(0)$ от параметра a, которая позволяет определить форм-фактор и коэффициент усиления в центре линии с конкретным фойгтовским контуром. При практических расчетах, в частности, при математическом моделировании газораз-

рядных импульсно-периодических лазеров, определение коэффициента усиления непосредственно с использованием (6.52) (особенно в зависимости от времени и пространственной координаты, а также от характеристик активной среды, когда параметр a может изменяться в довольно широких пределах) становится слишком длительным и громоздким. По этой причине для таких целей предпочтительнее использовать аналитическую аппроксимацию для форм-фактора. В [23] при моделировании He-Sr^+ лазера использовалась следующая аппроксимация:

$$g_V(0) \approx 2\sqrt{ln2}/\sqrt{\pi}\,\Delta\nu_{tot},\ \Delta\nu_{tot} = \Delta\nu_L/2 + (\Delta\nu_L^2/4 + \Delta\nu_G^2)^{1/2}, \quad (6.53)$$

где $\Delta\nu_{tot}$ – аппроксимация ширины фойгтовского контура. Результаты расчетов $g_V(0)$ с использованием (6.53) представлены на рис. 6.4 кривой *2*. Кривой *5* показана зависимость относительной погрешности χ, даваемой функцией (6.53), от параметра a. Как видно, с помощью (6.53) форм-фактор $g_V(0)$ может быть определен с удовлетворительной точностью лишь при относительно малом параметре a, в то время как при $a \geq 1$ относительная погрешность аппроксимации χ уже превышает 30%. Заметим, что в выражении (6.53) может быть использована и более простая аппроксимация ширины фойгтовского контура: $\Delta\nu_{tot} = (\Delta\nu_L^2 + \Delta\nu_G^2)^{1/2}$, которая при большом параметре a ($a > 10$) дает погрешность χ, близкую к получаемой с помощью (6.53). Однако при малых параметрах a погрешность будет существенно большей и при $a = 1$ составит $\chi = 50\%$. Аппроксимация форм-фактора $g_V(0)$ с погрешностью не выше 1% может быть получена при использовании в (6.52) представлений $H(a, 0)$ в виде суммы нескольких членов ряда. Однако имеющиеся разложения функции Фойгта в ряды могут быть использованы лишь при ограниченных интервалах параметра a [74]. На рис. 6.4 кривой *3* представлены результаты расчетов форм-фактора с использованием для $H(a, 0)$ разложения Харриса [73–74]:

$$g_V(0) \approx \left(2\sqrt{ln2}/\sqrt{\pi}\,\Delta\nu_G\right)\sum_{i=0}^{4} a^i H_i(0), \quad (6.54)$$

где $H_0(0) = 1$; $H_1(0) = -1{,}128$; $H_2(0) = 1$; $H_3(0) = -0{,}752$; $H_4(0) = 0{,}5$. Видно, что аппроксимация (6.54) применима только для $0 \leq a \leq 0{,}5$. Таким образом, имеющиеся аналитические аппроксимации не позво-

ляют определять с удовлетворительной точностью форм-фактор $g_V(0)$ во всем диапазоне изменений параметра a.

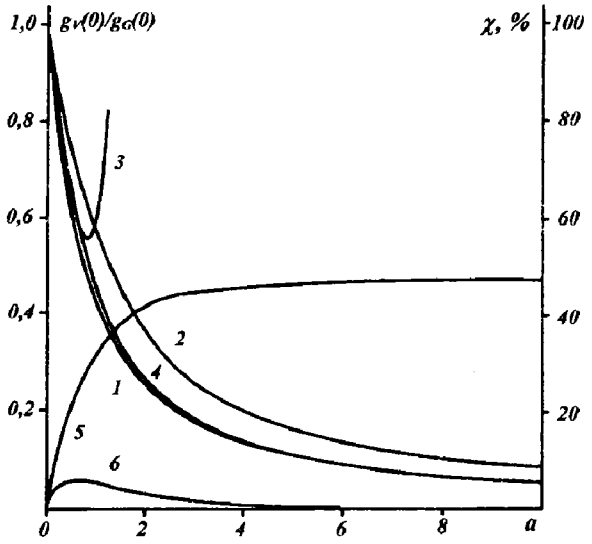


Рис. 6.4. Зависимость отношения $g_V(0)/g_G(0)$ и относительной погрешности аппроксимации χ от параметра a

Проведенный в [75] анализ возможности аппроксимации форм-фактора в центре линии с фойгтовским контуром с достаточно высокой точностью во всем диапазоне изменений параметра a ($0 \le a \le \infty$) показал, что это требование может быть удовлетворено при использовании следующей аналитической функции:

$$g(\nu_0) = 2\sqrt{\ln 2}/\sqrt{\pi}\,\Delta\nu_G\left[\sqrt{\pi}a/2 + (1 + \pi a^2/4)^{1/2}\right]. \quad (6.55)$$

Результаты расчетов форм-фактора с использованием (6.55) и погрешности χ, даваемой этой аппроксимацией, показаны на рис. 6.4 кривыми *4* и *6*, соответственно. Видно, что при $a \to 0$ и $a \to \infty$ данная аппроксимация дает значения $g_V(0)$, асимптотически приближающиеся к точным значениям форм-фактора, при этом $\chi \le 1\%$ для $a \le 0{,}05$ и $a \ge 4$. В промежуточной области значений параметра a максимальная

погрешность аппроксимации (6.55) не превышает 6%, что является вполне удовлетворительным для практических расчетов коэффициента усиления, в частности, при математическом моделировании лазерно-активных сред. Точность аппроксимации может быть повышена и в промежуточном интервале значений a при использовании более сложной аналитической функции. Так, использование аппроксимационной функции вида [75]:

$$g(\nu_0) = \frac{2\sqrt{ln2}}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_G\left[\sqrt{\pi}a/2+(1+\pi a^2/4)^{1/2}\right]} \cdot \frac{1}{1+0{,}1667a^{0{,}845}exp(-1{,}167a)} \quad (6.56)$$

обеспечивает аппроксимацию форм-фактора $g_V(0)$ с относительной погрешностью χ, не превышающей 1% во всем диапазоне изменений параметра a ($0 \le a \le \infty$).

Таким образом, аналитические выражения (6.55) и (6.56) позволяют достаточно точно аппроксимировать коэффициент усиления линий со смешанным фойгтовским контуром, что существенно упрощает проведение практических расчетов.

В математической модели He-Sr^+ лазера при расчетах коэффициента усиления форм-фактор в центре линии аппроксимируется функцией (6.56). При этом ширина лоренцевского контура $\Delta\nu_L$ рассчитывается по формуле:

$$\Delta\nu_L = \frac{1}{\pi}\sigma N_{He}\sqrt{\frac{8kT_g}{\pi\mu}} + 10^{-4}T_e^{-0{,}233}n_e, \quad (6.57)$$

где первое слагаемое описывает столкновительное уширение [23, 73, 76] и дает вклад в ширину лоренцевского контура при высоких давлениях (здесь $\sigma = \left(8/\sqrt{2}\right)\pi r_0^2 \approx 2{,}36\cdot10^{-14}$ см^2 – эффективное сечение соударений [23, 58], r_0 и μ – эффективный радиус взаимодействия и приведенная масса системы частиц He-Sr^+), второе слагаемое – штарковское уширение [77–78], существенное при низких давлениях. Ширина гауссова контура $\Delta\nu_G$, обусловленного эффектом Доплера, рассчитывается по формуле [23, 73, 76]:

$$\Delta\nu_G = \frac{1}{\lambda}\sqrt{\frac{8kT_g}{M_{Sr}}}ln2, \quad (6.58)$$

где M_{Sr} – масса атома стронция. В (6.57)–(6.58) все величины подставляются в единицах СГС, тогда ширины линий получаются в герцах. Выражения (6.49), (6.57)–(6.58) можно записать в удобном для расчетов виде:

$$\begin{cases} \alpha_{0(416,2)} = 4{,}342 \cdot 10^{-3}(N_5 - N_3)g(\nu_0)\ [\text{см}^{-1}], \\ \alpha_{0(430,5)} = 9{,}203 \cdot 10^{-3}(N_5 - 0{,}5N_4)g(\nu_0)\ [\text{см}^{-1}], \end{cases} \quad (6.59)$$

$$\Delta\nu_L = 6{,}021 \cdot 10^{-9} N_{He}\sqrt{T_g} + 1{,}13 \cdot 10^{-5} T_e^{-0{,}233} n_e\ [\text{Гц}], \quad (6.60)$$

$$\begin{cases} \Delta\nu_{G(416,2)} = 5{,}938 \cdot 10^{9}\sqrt{T_g}\ [\text{Гц}], \\ \Delta\nu_{G(430,5)} = 5{,}741 \cdot 10^{9}\sqrt{T_g}\ [\text{Гц}], \end{cases} \quad (6.61)$$

В (6.59)–(6.61) населенности уровней и концентрация гелия подставляются в см^{-3}, температура газа – в электрон-вольтах.

6.1.7. Энергетические характеристики излучения

Для расчета интенсивности внутрирезонаторного лазерного поля в общую систему уравнений добавляются следующие уравнения [79]

$$\frac{dI_{c(416,2)}}{dt} = cI_{c(416,2)}\left(\alpha_{0(416,2)}\frac{l}{l_c} - \eta_1 - \eta_2\right) + \frac{1}{16}\frac{c^2 h}{\lambda_{5,3}} A_{5,3} N_{Sr^{+*}} \frac{d^2}{l^2}, \quad (6.62)$$

$$\frac{dI_{c(430,5)}}{dt} = cI_{c(430,5)}\left(\alpha_{0(430,5)}\frac{l}{l_c} - \eta_1 - \eta_2\right) + \frac{1}{16}\frac{c^2 h}{\lambda_{5,4}} A_{5,4} N_{Sr^{+*}} \frac{d^2}{l^2}, \quad (6.63)$$

где $\alpha_{0(416,2)}$ и $\alpha_{0(430,5)}$, $I_{c(416,2)}$ и $I_{c(430,5)}$ – коэффициенты усиления, а также интенсивности внутрирезонаторного лазерного поля на линиях $\lambda = 416{,}2$ и 430,5 нм SrII, соответственно; $\eta_1 = (1/2\,l_c)ln(1/R_1R_2)$ и η_2 – коэффициенты полезных и вредных потерь в резонаторе, соответственно; l_c – длина резонатора; $N_{Sr^{+*}}$ – населенность верхнего лазерного уровня; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора. Последний член в уравнениях (6.62)–(6.63) описывает спонтанную «затравку» для лазерного излучения.

Для расчета интенсивностей спонтанного излучения ионных линий стронция с учетом эффектов усиления (или самопоглощения) использовалось выражение [76]:

$$I_{ASE} = \frac{1}{4\pi} N_u A_{u,l} h\nu l S'(\alpha_0 l), \tag{6.64}$$

$$S'(\alpha_0 l) = \frac{1}{\pi\alpha_0 l} \int_{-\infty}^{\infty} \left[exp\left(\alpha_0 l \frac{1}{\omega^2+1}\right) - 1 \right] d\omega, \tag{6.65}$$

$$\omega = 2(\nu - \nu_0)/\Delta\nu_L, \tag{6.66}$$

где $S'(\alpha_0 l)$ – функция Ладенбурга–Рейхе [76] (при $\alpha_0 > 0$ будет учитываться усиление, а при $\alpha_0 < 0$ – самопоглощение). Здесь для упрощения расчетов мы ограничились учетом лоренцевского контура линий SrII, дающего при условиях генерации He-Sr^+ лазера преобладающий вклад в итоговый фойгтовский контур.

Интенсивность выходного лазерного излучения I рассчитывается через интенсивность внутрирезонаторного лазерного поля I_c и коэффициент полезных потерь η_l [79]:

$$I = \eta_1 I_c l_c. \tag{6.67}$$

Импульсную мощность генерации можно найти, проинтегрировав (6.67) по сечению лазерной трубки:

$$P = 2\pi \int_0^R I(r) r dr. \tag{6.68}$$

Энергия импульса генерации находится путем интегрирования мощности генерации по времени:

$$E = \int_0^T P dt, \tag{6.69}$$

где T – межимпульсный период.

Средняя мощность генерации в импульсно-периодическом режиме рассчитывается исходя из энергии импульса генерации E и частоты следования импульсов $f = 1/T$:

$$P_{\text{av}} = Ef. \tag{6.70}$$

Импульсный энерговклад в разряд рассчитывается следующим образом:

$$E_{\text{in}} = \int_0^T i^2 R_{\text{p}} dt. \tag{6.71}$$

При моделировании саморазогревного режима частота следования импульсов f рассчитывается из условия равенства мощности, потребляемой от источника накачки P_{in}, и тепловой мощности Q, отводимой от лазерной трубки за счет конвекции и теплового излучения [60–61]:

$$P_{\text{in}} = Q, \tag{6.72}$$

$$P_{\text{in}} = \text{E}_{\text{in}} f, \tag{6.73}$$

$$Q = \xi \cdot l\left[216(T_{\text{w}} + 0{,}026)^{0{,}2}(T_{\text{w}} - 0{,}026)^{1{,}25} d_{out}^{0{,}75} + 322 \cdot 10^{3} b T_{\text{w}}^{4} d_{out}\right] \text{ [Вт]}; \tag{6.74}$$

здесь ξ – калибровочный множитель; l – активная длина, см; T_{w} – температура внутренней стенки лазерной трубки, эВ; d_{out} – наружный диаметр трубки, см; b – коэффициент черноты поверхности трубки (для BeO-керамики $b \approx 0{,}5$). Исходя из (6.72)–(6.73) можно получить выражение:

$$f = Q/\text{E}_{\text{in}}, \tag{6.75}$$

позволяющее с использованием (6.71) и (6.74) рассчитывать частоту f.

6.1.8. Исходные данные и начальные условия

Исходными данными при численных расчетах являются: активная длина l, внутренний d и наружный d_{out} диаметры лазерной трубки, длина резонатора l_{c}, коэффициенты отражения зеркал R_1 и R_2, температура внутренней стенки трубки T_{w}, начальное однородное по радиусу давление буферного газа гелия p_{He}^{0}, пристеночное значение концентрации атомов стронция $N_{Sr,\text{w}}$, а также параметры разрядной цепи.

В саморазогревном режиме $N_{Sr,\text{w}}$ рассчитывается исходя из T_{w} по формуле, аппроксимирующей справочные данные по давлениям насыщенных паров стронция [47]:

$$N_{Sr,\text{w}} = 6{,}247 \cdot 10^{12} \cdot 10^{(10{,}53 - 0{,}7239/T_{\text{w}})}/T_{\text{w}} \text{ [см}^{-3}\text{]}, \tag{6.76}$$

где T_{w} задается в электронвольтах. Начальные концентрации атомов стронция N_{Sr}^{0} и гелия N_{He}^{0} полагаются однородными по радиусу трубки и равными:

$$N_{Sr}^0 = N_{Sr,w}, \quad (6.77)$$

$$N_{He}^0 = 8{,}324 \cdot 10^{14}\, p_{He}^0 / T_w\ [\text{см}^{-3}]. \quad (6.78)$$

Уравнение (6.78) – это уравнение состояния для гелия, в котором p_{He}^0 задается в Торрах, а T_w – в электронвольтах. Начальная газовая температура также полагается однородной по радиусу и равной T_w. Для начальных концентраций остальных частиц задаются малые «затравочные» значения.

При моделировании начальные условия уточняются после расчета первого цикла возбуждения-релаксации плазмы. Новый набор начальных условий используется при расчете последующего цикла возбуждения-релаксации и т.д. Расчеты повторяются до тех пор, пока не будет достигнута воспроизводимость параметров плазмы от импульса к импульсу не хуже ~ 1%, что соответствует установившемуся режиму.

6.1.9. Математическая модель He-Ca$^+$ лазера

He-Ca$^+$ лазер, излучающий на УФ переходах λ = 373,7 и 370,6 нм CaII, имеет такой же механизм генерации как и He-Sr$^+$ лазер, что обусловлено сходством схем уровней ионов кальция (см. рис. 6.5) и стронция (см. рис. 6.3). Поэтому модель He-Ca$^+$ лазера аналогична описанной выше модели He-Sr$^+$ лазера.

Отличия двух моделей состоят в разнице в скоростях процессов с участием нейтральных и ионизированных частиц металлов, вероятностях оптических и столкновительных переходов, а также в энергиях, теряемых либо приобретаемых электронами в результате плазмохимических процессов.

Скорости вышеуказанных процессов с участием нейтральных и ионизированных частиц кальция приведены в табл. 6.3 (там же даются ссылки на литературные источники, с использованием данных или методов расчетов которых были получены аналитические выражения для констант скоростей процессов). Скорости же процессов с участием только частиц гелия соответствуют табл. 6.1.

Вероятности оптических переходов $A_{i,k}$ для иона кальция, рассчитанные по методу [67], либо взятые из [68], а также константы скоро-

сти электронного девозбуждения $V_{i,k}$, рассчитанные по методу [38] для $T_e = 0{,}2$ эВ, приведены в табл. 6.4.

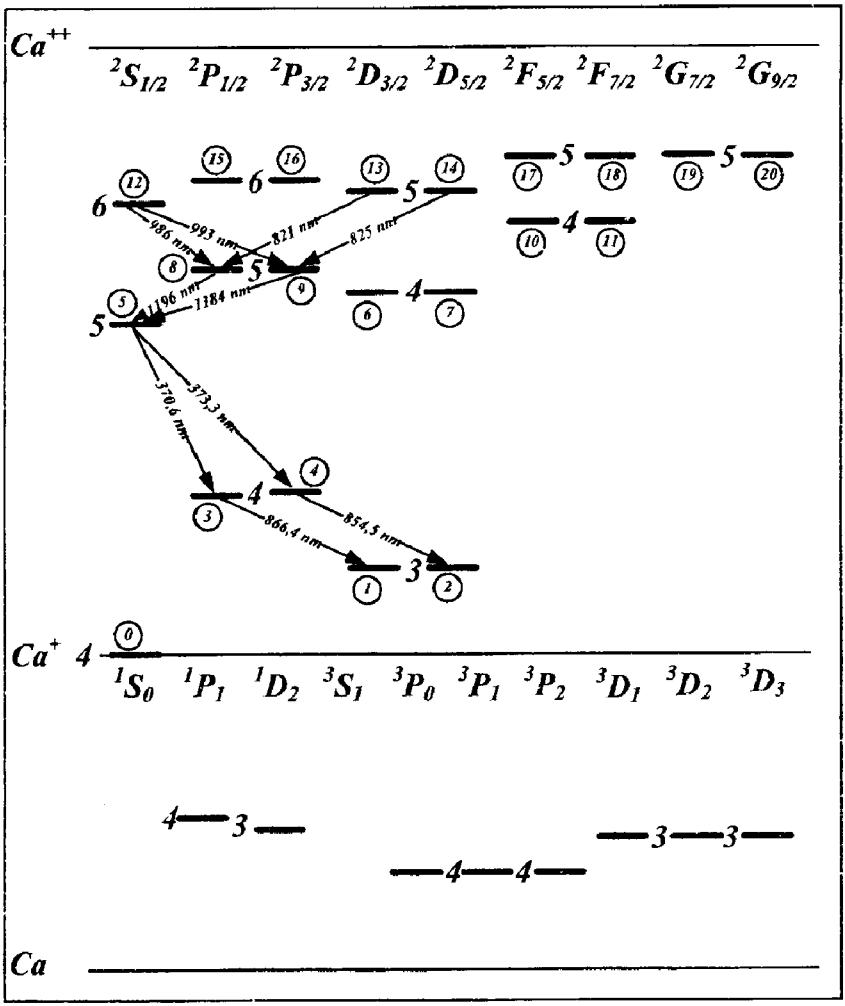


Рис. 6.5. Схема уровней иона кальция; в кружках указана нумерация уровней Ca^+, используемая в модели

Таблица 6.3

Плазмо-химические процессы в активной среде He-Ca^+ лазера с участием частиц кальция

1	2	3
1. Неупругие электрон-ионные, электрон-атомные столкновения		
$Ca + e \rightarrow Ca^*_m + e - 2{,}4$ эВ	$W_1 = 6{,}6986 \cdot 10^{-7} T_e^{0{,}01448} exp(-1{,}879/T_e) N_{Ca} n_e$	[38]
$Ca + e \rightarrow Ca^+ + 2e - 6{,}113$ эВ	$W_2 = 1{,}1215 \cdot 10^{-7} T_e^{0{,}25611} exp(-6{,}113/T_e) N_{Ca} n_e$	[39]
$Ca + e \rightarrow Ca^{++} + 3e - 17{,}985$ эВ	$W_3 = 2{,}3418 \cdot 10^{-9} T_e^{1{,}346} exp(-17{,}985/T_e) N_{Ca} n_e$	[40]
$Ca^*_m + e \rightarrow Ca^+ + 2e - 3{,}713$ эВ	$W_4 = 4{,}959 \cdot 10^{-6} T_e^{-1{,}882} exp(-2{,}979/T_e) N_{Ca^*_m} n_e$	[41]
$Ca^*_m + e \rightarrow Ca + e + 2{,}4$ эВ	$W_5 = 3{,}2315 \cdot 10^{-8} T_e^{-0{,}18531} N_{Ca^*_m} n_e$	[38]
$Ca^+ + e \rightarrow Ca^{++} + 2e - 11{,}872$ эВ	$W_6 = 6{,}5607 \cdot 10^{-9} T_e^{0{,}78187} exp(-11{,}872/T_e) N_{Ca^+} n_e$	[42]
2. Атомные и молекулярные столкновения 2.1. Образование комплексных молекулярных ионов		
$Ca^{++} + 2He \rightarrow HeCa^{++} + He$	$W_{21} = 5 \cdot 10^{-32} N_{Ca^{++}} N_{He}^2$	[45]
2.2. Перезарядка с ионизацией		
$He^+ + Ca \rightarrow Ca^{+*} + He + e + 6{,}605$ эВ	$W_{28} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He^+} N_{Ca}$	[34, 51]
$He_2^+ + Ca \rightarrow Ca^{++} + 2He + e + 4{,}015$ эВ	$W_{29} = 1{,}47 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He_2^+} N_{Ca}$	[34, 51]
2.3. Ступенчатая перезарядка		
$He^*(2^1S) + Ca^{++} \rightarrow Ca^{+*} + He^+$	$W_{30} = 8 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He^*(2^1S)} N_{Ca^{++}}$	[34, 52–53]
$He^*(2^3S) + Ca^{++} \rightarrow Ca^{+*} + He^+$	$W_{31} = 8 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He^*(2^3S)} N_{Ca^{++}}$	[34, 52–53]
$Ca^*_m + Ca^{+*} \rightarrow Ca^+ + Ca^{+*}$	$W_{32} = 8 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{Ca^*_m} N_{Ca^{++}}$	[34, 52–53]

Продолжение табл. 6.3

1	2	3
2.4. Реакция Пеннинга		
$He^*(2^1S) + Ca \rightarrow Ca^+ + He + e +$ 14,502 эВ	$W_{33} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He^*(2^1S)} N_{Ca}$	[34, 51]
$He^*(2^3S) + Ca \rightarrow Ca^+ + He + e +$ 13,706 эВ	$W_{34} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He^*(2^3S)} N_{Ca}$	[34, 51]
$He_2^* + Ca \rightarrow Ca^+ +$ 2He + e + 11,887 эВ	$W_{35} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{He_2^*} N_{Ca}$	[34, 51]
2.5. Ступенчатая реакция Пеннинга		
$Ca^+ + He^*(2^1S) \rightarrow Ca^{++} + He + e +$ 8,743 эВ	$W_{36} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{Ca^+} N_{He^*(2^1S)}$	[34, 51]
$Ca^+ + He^*(2^3S) \rightarrow Ca^{++} + He + e +$ 7,947 эВ	$W_{37} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{Ca^+} N_{He^*(2^3S)}$	[34, 51]
$Ca^+ + He_2^* \rightarrow Ca^{++} +$ 2He + e + 6,128 эВ	$W_{38} = 2{,}1 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g} N_{Ca^+} N_{He_2^*}$	[34, 51]
3. Рекомбинация		
3.1. Тройная электрон-ионная рекомбинация		
$Ca^+ + e + e \rightarrow Ca^*_m + e +$ 3,713 эВ	$W_{39} = 3{,}192 \cdot 10^{-27} T_e^{-4{,}5} N_{Ca^+} n_e^2$	[55]
$Ca^{++} + e + e \rightarrow Ca^{+*} + e +$ 2,412 эВ	$W_{42} = 5{,}929 \cdot 10^{-26} T_e^{-4{,}5} N_{Ca^{++}} n_e^2$	[55]
$HeCa^{++} + e + e \rightarrow Ca^{+*} +$ He + e	$W_{43} = 5.929 \cdot 10^{-26} T_e^{-4.5} N_{HeCa^{++}} n_e^2$	[55]
3.2. Тройная электрон-ионная рекомбинация с участием атомов гелия		
$Ca^+ + e + He \rightarrow Ca^*_m +$ He	$W_{44} = 1{,}7 \cdot 10^{-31} T_e^{-1{,}5} T_g^{-1} N_{Ca^+} N_{He} n_e$	[56]
$Ca^{++} + e + He \rightarrow Ca^{+*} +$ He	$W_{47} = 1{,}4 \cdot 10^{-30} T_e^{-1{,}5} T_g^{-1} N_{Ca^{++}} N_{He} n_e$	[56]
$HeCa^{++} + e + He \rightarrow Ca^{+*} +$ 2He	$W_{48} = 1{,}4 \cdot 10^{-30} T_e^{-1{,}5} T_g^{-1} N_{HeCa^{++}} N_{He} n_e$	[56]

Окончание табл. 6.3

3.3. Диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов		
1	2	3
$HeCa^{++} + e \rightarrow Ca^{+*} + He$	$W_{50} = 1{,}5 \cdot 10^{-7} T_e^{-0{,}5} N_{HeCa^{++}} n_e$	[45]
4. Диффузия в гелии		
атомов кальция	$D_{Ca} = 9{,}87 \cdot 10^4 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[57, 58]
метастабильных атомов кальция	$D_{Ca_m^*} = 9{,}87 \cdot 10^4 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[57, 58]
однократных ионов кальция	$D_{Ca^+} = 9{,}87 \cdot 10^4 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[57, 58]
двукратных ионов кальция	$D_{Ca^{++}} = 9{,}87 \cdot 10^4 T_g^{3/2} p_{He}^{-1}$	[57, 58]
5. Упругие электрон-атомные, электрон-ионные столкновения		
$e + Ca^+ \rightarrow Ca^{+*} + e - \delta\varepsilon_{eCa^+}$	$\nu_{eCa^+} = 2{,}69 \cdot 10^{-6} T_e^{-3/2} [23{,}4 - 0{,}5 ln(N_e/T_e^3)] N_{Ca^+}$	[41]
$e + Ca^{++} \rightarrow Ca^{++*} + e - \delta\varepsilon_{eCa^{++}}$	$\nu_{eCa^{++}} = 1{,}07 \cdot 10^{-5} T_e^{-3/2} [23{,}4 - 0{,}5 ln(N_e/T_e^3)] N_{Ca^{++}}$	[41]

* $\delta\varepsilon_A = \frac{3}{2}(T_e - T_g)\frac{2m_e}{M_A}$ – энергия, теряемая электроном при столкновении с тяжелой частицей A; m_e – масса электрона; M_A – масса соответствующего иона, A = Ca^+, Ca^{++}.

Таблица 6.4

Вероятности оптических переходов $A_{i,k}$ между уровнями иона кальция в единицах 10^8 $с^{-1}$ и константы скорости электронного девозбуждения уровней иона кальция $V_{i,k}^{(0,2)}$ в единицах 10^{-8} $см^3с^{-1}$, рассчитанные для T_e = 0,2 эВ. Пустые клетки соответствуют нулевым вероятностям

Переход	$A_{i,k}$	$V_{i,k}^{(0,2)}$	Переход	$A_{i,k}$	$V_{i,k}^{(0,2)}$	Переход	$A_{i,k}$	$V_{i,k}^{(0,2)}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$1 \rightarrow 0$		8,11	$10 \rightarrow 1$	2,44	13,1	$15 \rightarrow 3$		4,45
$2 \rightarrow 0$		8,34	$10 \rightarrow 2$	0,173	0,93	$15 \rightarrow 5$	0,009	0,66
$3 \rightarrow 0$	1,46	71,1	$10 \rightarrow 6$	0,693	423	$15 \rightarrow 6$	0,002	0,29
$3 \rightarrow 1$	0,106	59,7	$10 \rightarrow 7$	0,044	29,9	$15 \rightarrow 7$		5,13
$4 \rightarrow 0$	1,5	79,1	$11 \rightarrow 2$	2,6	14	$15 \rightarrow 8$		51,9
$4 \rightarrow 1$	0,011	5,9	$11 \rightarrow 7$	0,614	379	$15 \rightarrow 12$	0,054	27

Окончание табл. 6.4

1	2	3	4	5	6	7	8	9
4 → 2	0,099	53,5	12 → 0		2,53	15 → 13	0,004	993
4 → 3		100	12 → 1		0,186	15 → 14		405
5 → 0		12,07	12 → 2		0,283	16 → 0	0,007	0,014
5 → 1		0,66	12 → 3	0,31	2,85	16 → 1	0,001	0,005
5 → 2		1,03	12 → 4	0,62	5,7	16 → 2	0,013	0,05
5 → 3	0,84	37,04	12 → 5		35,5	16 → 4		4,47
5 → 4	1,65	74,6	12 → 6		9,35	16 → 5	0,009	0,66
6 → 0		2,82	12 → 7		14,7	16 → 6		0,025
6 → 3	3,05	25,8	12 → 8	0,19	157	16 → 7	0,002	0,24
6 → 4	0,6	5,39	12 → 9	0,38	323	16 → 9		51,6
6 → 5		117	13 → 0		0,968	16 → 12	0,06	263
7 → 0		2,73	13 → 3	0,93	7,5	16 → 13		99,4
7 → 4	3,59	31,05	13 → 4	0,182	1,49	16 → 14	0,004	898
7 → 5		117	13 → 5		3,2	17 → 1	1,59	5,16
8 → 0	0,022	0,08	13 → 8	0,51	244	17 → 2	0,113	0,37
8 → 1	0,016	0,13	13 → 9	0,1	48,8	17 → 6	0,116	10,56
8 → 2		0,875	13 → 10	0,037	314	17 → 7	0,008	0,71
8 → 3		19,3	13 → 12		343,1	17 → 13	0,185	921
8 → 5	2,3	34	14 → 0		0,948	17 → 14	0,013	63,6
8 → 6	0,025	43	14 → 4	1,1	8,99	18 → 2	1,6	5,2
8 → 7		137	14 → 5		3,2	18 → 7	0,156	14,2
9 → 0	0,025	0,1	14 → 9	0,61	296	18 → 14	0,263	966
9 → 1	0,002	0,02	14 → 10	0,002	15,22	19 → 10	0,3	251
9 → 2	0,02	0,17	14 → 11	0,035	296	19 → 11	0,03	1
9 → 4		19,5	14 → 12		777	19 → 17	0,01	600
9 → 5	0,23	33	15 → 0	0,004	0,01	19 → 18	0,001	1
9 → 6	0,002	33,8	15 → 1	0,014	0,05	20 → 11	0,3	259
9 → 7	0,019	307	15 → 2		0,246	20 → 18	0,01	600

6.2. Тестирование математических моделей

Для тестирования моделей проводилось сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными, полученными для He-Sr^+(Ca^+) лазеров с различными геометрическими размерами активных элементов, работающих при различных давлениях.

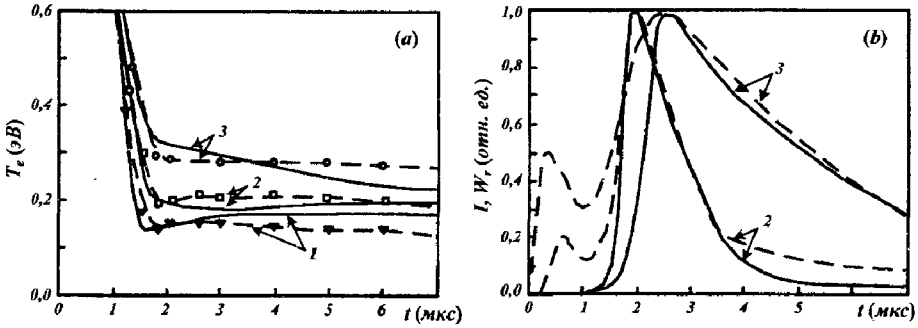


Рис. 6.6. Временной ход электронной температуры (*a*), измеренной интенсивности спонтанного излучения *I* на λ = 430,5 нм SrII (*b*) и рассчитанной скорости рекомбинационной накачки W_r (*b*) при разряде в смеси гелий-стронций; штриховые кривые – эксперимент (см. рис. 3.19), сплошные кривые – расчет по модели: *l* = 20 см; *d* = 1,1 см; p^0_{He} = 9 Торр; p^0_{Sr} = 0 (*1*); $1{,}5\cdot10^{-3}$ (*2*) и $7{,}5\cdot10^{-3}$ Торр (*3*)

На рис. 6.6, *a* приведены полученные экспериментально (см. гл. 3), а также рассчитанные на оси разряда зависимости электронной температуры T_e от времени в послесвечении разряда в He-Sr смеси низкого давления (~ 9 Торр). Как видно, в чистом гелии имеется небольшой провал во временном ходе T_e в раннем послесвечении, обусловленный немонотонностью энерговыделения при электронном девозбуждении метастабилей гелия. Провал в T_e исчезает при введении в разряд атомов стронция из-за тушения метастабилей гелия в атомных и молекулярных столкновениях (см. табл. 6.1). При этом уровень T_e в послесвечении возрастает, что приводит к увеличению длительности импульса рекомбинационной накачки уровней SrII ввиду резкой зависимости скорости рекомбинационной накачки W_r от T_e ($W_r \propto T_e^{-9/2}$) и, соответственно, рекомбинационного послесвечения линий SrII (рис. 6.6, *b*).

На рис. 6.7 представлены измеренные в [80] ток разряда, концентрации долгоживущих частиц в плазме на оси разряда, интенсивность спонтанного излучения на линии λ = 430,5 нм SrII, а также результаты расчетов по модели для условий, соответствующих экспериментальным. Экспериментальная кривая для концентрации двукратных ионов стронция (рис. 6.7, *b*) была получена по данным [80]: $N_{Sr^{++}} = N^0_{Sr} -$

$N_{Sr} - N_{Sr^+} - N_{Sr^*}$. Экспериментальная же кривая для концентрации метастабилей гелия (рис. 6.7, *d*) была взята из [23]. Как видно из рис. 6.7, за время импульса тока происходит практически полная двукратная ионизация стронция, что обеспечивает интенсивную рекомбинационную накачку уровней SrII в раннем послесвечении.

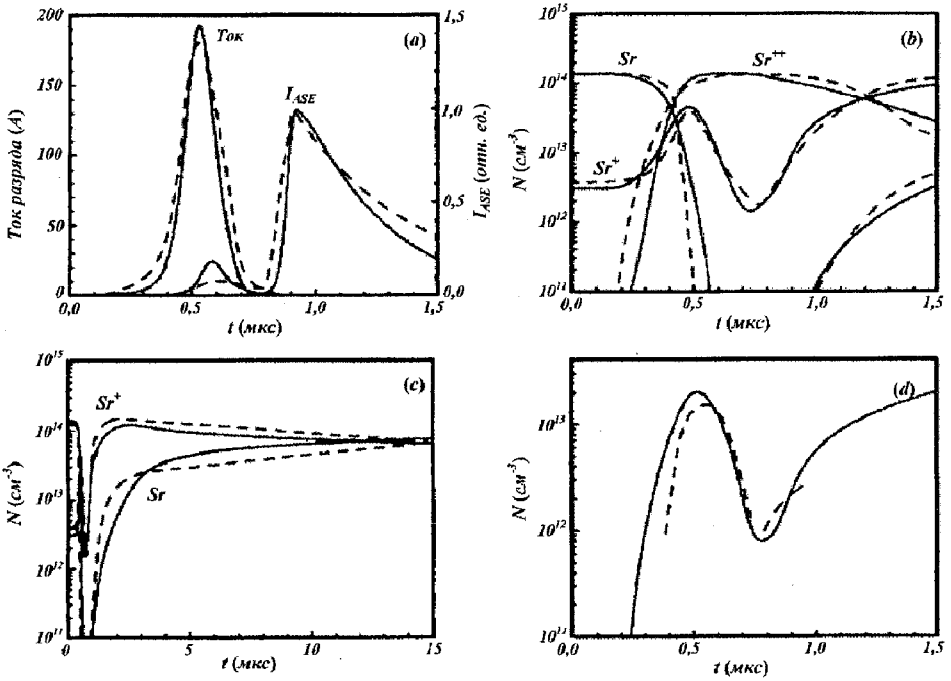


Рис. 6.7. Импульсы тока и усиленного спонтанного излучения I_{ASE} на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII (*a*); временной ход концентраций атомов, одно- и двукратных ионов стронция (*b*, *c*) и концентрации метастабилей гелия 2^3S (*d*) при разряде в смеси гелий-стронций; штриховые кривые – эксперимент [80], сплошные кривые – расчет по модели: $l = 66$ см; $d = 1{,}27$ см; $p^0_{He} = 112{,}5$ Торр; $N^0_{Sr} = 2{,}75 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$; $f = 3{,}77$ кГц

На рис. 6.8 показаны измеренные в [81] ток разряда, концентрация и температура электронов на оси разряда, импульсная мощность генерации на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII, а также результаты расчетов по модели для соответствующих эксперименту условий.

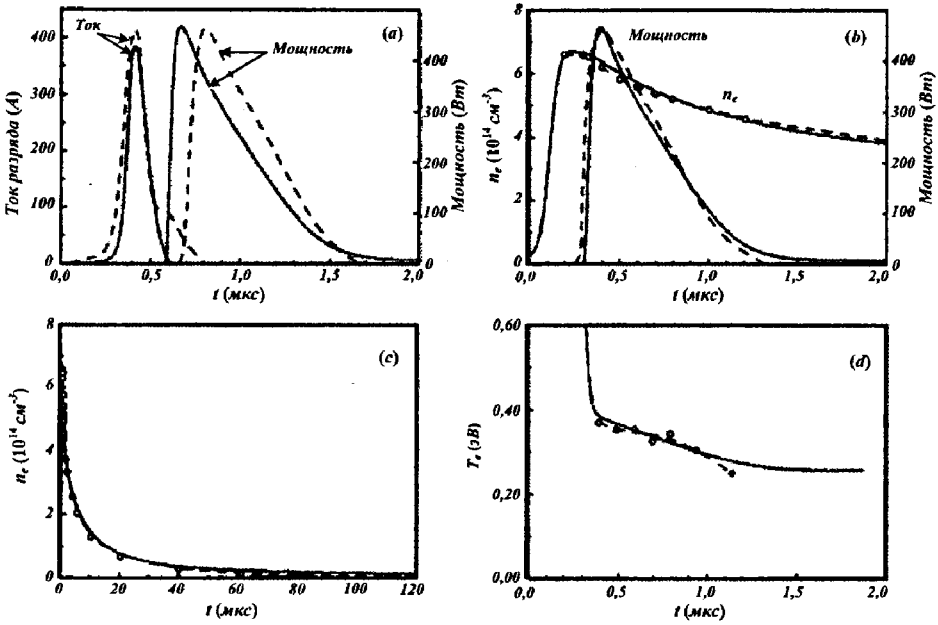


Рис. 6.8. Импульсы тока (*a*) и генерации на λ = 430,5 нм Sr II (*a*, *b*); временной ход концентрации электронов (*b*, *c*) и электронной температуры (*d*) при разряде в смеси гелий-стронций; штриховые кривые – эксперимент [81], сплошные кривые – расчет по модели: $l = 70$ см; $d = 1{,}55$ см; $p^0_{He} = 250$ Торр; $N^0_{Sr} = 4{,}2 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$; $f = 6$ кГц

Небольшой сдвиг во времени между экспериментальным и рассчитанным импульсами генерации на рис. 6.8, *a* обусловлен задержкой во включении рекомбинационной накачки из-за нагрева электронного газа имеющейся ступенькой на заднем фронте полученного в эксперименте импульса тока, связанной с недостаточным согласованием разрядной трубки с электрической схемой накачки. Этот сдвиг был учтен на рис. 6.8, *b-d*.

На рис. 6.9 показаны полученные для He-Ca^+ лазера (трубка № 6 из табл. 4.2) экспериментальные осциллограммы импульсов тока и генерации на линии λ = 373,7 нм CaII (см. гл. 4), а также результаты моделирования для условий эксперимента.

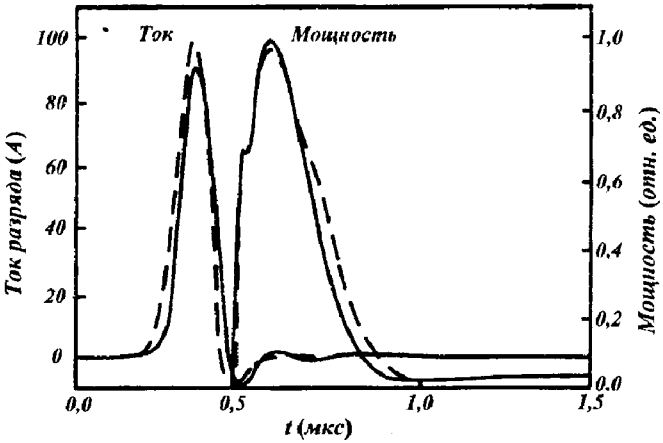


Рис. 6.9. Импульсы тока и генерации на $\lambda = 373{,}7$ нм CaII при разряде в смеси гелий-кальций; штриховые кривые – эксперимент (см. рис. 4.9), сплошные кривые – расчет по модели: $l = 26{,}5$ см; $d = 0{,}7$ см; $p^0_{He} = 456$ Торр; $N^0_{Ca} = 5 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$; $f = 9{,}5$ кГц

Сопоставление представленных на рис. 6.6–6.9 результатов численного моделирования с экспериментальными данными свидетельствует о достаточно хорошем согласии результатов расчетов с данными экспериментов. Отметим также, что при численном моделировании кроме инверсии на фиолетовых переходах SrII и УФ переходах CaII была получена инверсия населенностей и на ИК рекомбинационных и самоограниченных переходах SrII и CaII (см. гл. 1, 4), что также соответствует экспериментальным данным [11, 13, 34, 60–61, 82–83].

Поскольку сходство схем уровней SrII и CaII (рис. 6.3, 6.5) приводит к сходству условий и характеристик генерации, при численных экспериментах основное внимание уделялось He-Sr^+ лазерам, обладающим лучшими выходными характеристиками.

Таким образом, разработанные самосогласованные математические модели He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров позволяют рассчитывать параметры плазмы и характеристики генерации в импульсно-периодическом режиме. Выполненные с помощью моделей расчеты параметров плазмы и генерационных характеристик для активных элементов He-Sr^+(Ca^+) лазеров с различными геометрическими размерами, работа-

ющих при различных давлениях, показали хорошее согласие с экспериментами.

6.3. Анализ пространственно-временных характеристик активной среды He-Sr^+ лазера

Проведем численный расчет и анализ пространственно-временных характеристик активной среды He-Sr^+ лазера с целью выявления закономерностей в их поведении как в процессе установления импульсно-периодического режима, так и в установившемся режиме при различных условиях возбуждения [31–33].

6.3.1. Процесс установления импульсно-периодического режима

Рассмотрим процесс установления импульсно-периодического режима He-Sr^+ лазера с использованием результатов моделирования, проведенного для условий работы [7]. На рис. 6.10, *a-b* приведены рассчитанные и измеренные в [7] пиковый ток и пиковая интенсивность генерации в послесвечении на линии λ = 430,5 нм SrII для первых 60 импульсов, на рис. 6.10, *c-d* – рассчитанные температура газа и предымпульсные концентрации атомов стронция и электронов на оси трубки.

Как видно из рис. 6.10, *a*, в течение первого импульса ток сравнительно невелик (~ 250 А) вследствие большого сопротивления активной среды перед первым импульсом. Далее, от импульса к импульсу, происходит увеличение предымпульсной концентрации электронов (рис. 6.10, *d*), проводимость плазмы растет, и пиковый ток увеличивается в несколько раз (рис. 6.10, *a*). При этом растет скорость накачки и, соответственно, пиковая интенсивность генерации (рис. 6.10, *b*). Из-за накопления тепла температура газа на оси растет (рис. 6.10, *c*), при этом предымпульсная концентрация атомов стронция N_{Sr} на оси снижается (рис. 6.10, *d*), что обусловлено термодиффузией и радиальным катафорезом паров металла. Так происходит примерно до 10-го импульса. Уменьшение предымпульсной N_{Sr} на оси обусловливает

снижение концентрации двукратных ионов стронция, образуемых при ионизации во время импульса тока, что приводит к снижению скорости рекомбинационной накачки и падению интенсивности генерации после ~10-го импульса (рис. 6.10, *b*). Снижение концентраций ионов Sr^{+} и Sr^{++}, образуемых во время импульса тока, приводит к их снижению в послесвечении. Соответственно, снижается предымпульсная концентрация электронов (рис. 6.10, *d*), определяемая в основном однократными ионами стронция, имеющими меньшую по сравнению с двукратными ионами скорость рекомбинации. Кроме того, уменьшается пиковый ток (рис. 6.10, *a*), так как снижается проводимость плазмы в приосевых частях активной среды.

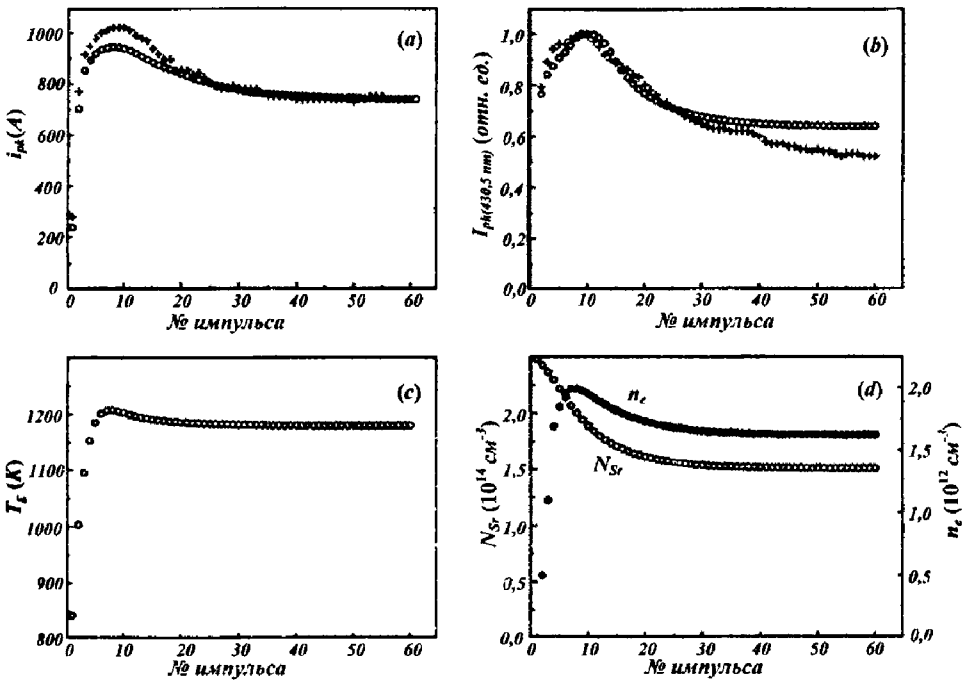


Рис. 6.10. Рассчитанные для первых 60 импульсов (кружочки) и экспериментальные [7] (крестики) пиковый ток (*a*) и пиковая интенсивность генерации (*b*) на линии λ = 430,5 нм SrII, а также рассчитанные температура газа (*c*) и предымпульсные концентрации атомов стронция и электронов (*d*) на оси трубки: l = 40 см; d = 2,5 см; p^0_{He} = 200 Торр; $N^0_{Sr} = 2{,}5 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$; f = 1,16 кГц

Проводимость плазмы в значительной степени определяется концентрацией атомов стронция и снижается с ее падением (поскольку в первую очередь ионизуются атомы и однократные ионы стронция вследствие того, что первый (5,69 эВ) и второй (11,03 эВ) потенциалы ионизации стронция значительно меньше первого потенциала ионизации гелия (24,59 эВ)). Происходящее после ~10-го импульса незначительное снижение температуры газа на оси (рис. 6.10, *c*) обусловлено трансформацией радиального профиля тепловыделения. Как следует из рис. 6.10, установившийся импульсно-периодический режим формируется за ~ 40–50 импульсов.

На рис. 6.11 представлены рассчитанные и измеренные в [7] в различные моменты времени радиальные профили ненасыщенного коэффициента усиления α_0 и интенсивности усиленного спонтанного излучения I_{ASE} для линии λ = 430,5 нм SrII в установившемся режиме. Минимум усиления и интенсивности на оси связан с тем, что $N_{Sr^{++}}$ и, соответственно, скорость рекомбинационной накачки, имеют минимум на оси из-за снижения на оси предымпульсной N_{Sr} (рис. 6.10, *d*).

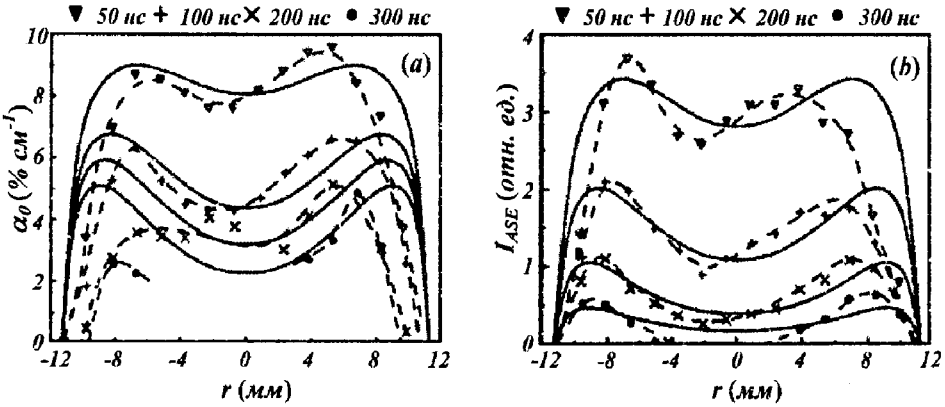


Рис. 6.11. Рассчитанные (сплошные кривые) и измеренные в [7] (штриховые кривые) радиальные профили ненасыщенного коэффициента усиления (*a*) и интенсивности усиленного спонтанного излучения (*b*) на линии λ = 430,5 нм SrII в различные моменты времени относительно окончания импульса тока: l = 40 см; d = 2,5 см; p^0_{He} = 200 Торр; N^0_{Sr} = 2,5·10^{14} см$^{-3}$; f = 0,7 кГц

Сформировавшийся радиальный профиль усиления и интенсивности излучения с провалом на оси является свойственным для He-Sr^+ активных элементов сравнительно большого диаметра ($d \geq 1{,}5$ см), работающих при достаточно больших давлениях гелия ($p_{He} \geq 200$ Торр), и наблюдался также в наших экспериментах и в [2]. Заметим, что увеличивающаяся с ростом диаметра степень пространственной неоднородности плазмы является фактором, ограничивающим рост энергетических характеристик генерации.

6.3.2. Установившийся импульсно-периодический режим

Проанализируем пространственно-временные зависимости параметров плазмы и характеристик генерации He-Sr^+ лазера в установившемся импульсно-периодическом режиме при условиях работ [80–81]. Рассчитанные для условий [80] предымпульсные радиальные распределения концентраций атомов и ионов стронция показаны на рис. 6.12, *a*, атомов гелия, температуры газа и электронов – на рис. 6.12, *b*. На рис. 6.12, *a* также приведены экспериментальные предымпульсные радиальные профили N_{Sr} и N_{Sr^+}.

На рис. 6.12, *c-e* показана эволюция во времени и в пространстве концентраций атомов стронция, ионов стронция и двукратных ионов стронция. Видно, что во время импульса возбуждения атомы стронция ионизируются и почти полностью переходят в двукратные ионы, лишь вблизи стенок имеется значительное количество однократных ионов. В послесвечении двукратные ионы достаточно быстро рекомбинируют в однократные. Причем этот процесс протекает более интенсивно в центре, чем на периферии, так как в центре концентрация электронов максимальна (рис. 6.12, *f*). На рис. 6.12, *g* показан ненасыщенный коэффициент усиления, а на рис. 6.12, *h* – интенсивность лазерной генерации на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII. Видно, что в данных условиях ($d < 1{,}5$ см, $p_{He} < 200$ Торр), в отличие от рис. 6.11, инверсия и генерация максимальны в центре, но по мере рекомбинации ионов Sr^{++} генерация ослабевает на оси и «уходит» на периферию (рис. 6.12, *h*), где двукратных ионов металла еще относительно много (рис. 6.12, *e*). Заметим, что приведенные на рис. 6.12 результаты расчетов хорошо согласуются с результатами моделирования [23–24], также проводившегося для условий [80].

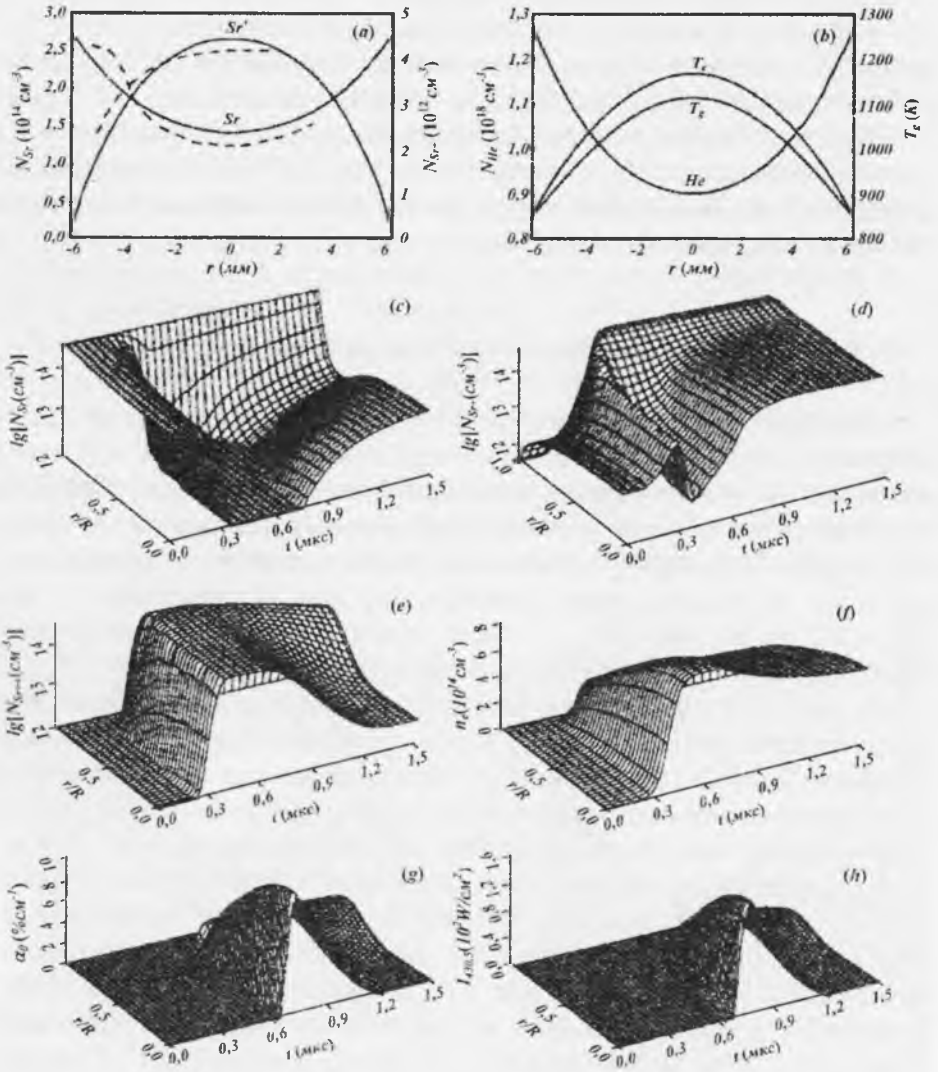


Рис. 6.12. Рассчитанные предымпульсные радиальные профили концентраций атомов и ионов стронция (*a*), атомов гелия, температуры газа и электронов (*b*), пространственно-временные зависимости концентраций атомов стронция (*c*), однократных ионов стронция (*d*), двукратных ионов стронция (*e*) и электронов (*f*), а также ненасыщенного коэффициента усиления (*g*) и интенсивности генерации (*h*) на линии λ = 430,5 нм SrII; штриховые кривые – эксперимент [80]: l = 66 см; d = 1,27 см; p^0_{He} = 112,5 Торр; N^0_{Sr} = 2,75·10^{14} см$^{-3}$; f = 3,77 кГц

На рис. 6.13, *a-b* представлены рассчитанные для условий [81] и экспериментальные радиальные профили концентрации электронов в различные моменты времени относительно максимума тока, а также профиль электронной температуры в послесвечении в момент максимума генерации. Пространственно-временные зависимости электронной и газовой температуры, концентраций атомов, однократных и двукратных ионов стронция, а также интенсивности генерации на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII приведены на рис. 6.13, *c-h*.

Видно, что в установившемся режиме газовая температура за время импульса возбуждения изменяется незначительно (рис. 6.13, *d*). Она неоднородна по радиусу с максимумом на оси, что приводит наряду с радиальным катафорезом к неоднородному предымпульсному радиальному распределению концентрации атомов металла с провалом на оси (рис. 6.13, *e*).

Радиальный профиль $N_{Sr}{}^{++}$ (рис. 6.13, *g*) в конце импульса возбуждения практически повторяет (за исключением тонких пристеночных областей) предымпульсный профиль концентрации атомов стронция (рис. 6.13, *e*), испытывающих в импульсе возбуждения практически полную двукратную ионизацию. Провал $N_{Sr}{}^{++}$ на оси приводит к минимуму интенсивности генерации на оси трубки (рис. 6.13, *h*). Радиальный профиль интенсивности генерации с небольшим провалом на оси, как отмечалось выше, является типичным для He-Sr^+ лазера при достаточно больших d и p_{He} [2, 7].

Сравнение результатов расчетов с представленными на рис. 6.10–6.13 экспериментальными данными показывает, что математическая модель достаточно точно отражает основные закономерности в поведении пространственно-временных характеристик активных сред He-Sr^+ лазеров и может служить удобным инструментом исследований их кинетики.

Таким образом, проведен численный расчет и анализ пространственно-временных характеристик активной среды He-Sr^+ лазера как в процессе установления импульсно-периодического режима, так и в установившемся режиме. Показано, что установившийся импульсно-периодический режим формируется за ~ 40–50 импульсов, при этом из-за накопления тепла формируется неоднородный по радиусу профиль газовой температуры.

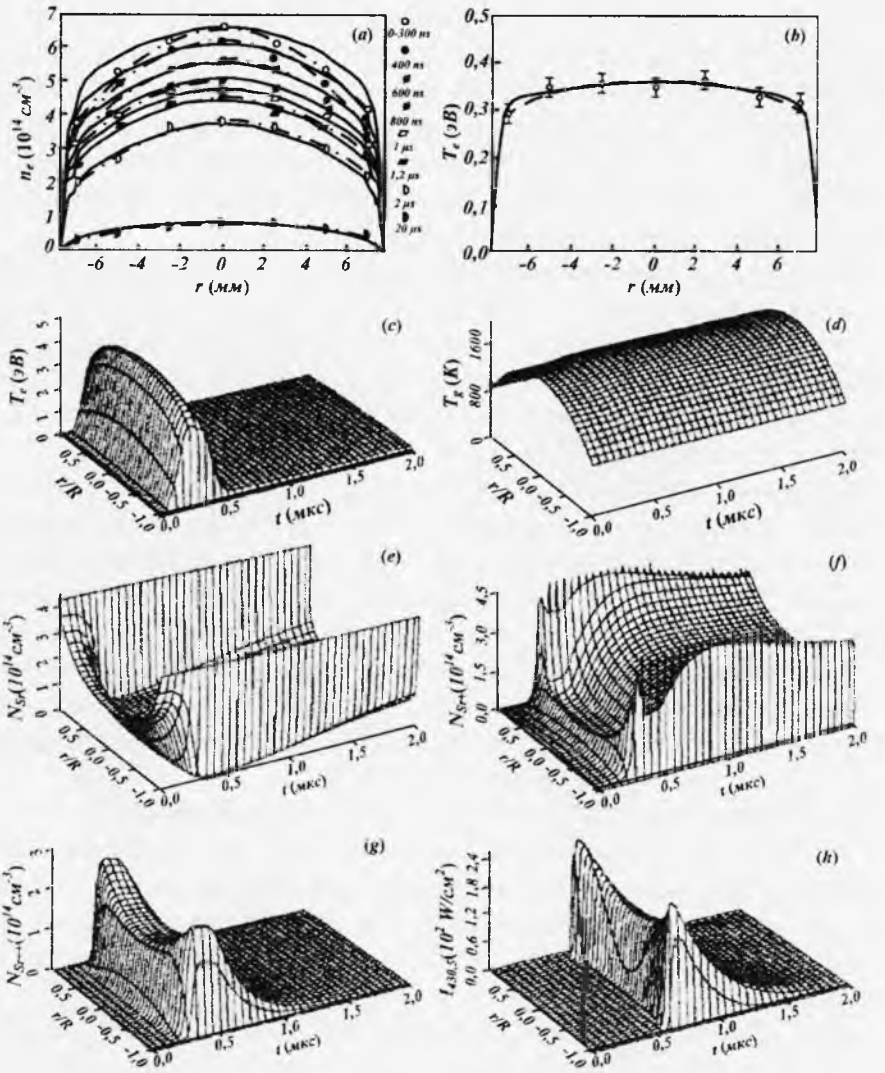


Рис. 6.13. Рассчитанные радиальные профили концентрации электронов в различные моменты времени относительно максимума тока (*a*), температуры электронов в момент максимума генерации (*b*), пространственно-временные зависимости температуры электронов (*c*), температуры газа (*d*), концентраций атомов (*e*), однократных (*f*) и двукратных (*g*) ионов стронция, а также интенсивности генерации на линии λ = 430,5 нм SrII (*h*); штриховые кривые – эксперимент [81]: l = 70 см; d = 1,55 см; p^0_{He} = 250 Торр; N^0_{Sr} = 4,2·10^{14} см$^{-3}$; f = 6 кГц

Это вследствие термодиффузии наряду с радиальным катафорезом приводит к неоднородному предымпульсному радиальному распределению концентрации атомов металла и, как следствие, к провалу в интенсивности генерации на оси трубки при достаточно больших диаметрах и давлениях ($d \geq 1{,}5$ см, $p_{He} \geq 200$ Торр). Показано, что увеличивающаяся с ростом диаметра степень пространственной неоднородности плазмы является фактором, ограничивающим рост энергетических характеристик генерации.

Во время выхода на стационарный тепловой режим в $He\text{-}Sr^+$ лазере наблюдается интересный с физической точки зрения и важный с практической точки зрения эффект расконтрагирования импульсно-периодического разряда: в «холодной» лазерной трубке без паров стронция разряд в гелии контрагирован и горит в виде тонкого шнура; при нагреве трубки и поступлении в разряд паров стронция происходит расконтрагирование разряда – он заполняет все сечение трубки, при этом плазма становится практически однородной, что обусловливает высокие энергетические характеристики лазерной генерации. Детальному анализу процессов контракции и расконтрагирования импульсно-периодического разряда посвящен следующий раздел.

6.4. Исследование процессов контракции и расконтрагирования в активной среде $He\text{-}Sr^+$ лазера

Импульсно-периодические лазеры на парах металлов работают в условиях, при которых разряд в чистом инертном газе контрагирован [1–2, 4]. Контракция создает большие трудности для мощных газоразрядных лазеров, нарушая пространственную однородность активной среды [1–2, 35, 84]. Для борьбы с этой проблемой применяются различные технические решения, приводящие к усложнению конструкции лазера. Однако в лазерах на парах металлов (ЛПМ), содержащих инертный буферный газ и пары металла, имеет место автоматическое расконтрагирование разряда, вследствие чего обеспечивается достаточно высокая пространственная однородность плазмы [1–2, 4]. Поэтому явление расконтрагирования имеет большое значение для физики лазеров на парах металлов, а его детальные исследования представляют несомненный интерес.

Явление контракции разряда в инертных газах достаточно хорошо изучено, при этом наиболее детально исследованы стационарный и импульсный объемный разряды [35, 84–91]. Развитие импульсно-периодических ЛПМ явилось стимулом к исследованиям явлений контракции и расконтрагирования в продольном импульсно-периодическом разряде [1–5, 8]. Особенностью этого разряда является то, что в типичных для ЛПМ условиях возбуждения разряда контракция не наблюдается в одиночном импульсе и имеет место лишь при достаточно высоких частотах следования импульсов [4–5]. Другая особенность – сохранение однородности разряда в условиях парогазовой смеси даже при развитии приэлектродных неустойчивостей или при наличии отдельных участков контрагированного разряда, обедненных парами металла [2, 4–5].

Сжатие разряда в инертных газах является следствием развития ионизационно-перегревной неустойчивости. Контракция возникает при одновременном выполнении по крайней мере двух условий: частота образования заряженных частиц должна резко спадать от оси к периферии; объемная рекомбинация заряженных частиц должна преобладать над амбиполярной диффузией [35, 84, 86].

Очевидно, что контракция будет преодолена, то есть произойдет расконтрагирование разряда, при нарушении хотя бы одного из этих условий. Газоразрядные условия, способствующие этому, возникают при введении в разряд легкоионизируемой добавки. Качественный анализ механизмов расконтрагирования импульсно-периодического разряда в смесях инертных газов с парами металлов проведен в работах [1–5], где показано, что при введении в разряд паров металла при сравнительно небольшой концентрации (соответствующей типичным условиям генерации ЛПМ) формируется нарастающий к стенкам газоразрядной трубки радиальный профиль ионизационных свойств смеси. В результате проводимость плазмы выравнивается по сечению трубки и диаметр разрядного канала увеличивается. В [2–3, 8] отмечается важная роль остаточной предымпульсной концентрации электронов в зажигании однородного импульсно-периодического разряда в парогазовой смеси. В [4–5] сделан вывод о важной роли амбиполярной диффузии ионов металла, участвующей наряду с нагревом газа в формировании неоднородного радиального профиля плотности паров металла с минимумом на оси.

Проведем детальное численное исследование механизмов контракции и расконтрагирования импульсно-периодического разряда в He-Sr смеси с помощью математической модели $He\text{-}Sr^+$ лазера. В [81] были измерены радиальные профили концентрации электронов как в контрагированном, так и в расконтрагированном импульсно-периодическом разряде $He\text{-}Sr^+$ лазера, а также измерена электронная температура, поэтому расчеты по модели были проведены для условий данной работы. На рис. 6.14 представлены рассчитанные для разных частот следования импульсов установившиеся радиальные профили концентрации электронов n_e и температуры газа T_g, а также предымпульсной концентрации атомов гелия N_{He} при разряде в чистом гелии. Видно, что при малых частотах ($f \sim 10^2$ Гц) радиальный профиль газовой температуры близок к однородному (рис. 6.14, *c*), а профиль концентрации электронов близок к бесселевскому профилю, характерному для неконтрагированного разряда (рис. 6.14, *a*, *b*).

При более высоких частотах (выше 10^3 Гц) резко нарастает тепловая неоднородность плазмы (рис. 6.14, *c*, *d*), обусловливающая вследствие действия ионизационно-перегревного механизма сужение профиля концентрации электронов n_e и рост ее значения на оси разряда. Рассчитанный профиль n_e при $f = 6$ кГц близок к эспериментальному профилю в контрагированном разряде [81] (рис. 6.14, *a*, *b*).

На рис. 6.15 показаны рассчитанные радиальные распределения параметров плазмы в различных импульсах возбуждения (для условий [81]). В качестве начальных условий для первого импульса были взяты «затравочные» однородные распределения всех параметров плазмы. До 60-го импульса моделировался разряд в гелии, после – в смеси гелий-стронций.

Видно, что примерно через 40 импульсов происходит сжатие разряда (контракция) в гелии. Это число импульсов соответствует времени выхода на установившийся режим (~ 6 мс). Из рис. 6.15, *e* видно, что вначале, когда газ только начинает греться (рис. 6.15, *c*), концентрация гелия N_{He} не успевает сразу же откликнуться на изменение температуры, для этого ей нужно время $\tau_{diff} = R^2/6D_{He} \approx 4$ мс. Из-за этого растет давление гелия p_{He} (рис. 6.15, *f*), так как $p_{He} \propto N_{He}T_g$. Время установления температуры газа T_g определяется величиной $\tau_{th} = R^2/6\chi \approx 2$ мс, где χ – коэффициент температуропроводности

гелия. Так как T_g и N_{He} взаимосвязаны, время выхода на установившийся режим будет примерно равно сумме времен $\tau_{diff} + \tau_{th} \approx 6$ мс.

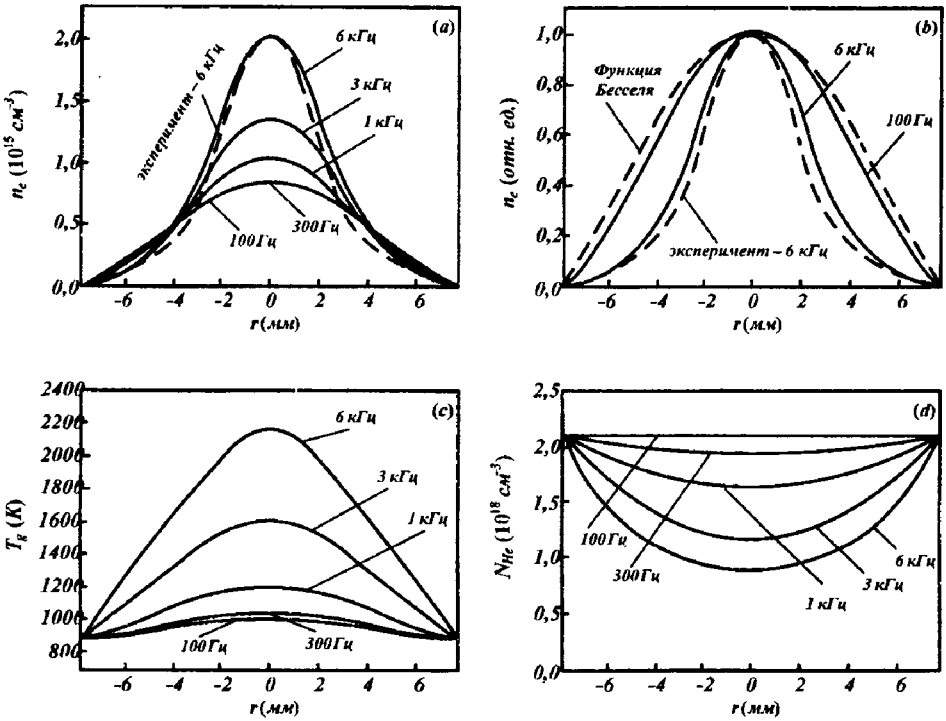


Рис. 6.14. Рассчитанные радиальные профили концентрации электронов (*a*, *b*) и температуры газа (*c*), а также предымпульсной концентрации атомов гелия (*d*) при разряде в гелии; штриховые кривые – эксперимент [81]: $l = 70$ см; $d = 1{,}55$ см; $p^0_{He} = 190$ Торр

В установившемся режиме давление гелия постоянно по радиусу (рис. 6.15, *f*), а предымпульсный радиальный профиль N_{He} (рис. 6.15, *e*) оказывается обратным профилю T_g (рис. 6.15, *c*). Падение концентрации гелия на оси из-за нагрева газа приводит к росту T_e на оси (рис. 6.15, *b*), так как $T_e \propto E/N_{He}$ [35], где E – напряженность поля. Из-за высоких потенциалов возбуждения и ионизации гелия скорость его ионизации очень чувствительна к перепаду T_e вдоль радиуса трубки и оказывается максимальной на оси.

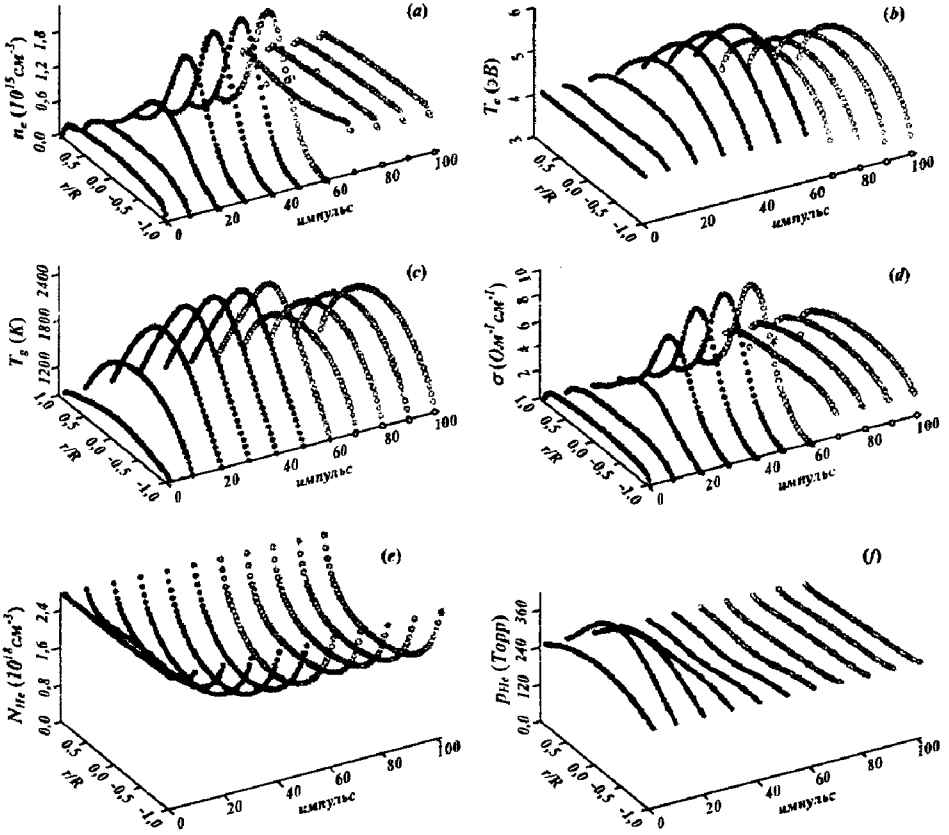


Рис. 6.15. Рассчитанные для различных импульсов возбуждения радиальные профили концентрации электронов (*a*), температуры электронов (*b*), температуры газа (*c*), проводимости плазмы (*d*) и предымпульсные радиальные профили концентрации гелия (*e*) и давления гелия (*f*); до 60-го импульса моделировался разряд в гелии, после – в смеси гелий-стронций (при $N_{Sr}^0 = 4 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$): $l = 70$ см; $d = 1{,}55$ см; $p_{He}^0 = 190$ Торр; $f = 6$ кГц

В результате на оси резко возрастают n_e (рис. 6.15, *a*) и проводимость плазмы σ (рис. 6.15, *d*), т.е. происходит сжатие разряда. Как видно из рис. 6.15, энергии одного импульса возбуждения недостаточно для существенного разогрева газа, поэтому в одиночном импульсе разряд не испытывает заметного сжатия. Однако в импульсно-периодическом режиме, если $1/f << \tau_{diff} + \tau_{th}$, происходит накопление

тепла от импульса к импульсу, пока радиальное распределение T_g не выйдет на стационарный режим с выраженным максимумом на оси (рис. 6.15, *c*). Формирующаяся в последовательности импульсов тепловая неоднородность плазмы приводит в итоге к сжатию разряда (рис. 6.15, *a*, *d*). Полученные при моделировании закономерности в поведении импульсно-периодического разряда в гелии согласуются с результатами наших экспериментов, а также работ [2–5, 81]. При моделировании ввод атомов стронция в плазму осуществлялся на 60-м импульсе. Из рис. 6.15 видно, что процесс расконтрагирования происходит довольно быстро – к 70-му импульсу разряд уже полностью расконтрагирован. При этом происходит снижение на оси газовой и электронной температуры, концентрации электронов, проводимости плазмы. Радиальные распределения n_e и σ становятся практически плоскими.

Процесс расконтрагирования разряда также хорошо иллюстрирует рис. 6.16, где представлены рассчитанные при различных добавках стронция установившиеся радиальные распределения параметров плазмы в конце импульса тока, когда n_e максимальна. На рис. 6.16, *a* также приведен экспериментальный радиальный профиль n_e при разряде в гелии [81]. Очевидно, что влияние добавки стронция существенно сказывается при его концентрации $N_{Sr}^0 \geq 5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. При $N_{Sr}^0 = 4 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ радиальное распределение концентрации электронов становится практически плоским (рис. 6.16, *a*). Видно также, что за время импульса тока происходит практически полная ионизация атомов металла, большая часть которых переходит в двукратные ионы (рис. 6.16, *b-c*). Радиальный профиль концентрации двукратных ионов стронция (рис. 6.16, *c*) практически повторяет (кроме тонких пристеночных областей) имеющий аналогичный показанному на рис. 6.13, *e* вид предымпульсный профиль концентрации атомов стронция, которых больше у стенок, чем на оси (за счет термодиффузии и радиального катафореза).

Заметим, что ключевую роль в наличии эффективной ионизации стронция не только в приосевых, но и в пристеночных областях наряду с отмеченной формой предымпульсного профиля концентрации атомов стронция играют низкие потенциалы однократной и двукратной ионизации стронция.

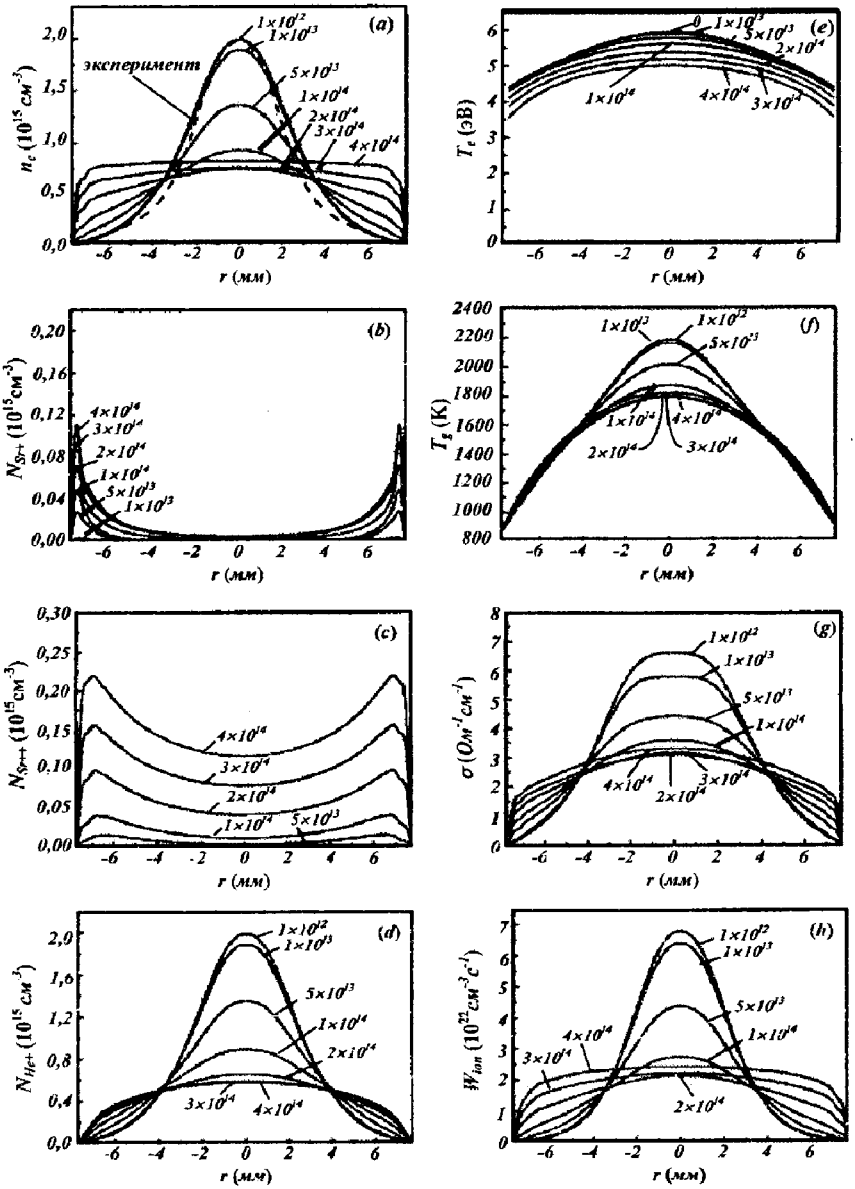


Рис. 6.16. Рассчитанные радиальные профили концентраций электронов (*a*), однократных ионов стронция (*b*), двукратных ионов стронция (*c*), ионов гелия (*d*), температуры электронов (*e*), температуры газа (*f*), проводимости плазмы (*g*), суммарной скорости ионизации гелия и стронция (*h*); рядом с кривыми указаны значения N_{Sr}^0; штриховая кривая – эксперимент [81] при разряде в гелии: l = 70 см; d = 1,55 см; p_{He}^0 = 190 Торр; f = 6 кГц

Низкие потенциалы ионизации обусловливают значительно менее резкую чувствительность скорости ионизации металла по сравнению с гелием к имеющемуся перепаду T_e вдоль радиуса трубки (рис. 6.16, *e*). Рост n_e и проводимости плазмы σ в пристеночных областях (рис. 6.16, *a*, *g*), происходящий при увеличении концентрации стронция N_{Sr}^0, приводит к росту тепловыделения у стенок и соответствующему в условиях постоянства вкладываемой в разряд мощности снижению тепловыделения на оси.

Происходящее таким образом сглаживание профиля тепловыделения приводит, в свою очередь, к существенному снижению газовой температуры в осевой части разряда и некоторому ее повышению у стенок (рис. 6.16, *f*). Эти изменения профиля газовой температуры, а также рост потерь энергии электронного газа на ионизацию стронция, приводят к некоторому снижению уровня электронной температуры и уменьшению ее перепада вдоль радиуса трубки (рис. 6.16, *e*), что в свою очередь вследствие резкой зависимости скорости ионизации гелия от T_e приводит к значительному сглаживанию радиального профиля концентрации ионов гелия (рис. 6.16, *d*). Таким образом, введение легкоионизируемой добавки металла кроме всего прочего пространственно стабилизирует процесс ионизации буферного газа, ионы которого вносят существенный вклад в результирующий радиальный профиль концентрации электронов наряду с однократными и двукратными ионами металла (рис. 6.16, *a-d*).

Отметим интересную особенность – становящийся при определенной концентрации стронция практически плоским радиальный профиль концентрации электронов определяется суммой в той или иной мере неоднородных профилей концентраций различных ионов в парогазовой смеси (рис. 6.16, *a-d*). На рис. 6.16, *h* представлена суммарная скорость всех ионизационных процессов в He-Sr смеси, приводящих к образованию заряженных частиц и включающих прямую и ступенчатую ионизацию. Как видно из рис. 6.16, *h*, который иллюстрирует изменения радиального профиля ионизационных свойств смеси, при повышении концентрации стронция происходит нарушение одного из необходимых для контракции условий – наличие резкого спада частоты образования заряженных частиц от оси к стенкам, в результате контракция нейтрализуется – происходит расконтрагирование разряда.

Как показали расчеты, предымпульсная концентрация электронов в установившемся импульсно-периодическом разряде для состава He-Sr смеси, соответствующего однородному радиальному профилю n_e, имеет значение ~ 10^{13} см$^{-3}$, что на несколько порядков превышает минимальные значения, необходимые для формирования объемного разряда [2, 8].

На рис. 6.17 показано поведение в установившемся контрагированном разряде в течение первой микросекунды от момента включения разряда концентрации электронов n_e, температуры электронов T_e, температуры газа T_g и проводимости плазмы σ. На рис. 6.18 изображены те же параметры, но уже в установившемся расконтрагированном разряде. Из рис. 6.17–6.18 видно, что степень неоднородности плазмы в установившихся контрагированном и расконтрагированном разрядах практически не меняется за время импульса возбуждения.

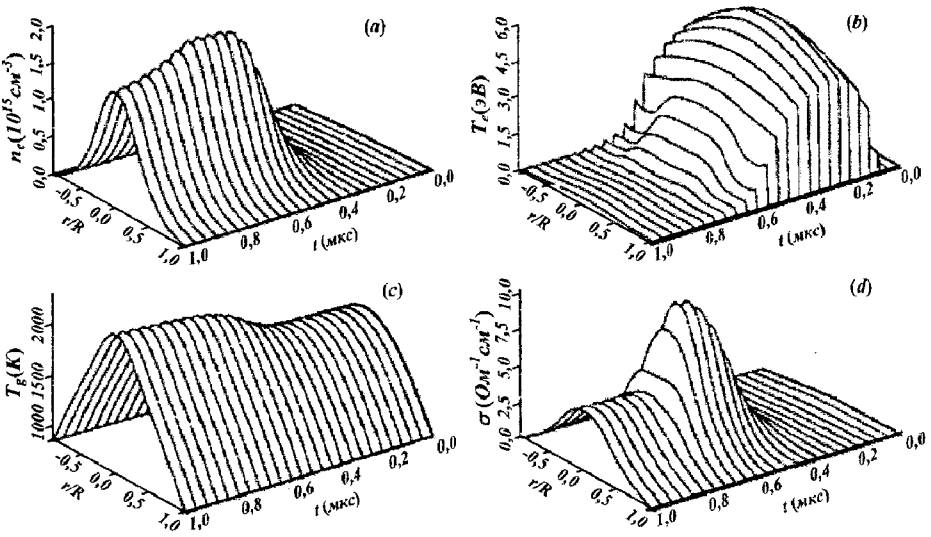


Рис. 6.17. Рассчитанные пространственно-временные зависимости концентрации электронов (*a*), температуры электронов (*b*), температуры газа (*c*) и проводимости плазмы (*d*) в установившемся контрагированном разряде в гелии: $l = 70$ см, $d = 1{,}55$ см, $p^0_{He} = 190$ Торр, $f = 6$ кГц. Ось времени направлена справа налево

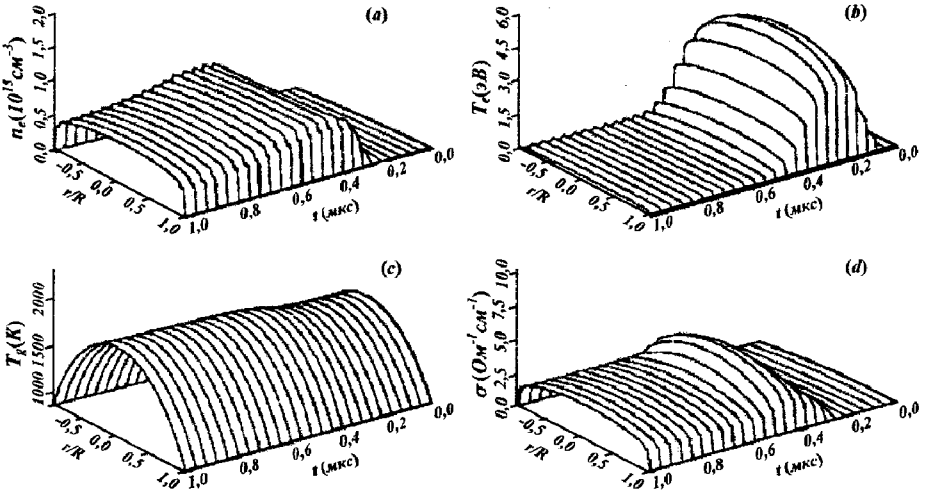


Рис. 6.18. Рассчитанные пространственно-временные зависимости концентрации электронов (*a*), температуры электронов (*b*), температуры газа (*c*), проводимости плазмы (*d*) в установившемся расконтрагированном разряде в He-Sr смеси: $l = 70$ см; $d = 1{,}55$ см; $p^0_{He} = 190$ Торр; $N^0_{Sr} = 4 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$; $f = 6$ кГц. Ось времени направлена справа налево

На рис. 6.19 представлены рассчитанные при различных добавках стронция установившиеся радиальные распределения в конце импульса тока концентрации электронов, а также концентраций ионов Sr^+, Sr^{++}, He^+ при более высоком давлении гелия 500 Торр. Из рис. 6.16 и 6.19 видно, что с ростом давления гелия степень сжатия разряда в гелии возрастает, а для сохранения высокой степени пространственной однородности плазмы в He-Sr смеси при повышении давления гелия требуется увеличение концентрации атомов стронция (и увеличение энерговклада в разряд, необходимое для ионизации возрастающего количества атомов стронция).

Расчеты, проведенные при варьировании концентраций компонент смеси в широких пределах, показали, что оптимальные для достижения максимальной однородности плазмы соотношения компонент смеси оказываются близкими к соотношениям, обеспечивающим максимум скорости рекомбинационной накачки ионных уровней стронция и, соответственно, энергетических характеристик генерации

рекомбинационного He-Sr^+ лазера. Эта особенность способствует росту импульсных энергетических характеристик He-Sr^+ лазера при повышении давления гелия вплоть до нескольких атмосфер [15]. Отмеченная взаимосвязь между составом смеси и степенью однородности плазмы наблюдается экспериментально как для He-Sr(Ca) смеси, так и для других смесей [2, 4]. Расчеты показали также (см. рис. 6.20), что для фиксированного давления гелия при повышении концентрации стронция выше оптимального значения в пределах порядка величины плазма остается достаточно однородной. Это обусловливает также возможность эффективной самоограниченной ИК генерации на переходах SrI и SrII (см. гл. 1) с несколько отличным от рекомбинационного лазера оптимальным для генерации составом He-Sr смеси [92–94].

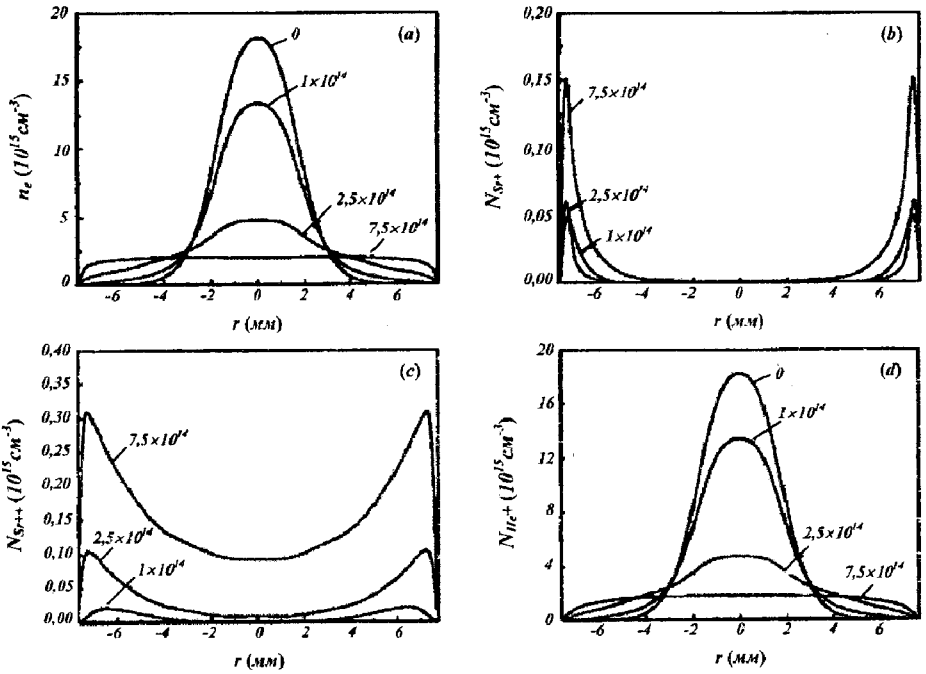


Рис. 6.19. Рассчитанные радиальные профили концентраций электронов (*a*), однократных ионов стронция (*b*), двукратных ионов стронция (*c*), ионов гелия (*d*); рядом с кривыми указаны значения N_{Sr}^0; l = 70 см; d = 1,55 см;

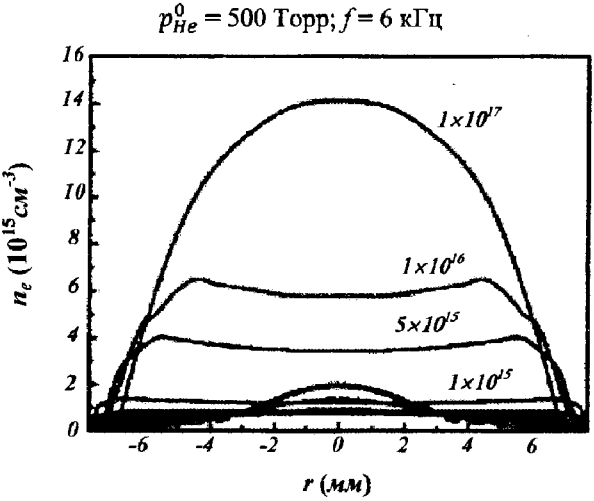


Рис. 6.20. Рассчитанные радиальные профили концентрации электронов; рядом с кривыми указаны значения N^0_{Sr}: l = 70 см; d = 1,55 см; p^0_{He} = 190 Торр; f = 6 кГц

Таким образом, с использованием математической модели He-Sr^+ лазера проведены численные исследования процесса контракции импульсно-периодического разряда в гелии и процесса расконтрагирования разряда при добавлении паров стронция, благодаря которому автоматически обеспечивается достаточно высокая пространственная однородность плазмы при больших давлениях. Установлены основные физические механизмы, определяющие существование явлений контракции и расконтрагирования, а также основные согласующиеся с экспериментами закономерности, свойственные этим явлениям при условиях, типичных для возбуждения рекомбинационных лазеров.

В частности, установлено, что [31–33]:

– Энергии одного импульса тока недостаточно для существенного разогрева газа, поэтому в одиночном импульсе разряд в гелии не испытывает заметного сжатия. Сжатие импульсно-периодического разряда в гелии является результатом формирования тепловой неоднородности плазмы в последовательности импульсов. Степень неоднородности плазмы в установившемся контрагированном разряде

практически не меняется за время импульса возбуждения. Степень сжатия разряда возрастает при увеличении давления гелия.

– При повышении концентрации стронция происходит нарушение одного из необходимых для контракции условий – наличия резкого спада частоты образования заряженных частиц от оси к стенкам, в результате происходит расконтрагирование разряда. При этом с ростом концентрации стронция происходит выравнивание концентрации электронов и проводимости плазмы по радиусу трубки. Степень неоднородности плазмы в установившемся расконтрагированном разряде практически не меняется за время импульса возбуждения.

– Ключевую роль в расконтрагировании разряда играет практически полная одно- и двукратная ионизация стронция по всему сечению, чему способствуют низкие потенциалы такой ионизации у стронция, а также форма предымпульсного радиального профиля концентрации атомов металла с максимумом у стенок и провалом на оси.

– Введение легкоионизируемой добавки стронция приводит, кроме того, к сглаживанию радиальных профилей газовой и электронной температуры, в результате чего пространственно стабилизируется процесс ионизации буферного газа гелия, ионы которого вносят существенный вклад в результирующий радиальный профиль концентрации электронов наряду с одно- и двукратными ионами металла.

– Становящийся при определенной концентрации стронция практически плоским радиальный профиль концентрации электронов определяется суммой в той или иной мере неоднородных профилей концентраций различных ионов в парогазовой смеси.

– Для сохранения высокой степени пространственной однородности плазмы при повышении давления гелия требуется увеличение концентрации атомов стронция (и увеличение энерговклада в разряд).

– Для фиксированного давления гелия при повышении концентрации стронция в пределах порядка величины плазма остается достаточно однородной.

– Оптимальные для достижения максимальной однородности плазмы соотношения компонент смеси оказываются близкими к соотношениям, обеспечивающим максимум скорости рекомбинаци-

онной накачки ионных уровней стронция и, соответственно, энергетических характеристик генерации He-Sr^+ лазера.

Литература

1. *Букшун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Влияние температуры активной среды на характеристики генерации рекомбинационного Sr-He лазера // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15, № 9. – С. 1762–1764.

2. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Исследование продольного импульсно-периодического продольного разряда в парогазовых смесях высокого давления // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, № 4. – С. 25–31.

3. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Мощный самостабилизированный продольный разряд мультиатмосферного давления // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т. 62, № 1. – С. 26–30.

4. *Климкин В.М.* Проблемы неустойчивости продольных импульсно-периодических разрядов в лазерах на парах металлов // Препринт ИОА СО РАН. № 1. Томск, 1999.

5. *Klimkin V.M.* Stability of longitudinal repetitively pulsed discharges in metal vapor lasers (the Petrash Effect) // Proc. SPIE. – 2002. – Vol. 4747. – P. 164–179.

6. *Little C.E., Piper J.A.* Average-power limitations of large-aperture self-heated Ca^+ afterglow-recombination lasers // Opt. communs. – 1988. – Vol. 68, № 4. – P. 282–286.

7. *Little C.E., Piper J.A.* Average-Power Scaling of Self-Heated Sr^+ Afterglow Recombination Laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1990. – Vol. 26, № 5. – P. 903–910.

8. *Климкин В.М.* Повторная контракция энергонапряженных импульсно-периодических разрядов // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29, № 18. – С. 16–21.

9. *Солдатов А.Н., Шапарев Н.Я., Кирилов А.Е., Глизер В.Я., Полунин Ю.П., Федоров В.Ф.* Радиальные характеристики генерационного излучения лазера на парах меди // Известия вузов. Физика. – 1980. – № 10. – С. 38–43.

10. *Елаев В.Ф., Мельченко В.С., Поздеев В.В., Солдатов А.Н.* Влияние радиальной неоднородности газоразрядной плазмы на параметры генерации медного лазера / Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов. – Томск: Изд-во ИОА СО АН СССР, 1978. – С. 189–196.

11. *Солдатов А.Н., Соломонов В.И.* Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. – Новосибирск: Наука, 1985. – 151 с.

12. *Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. – М.: Научная книга, 1998.

13. *Little C.E.* Metal Vapour Lasers. Physics, Engineering and Application. – New York: John Wiley & Sons, 1999.

14. *Лазеры* на самоограниченных переходах атомов металлов. – 2. В 2 т. / Под ред. В.М. Батенина. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.

15. *Atamas' S.N., Latush E.L., Sem M.F.* He-Sr recombination laser with helium pressure up to 5 atm // J. Russian Laser Research. – 1994. – Vol. 15, № 1. – P. 66–68.

16. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Малогабаритный гелий-стронциевый лазер с водяным охлаждением // Труды Всесоюз. совещ. «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах». – Томск: Изд-во ТГУ, 1986. – С. 33–34.

17. *Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Васильченко А.В.* Импульсные катафорезные лазеры на парах кадмия и стронция // Оптика атмосферы и океана. – 1998. – Т. 11, № 2-3. – С. 171–175.

18. *Latush E.L., Chebotarev, G.D., Vasilchenko A.V.* Strontium and cadmium pulsed cataphoretic lasers // Proc. SPIE. – 1998. – Vol. 3403. – P. 141–144.

19. *Butler M.S., Piper J.A.* Pulse energy scaling characteristics of longitudinally excited Sr^+ discharge recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1985. – Vol. 21, № 10. – P. 1563–1566.

20. *Карелин А.В., Яковленко С.И.* Кинетика активных сред лазеров высокого давления на парах металлов (обзор) // Квантовая электроника. – 1993. – Т. 20, № 7. – С. 631–651.

21. *Бабенко С.М., Яковленко С.И.* Анализ кинетики процессов в He-Sr лазере. // Препринт ИАЭ. – № 3192. – М., 1979.

22. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л.* Математическое моделирование газоразрядного рекомбинационного стронций-гелиевого лазера // Деп. ВИНИТИ. № 6298–В87. 1987.

23. *Carman R.J.* A self-consistent model for a longitudinal discharge excited He-Sr recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1990. – Vol. 26, № 9. – P. 1588–1608.

24. *Carman R.J.* A time-depended two electron group model for a discharge excited He-Sr recombination laser // J. Phys. D. – 1991. – Vol. 24. – P. 1803–1810.

25. *Карелин А.В.* Кинетика лазерно-активных сред на переходах атомов и ионов с накачкой жестким ионизатором: Дис. … д-ра физ.-мат. наук. – М.: ИОФ РАН, 1998.

26. *Karelin A.V., Yakovlenko S.I.* Numerical modeling of active media of high-pressure group-II-metal lasers // Sov. J. of Laser Research. – 1994. – Vol. 15, № 1. – P. 1–9.

27. *Карелин А.В., Широков Р.В.* Кинетическая модель Xe-Sr-H_2 лазера (430,5 нм) с накачкой жестким ионизирующим излучением // Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24, № 5. – С. 419–422.

28. *Karelin A.V, Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* High-Pressure Atom and Atomic Ion Lasers (review) // Laser Physics. – 2000. – Vol. 10, № 4. – P. 827–844.

29. *Chen Li, Mao BangNing, Wang YuBo, Wang LiMing, Pan BaiLiang.* A kinetic model for alternate oscillation of self-terminating and recombination lasers in strontium ions // Optics Communications. – 2008. – Vol. 281. – P. 1211–1216.

30. *Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L.* Mathematical modeling of ion recombination strontium vapour laser // Proc. SPIE. – 2004. – Vol. 5483. – P. 83–103.

31. *Чеботарев Г.Д., Пруцаков О.О., Латуш Е.Л.* Исследование процессов контракции и расконтрагирования в активной среде рекомбинационного He-Sr^+ лазера // Оптика атмосферы и океана. – 2006. – Т. 19, № 2-3. – С. 113–120.

32. *Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Пруцаков О.О., Фесенко А.А.* Кинетика активной среды рекомбинационного He-Sr^+ лазера. I. Пространственно-временные характеристики // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 4. – С. 299–308.

33. *Чеботарев Г.Д.* Кинетика активных сред рекомбинационных газоразрядных лазеров: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: ЮФУ, 2009.

34. *Латуш Е.Л* Газоразрядные рекомбинационные лазеры на парах металлов: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: РГУ, 2000.

35. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. 592 с.

36. *Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V.* The influence of the initial density of metastable states and electron density on the pulse repetition rate in a copper-vapor laser // Laser Physics. – 2001. – Vol. 11, № 5. – P. 580–588.

37. *Энгель А., Штеенбек М.* Физика и техника электрического разряда в газах. Т. 2. – М., Л.: ОНТИ, 1936. – 382 с.

38. *Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. – М.: Наука. Физматлит, 1979. – 320 с.

39. *Okuno Y.* Ionization cross sections of Ca, Sr and Ba by electron impact // J. Phys. Soc. Japan. – 1971. – Vol. 31, № 4. – P. 1189–1195.

40. *Chatterjee S.N., Roy B.N.* Electron impact double ionization of Ca and Sr // J. Phys. B. – 1984. – Vol. 17, № 12. – P. 2527–2534.

41. *Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982. – 375 с.

42. *Peart B., Dolder K.* Measurements of cross sections for inner- and outer-shell ionization of Rb^+, Cs^+, Ca^+ and Sr^+ ions by electron impact // J. Phys. B. – 1975. – Vol. 8, № 1. P. 56–62.

43. *Алхазов Г.Д.* Эффективные сечения ионизации и возбуждения гелия электронным ударом // ЖТФ. – 1970. – Т. 40, № 1. – С. 97–107.

44. *Wetzel R.C., Baiocchi F.A., Hayes T.R., Freund R.S.* Absolute cross sections for electron-impact ionization of the rare-gas atoms by the fast-neutral-beam method // Phys. Rev. A. – 1987. – Vol. 35, № 2. – P. 559–577.

45. *Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Карелин А.В., Коваль А.В., Середа О.В., Яковленко С.И.* Кинетические модели некоторых плазменных лазеров, накачиваемых жестким ионизатором // Труды ИОФАН. – 1989. – Т. 21. – С. 44–115.

46. *Смирнов Б.М.* Возбужденные атомы. – М.: Энергоиздат, 1982. – 232 с.

47. *Физические* величины. Справочник / Под. ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1919. – 1232 с.

48. *Смирнов Б.М.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. – М.: Атомиздат, 1974. – 397 с.

49. *Смирнов Б.М.* Комплексные ионы. – М.: Наука. Физматлит, 1983. – 150 с.

50. *Deloche R., Lambert F., Monchicourt P., Cheret M.* High-pressure helium afterglow at room temperature // Phys. Rev. A. – 1976. – Vol. 13, № 3. – P. 1140–1176.

51. *Жуков В.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Двухкратная ионизация атомов щелочноземельных металлов при тепловых столкновениях с ионами инертных газов // Известия вузов. Физика. – 1977. – № 7. – С. 137–138.

52. *Гринченко Б.И.* Об одном механизме образования инверсии в газовых лазерах // ЖТФ. – 1982. – Т. 52, № 9. – С. 1892–1894.

53. *Гринченко Б.И.* Механизмы образования инверсии в рекомбинационных лазерах // Препринт ИВТ АН СССР. № 5-155. – М., 1985. – 72 с.

54. *Гринченко Б.И.* О принципе действия Sr^+ рекомбинационного лазера // Теплофизика высоких температур. – 1983. – Т. 31, № 2. – С. 169–175.

55. *Веселовский И.С.* Коэффициент электронной рекомбинации в плазме при тройном столкновении // ЖТФ. – 1969. – Т. 39, № 2. – С. 271–277.

56. *Кудрявцев А.А., Никитин А.Г.* Кинетика рекомбинации атомарных ионов в плотной низкотемпературной плазме // Теплофизика высоких температур. 1991. – Т. 29, № 4. – С. 625–632.

57. *Redko T.P., Kosinar I.* Diffusion coeffcients of metals in inert gases: comparison of calculations with experimental data // Czech. J. Phys. – 1980. – Vol. B30. – P. 1293–1306.

58. *Мак-Даниэль И.* Процессы столкновений в ионизованных газах. – М.: Мир, 1987. – 832 с.

59. *Фуголь И.Я., Григорашенко О.Н., Мышкис Д.А.* Экспериментальное исследование разрушения метастабильных атомов гелия в плазме при низких температурах // ЖЭТФ. – 1971. – Т. 60, № 1. – С. 423–440.

60. *Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Ионные лазеры на парах металлов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

61. *Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F.* Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges. – Chichester, New York: John Willey & Sons, 1996. – 285 p.

62. *Иванов И.Г.* Ионные газоразрядные лазеры на парах металлов с накачкой столкновениями 2-го рода: Дис. д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: РГУ, 2005.

63. *Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A.* A self-consistent model for the discharge kinetics in a high-repetition-rate copper-vapour laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1994. – Vol. 30, № 8. – P. 1876–1895.

64. *Cheng C., Sun W.* Study on the kinetic mechanisms of copper vapour lasers with hydrogen-neon admixtures // Optics Comm. – 1997. – Vol. 144. – P. 109–117.

65. *Миленин В.М., Панасюк А.С.* Функция распределения электронов по энергиям в положительном столбе разряда в многокомпонентной смеси паров металлов с инертными газами // Вестник ЛГУ. – 1986. – № 1. – С. 119–121.

66. *Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданеев О.В., Яковленко С.И.* Нестационарная функция распределения электронов по энергиям в лазерах на парах меди с модифицированной кинетикой // Тезисы докладов симпозиума «Лазеры на парах металлов» (ЛПМ-2004). – Ростов-на-Дону: РГУ, 2004. – С. 35–36.

67. *Собельман И.И.* Введение в теорию атомных спектров. – М.: Наука, 1977. – 319 с.

68. *Wiese W.L. et al.* Atomic transition probabilities. V. II. – Washington: NBS, NS RDS, 1969.

69. *Павловская Е.Н., Подмошенский Н.В.* Влияние атомных столкновений на распределение заселенностей уровней гелия // Оптика и спектроскопия. – 1973. – Т. 34, № 1. – С. 19–23.

70. *Гарбуни М.* Физика оптических явлений. – М.: Энергия, 1967. – 496 с.

71. *Guisti-Suzor A., Roueff E.* Depolarization, broadening and shift of the SrII and CaII lines by collisions with helium atoms // J. Phys. B. – 1975. – Vol. 8, № 16. – P. 2708–2717.

72. *Звелто О.* Принципы лазеров. – М.: Мир, 1990. – 560 с.

73. *Фриш С.Э.* Оптические спектры атомов. – М., Л.: Физматлит, 1963. – 640 с.

74. *Методы* исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревева. – М.: Мир, 1971. – 552 с.

75. *Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л.* Ненасыщенный коэффициент усиления линий со смешанным контуром уширения // Квантовая электроника. – 1993. – Т. 20, № 1. – С. 99–100.

76. *Спектроскопия* газоразрядной плазмы / Под. ред. С.Э. Фриша. – Л.: Наука, 1970. – 360 с.

77. *Грим Г.* Уширение спектральных линий в плазме. – М.: Мир, 1978. – 491 с.

78. *Грим Г.* Спектроскопия плазмы. – М.: Атомиздат, 1969. – 452 с.

79. *Тарасов Л.В.* Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. – М.: Радио и связь, 1981. – 440 с.

80. *Künnemeyer R., McLucas C.W., Brown D.J.W., McIntosh A.J.* Time-resolved measurements of population density in a Sr^+ recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1987. – Vol. 23, № 11. – P. 2028–2033.

81. *Loveland D.G., Webb C.E.* Measurement of the electron density in a strontium vapour laser // J. Phys. – 1992. – Vol. 25. – P. 597–604.

82. *Энциклопедия* низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. Т. XI-4. Газовые и плазменные лазеры. – М.: Физматлит, 2005. – 822 с.

83. *Сэм М.Ф.* Ионные газоразрядные лазеры на парах химических элементов: Дис. … д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: РГУ, 1981.

84. *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* Неоднородная газоразрядная плазма // УФН. – 1996. – Т. 166, № 11. – С. 1197–1217.

85. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. – М.: Наука, 1991. – 224 с.

86. *Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т.* Физические явления в газоразрядной плазме. – М.: Наука, 1987. – 160 с.

87. *Осипов В.В.* Самостоятельный объемный разряд // УФН. – 2000. – Т. 170, № 3. – С. 225–245.

88. *Голубовский Ю.Б., Некучаев В.О., Пелюхова Е.Б.* Явление контракции газового разряда как фазовый переход к новой диссипативной структуре // ЖТФ. – 1996. – Т. 66, № 3. – С. 43–53.

89. *Акишев Ю.С., Напартович А.П., Пашкин С.В., Пономаренко В.В., Соколов Н.А., Таран Т.В., Таран М.Д.* Исследование контракции объемного разряда в гелии // Физика плазмы. – 1984. – Т. 10, № 2. – С. 361–371.

90. *Ульянов К.Н.* Контракция положительного столба разряда в газах с диссоциативным механизмом рекомбинации // ЖТФ. – 1973. – Т. 43, № 3. – С. 570–578.

91. *Petrov G.M., Ferreira C.M.* Numerical modeling of the constriction of the dc positive column in rare gases // Phys. Rev. E. – 1999. – Vol. 59, № 3. – P. 3571–3582.

92. *Платонов А.В., Солдатов А.Н., Филонов А.Г.* Импульсный лазер на парах стронция // Квантовая электроника. – 1978. – Т. 5, № 1. – С. 198–201.

93. *Горбунова Т.М., Солдатов А.Н., Филонов А.Г.* О механизме формирования инверсии на инфракрасных переходах атома SrI и иона SrII // Оптика атмосферы и океана. – 2004. – Т. 17, № 2-3. – С. 262–265.

94. *Dudelzak A.E., Babichenko S.M., Polivkina L.V.* Total luminescent spectroscopy for remote laser diagnostics of natural water conditions // Appl. Opt. – 1991. – Vol. 30, № 4. – P. 453–458.

Глава 7

ЧАСТОТНЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАЦИИ

7.1. Лазер на самоограниченных переходах стронция

В данном разделе приведены результаты систематических исследований лазера на парах стронция в широком диапазоне условий: частота следования импульсов $f \sim 10$ кГц – 1 МГц, давление буферных газов (неон, гелий) p = 30–400 Торр, объем активной среды 200–650 см^3 и т.д.

Получен ряд рекордных результатов (средняя выходная мощность генерации ~ 22 Вт, частота следования импульсов генерации ~ 830 кГц, энергия в импульсе генерации ~ 2 мДж). Реализована одновременная генерация на R-M и M-M переходах. В одном активном элементе осуществлена генерация в рекомбинационном и ионизационном режимах. Впервые получены наряду с самоограниченными линиями генерации SrI и SrII линии генерации на многих переходах атомов буферных газов в смеси (Sr + He + Ne).

Исследована работа лазера на самоограниченных переходах в SrI (λ = 6,45 мкм) и SrII (λ = 1,03 и 1,09 мкм) в модифицированном режиме работы (возбуждение активной среды пачками импульсов, повторяющихся с высокой частотой повторения). Показано, что частота следования импульсов генерации лазера на парах стронция на длинах волн λ = 1,03 и 1,09 мкм в этом случае может достигать ~ 1 МГц. Экспериментально достигнута частота следования импульсов генерации ~ 830 кГц на R-M и M-M переходах SrI и SrII в саморазогревном импульсно-периодическом режиме работы лазера на парах стронция.

На основе проведенных исследований разработаны две модели отпаянных лазеров на парах стронция, работающие одновременно на

8 длинах волн $\lambda = 6{,}45$; 2,60; 2,69; 2,92; 3,01; 3,06; 1,03 и 1,091 мкм с суммарной мощностью генерации: 2 Вт и 5 Вт.

Спроектирована и создана установка для исследования эффекта резонансной лазерной абляции таких материалов как полимеры и биологические ткани. Основу лазерного оборудования составляет лазер на парах стронция. Установка обеспечивает широкий диапазон изменения параметров лазерного излучения: средняя мощность варьируется в пределах от 1 до 10 Вт, частота следования импульсов – от 1 до 20 кГц, энергия в импульсе – от 0,1 до 1 мДж, плотность энергии – от 1 до 20 Дж/см^2.

7.1.1. Энергетические характеристики лазера на парах стронция

Проблема формирования лазерной генерации с высокой плотностью излучения и расходимостью, близкой к дифракционной, а именно такое излучение, как правило, находит применение для решения вопросов по осуществлению прецизионной обработки материалов и применяется в медицине [1], содержит в себе такие задачи, как получение высокого удельного энергосъема и сохранение его при использовании больших рабочих объемов (масштабирование), повышение частотных характеристик активной среды, формирование однородного по сечению пучка генерации. Для лазера на парах стронция задача усложняется тем, что генерация происходит на нескольких длинах волн. В силу этого возможны два режима работы лазера: многоволновой, когда энергия излучения более или менее равномерно распределена по разным линиям генерации, и одноволновой, когда энергия излучения сосредоточена на какой-либо одной из линий генерации. Исходя из этого, были проведены исследования зависимости распределения энергии излучения по спектру генерации от параметров активной среды и схемы накачки [2].

Работа лазеров на самоограниченных переходах характеризуется тем, что высокий удельный энергосъем удается получать на малых активных объемах, поскольку при этом значительно легче удается сделать индуктивность лазерной ячейки минимальной. Малая потребляемая мощность позволяет провести в широком диапазоне оптими-

зацию параметров системы возбуждения, температурных режимов, параметров активной среды. Кроме того, задача получения высокого удельного энергосъема напрямую связана с высокими энергиями, вводимыми в активную среду, а при малых объемах это условие выполняется значительно проще. Эксперименты с такими объемами позволяют определить предельные энергетические характеристики лазера. В газоразрядной трубке (ГРТ) с рабочим объемом 6,5 см^3 и диаметром разрядного канала 8 мм при использовании буферного газа Не при давлении ~ 80 Торр был получен энергосъем 2,5 мкДж/см^3 [2]. В [2] исследовались ГРТ лазера на парах стронция с объемом активной среды: 6,5; 30; 90; 220 см^3. Проведенные эксперименты (рис. 7.1) показали, что средняя мощность генерации и эффективность работы лазера растут с увеличением объема.

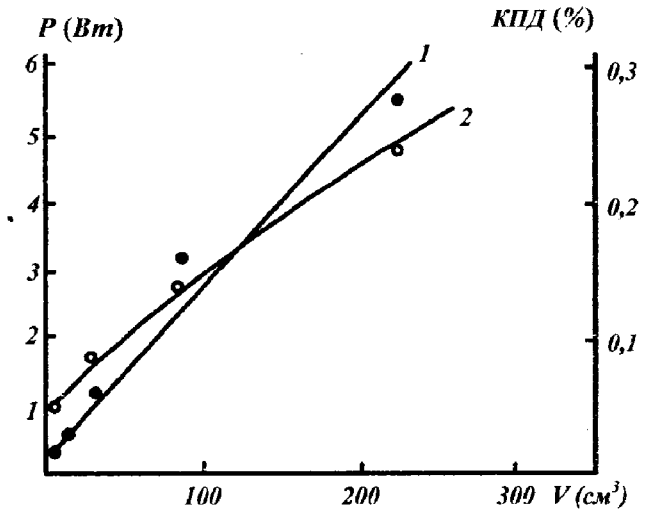


Рис. 7.1. Зависимость средней мощности генерации (*1*) и КПД (*2*) лазера на парах стронция от величины объема активной среды

В ГРТ с объемом активной среды 220 см^3 была получена суммарная средняя мощность генерации 5,5 Вт. Кроме того, из эксперимента следует, что существуют определенные перспективы дальнейшего увеличения средней мощности генерации лазера на парах стронция.

Как правило, в лазерах на самоограниченных переходах увеличение диаметра разрядного канала приводит к смене механизма разрушения метастабильного уровня от пристеночного к объемному. В экспериментах [2] (рис. 7.2) не было обнаружено влияние пристеночного механизма разрушения метастабильного уровня на величину энергосъема. Минимальный диаметр разрядного канала ГРТ составлял 7 мм, давление буферного газа – Не ~ 100 Торр. На рис. 7.2 точками *2*, *3* показаны значения удельного энергосъема при изменении длины разрядного канала. При этом напряжение на ГРТ сохранялось постоянным ~ 12 кВ. Соответственно, с уменьшением длины разрядного возрастала напряженность электрического поля. В результате увеличения напряженности поля в три раза, получен рост удельного энергосъема в 1,8 раза.

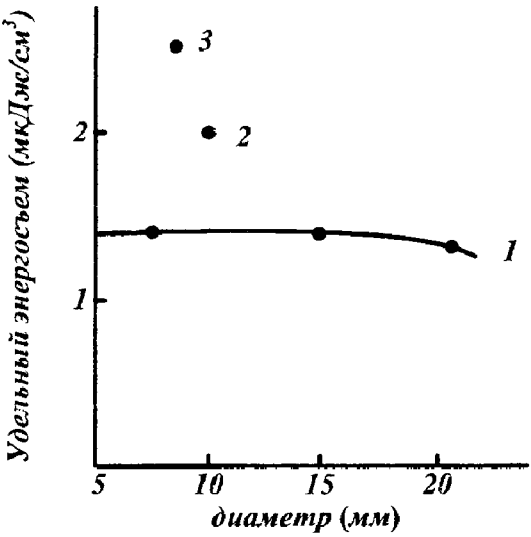


Рис. 7.2. Зависимость удельного энергосъема от диаметра разрядного канала, при длине разрядного канала:
1 – 50 см; *2* – 38 см; *3* – 15 см

Одним из важных показателей качества пучка генерации является его расходимость. Малая расходимость позволяет сфокусировать излучение на меньшей поверхности мишени, повысив тем самым плот-

ность излучения на единицу поверхности. Уменьшение расходимости в лазерах на самоограниченных переходах достигается применением неустойчивого резонатора телескопического вида, при этом важным условием является однородное распределение мощности излучения по диаметру разрядного канала [3]. Исследование ГРТ с разрядным каналом диаметром 15 мм показало достаточно равномерное распределение интенсивности излучения по сечению пучка генерации (см. рис. 7.3). Распределение снималось при максимальной средней мощности генерации.

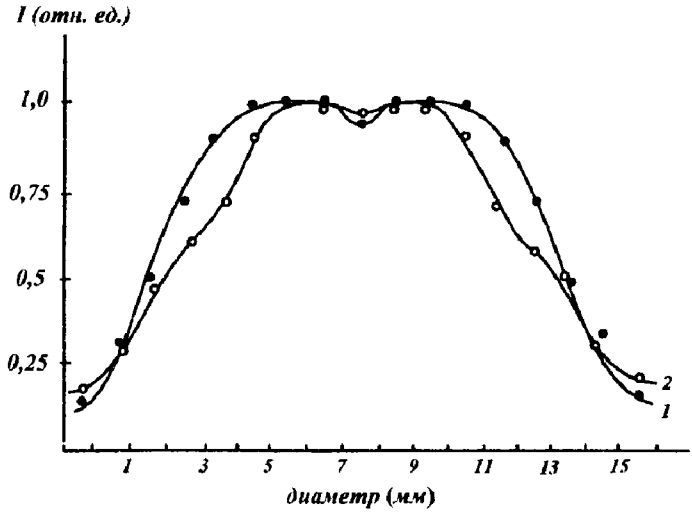


Рис. 7.3. Распределение интенсивности излучения по сечению пучка генерации при диаметре разрядного канала 15 мм: *1* – давление буферного газа He – 100 Торр; *2* – давление буферного газа He – 30 Торр

Оценка дифракционного предела θ_d для излучения с λ =6,456 мкм и однородным распределением в ближней зоне производилась по формуле:

$$\theta_d = 2{,}44 \cdot \lambda / D, \qquad (7.1)$$

где D – диаметр лазерного излучения.

Для апертуры лазерного излучения 15 мм дифракционная расходимость составляла $\theta_d = 1$ мрад. При использовании фокусирующего вогнутого зеркала с радиусом кривизны 10 м такой пучок в фокальном пятне имеет диаметр 5 мм. При выделении диафрагмой доли излучения с дифракционной расходимостью было установлено, что в излучении лазера оно составляет 75%.

На основе проведенных исследований был разработан лазер на парах стронция с теплоизолированной ГРТ, разрядный канал которой выполнен из BeO-керамической трубки длиной 50 см и внутренним диаметром 15 мм (см. рис. 2.8, на вклейке). А также был разработан лазер на парах стронция с теплоизолированной ГРТ, разрядный канал которой также выполнен из BeO-керамической трубки длиной 50 см и внутренним диаметром 20 мм (см. рис. 7.4, на вклейке). Основные технические характеристики данного лазерного источника приведены в табл. 7.1. Источник питания лазера разработан ООО «Научно-производственное предприятие ВЭЛИТ» (г. Истра, Россия).

Таблица 7.1

Параметры	Значение параметров
Длина волны излучения, мкм	(~ 1 -6,456) многоволновой
Средняя мощность излучения, Вт	5
Частота следования импульсов генерации, кГц	10–15
Длительность импульса генерации, нс	50–100
Расходимость лазерного излучения, мрад	~ 1,0
Время выхода на рабочий режим, мин	~ 25–30
Потребляемая мощность от сети ~ 220 В, кВт	~ 2,0
Охлаждение	Воздушное (принудительное)

Также были проведены испытания активного элемента (ГРТ) лазера на срок службы. В условиях непрерывной работы активный элемент отработал 300 ч без признаков деградации активной среды. Снижение средней мощности генерации в течение времени испытаний составило ~ 3%. При этом характеристики параметров накачки оставались неизменными. Как показали испытания, основное ограничение срока службы активного элемента лазера определяется временем ухода стронция из разрядного канала ГРТ в холодные буферные

зоны. В процессе проведения данных испытаний на срок службы газоразрядной трубки с разрядным каналом из BeO-керамической трубки длиной 50 см и внутренним диаметром 20 мм было обнаружено, что в спектре, наряду с известными линиями генерации на R-M и M-M переходах SrI и SrII, появились дополнительные, ранее не наблюдаемые, линии генерации. Причем эти линии появляются в спектре генерации лазера на парах стронция, только в случае, если в качестве буферного газа используется смесь He + Ne [4]. Это определило необходимость более детального исследования спектра излучения лазера на парах стронция.

Исследования проводились с ГРТ, разрядный канал которой выполнен из BeO-керамической трубки с внутренним диаметром 2 см и длиной 50 см. В качестве глухого зеркала резонатора использовалась зеркало с алюминиевым покрытием, а в качестве выходного – плоскопараллельная пластина из CaF_2. Накачка активной среды осуществлялась по схеме прямого разряда накопительного конденсатора ~ 1175–1570 пФ. В качестве коммутатора использовался тиратрон ТГИ1-1000/25. Регистрация импульсов тока, напряжения и генерации проводилась с помощью поясов Роговского, пробника напряжения Р6015А и коаксиальных фотоэлементов, соответственно. Регистрируемые датчиками сигналы подавались на осциллограф Tektronix TDS-3032. Средняя мощность генерации контролировалась измерителем мощности OPHIR (Nova II). Спектр излучения лазера исследовался с помощью монохроматора МДР-204 с пределом регистрации ~ 5 мкм, поэтому линия 6,45 мкм SrI при спектральных измерениях не регистрировалась. Накачка активной среды осуществлялась при частотах следования импульсов возбуждения ~ 17–24 кГц и напряжении на высоковольтном выпрямителе ~ 3,5–5,5 кВ.

Контроль спектра генерации (Sr-He-Ne)-лазера проводился через каждые 5 мин по мере разогрева ГРТ от комнатной температуры. Через ~ 20 мин после начала разогрева ГРТ в спектре излучения лазера первой появлялась линия генерации на самоограниченном переходе атома He – 2058 нм (см. рис. 7.5). Через ~ пять минут после появления первой линии атома He наблюдались линии генерации атома Ne и SrII в области ~ 1 мкм, появлялись линии генерации на самоограниченных переходах атома стронция в области 3 мкм.

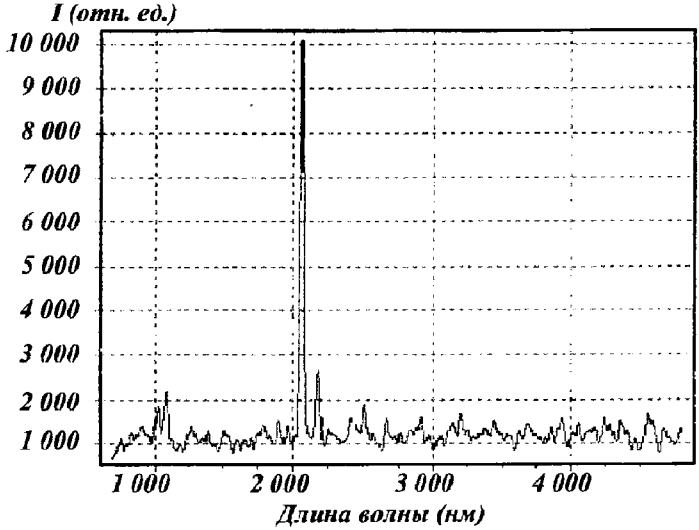


Рис. 7.5. Излучение лазера через ~ 20 мин разогрева ГРТ

Дальнейший разогрев ГРТ приводил к увеличению интенсивности свечения линий генерации He – 2,058 мкм и Sr – 2,923 мкм, 1,033 мкм, 1,091 мкм (см. табл. 7.2). Затем наблюдались спад интенсивности линий генерации Sr II и появление линии Sr I – 3,011 мкм. В режиме перегрева активной среды лазера при температуре стенки разрядного канала ГРТ ~ 900–1100°С в спектре излучения лазера наблюдались линии генерации атомов He и Ne (в том числе линия He – λ = 2,058 мкм) без существенного изменения относительных интенсивностей излучения, а также линия Sr – 6,45 мкм. При этом не наблюдалось линий генерации стронция в области одного и трех мкм. Средняя мощность генерации на линии Sr – 6,45 мкм составляла 40–50% от суммарной мощности генерации во всем исследуемом диапазоне изменения температуры разрядного канала ГРТ с момента появления линии 6,45 мкм до температуры ~ 900–1100°С. Начало импульса генерации линии He – 2,058 мкм, а также линий генерации Ne в области ~ 1 мкм всегда совпадало с максимумом напряжения на ГРТ. Суммарная средняя мощность генерации достигала значения ~ 4,9 Вт. Выделение спектральных линий излучения для измерения средней

мощности генерации в области 1, 2–3 мкм проводились с помощью светофильтров. Максимальное значение средней мощности генерации в области 1 мкм составляло ~ 1 Вт, а в области 2–3 мкм ~ 1,6 Вт.

Средняя мощность генерации в режиме перегрева активной среды, когда в спектральной области 2–3 мкм наблюдалась только линия He – 2,058 мкм, достигала значения ~ 1,0 Вт. Следует также отметить, что на линиях генерации He и Ne наблюдалось сверхизлучение, также как и на линиях генерации Sr.

Таблица 7.2

Наблюдаемые в спектре излучения лазера линии генерации, интенсивности линий генерации и соответствующие этим линиям переходы. Для линий генерации NeI переходы указаны по Пашену

Интенсивность, отн. ед.	Длина волны излучения, нм	Переходы
70 000	1029,5 Ne I	$2s_2 - 2p_8$
12 000	1033,0 Sr II	$4p^6 5p^2P^0_{3/2} - 4p^6 4d^2D_{5/2}$
3 700	1079,8 Ne I	$2s_3 - 2p_7$
60 000	1084,4 Ne I	$2s_2 - 2p_6$
10 000	1091,4 Sr II	$4p^6 5p^2P^0_{1/2} - 4p^6 4d^2P_{3/2}$
5 600	1117,7 Ne I	$2s_5 - 2p_9$
4 400	1152,3 Ne I	$2s_2 - 2p_4$
2 900	1176,7 Ne I	$2s_2 - 2p_2$
2 200	1259,4 Ne I	$2s_4 - 2p_4$
1 800	1268,9 Ne I	$2s_4 - 2p_3$
1 600	1288,7 Ne I	$2s_4 - 2p_2$
50 000	1523,1 Ne I	$2s_2 - 2p_1$
168 000	2058,1 He I	$2^1P_1 - 2^1S_0$
100 000	2691,5 Sr I	$5p^{2\,1}D_2 - 5p^{\,3}F^0_2$
125 000	2922,5 Sr I	$4d^3D_3 - 5p^3P^0_2$
140 000	3011,0 Sr I	$4d^3D_2 - 5p^3P^0_2$

7.1.2. Предельная частота следования импульсов генерации лазера на самоограниченных переходах атома и иона стронция

Лазер на парах стронция (ЛПС) является эффективным источником лазерного излучения в ИК диапазоне на самоограниченных пере-

ходах с $\lambda = 6{,}456$ мкм; $\lambda \sim 3$ мкм ($\lambda = 3{,}066$; 3,011; 2,60; 2,69; 2,92 мкм) SrI и $\lambda \sim 1$ мкм ($\lambda = 1{,}091$; 1,033 мкм) SrII [2–9]. Как показывает анализ, длины волн излучения ЛПС соответствуют ряду полос поглощения полимеров и биотканей. Высокий коэффициент поглощения лазерного излучения на этих длинах волн обеспечивает эффективную абляцию, что позволяет найти лазеру применения в медицине, а также для обработки материалов [2]. Достигнутые к настоящему времени высокие энергетические характеристики ЛПС [2–9] указывают на актуальность и перспективность проведения дальнейших исследований с целью повышения энергетических характеристик излучения ЛПС на переходах SrI и SrII при высоких частотах следования импульсов (ЧСИ) возбуждения.

Наиболее эффективным среди лазеров на самоограниченных переходах является лазер на парах меди, исследованию которого посвящено наибольшее количество работ [10–12]. Как отмечалось в гл. 1, в число факторов, ограничивающих достижимую ЧСИ генерации лазера на парах меди, могут входить высокая предымпульсная населенность метастабильных состояний [13–18] и высокая предымпульсная концентрация электронов [19–27], при этом различные факторы взаимосвязаны [17], а их вклад зависит от условий и способов возбуждения активной среды [26]. Имеющаяся в литературе неоднозначность в оценке достижимых частотно-энергетических характеристик (ЧЭХ) указывает на необходимость проведения дальнейших исследований, направленных на выяснение энергетического потенциала лазеров на самоограниченных переходах, в том числе лазера на самоограниченных переходах атома и иона стронция.

7.1.2.1. Экспериментальное исследование ЧЭХ лазера методом сдвоенных импульсов

В настоящем разделе представлены результаты экспериментальных исследований ЧЭХ лазера на самоограниченных переходах SrII ($\lambda = 1{,}033$ и 1,091 мкм) методом введения перед каждым импульсом возбуждения дополнительного импульса и результаты численного моделирования кинетики процессов в активной среде, соответствующие экспериментальным условиям [28–29]. Также приведены зависи-

мости энергетических характеристик излучения лазера на парах стронция, работающего в саморазогревном режиме, от ЧСИ возбуждения [30].

Эксперименты проводились с саморазогревной газоразрядной трубкой, разрядный канал которой был изготовлен из BeO-керамической трубки с внутренним диаметром 15 мм и длиной 500 мм. На торцах разрядного канала в холодных буферных зонах ГРТ располагались электроды. В качестве буферного газа использовался гелий при давлении ~ 100 Торр. Импульсно-периодический режим двухимпульсного возбуждения активной среды осуществлялся за счет разряда накопительных конденсаторов тиратронами: возбуждающего импульса – тиратроном ТГИ1-500/20 и дополнительного импульса – тиратроном ТГИ1-270/12. Энергия возбуждающего и дополнительного импульсов изменялась путем варьирования напряжения на высоковольтных выпрямителях, при этом начальные напряжения на накопительных конденсаторах в каждом канале были вдвое выше напряжений на выпрямителях за счет использования схемы резонансной зарядки накопительных конденсаторов. ЧСИ возбуждения изменялась в пределах 15–19 кГц. Регистрация импульсов тока и генерации проводилась с помощью токового шунта и коаксиального фотоэлемента ФЭК-24, соответственно. Регистрируемые датчиками сигналы подавались на осциллограф Tektronix TDS-3032. Средняя мощность генерации контролировалась измерителем мощности OPHIR (Nova-II). Для исследования спектрального состава генерации использовались светофильтры: СЗС-20, пропускающий излучение в области ~ 1 мкм, и СЗС-8, пропускающий излучение в области ~ 3 мкм.

На первом этапе эксперимента с помощью возбуждающих импульсов ЛПС выводился на рабочий режим одновременной генерации: λ = 6,456; 2,60; 2,69; 2,92; 3,01 и 3,06 мкм SrI и λ = 1,033 и 1,091 мкм SrII с суммарной средней мощностью генерации ~ 1 Вт. Затем перед каждым импульсом возбуждения на ГРТ подавался дополнительный импульс с регулируемой задержкой (~ 1–3 мкс) между импульсами. В ходе эксперимента изменялись напряжение высоковольтного выпрямителя (от 0 до 3,6 кВ) и емкость накопительного конденсатора (500, 890 и 1650 пФ) дополнительного канала. Напряжение на высоковольтном выпрямителе (~ 3,6 кВ) и емкость накопительного конденсатора (890 пФ) в канале формирования импульса

возбуждения не изменялись, как и емкость обостряющего конденсатора (90 пФ).

Проведенные исследования показали, что при уменьшении задержки между дополнительным и возбуждающим импульсами (при сравнимых энергиях накачки в обоих импульсах) не наблюдалось изменения энергии импульса генерации на самоограниченных переходах как атома SrI, так и иона SrII в дополнительном импульсе. При этом наблюдался быстрый спад энергии импульса генерации на самоограниченных переходах SrI в возбуждающем импульсе. В то же время происходило увеличение энергии импульса генерации на самоограниченных переходах SrII в импульсе возбуждения в определенном диапазоне задержек. Для иллюстрации вышесказанного на рис. 7.6 приведены осциллограммы импульсов тока и генерации на самоограниченных ИК переходах SrII (см. схему уровней SrII на рис. 6.3) при наличии только возбуждающего импульса, а также при двухимпульсном возбуждении с задержкой между дополнительным и возбуждающим импульсами 2,6 и 1,35 мкс (емкости накопительных конденсаторов в дополнительном и основном каналах возбуждения были одинаковы и составляли 890 пФ, при напряжении на выпрямителях 3,4 и 3,6 кВ, соответственно).

Наряду с ростом импульсных энергетических характеристик в возбуждающем импульсе при двухимпульсном возбуждении (рис. 7.6) наблюдалось и увеличение средней мощности генерации P_{av} на ИК переходах SrII. Так, если при наличии только возбуждающего импульса мощность составляла P_{av} = 82 мВт, то при двухимпульсном возбуждении она возрастала до P_{av} = 211 мВт (при задержке ~ 2,6 мкс) и P_{av} = 100 мВт (при задержке ~ 1,35 мкс). Это свидетельствует о возрастании КПД генерации как в возбуждающем импульсе, так и в среднем по двум импульсам при двухимпульсном возбуждении. Действительно, в саморазогревном режиме средняя мощность генерации P_{av} определяется величиной коэффициента полезного действия η и потребляемой от источника питания мощностью P_{in}, которая равняется тепловой мощности Q, рассеиваемой лазерной трубкой за счет конвекции и теплового излучения при оптимальной температуре стенки: $P_{av} = \eta P_{in} = \eta Q$. Поэтому возрастание средней мощности генерации может быть обеспечено за счет роста КПД при неизменном тепловом режиме ГРТ.

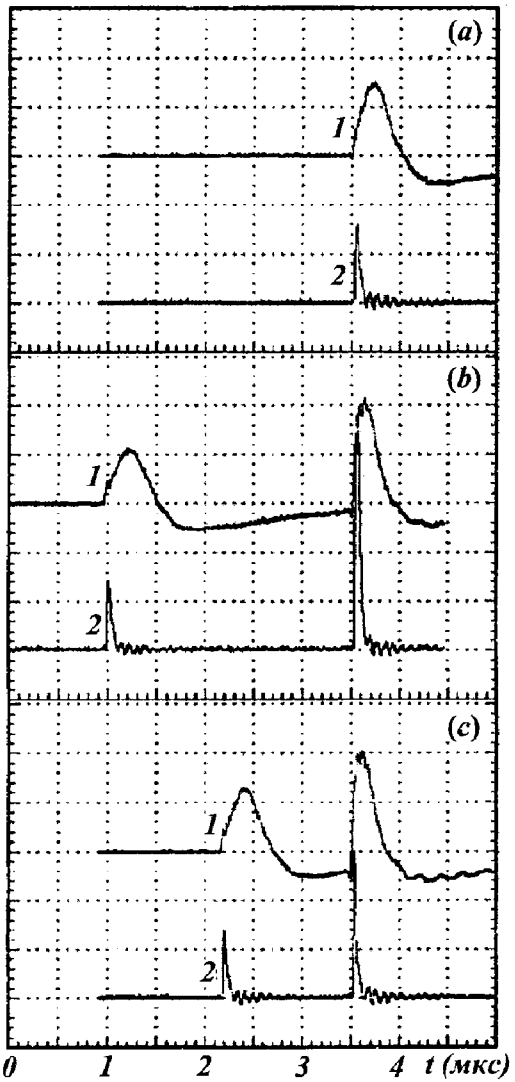


Рис. 7.6. Осциллограммы импульсов тока (*1*) и генерации на самоограниченных ИК переходах SrII ($\lambda = 1{,}033$ и 1,091 мкм) (*2*) при наличии только возбуждающего импульса (*a*), а также при двухимпульсном возбуждении с задержкой между дополнительным и возбуждающим импульсами 2,6 мкс (*b*) и 1,35 мкс (*c*). Цена деления для импульсов тока 133 А/дел

Заметим, что в [31] была показана возможность повышения импульсных энергетических характеристик во втором и последующих импульсах, а также КПД и средней мощности генерации на рекомбинационных лазерных переходах SrII видимого диапазона (λ = 430,5 и 416,2 нм [32–33] (см. рис. 6.3)) при возбуждении активной среды пачками импульсов с коротким межимпульсным интервалом ~ 1 мкс (см. разд. 7.2.4). На основании представленных результатов можно сделать аналогичный вывод о перспективности использования пачек импульсов и для возбуждения самоограниченных ИК переходов SrII. При этом для предотвращения перегрева активной среды по мере увеличения количества импульсов в пачке необходимо либо в определенных пределах снижать импульсный энерговклад, либо снижать частоту следования пачек. Предварительные эксперименты, проведенные в режиме возбуждения пачками из трех импульсов с коротким межимпульсным интервалом (~ 1–3 мкс), показали [34], что, как и в случае рекомбинационных лазерных переходов SrII [31], импульсные энергетические характеристики генерации на самоограниченных ИК переходах SrII во втором и третьем импульсах превышают эти значения в первом импульсе в определенном диапазоне межимпульсных интервалов.

7.1.2.2. Численное моделирование кинетики процессов в активной среде

Для интерпретации полученных экспериментальных результатов было проведено численное моделирование кинетики процессов, протекающих в активной среде. Расчеты проводились с использованием самосогласованной математической модели He-Sr^+ лазера [35] (см. гл. 6). При моделировании использовались близкие к экспериментальным условиям параметры: активная длина 50 см, внутренний диаметр активного элемента 1,5 см, давление гелия 100 Торр, начальная концентрация атомов стронция $8{,}5 \cdot 10^{14}$ $см^{-3}$, газовая температура 610°С, частота следования импульсов 15 кГц, накопительная емкость 1000 пФ (моделировалась схема разряда накопительного конденсатора без обостряющей емкости).

На рис. 7.7–7.10 представлены результаты моделирования (ток разряда i, ненасыщенный коэффициент усиления κ на ИК переходах

SrII, приведенные населенности рабочих уровней N_1–N_4 (см. схему уровней SrII на рис. 6.3) и параметры плазмы: концентрация n_e и температура T_e электронов, концентрации атомов N_{Sr} и ионов N_{Sr^+} стронция) режима одного возбуждающего импульса при начальном напряжении на накопительном конденсаторе U = 8,5 кВ (рис. 7.7–7.10, *a*), а также режима сдвоенных импульсов при начальном напряжении на накопительных конденсаторах U = 7,2 кВ (при межимпульсном интервале 2,6 мкс (рис. 7.7–7.10, *b*) и 1,35 мкс (рис. 7.7–7.10, *c*)). Результаты расчетов (см. рис. 7.7) в целом согласуются с данными эксперимента (см. рис. 7.6). Как видно из рис. 7.8, в межимпульсный период происходит достаточно быстрая (за времена < 1 мкс) релаксация населенностей метастабильных состояний SrII (N_1, N_2) за счет электронного девозбуждения. Заметим, что высокая скорость электронного девозбуждения уровней SrII способствует формированию инверсии в раннем послесвечении на рекомбинационных лазерных переходах (λ = 430,5 и 416,2 нм SrII) [32–33]. В режиме сдвоенных импульсов, как в эксперименте (рис. 7.6), так и при моделировании (рис. 7.7) наблюдается увеличение амплитуды и укорочение второго импульса тока по сравнению с первым. Это обусловлено наличием высокой остаточной предымпульсной концентрации электронов (рис. 7.8) и, соответственно, высокой предымпульсной проводимостью плазмы. Что касается усиления, то на обоих ИК переходах SrII имеет место инверсия на переднем фронте импульса тока с достаточно большим коэффициентом усиления (рис. 7.7–7.9), при этом при двухимпульсном возбуждении во втором импульсе усиление выше, чем в первом, и выше, чем в режиме возбуждения одним импульсом.

Это является следствием того, что при малом межимпульсном интервале к началу второго импульса остается существенной концентрация не успевших прорекомбинировать ионов стронция Sr^+ (рис. 7.10). Соответственно, снижается доля энергии, затрачиваемая на создание ионов Sr^+ из основного состояния атомов Sr (рис. 7.10), и повышается эффективность возбуждения резонансных уровней SrII из основного состояния Sr^+. При этом, несмотря на то, что возросшая предымпульсная n_e препятствует быстрому нагреву электронного газа и приводит к снижению T_e во втором импульсе тока (рис. 7.8), населенности резонансных уровней и инверсия возрастают (рис. 7.8–7.9).

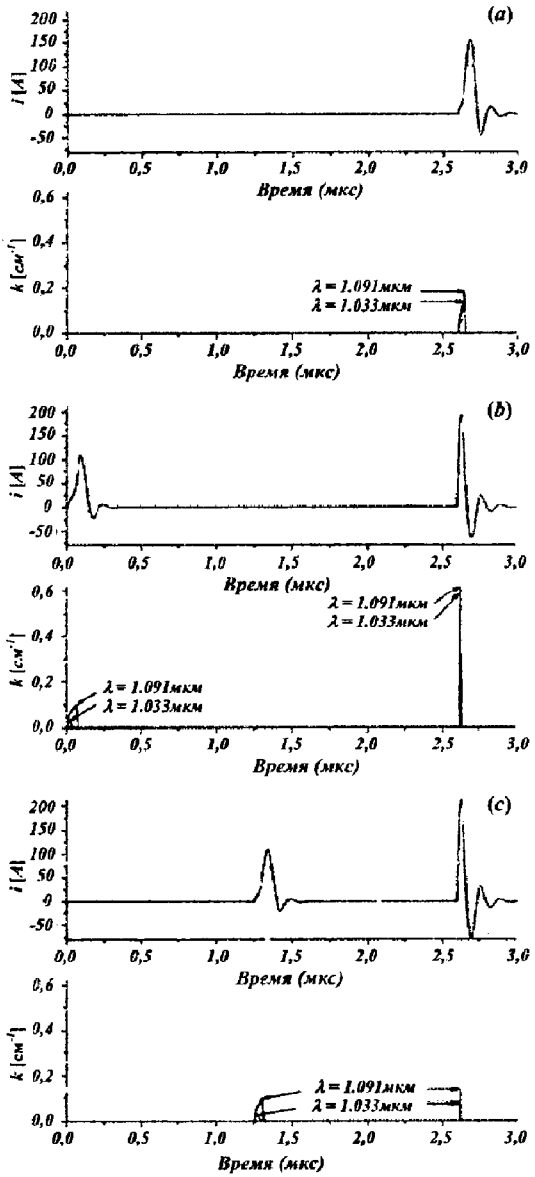


Рис. 7.7. Рассчитанные импульсы тока и коэффициенты усиления на самоограниченных ИК переходах SrII (λ = 1,033 и 1,091 мкм) при наличии только возбуждающего импульса (*a*), а также при двухимпульсном возбуждении с задержкой между дополнительным и возбуждающим импульсами 2,6 мкс (*b*) и 1,35 мкс (*c*)

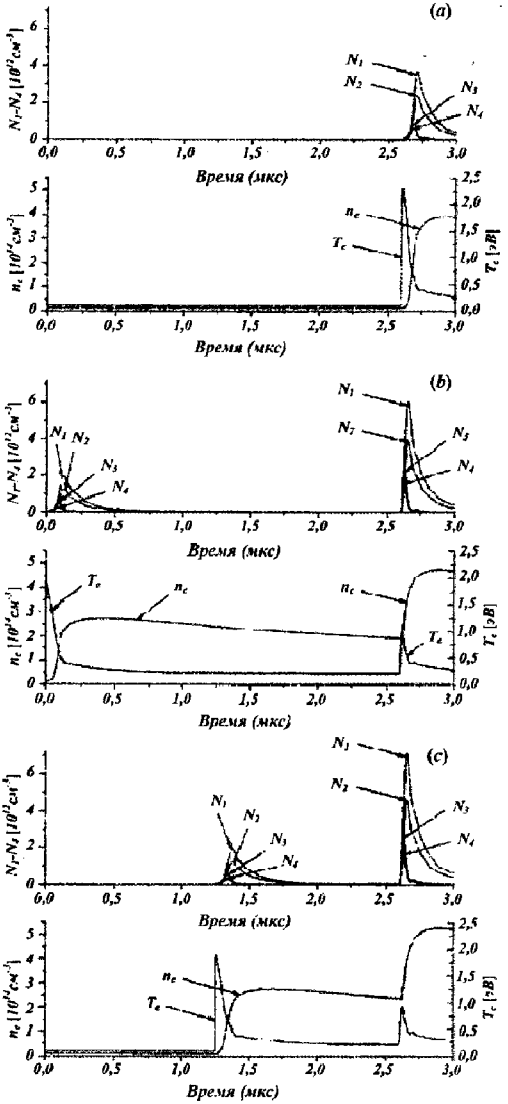


Рис. 7.8. Рассчитанные приведенные населенности рабочих уровней SrII ($\lambda = 1{,}033$ мкм: $N_4 \rightarrow N_2$; $\lambda = 1{,}091$ мкм: $N_3 \rightarrow N_1$), концентрация n_e и температура T_e электронов при наличии только возбуждающего импульса (*a*), а также при двухимпульсном возбуждении с задержкой между дополнительным и возбуждающим импульсами 2,6 мкс (*b*) и 1,35 мкс (*c*)

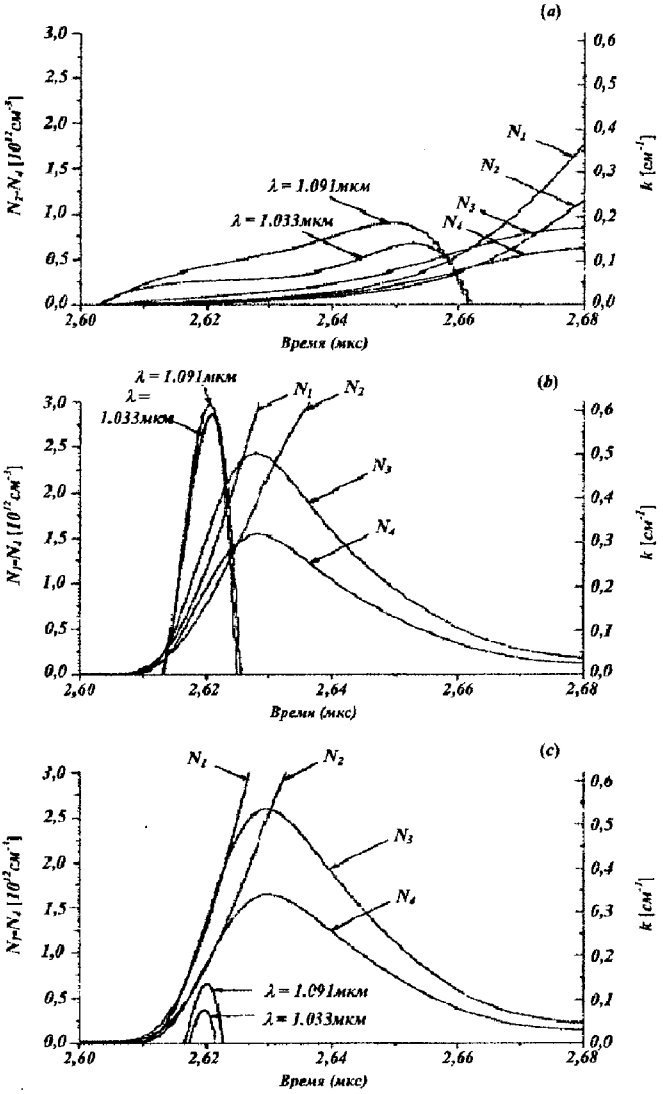


Рис. 7.9. Рассчитанные приведенные населенности рабочих уровней SrII ($\lambda = 1{,}033$ мкм: $N_4 \rightarrow N_2$; $\lambda = 1{,}091$ мкм: $N_3 \rightarrow N_1$) и коэффициенты усиления на самоограниченных ИК переходах SrII ($\lambda = 1{,}033$ и $1{,}091$ мкм) в импульсе возбуждения при наличии только возбуждающего импульса (*a*), а также при двухимпульсном возбуждении с задержкой между дополнительным и возбуждающим импульсами 2,6 мкс (*b*) и 1,35 мкс (*c*)

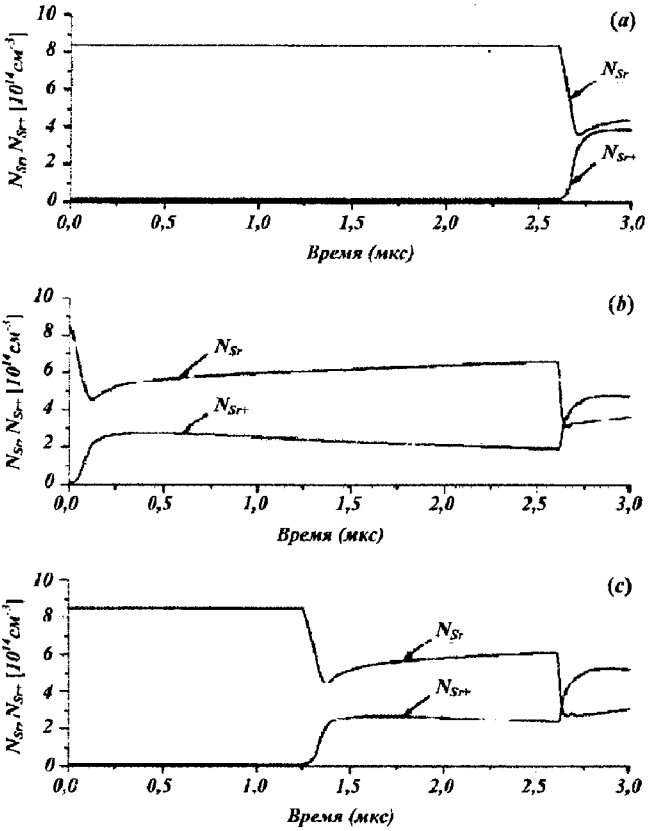


Рис. 7.10. Рассчитанные концентрации атомов и ионов стронция при наличии только возбуждающего импульса (*a*), а также при двухимпульсном возбуждении с задержкой между дополнительным и возбуждающим импульсами 2,6 мкс (*b*) и 1,35 мкс (*c*)

Таким образом, повышение эффективности накачки резонансных уровней SrII во втором импульсе приводит к росту усиления и, как следствие, к росту импульсных энергетических характеристик, КПД и средней мощности генерации на ИК переходах SrII.

Отметим, однако, что по мере уменьшения задержки между дополнительным и возбуждающим импульсами (в диапазоне задержек

~ 1–3 мкс) импульсы генерации (рис. 7.6), как и импульсы усиления (рис. 7.7, и 7.9), в возбуждающем импульсе укорачиваются и уменьшаются по амплитуде. Снижение инверсии в возбуждающем импульсе (рис. 7.8–7.9) связано со снижением T_e, обусловленным ростом предымпульсной концентрации электронов (рис. 7.8). Очевидно, что при дальнейшем уменьшении межимпульсного интервала ($\leq$ 1 мкс) уменьшающаяся T_e приблизится к значению, ниже которого метастабильные состояния SrII будут возбуждаться эффективнее резонансных, и инверсии не возникнет (например, в лазере на парах меди согласно [17, 24] инверсия исчезает при T_e < 1,7–2 эВ, а согласно [15] минимальный межимпульсный интервал составляет ~ 15 мкс). Существенным отличием ионного самоограниченного ЛПС является ступенчатый характер возбуждения резонансных уровней иона стронция, вследствие чего в режиме сдвоенных импульсов возможно повышение энергетических характеристик генерации во втором импульсе из-за наличия остаточной предымпульсной концентрации ионов стронция Sr^+. Обеспечиваемый при этом довольно низкий уровень T_e (~ 1 эВ) во втором импульсе (рис. 7.8, *с*), при котором еще существует инверсия (рис. 7.8–7.9, *с*), достигается при достаточно высокой предымпульсной $n_e \sim 2 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ (рис. 7.8, *с*), что позволяет реализовать малые межимпульсные интервалы (~ 1 мкс). При малых задержках между импульсами (~ 1 мкс) также начинает проявляться ограничивающее инверсию воздействие возрастающей предымпульсной населенности метастабильных состояний SrII (рис. 7.8–7.9, *с*). Полученные результаты свидетельствует о принципиальной возможности генерации на самоограниченных ИК переходах SrII в импульсно-периодическом режиме с высокими частотами следования импульсов (~ 1 МГц).

Моделирование режима двухимпульсного возбуждения при варьировании межимпульсного интервала в широких пределах показало, что максимальное усиление во втором импульсе достигается при задержках ~ 5–10 мкс и в несколько раз превышает усиление в режиме возбуждения одним импульсом. При дальнейшем увеличении задержек положительное влияние достаточно высокой остаточной предымпульсной концентрации ионов стронция снижается и при задержках $\geq$ 30–50 мкс становится несущественным. Эти результаты позволяют прогнозировать оптимальную ЧСИ генерации в пачках

~ 100–200 кГц. На самоограниченном переходе SrI – $\lambda = 6{,}456$ мкм в смеси с водородом [36] была получена непрерывная генерация, что определяет широкий диапазон ЧСИ генерации в саморазогревном импульсно-периодическом режиме работы ЛПС. Проведенные в [28–29] экспериментальные исследования энергетических характеристик ЛПС методом сдвоенных импульсов и численное моделирование кинетики процессов в активной среде этого лазера показали, что ЧСИ генерации может достигать ~ 1 МГц и на самоограниченных переходах SrII ($\lambda = 1{,}091$, 1,033 мкм). Это определяет необходимость экспериментального исследования зависимости энергетических характеристик излучения ЛПС, работающего в саморазогревном режиме, от ЧСИ.

7.1.2.3. ЧЭХ ЛПС в саморазогревном импульсно-периодическом режиме

Экспериментальные исследования ЛПС [30] проводились в саморазогревном режиме с газоразрядной трубкой, разрядный канал которой выполнен из BeO-керамической трубки с внутренним диаметром 8 мм и рабочим объемом 9 $см^3$. В качестве буферного газа использовались гелий и неон. Накачка активной среды осуществлялась по схеме прямого разряда накопительного конденсатора на ГРТ [10–12]. Диапазон изменения емкости накопительного конденсатора составлял ~ 235–470 пФ. В качестве коммутатора использовался таситрон ТГУ1-60/7. Накачка активной среды осуществлялась при частоте следования импульсов возбуждения от 120 до 830 кГц и напряжении на высоковольтном выпрямителе ($U_в$) в диапазоне 0,65–1,35 кВ. Регистрация импульсов тока, напряжения и генерации проводилась с помощью пояса Роговского, пробника напряжения *Tektronix* P6015A и фотоприёмников ФЭК-24 и ФСГ. Регистрируемые сигналы подавались на осциллограф *Tektronix* TDS-3034B. Средняя мощность генерации контролировалась измерителем мощности OPHIR (Nova II). Величина зарядного дросселя в цепи зарядки накопительного конденсатора составляла ~ 5 мГн и выбиралась из условия резонансной зарядки накопительного конденсатора при ЧСИ возбуждения ~ 200 кГц.

Моделирование процесса резонансной зарядки накопительного конденсатора через зарядный дроссель показало, что в этих условиях

накопительный конденсатор заряжается от высоковольтного выпрямителя до удвоенного напряжения ~ $2U_в$ при ЧСИ возбуждения < 200°кГц, и напряжение на накопительном конденсаторе практически линейно снижается до двух раз при изменении ЧСИ возбуждения от ~ 200 до ~ 800 кГц. Соответственно энергия, запасаемая в накопительном конденсаторе, снижается до четырех раз, что позволяет автоматически поддерживать саморазогревной режим работы лазера при изменении ЧСИ возбуждения от ~ 200 до ~ 800 кГц без изменения величины накопительного конденсатора и напряжения на высоковольтном выпрямителе.

Экспериментальные исследования ЛПС, проводимые в вышеприведенных условиях, позволили получить предельную ЧСИ генерации – 830 кГц. При этом наблюдалось изменение средней мощности генерации (см. рис. 7.11) без изменения спектрального состава излучения с ростом ЧСИ возбуждения. Средняя мощность на всех линиях генерации слабо падала с увеличением ЧСИ возбуждения. При изменении ЧСИ возбуждения от 250 до 830 кГц суммарная средняя мощность генерации на всех линиях излучения лазера снижалась менее чем на 25%. При исследовании генерации на самоограниченных переходах SrII с ростом ЧСИ возбуждения наблюдалось сокращение длительности импульсов генерации по полувысоте до нескольких наносекунд (см. рис. 7.12). В то же время, генерация на λ = 6,456 мкм SrI прекращалась только с окончанием импульса возбуждения (см. рис. 7.13). На рис. 7.14 представлены импульсные вольтамперные характеристики с ростом ЧСИ возбуждения. С увеличением ЧСИ возбуждения наблюдалось незначительное снижение эффективности энерговклада в ГРТ. Средняя эффективность энерговклада в ГРТ во всем интервале изменения ЧСИ возбуждения составляла ~ 45% (относительно мощности, отбираемой от выпрямителя) при давлении буферного газа (He + Ne) ~ 90 Торр.

Суммарная мощность генерации падала вдвое при почти трехкратном увеличении давления буферного газа (см. рис. 7.15). Интересно заметить, что в интервале давлений гелия от 70 до 90 Торр средняя мощность генерации одномикронной группы линий SrII была в полтора раза выше мощности генерации на λ = 6.456 мкм SrI (рис. 7.15).

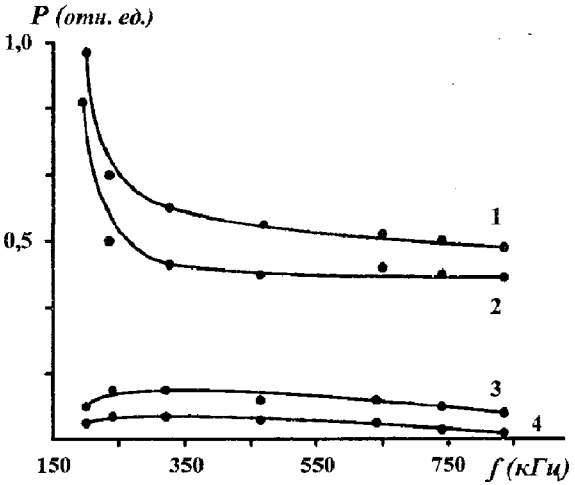


Рис. 7.11. Зависимость средней мощности генерации от частоты следования импульсов возбуждения, где: *1* – суммарная средняя мощность генерации; *2*, *3* и *4* – средняя мощность генерации линий $\lambda = 6{,}456$ мкм SrI, $\lambda \sim 1$ мкм SrII, $\lambda \sim 3$ мкм SrI, соответственно. Давление буферного газа – смеси гелия и неона – 60 Торр. Емкость накопительного конденсатора – 330 пФ

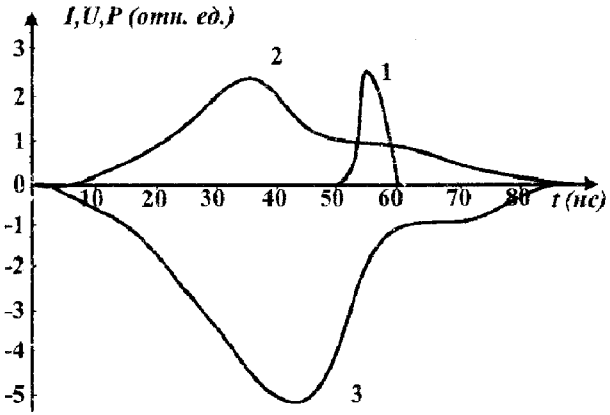


Рис. 7.12. Осциллограммы импульса генерации на $\lambda \sim 1$ мкм SrII (*1*), импульсов тока (*2*) и напряжения (*3*). ЧСИ ~ 150 кГц, $p_{He+Ne} = 38$ Торр, емкость накопительного конденсатора – 330 пФ. Суммарная средняя мощность генерации – 335 мВт. Длительность импульса генерации на полувысоте ~ 5 нс

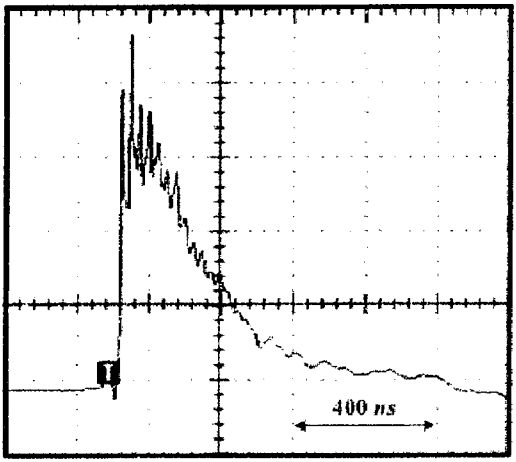


Рис. 7.13. Осциллограмма импульса генерации на длине волны $\lambda = 6{,}456$ мкм (из-за инерционности фотоприемника длительность импульса существенно больше истинной, не превышающей длительности импульса возбуждения)

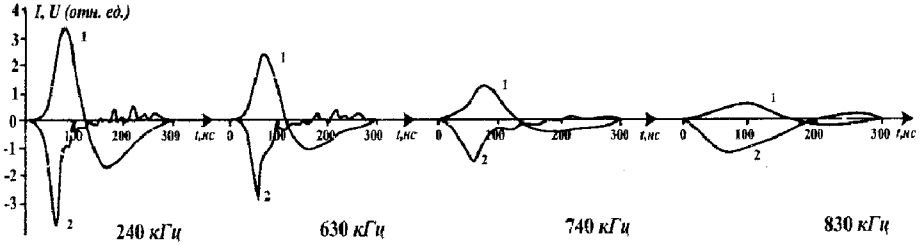


Рис. 7.14. Осциллограммы импульсов тока (*1*) и напряжения (*2*) при изменении ЧСИ от 240 до 830 кГц

Суммарная мощность трехмикронной группы линий SrI в интервале давлений гелия до 100 Торр оставалась практически постоянной, а в дальнейшем незначительно падала. Эффективность накачки активной среды заметно падала с увеличением давления буферного газа, а именно, с увеличением давления почти в три раза, эффективность накачки снижалась вдвое.

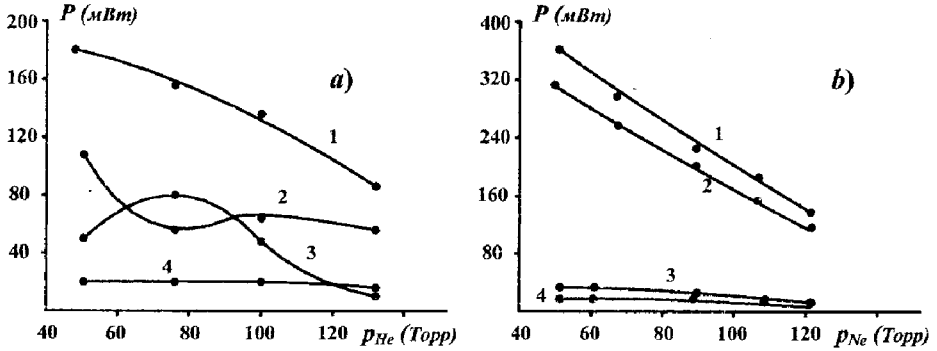


Рис. 7.15. Зависимость средней мощности генерации от давления буферного газа (*a* – гелия, *b* – неона), где: *1* – суммарная средняя мощность генерации; *2*, *3* и *4* – средняя мощность генерации линий $\lambda = 6{,}456$ мкм SrI; $\lambda \sim 1$ мкм SrII; $\lambda \sim 3$ мкм SrI, соответственно. ЧСИ генерации – 242 кГц. Емкость накопительного конденсатора – 470 пФ

Проведенные экспериментальные исследования подтверждают, что ЧСИ генерации в импульсно-периодическом лазере на парах стронция на всех известных самоограниченных переходах может составлять ~ 1 МГц. Ограничение предельной ЧСИ генерации Sr-лазера – 830 кГц в наших экспериментах было обусловлено процессом резонансной зарядки накопительного конденсатора, а не процессами в активной среде лазера. А именно, генерация на всех самоограниченных ИК переходах SrI и SrII имела место до значений ЧСИ возбуждения, при которых накопительный конденсатор еще мог зарядиться до напряжения, превышающего пороговые условия по накачке. Полученные экспериментальные данные указывают на то, что пороговые условия накачки активной среды Sr-лазера реализуются при напряженности поля ~ 30–40 В/см, а оптимальная напряженность поля составляет ~ 100–200 В/см. При этом энергосъем в лазере на парах стронция пропорционален энерговкладу в активную среду в широком диапазоне ЧСИ возбуждения. Низкие пороговые условия по накачке активной среды $(E/p)_{thr} \sim 0{,}2$ В/Торр·см (определяющие возможность квазинепрерывной [37–38] и непрерывной [36] генерации лазеров на парах щелочноземельных металлов) обуславливают то, что в наших экспериментах при высоких ЧСИ была достигнута достаточно высо-

кая удельная средняя мощность генерации ~ 30–40 мВт/см^3, соответствующая ранее полученной в ЛПС с рабочим объемом активной среды до 650 см^3 при ЧСИ генерации ~ 10–20 кГц [8].

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования ионного самоограниченного лазера на парах стронция, а также результаты численного моделирования кинетики процессов в его активной среде показали, что частота следования импульсов генерации может достигать ~ 1 МГц. Установлено увеличение энергии импульса генерации во втором импульсе, а также средней мощности и КПД при двухимпульсном возбуждении в определенном диапазоне задержек между импульсами, обусловленное существенной остаточной предымпульсной концентрацией не успевших прорекомбинировать ионов стронция. Показана перспективность использования пачек импульсов для возбуждения самоограниченных ИК переходов иона стронция. Экспериментально достигнута предельная частота следования импульсов генерации ~ 830 кГц на самоограниченных ИК переходах SrI и SrII в лазере на парах стронция, работающем в саморазогревном импульсно-периодическом режиме. Установлено, что энергосъем пропорционален энерговкладу в активную среду в широком диапазоне частот следования импульсов возбуждения. Достигнута суммарная удельная средняя мощность генерации ~ 30–40 мВт/см^3.

7.1.3. Объемное масштабирование лазера на парах стронция

Лазер на парах стронция (ЛПС) является эффективным источником лазерного излучения в ИК диапазоне (λ = 6,456; ~ 3; ~ 1 мкм). Высокие достижимые средние и пиковые значения мощности генерации позволяют найти прибору широкое применение для различных лазерных технологий [1–2, 39]. В то же время качество и эффективность обработки материалов сильно зависит от энергетических характеристик излучения и от его качества, т.е. от расходимости излучения, от однородности излучения по его поперечному сечению, стабильности излучения. В данном разделе представлены результаты исследования [40] энергетических, временных и пространственных характеристик лазера на парах стронция при изменении диаметра активной среды от 8 до 30 мм.

Исследования проводились на экспериментальной установке (рис. 7.16), содержащей газоразрядные трубки, рабочий объем которых составлял 540 и 650 $см^3$. В качестве резонатора использовался резонатор Фабри–Перо или неустойчивый резонатор телескопического типа, образованный глухим зеркалом с радиусом кривизны 1,8 м и зеркалом диаметром 2 мм с радиусом кривизны 0,1 м. Импульсно-периодический режим осуществлялся с помощью импульсных источников питания, в которых в качестве коммутатора использовался тиратрон ТГИ1-1000/25. Электрическая схема возбуждения представляла собой схему Блюмлейна. Частота следования импульсов возбуждения изменялась в пределах 14÷24 кГц. Средняя мощность излучения фиксировалась измерителем мощности OPHIR (Nova II). Для регистрации импульсов тока использовался пояс Роговского, напряжение регистрировалось с помощью безындуктивного делителя напряжения. Регистрируемые сигналы подавались на осциллограф Tektronix TDS 2012. Распределение интенсивности излучения по сечению пучка определялось с помощью ограничивающей диафрагмы диаметром 1,5 мм. Форма импульсов генерации регистрировалась фотоприёмниками ФСГ-22 и ФЭК-24. В работе [2] экспериментально было показано, что рост объема активной среды лазера на парах стронция сопровождается увеличением средней мощности генерации и КПД лазера. С активного элемента объемом 220 $см^3$ была получена средняя мощность генерации 5,5 Вт. При этом поведение средней мощности генерации явно указывало на возможность дальнейшего ее роста с увеличением объема активной среды. Поэтому в работе [40] исследовался Sr-лазер с рабочими объемами 540 и 650 $см^3$. Экспериментально наблюдаемая зависимость средней мощности генерации и КПД лазера от величины объема активной среды представлена на рис. 7.17.

Эта зависимость носит линейный характер, причем КПД лазера с увеличением объема активной среды возрастает и становится сравнимым с КПД лазера на парах меди (0,45%). КПД рассчитывался как отношение суммарной средней мощности генерации лазера к мощности, отбираемой от выпрямителя. С газоразрядной трубкой объемом 650 $см^3$ была получена суммарная средняя мощность генерации ~ 13,5 Вт, когда в качестве буферного газа использовалась смесь газов He и Ne в соотношении ~ 10/1.

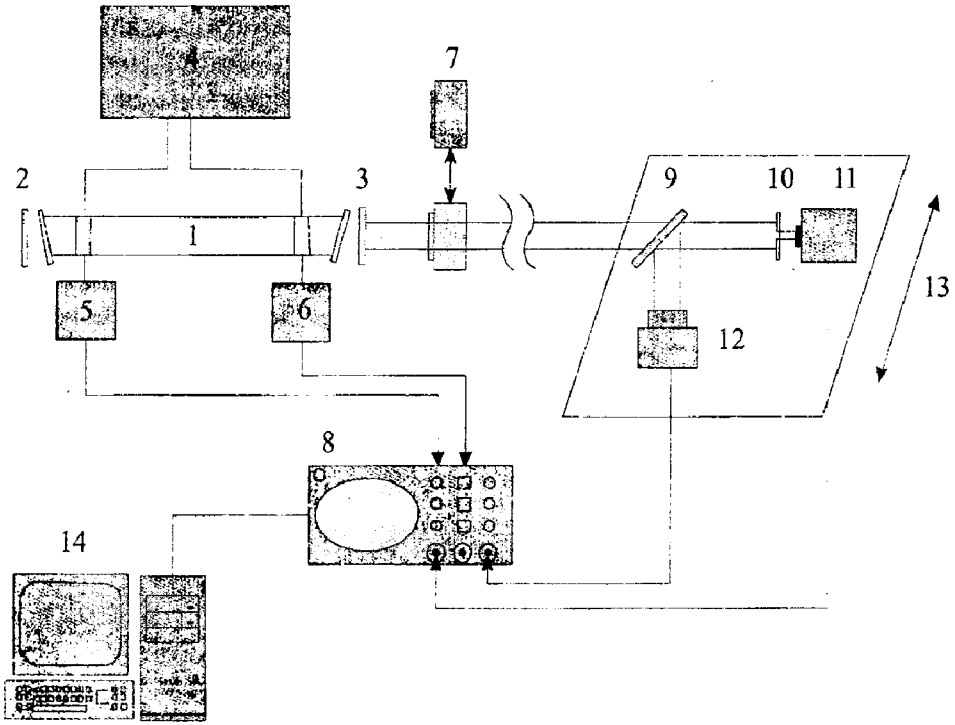


Рис. 7.16. Схема экспериментальной установки. *1* – ГРТ; *2, 3* – неустойчивый (плоскопараллельный) резонатор; *4* – источник питания; *5* – пояс Роговского; *6* – делитель напряжения; *7* – измеритель мощности; *8* – осциллограф; *9* – плоскопараллельная пластинка; *10* – диафрагма; *11* – измеритель мощности; *12* – фотоприемник; *13* –однокоординатный стол; *14* – персональный компьютер

Важной характеристикой излучения является распределение мощности генерации по диаметру разрядного канала. Эта характеристика свидетельствует о полноте использования рабочего объема. В нашем случае диаметр разрядного канала составлял 25 и 30 мм для объемов 540 и 650 см^3 соответственно. При исследовании поперечного распределения мощности генерации диафрагма диаметром 1,5 мм перемещалась с шагом 2 мм по диаметру канала. Это распределение представлено на рис. 7.18, *а* при средней мощности генерации лазера ~ 4,6; 7,4; 9 Вт, соответственно. На полувысоте амплитуды мощности

генерации излучение занимает 65% от всей рабочей площади или 80% его диаметра. Распределение снято с резонатором Фабри–Перо. Увеличение мощности генерации до 9 Вт существенно не изменило картину распределения мощности генерации по диаметру разрядного канала. Измерения распределения излучения по диаметру пучка были проведены при давлении буферного газа (He + Ne) ~ 100 Торр. Увеличение давления буферного газа до 250 Торр (рис. 7.18, *b*) показало, что происходит концентрация излучения в приосевой части разрядного канала ГРТ и распределение излучения по сечению разрядного канала имеет более неоднородный характер.

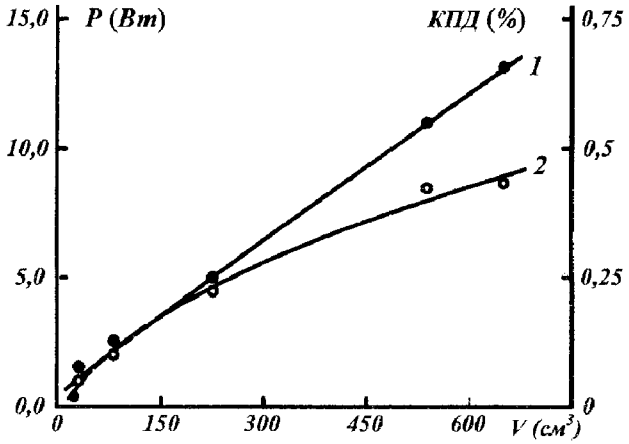


Рис. 7.17. Зависимость средней мощности генерации (*1*) и КПД (*2*) лазера на парах стронция от величины объема активной среды

Работа лазера с неустойчивым резонатором (рис. 7.19, *a*) также характеризуется достаточно равномерным распределением излучения по сечению разрядного канала. Излучение, как и в случае с плоскопараллельным резонатором, имеет хорошо выраженную двухпучковую структуру. Средняя мощность излучения с высокой расходимостью резко падает с увеличением расстояния от выходного окна газоразрядной трубки лазера. При этом доля средней мощности излучения с высокой расходимостью составляет заметную часть от общей мощности излучения.

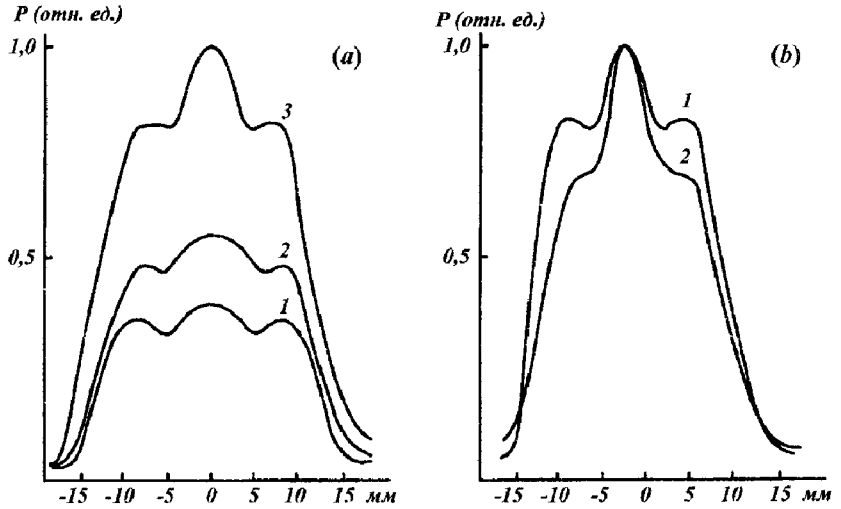


Рис. 7.18. Распределение мощности излучения лазера на парах стронция по диаметру активного объема. Плоскопараллельный резонатор.
а) мощность генерации: *1* – 4,6 Вт; *2* – 7,4 Вт; *3* – 9 Вт, диаметр канала 30 мм; *b*) При изменении давления буферного газа: давление смеси He и Ne: *1* – 100 Торр; *2* – 250 Торр

Результаты проведенных исследований также показали, что длительность импульса генерации существенным образом зависит от величины объема активной среды. Так при объеме активной среды ~ 20 см^3 длительность импульса генерации составляла ~ 50–60 нс, при 100 см^3 – 150 нс и при 550–650 см^3 – 250–300 нс по основанию. Тем не менее, данный результат не следует напрямую связывать с величиной объема активной среды, поскольку с увеличением объема возрастает и длительность импульса накачки из-за увеличения емкости накопительного конденсатора в разрядной цепи лазера. Генерация на $\lambda = 6{,}456$ мкм SrI, которая определяет суммарную длительность всех линий генерации, прекращается только с окончанием импульса возбуждения (см. рис. 7.13).

Однородное распределение излучения по диаметру разрядного канала ГРТ лазера позволяет рассчитывать на возможность увеличения средней мощности генерации за счет увеличения объема активной среды.

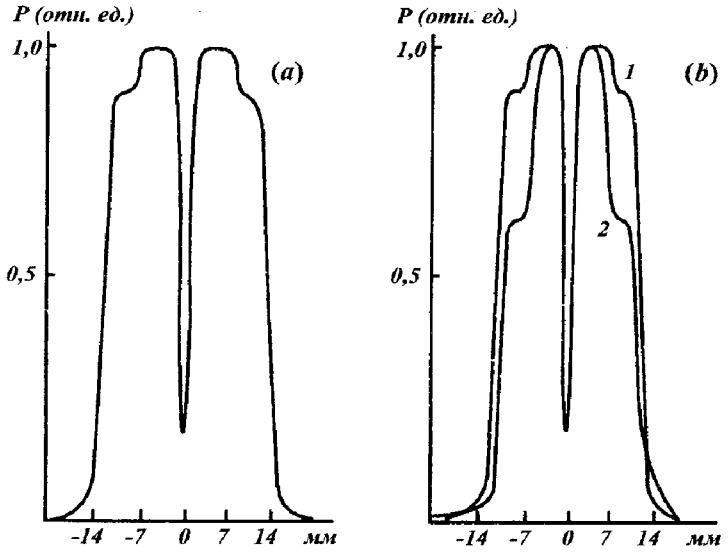


Рис. 7.19. Распределение средней мощности излучения по сечению разрядного канала ГРТ на выходе излучения из резонатора – *a* и 1, *b*. Распределение средней мощности излучения по сечению разрядного канала ГРТ на расстоянии 1 м от выходного зеркала резонатора – 2, *b*. Диаметр разрядного канала – 25 мм. Давление буферного газа (He + Ne) ~ 100 Торр.

В тоже время, составляющая с геометрической расходимостью в излучении лазера при использовании неустойчивого резонатора обуславливает необходимость использования систем генератор – усилитель для формирования излучения с расходимостью близкой к дифракционной.

7.1.4. Система генератор-усилитель лазера на самоограниченных переходах SrI и SrII

Увеличение средней мощности излучения лазера может быть достигнуто как за счет увеличения объема активной среды [40], так и за счет создания систем генератор – усилитель. Результаты исследований [40] показали, что за счет увеличения объема активной среды

можно существенно повысить как энергию в импульсе генерации, так и среднюю мощность излучения лазера. Однако повышение средней мощности излучения лазера за счет увеличения объема активной среды ограничено как техническими трудностями создания более мощных источников накачки, так и снижением эксплуатационных характеристик самих активных элементов. Исходя из вышесказанного, в [41] была исследована работа системы генератор – усилитель, которая также позволяет улучшить как энергетические, так и качественные характеристики излучения лазера.

Исследования проводились на экспериментальной установке, схема которой представлена рис. 7.20. В качестве задающего генератора *1* и усилителя *2* использовались газоразрядные трубки на парах стронция с объемом активной среды V = 540 см^3 при внутреннем диаметре разрядного канала D = 25 мм (генератор) и V = 650 см^3 – D = 30 мм (усилитель). В качестве буферного газа использовалась смесь (He + Ne) при давлении 100 Торр. Неустойчивый резонатор телескопического типа 3 состоял из глухого зеркала с радиусом кривизны 1,8 м и выходного зеркала диаметром 2 мм с радиусом кривизны 0,1 м. Возбуждение активной среды лазеров осуществлялось с помощью импульсных источников питания 8, в которых в качестве коммутаторов использовались тиратроны ТГИ1-1000/25. Запуск тиратронов осуществлялся от задающего генератора 9 с регулируемой задержкой запуска тиратронов. Частота следования импульсов запуска тиратронов изменялась в пределах 14–24 кГц. Для регистрации импульсов тока использовался низкоомный шунт. Напряжение регистрировалось с помощью безындуктивного делителя напряжения. Форма импульсов генерации регистрировалась фотоприемниками ФСГ-22 и ФЭК-24. Сигналы с датчиков подавались на осциллограф Tektronix TDS-2012.

Для эффективной работы системы генератор – усилитель необходимо, как известно, во-первых, формировать в генераторе излучение с малой (близкой к дифракционной) расходимостью и, во-вторых, оптимизировать момент прохождения импульса излучения от генератора через активную среду усилителя. Поскольку суммарная длительность импульса генерации составляла ~ 350 нс (см. рис. 7.21, *1*), то доля излучения с дифракционной расходимостью была достаточно высокой.

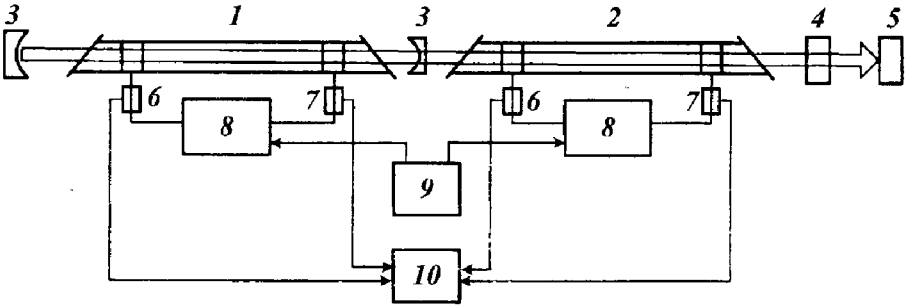


Рис. 7.20. Система генератор – усилитель. *1* – газоразрядная трубка генератора; *2* – газоразрядная трубка усилителя; *3* – неустойчивый резонатор; *4* – блок фильтров; *5* – измеритель средней мощности генерации; *6* – токовый шунт; *7* – делитель напряжения; *8* – источник питания; *9* – задающий генератор; *10* – осциллограф

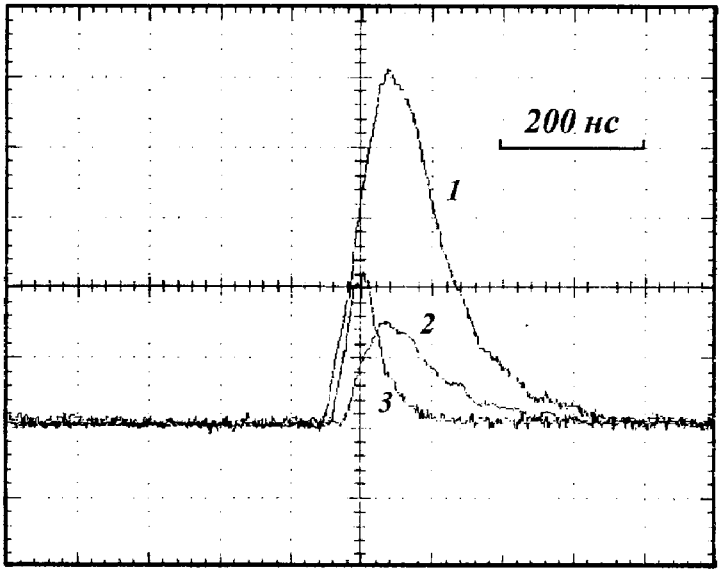


Рис. 7.21. Форма импульсов генерации лазера на парах стронция: *1* – суммарный импульс генерации; *2* – импульс генерации на M-M переходах SrI в области 3 мкм; *3* – импульс генерации на R-M переходах SrII в области 1 мкм

Это связано с тем, что время τ_0 формирования пучка с дифракционной расходимостью на выходе резонатора

$$\tau_0 = l_0 2L/c;\ l_0 = 1 + lnM_0/lnM;\ M_0 = D_1^2/2\lambda f_1;\ M = f_1/f_2, \quad (7.2)$$

где c – скорость света; L – длина резонатора; f_1 и f_2 – фокусные расстояния зеркал резонатора; D_1 – диаметр большего из зеркал; λ – длина волны излучения, на порядок меньше длительности импульса генерации [42–43].

Отличительной особенностью работы лазера на парах стронция является многоволновый характер генерации на нескольких длинах волн. Наиболее эффективная генерация наблюдается на R-M переходе SrI (λ = 6,456 нм). Она занимает до 75% от суммарной мощности генерации и определяет общую длительность импульса генерации лазера. Выделение фильтрами линий генерации позволило определить временное положение импульсов на R-M переходах SrII в области 1 мкм и M-M переходах SrI в области 3 мкм в суммарном импульсе генерации (см. рис. 7.21). Несколько линий SrI в области 3 мкм образуют импульс генерации длительностью ~ 250 нс по основанию (см. рис. 7.21, *2*). Линии SrII в области 1 мкм образуют импульс генерации длительностью ~ 150 нс по основанию (см. рис. 7.21, *3*). Таким образом, наблюдаемые длительности импульсов генерации позволяют формировать с помощью неустойчивого резонатора, согласно (7.2), излучение генератора с расходимостью, близкой к дифракционной, с высокой эффективностью для всех линий генерации.

Для эффективной работы системы генератор – усилитель необходимо обеспечить оптимальные длительности импульса генерации генератора и импульса возбуждения усилителя. При этом существенную роль может иметь пространственное и временное рассогласование импульса генерации по сечению разрядного канала ГРТ. При больших диаметрах разрядного канала ~ 30 мм существенную роль должна играть относительная величина задержки начала генерации по сечению разрядного канала. Необходимо отметить, что уже не одновременность самого разряда по сечению разрядного канала должна вносить вклад в рассогласование возбуждения активной среды [44].

Как показали измерения (см. рис. 7.22), излучение суммарного импульса генерации (рис. 7.22, *а*), импульса 3-микронных линий генера-

ции (рис. 7.22, *b*) и импульса 1-микронных линий генерации (рис. 7.22, *c*) равномерно заполняют апертуру разрядного канала ГРТ, при этом приосевая область генерации опережает пристеночную на ~ 15 нс.

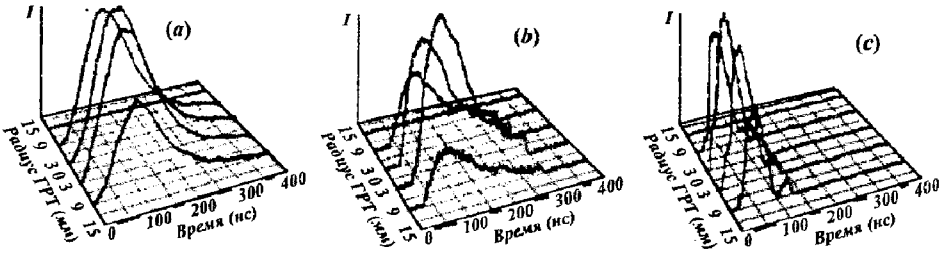


Рис. 7.22. Изменение формы импульса генерации по диаметру разрядного канала ГРТ: *a*) – суммарный импульс генерации; *b*) – импульс излучения в области 3 мкм; *c*) импульс излучения в области 1 мкм

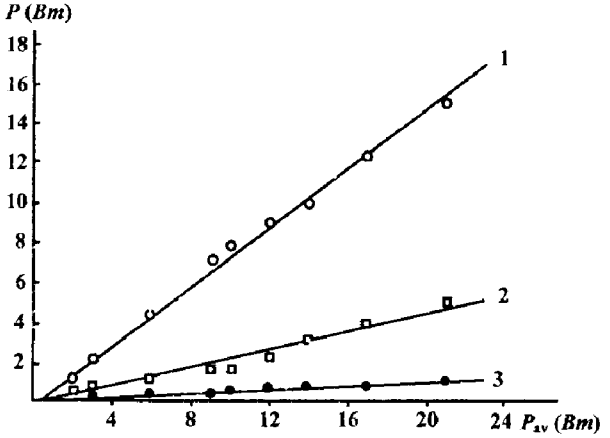


Рис. 7.23. Распределение мощности генерации по спектральным линиям излучения в зависимости от средней мощности излучения системы генератор – усилитель: *1* – средняя мощность генерации на λ = 6,456 мкм; *2* – средняя мощность генерации на M-M переходах SrI в области 3 мкм; *3*– средняя мощность генерации на R-M переходах SrII в области 1 мкм

Результаты исследований показали, что различие временного положения импульсов генерации различных линий и их длительностей в многоволновом режиме работы лазера требует тщательного временного согласования импульсов накачки генератора и усилителя. На рис. 7.23 показано распределение по длинам волн средней мощности излучения системы генератор – усилитель в зависимости от выходной мощности излучения.

При суммарной средней мощности генерации системы генератор – усилитель ~ 21 Вт распределение по длинам волн генерации было следующее: λ = 6,456 мкм – 15 Вт, на M-M переходах SrI в области 3 мкм – 5 Вт и на R-M переходах SrII в области 1 мкм – 1 Вт. Максимальная суммарная средняя мощность генерации составляла 22 Вт.

7.1.5. Визуализация ИК-излучения лазеров на самоограниченных переходах

Использование лазерного ИК-излучения (с высокой плотностью и расходимостью, близкой к дифракционной) в медицине и для прецизионной обработки материалов обусловливает необходимость решения вопроса визуализации излучения, что, безусловно, повышает безопасность работы с данным излучением и упрощает весь технологический цикл. Маркировка ИК-излучения с помощью дополнительной подсветки излучением видимого диапазона позволяет обеспечить точный визуальный контроль обработки материала, что в свою очередь, позволяет производить работу оперативно, с высокой точностью и безопасностью. Кроме того, очевидно, к линиям ИК – диапазона добавляются линии генерации видимого диапазона, что увеличивает спектр линий генерации лазерной системы. Для визуализации ИК-излучения лазера на парах стронция можно использовать рекомбинационную линию генерации SrII (λ = 430,5 нм), осуществляя ионизационно-рекомбинационный режим работы Sr-лазера. Либо можно использовать в качестве активной среды смесь паров щелочноземельных элементов (Sr или Ca) и паров металлов, на которых получена генерация в видимой области спектра (например, CuBr). Для эффективной многоцветной генерации на смеси паров металлов необходимо создать в газоразрядной трубке специальные температурные зоны для

каждого активного элемента [11, 45]. При этом компоненту с более высоким потенциалом ионизации следует помещать в зоне с большей напряженностью электрического поля.

7.1.5.1. Ионизационно-рекомбинационный режим работы Sr-лазера

Реализация ионизационно-рекомбинационного режима работы лазера на парах стронция позволит не только расширить спектр излучения лазера, но и осуществлять визуализацию ИК-излучения [46]. Анализ различных схем возбуждения активной среды, которые типично используются для накачки импульсно-периодических лазеров, показал, что наиболее полно условиям реализации ионизационно-рекомбинационного режима удовлетворяют ударные контура возбуждения, например, схема, представленная на рис. 7.24.

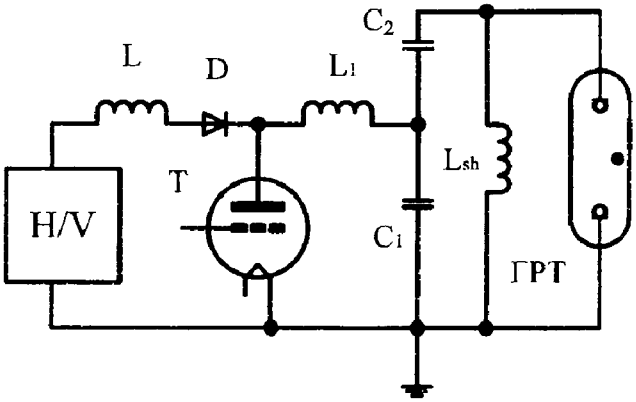


Рис. 7.24. Схема экспериментальной установки: где H/V – высоковольтный выпрямитель, L и D – зарядные дроссель и диод, T – тиратрон, L_1 – индуктивность, C_1 и C_2 – накопительные конденсаторы, L_{sh} – шунтирующая индуктивность

В данной схеме зарядка накопительных конденсаторов C_1 и C_2 осуществляется от высовольтного выпрямителя H/V через элементы

схемы – L, D, L_1 и L_{sh}. При открывании тиратрона будет наблюдаться перезаряд накопительного конденсатора C_1 через тиратрон и индуктивность L_1. Поскольку после перезарядки накопительного конденсатора C_1, конденсаторы C_1 и C_2 в разрядном контуре включены последовательно, а индуктивность L_1 вынесена из разрядного контура, то энерговклад в активную среду будет осуществляться за более короткое время, что определяет отимальные условия для реализации генерации на $\lambda = 0{,}4305$ мкм SrII.

Экспериментальные исследования проводились с ГРТ, разрядный канал которой выполнен из BeO-керамической трубки с внутренним диаметром 1,5 см и длиной 50 см. В качестве «глухого» зеркала резонатора использовалось зеркало с алюминиевым покрытием. В качестве выходного – плоскопараллельная пластина из CaF_2 или кварцевая пластина с диэлектрическим покрытием на область 0,430 мкм. В первом случае проводились измерения энергетических характеристик в ИК области спектра, а во втором – в области ~ 1 и 0,4305 мкм. Исследования проводились при ЧСИ генерации ~ 8 кГц и $C_1 = C_2$ ~ 1200 пФ в смеси буферных газов – He + Ne.

Проведенные исследования показали, что генерация на самоограниченных переходах атома и иона стронция и генерация на $\lambda =$ 0,4305 мкм SrII наблюдается в такой схеме возбуждения в широком диапазоне давления буферных газов. На рис.7.25 приведены осциллограммы импульсов: тока (1), протекающего через ГРТ; напряжения (2) на ГРТ; тока (3), протекающего через тиратрон; генерации (4) в области ~ 1 мкм; генерации (5) на $\lambda = 0{,}4305$ мкм SrII.

Как видно из рис. 7.25, в [46] не удалось полностью исключить энерговклад в активную среду после импульса возбуждения, что приводило к снижению энергии генерации на $\lambda = 0{,}4305$ мкм SrII. Однако генерация на $\lambda = 0{,}4305$ мкм SrII со средней мощностью ~ 20–150 мВт наблюдалась в широком диапазоне изменения давлений буферных газов – He + Ne (рис. 7.26, *a*) и этого уровня средней мощности вполне достаточно для визуализации ИК-излучения лазера. Параметры накачки оптимизировались с целью реализации максимальной мощности генерации в ИК области спектра (см. рис. 7.26, *b*).

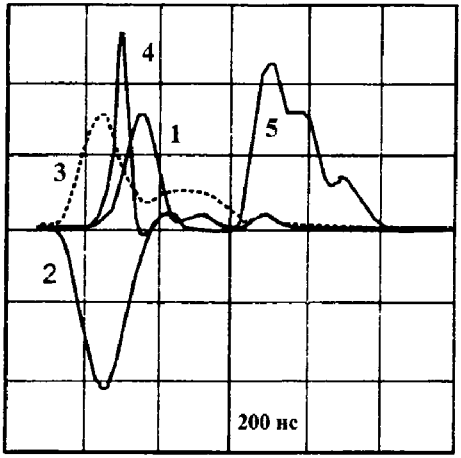


Рис. 7.25. Осциллограммы импульсов: тока (*1*), протекающего через ГРТ; напряжения (*2*) на ГРТ; тока (*3*), протекающего через тиратрон; генерации (*4*) в области ~ 1 мкм; генерации (*5*) на λ = 0,4305 мкм SrII

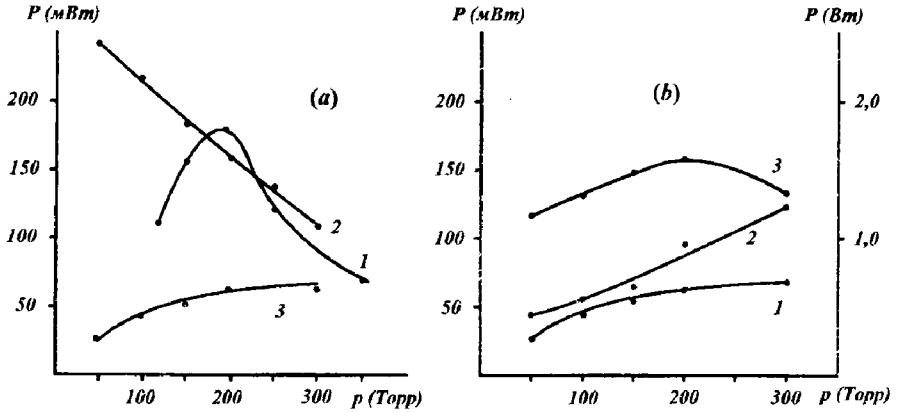


Рис. 7.26. Зависимость изменения средней мощности генерации от давления смеси буферных газов: *a*) *1* – линий ~ 1 мкм + 0,4305 мкм от давления *He* при P_{Ne} ~ 15 Торр – const; *2* – линий ~ 1 мкм + 0,4305 мкм и *3* – линий ~ 1 мкм при изменении давления *He* + *Ne* от начального давления P_{He} ~ 300 Торр и P_{Ne} ~ 50 Торр; *b*) *3* – суммарной мощности генерации (Вт) линий на самоограниченных переходах; *2* – в области ~ 3 мкм и *1* – в области ~ 1 мкм (мВт) при изменении давления *He* + *Ne* от начального давления P_{He} ~ 300 Торр и P_{Ne} ~ 50 Торр

7.1.5.2. Многоволновой (Sr + CuBr) – лазер

В работе [47] представлены результаты по исследованию многоволнового лазера на парах стронция и бромида меди, лазерные линии которого используются для визуализации выходного излучения. Активный элемент (см. рис. 7.27) представлял собой двухсекционную ГРТ с рабочим объёмом 40 $см^3$ для стронция и с рабочим объёмом 20 $см^3$ для бромида меди. Три электрода обеспечивали прохождение разряда в рабочих объёмах Sr и CuBr, длина которых составляла 500 и 250 мм соответственно. Рабочий объём Sr ограничен керамической трубкой-вкладышем 2 с внутренним диаметром 10 мм, а CuBr кварцевой трубкой также с внутренним диаметром 10 мм. Вывод излучения производился через окна из BaF_2. Стронций располагался равномерно кусочками вдоль керамической трубки. CuBr – располагался в специальных контейнерах-отростках, и его пары подавались в рабочий объём при подогреве контейнеров при помощи специальных печей. Такая конструкция позволяет осуществлять как независимую, так и совместную работу двух активных сред. Активные среды лазеров на парах стронция и бромида меди имеют близкие температуры работы, что позволило организовать их совместную работу в одном активном элементе. Одновременная работа лазера на двух средах позволяет получить генерацию на 10 линиях: 6,456 мкм; 3,06; 3,01; 2,92; 2,69; 2,60; 1,09; 1,09; 0,578 и 0,510 мкм.

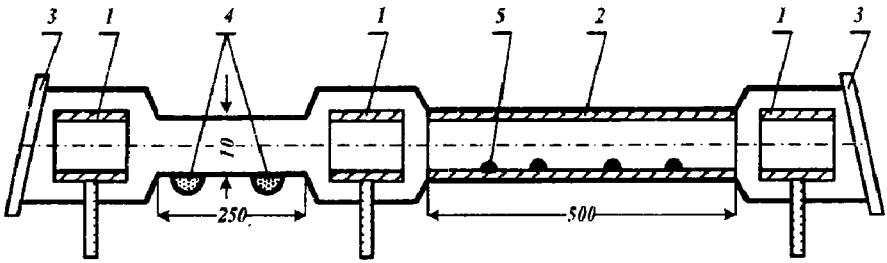


Рис. 7.27. Газоразрядная трубка лазера на парах стронция и бромида меди: *1* – электроды, *2* – BeO-керамическая трубка, *3* – выходные окна (BaF_2), *4* – контейнер для CuBr, 5 – кусочки Sr

При этом распределение средней мощности по линиям генерации эффективно перераспределяется за счёт изменения давления и рода буферного газа. В табл. 7.3 приведены энергетические характеристики излучения, полученные в ходе экспериментальных работ. Амплитуда напряжения на ГРТ составляла ~ 9 кВ. При работе с отключенной CuBr-секцией всё напряжение прикладывалось к Sr-секции, что обеспечивало увеличение энергетических характеристик генерации стронция.

Таблица 7.3

Параметры генерации (Sr + CuBr)-лазера

Суммарная средняя мощность генерации, мВт	Распределение средней мощности генерации лазера по длинам волн, %				Давление буферного газа, Торр
	CuBr λ = 0,51 и 0,578 мкм	SrII λ ~ 1 мкм	SrI λ ~ 3 мкм	SrI λ ~6,45 мкм	
250	21	25	33	21	Ne / 40
150	6	17	23	54	He / 80
350	-	9	23	68	He / 50

При амплитуде напряжения 12 кВ на ГРТ и давлении буферного газа неона 100 Торр была получена средняя мощность генерации на Sr ~ 400 мВт и на CuBr ~ 400 мВт. При этом напряжение по секциям распределялось следующим образом: суммарное напряжение – 12 кВ, падение напряжения на Sr-секции составило ~ 7 кВ, падение напряжения на CuBr-секции составило ~ 5 кВ с соответствующим распределением потребляемой мощности по секциям.

7.2. Достижимые характеристики генерации рекомбинационных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров

Как отмечалось в гл. 4, максимальными экспериментально достигнутыми являются следующие энергетические характеристики генерации рекомбинационных He-Sr^+ лазеров (λ = 430,5 нм SrII), возбуждаемых продольным разрядом: средняя мощность 3,9 Вт [48–49], погонная средняя мощность 11,8 Вт/м [48–49], удельная средняя мощность

277 мВт/см^3 [50–52], энергия импульсов 6 мДж [53], пиковая мощность 20 кВт [53]. Для рекомбинационных He-Ca$^+$ лазеров (λ = 373,7 нм CaII) достигнуты следующие характеристики генерации: средняя мощность 1,32 Вт [54–55], погонная средняя мощность 1,5 Вт/м [54–55], удельная средняя мощность 50 мВт/см^3 [52, 56], энергия импульсов 3,2 мДж [57], пиковая мощность 12 кВт [57].

Как показали результаты многочисленных исследований, при увеличении давления активной среды, поперечных размеров активного элемента и частоты следования импульсов рост энергетических характеристик He-Sr$^+$ и He-Ca$^+$ лазеров возможен лишь в определенных диапазонах этих параметров [3, 32–33, 48, 53, 58–61]. В настоящем разделе приведены результаты комплексных исследований [31, 52, 56, 62], направленных на установление физических механизмов, ограничивающих рост энергетических характеристик рекомбинационных He-Sr$^+$(Ca$^+$) лазеров, поиск путей повышения выходных характеристик генерации, определение достижимых энергетических характеристик. Для решения поставленных задач наряду с анализом результатов экспериментальных исследований проводилось математическое моделирование активных сред с использованием методов численной многопараметрической оптимизации.

7.2.1. Численная многопараметрическая оптимизация

При экспериментальной оптимизации He-Sr$^+$ и He-Ca$^+$ лазеров поиск оптимального режима генерации осуществляется путем подбора давления буферного газа, давления паров металла, которое определяется температурой внутренней стенки лазерной трубки (температура же при саморазогревном режиме работы определяется частотой следования импульсов и энерговкладом в разряд), параметров электрической цепи накачки (накопительные емкости и начальное напряжение на них, перезарядочная индуктивность в схеме Блюмляйна), коэффициента отражения выходного зеркала. При математическом моделировании автоматическая оптимизация параметров лазера может эффективно осуществляться с использованием методов численной многопараметрической оптимизации. В настоящее время для решения задач оптимизации разработано большое число методов [63–64]. Для

решения задачи численной оптимизации He-Sr^+(Ca^+) лазеров в [31, 62] было отдано предпочтение двум методам: методу Нелдера–Мида [64] и генетическому алгоритму [65–69].

Основными достоинствами первого метода являются простота реализации на ЭВМ и отсутствие необходимости в вычислении производных. Последнее обстоятельство является существенным, так как такие традиционные методы, как градиентные методы и методы Ньютона требуют вычисления градиентов целевой функции (производные первого порядка) или гессианов (производные второго порядка). Вычисление производных в данной задаче потребовало бы значительного машинного времени. Второй метод относится к классу эволюционных методов оптимизации, в основу которых заложены принципы эволюционной генетики, поэтому он требует существенно большего машинного времени, чем метод Нелдера–Мида. Тем не менее, генетический алгоритм способен найти глобальный оптимум целевой функции по многим параметрам за приемлемое время в условиях, когда никакие другие методы с этим не справляются. Метод Нелдера–Мида и генетический алгоритм были программно реализованы для математических моделей He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров [31, 35, 71] и использовались при численном моделировании.

На рис. 7.28, *а* показана последовательность численного поиска методом Нелдера–Мида оптимума для изображенной на рис. 7.28, *b* функции средней мощности генерации He-Sr^+ лазера P_{av} (U, T_w), где U – начальное напряжение на накопительной емкости C, T_w – температура внутренней стенки лазерной трубки.

В процессе поиска оптимума деформируемый многогранник (треугольник) адаптируется к топологии целевой функции, изменяя направление в изогнутых впадинах и сжимаясь в окрестностях оптимума. Это приводит к ускорению поиска на искривленных «оврагах» и «хребтах». С помощью математических моделей He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров была выполнена серия численных экспериментов, в которых проводился автоматический поиск оптимальных режимов генерации с использованием метода Нелдера–Мида для нескольких активных элементов He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров, для которых имеется достаточно полный набор экспериментальных данных (см. гл. 4, а также [32–33, 52, 56, 61, 70, 72–73]).

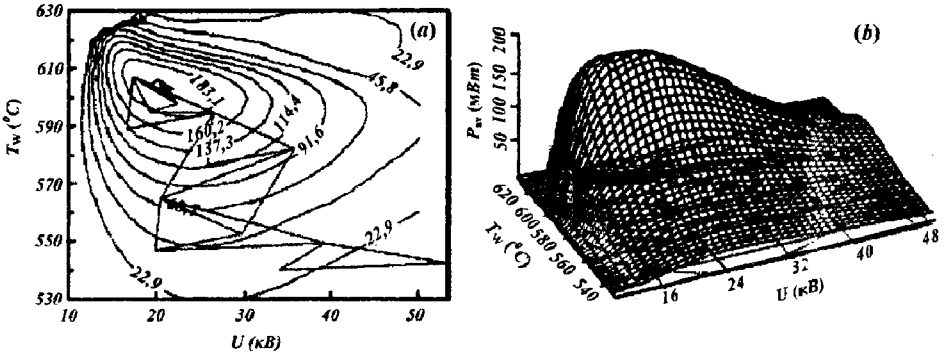


Рис. 7.28. Последовательность поиска оптимума средней мощности генерации саморазогревного He-Sr^+ лазера методом Нелдера-Мида (*a*); зависимость средней мощности генерации P_{av} на $\lambda = 430{,}5$ нм SrII от начального напряжения U на накопительной емкости и температуры T_w внутренней стенки лазерной трубки (*b*): $l = 20$ см; $d = 0{,}6$ см; $p_{He} = 608$ Торр; $C = 117{,}5$ пФ; $T_{w(opt)} = 603{,}9$°C; $U_{(opt)} = 22$ кВ; $f_{(opt)} = 10{,}2$ кГц; $P_{av(opt)} = 206$ мВт

В табл. 7.4 приведены геометрические размеры (активная длина l и внутренний диаметр лазерной трубки d), давление буферного газа гелия p_{He}, величина накопительной емкости C (для схемы Блюмляйна: $C = C_1 \cdot C_2/(C_1+C_2)$), начальное напряжение U на накопительной емкости, амплитуда импульса тока i_m, частота следования импульсов f, а также выходные характеристики генерации (средняя мощность P_{av}, энергия импульсов E и пиковая мощность P_{pk}) саморазогревных He-Sr^+ лазеров, рассчитанные по модели и достигнутые в экспериментах. В связи с отсутствием в [73] данных по накопительной емкости, величина C для трубки № 7 была подобрана при моделировании так, чтобы достичь близости к экспериментальным значениям амплитуды и длительности импульса тока (см. рис. 6.8, *a*). Из табл. 7.4 видно, что имеется достаточно хорошее согласие результатов моделирования с экспериментальными данными. Различие в значениях напряжений U для катафорезной трубки № 4 связано с тем, что при моделировании не учтено падение напряжения на запирающем пары металла участке трубки между анодом и испарителем (см. рис. 5.5).

Таблица 7.4

Геометрические размеры, оптимальные условия генерации и выходные характеристики саморазогревных He-Sr^+ лазерных трубок, рассчитанные по модели и достигнутые в экспериментах [52, 56] (трубки № 1 – № 5), а также в [72] (трубка № 6) и в [73] (трубка № 7)

Параметр	Трубка № 1		Трубка № 2		Трубка № 3		Трубка № 4		Трубка № 5		Трубка № 6		Трубка № 7	
	модель	эксперимент	модель	эксперимент	модель	эксперимент	модель	эксперимент	модель	эксперимент	модель	эксперимент	модель	эксперимент
l, см	9		20		25		26		45		66		70	
d, см	0,55		0,6		1,0		0,3		1,5		1,27		1,55	
p_{He}, Торр	684		608		684		608		532		112,5		250	
C, пФ	117,5		117,5		550		117,5		825		2000		2000	
U, кВ	13,8	13,2	22,0	24	17,4	18,4	17,4	26,4	26,6	29,6	15,1	15,1	26,2	–
i_m, А	56,5	60	64,5	65	119	120	25,0	30	223	230	192	180	385	420
f, кГц	14,6	18	10,2	10	8,23	8	27,9	30	5,9	5	3,77	3,77	6,0	6,0
P_{av}, мВт	88,2	70	206	205	652	630	553	510	1690	1350	396	430	1390	1300
E, мкДж	6,0	3,9	20,2	20,5	79,2	78	19,8	17	286	270	105	114	232	217
P_{pk}, Вт	27,0	19,5	92,9	103	396	394	90,0	85	1010	1080	84,5	–	467	465

На рис. 7.29 представлены полученные нами экспериментальные зависимости средней мощности генерации P_{av} и оптимальной частоты следования импульсов f от давления гелия для саморазогревной He-Sr^+ трубки № 2 (табл. 7.4), а также результаты численной оптимизации этой трубки, показывающие хорошее согласие с экспериментальными данными. В принципе, рост импульсных энергетических характеристик рекомбинационных лазеров возможен до давлений гелия в несколько атмосфер. Так, в [61] исследовались характеристики генерации He-Sr^+ лазера специальной конструкции с независимым вводом паров стронция за счет прокачки гелия при давлениях выше атмосферного. На рис. 7.30, *а* представлены экспериментальные зависимости энергии импульсов генерации от температуры испарителя стронция при различных давлениях гелия [61], а также даны результаты численной оптимизации, которые для большей наглядности были пронормированы так, чтобы совпали максимумы экспериментальных

и расчетных кривых. Так как в результате численной оптимизации находилась оптимальная температура внутренней стенки лазерной трубки, которая несколько отличается от измеряемой в эксперименте оптимальной температуры испарителя стронция, вынесенного из разрядной зоны, то на рис. 7.30, *а* экспериментальные кривые [61] были несколько сдвинуты по температуре. На рис. 7.30, *b* показаны экспериментальная и расчетная зависимости оптимальной для генерации температуры от давления гелия. Как видно из рис. 7.30, результатов расчетов согласуются с экспериментальными данными. Результаты экспериментальной и численной оптимизации саморазогревных He-Ca^+ лазеров представлены в табл. 7.5 и на рис. 7.31 и также демонстрируют достаточно хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных.

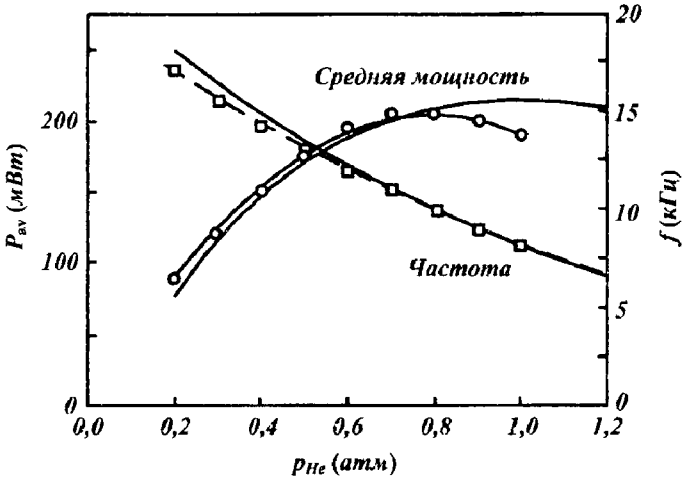


Рис. 7.29. Зависимость средней мощности генерации на λ = 430,5 нм SrII и оптимальной частоты следования импульсов от давления гелия для трубки № 2 (табл. 7.4); сплошные кривые – расчет по модели, штриховые кривые – эксперимент [56, 62] (см. рис. 4.8, *d*, *h*): *l* = 20 см, *d* = 0,6 см, *C* = 117,5 пФ

На рис. 7.32 представлены результаты численной оптимизации активного элемента He-Sr^+ лазера (трубка № 4 (табл. 7.4)) с повышенной

теплоотдачей (за счет использования толстостенной керамики с $d_{out} \approx 3{,}7d$) при независимом вводе паров и естественном охлаждении (за счет конвективного теплообмена и теплового излучения) с использованием генетического алгоритма. Оптимизировалась средняя мощность P_{av} генерации при четырех частотах следования импульсов ($f = 30$, 50, 80 и 100 кГц) по шести параметрам: начальному напряжению U на накопительной емкости, величине накопительной емкости C, давлению гелия p_{He}, коэффициенту отражения выходного зеркала R_2, индуктивности в цепи тиратрона L_2 (см. рис. 2.10), и начальной концентрации атомов стронция N_{Sr}^0. Предпочтение генетическому алгоритму здесь было отдано по той причине, что он легко может манипулировать многими параметрами и при этом с большой долей вероятности находит глобальный оптимум целевой функции, чего нельзя сказать о методе Нелдера–Мида. Из рис. 7.32 видно, что P_{av} сходится к оптимуму примерно за 50 поколений. Также видно, что при частотах ~ 80–100 кГц имеет место насыщение средней мощности генерации, обусловленное действием ограничивающих механизмов, детальный анализ которых будет проведен ниже в разд. 7.3.

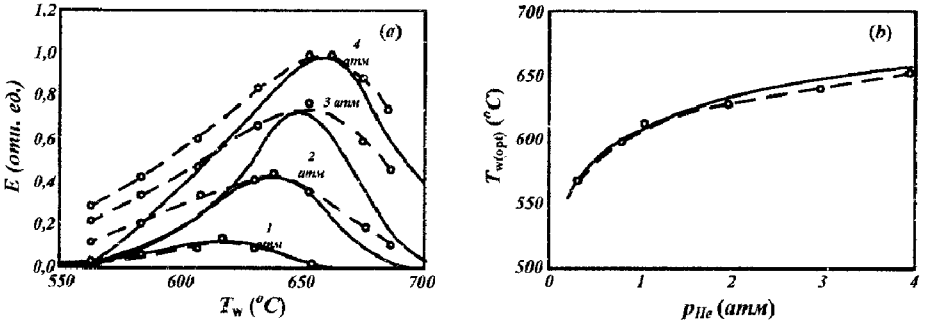


Рис. 7.30. Зависимость энергии импульсов генерации на λ = 430,5 нм SrII от температуры при различных давлениях гелия (*a*); зависимость оптимальной для генерации температуры от давления гелия (*b*); сплошные кривые – расчет по модели, штриховые кривые – эксперимент [61]: $l = 22$ см; $d = 0{,}8$ см; $C = 825$ пФ; $f = 3{,}2$ кГц

На рис. 7.33 показаны рассчитанные зависимости средней мощности генерации и температуры стенки лазерной трубки от частоты сле-

дования импульсов для случая естественного радиационного и конвективного охлаждения трубки, а также для случая принудительного охлаждения, когда температура стенки поддерживается на предельно низком уровне, еще не приводящем к конденсации паров металла на стенке. Как видно, если при принудительном охлаждении температура стенки поддерживается на оптимальном уровне, то в режиме естественного охлаждения она растет с ростом частоты (см. рис. 7.33, *b*). При этом использование принудительного охлаждения позволяет избежать насыщения мощности в изученном диапазоне частот и существенно повысить выходные характеристики при частотах выше ~ 80 кГц (см. рис. 7.33, *a*).

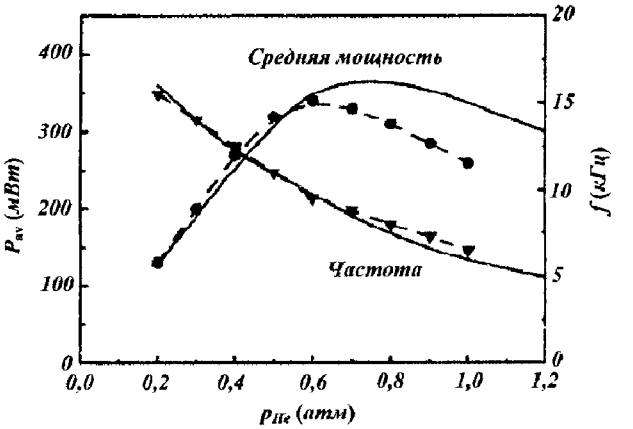


Рис. 7.31. Зависимость средней мощности генерации на линии $\lambda = 373{,}7$ нм CaII и оптимальной частоты следования импульсов от давления гелия для трубки № 1 (табл. 7.5); сплошные кривые – расчет по модели, штриховые кривые – эксперимент [62] (см. рис. 4.9, *b*, *d*): $l = 26{,}5$ см; $d = 0{,}7$ см; $C = 550$ пФ

При частотах же ~ 30 кГц, соответствующих оптимальной частоте при саморазогревном режиме (см. табл. 7.4) использование как независимого ввода паров, так и принудительного охлаждения не дает существенного выигрыша в средней мощности (см. рис. 7.33, *a*) по сравнению с саморазогревным режимом.

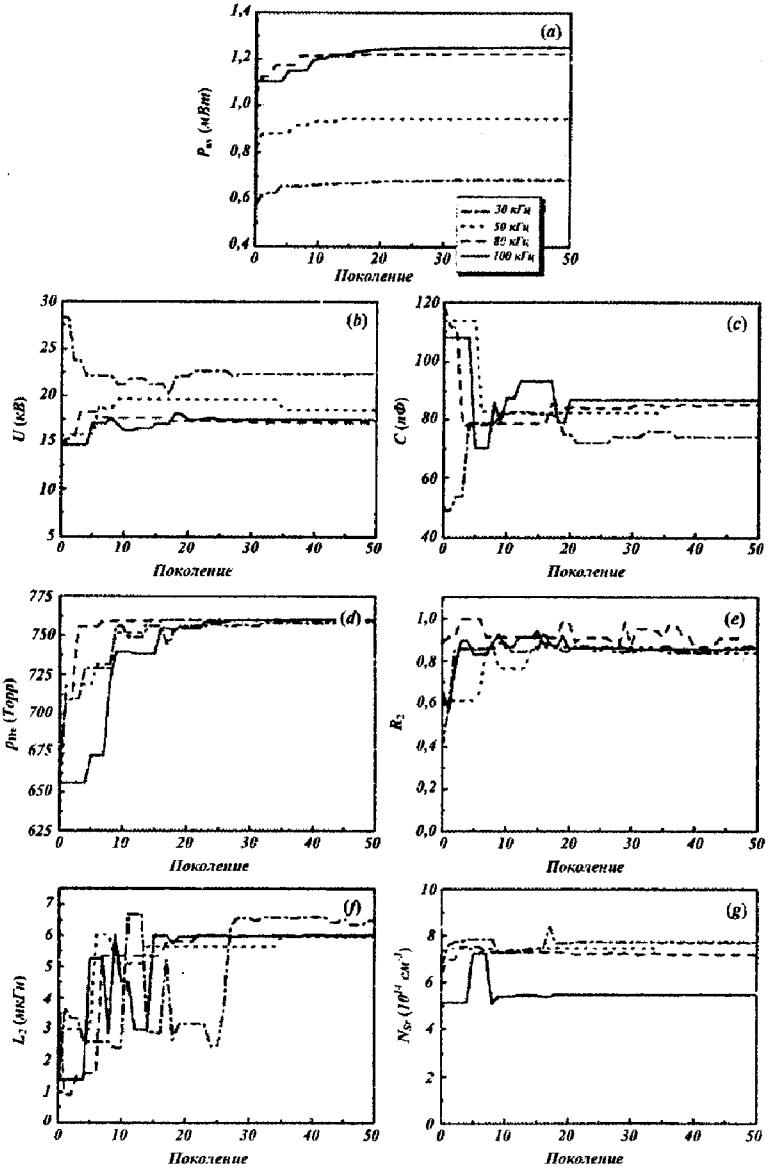


Рис. 7.32. Результаты численной оптимизации He-Sr^+ лазера по шести параметрам с использованием генетического алгоритма при независимом вводе паров и естественном охлаждении для четырех частот следования импульсов (f = 30, 50, 80 и 100 кГц): l = 26 см; d = 0,3 см; $d_{out} \approx 3{,}7d$

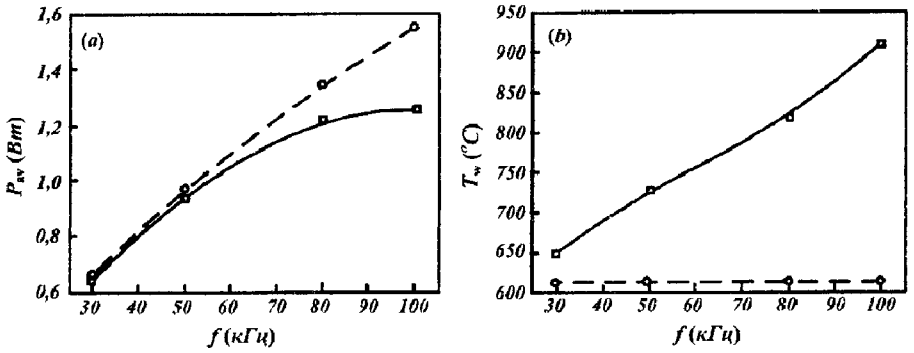


Рис. 7.33. Рассчитанные зависимости средней мощности генерации He-Sr^+ лазера (*a*) и температуры стенки лазерной трубки (*b*) от частоты следования импульсов при независимом вводе паров; сплошные кривые – естественное охлаждение трубки, штриховые кривые – принудительное охлаждение трубки: $l = 26$ см; $d = 0{,}3$ см; $d_{out} \approx 3{,}7d$

Таблица 7.5

Геометрические размеры, оптимальные условия генерации и выходные характеристики саморазогревных He-Ca^+ лазерных трубок, рассчитанные по модели и достигнутые в экспериментах [32–33, 52, 56] (трубки № 1–2) и в [70] (трубка № 3)

Параметр	Трубка № 1		Трубка № 2		Трубка № 3	
	модель	эксперимент	модель	эксперимент	модель	эксперимент
l, см	26,5		40		55	
d, см	0,7		1,5		1,3	
p_{He}, Тор	456		563		152	
C, пФ	550		825		2000	
U, кВ	16,4	18,4	30	27	18	18
i_m, А	89	100	266	250	194	200
f, кГц	9,95	9,5	5,3	5	4,0	4,0
P_{av}, мВт	357	340	874	700	417	300
E, мкДж	35,9	35,8	165	140	104	75
P_{pk}, Вт	132	143	867	700	248	350

Так что достигнутый экспериментально уровень средней мощности 0,51 Вт в малогабаритной саморазогревной трубке № 4 с катафорезным

вводом паров (см. табл. 7.4, а также гл. 4 и 5) близок к предельно достижимому для данной конструкции трубки уровню 0,64 Вт (см. рис. 7.33, *а*) при рабочей частоте 30 кГц. Поскольку He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеры имеют одинаковые механизмы генерации, основное внимание в дальнейшем будет уделено He-Sr^+ лазерам, обладающим лучшими выходными характеристиками. Однако основные полученные выводы о физических процессах в активных средах будут справедливы и для He-Ca^+ лазеров.

7.2.2. Повышение энергетических характеристик за счет увеличения давления активной среды

В экспериментах по оптимизации саморазогревных He-Sr^+(Ca^+) лазеров при повышении давления гелия p_{He} наблюдается рост средней мощности генерации вплоть до оптимальных значений давления $p_{Heopt} \sim 0{,}4$–$0{,}9$ атм (см., например, рис. 7.29, 7.31).

Как было показано в гл. 4, существование p_{Heopt} обусловлено ограничением скорости охлаждения электронов вследствие греющего воздействия заднего фронта импульса тока, которое проявляется, когда уменьшающееся с ростом p_{He} время охлаждения электронов $\tau_{охл}$ становится соизмеримым с длительностью заднего фронта $\tau_ф$, определяемой величиной накопительной емкости и индуктивности трубки. В результате при $p_{He} > p_{Heopt}$ растет доля бесполезно рекомбинирующих ионов Sr^{++} в начальной фазе рекомбинационной накачки. Как следствие, рост скорости накачки с повышением p_{He} замедляется, а КПД и средняя мощность генерации P_{av} снижаются.

Установленный механизм ограничения роста энергетических характеристик позволяет предложить пути повышения p_{Heopt} и P_{av} рекомбинационных лазеров. Действительно, поскольку $p_{Heopt} \propto 1/(LC)^{0,5}$ (см. гл. 4), то снижением величины накопительной емкости C можно обеспечить укорочение импульса тока и его заднего фронта и, как следствие, повышение оптимального давления p_{Heopt} и, соответственно, средней мощности генерации P_{av} и КПД (заметим однако, что возможности варьирования C ограничены необходимостью выполнения условия согласования активного элемента со схемой накачки). Повышение p_{Heopt} и P_{av} может быть обеспечено также и за счет сни-

жения индуктивности трубки L. Этого можно достичь, например, при использовании коаксиальной конструкции лазерной трубки с обратным токопроводом [12].

Другим, более кардинальным способом повышения энергетических характеристик при больших давлениях может быть резкий обрыв импульса тока на заднем фронте. Очевидно, что p_{Heopt} будет неограниченно повышаться при $\tau_f \to 0$ (при отсутствии других ограничивающих факторов). Техническое решение, позволяющее осуществлять резкий обрыв импульса тока с помощью дополнительного срезающего тиратрона, предложено в [58], а в [74] обрыв импульса тока осуществлялся при использовании составного коммутатора с последовательно включенными тиратроном и таситроном.

На рис. 7.34 и 7.35, *а* представлены результаты численных расчетов, которые на примере трубки № 5 (табл. 7.4) иллюстрируют потенциальные возможности саморазогревных He-Sr^+ лазеров при повышении давления. Оптимальные режимы возбуждения находились при моделировании автоматически. Полученные при расчетах импульсы тока i и мощности генерации P (рис. 7.34, *b*) близки к экспериментальным (рис. 4.8, *а* и 4.11). Также имеется согласие между полученными нами расчетными и экспериментальными зависимостями средней мощности генерации P_{av} от давления гелия (рис. 7.35, *а*). Рассчитанная величина полной скорости рекомбинационной накачки W_{r} (рис. 7.34, *а*) сопоставима по порядку величины с экспериментально измеренной парциальной скоростью накачки верхнего рабочего уровня $1{,}5 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$с $^{-1}$ [75] (с учетом того, что часть рекомбинационного потока идет в «обход» этого уровня). Из рис. 7.34, *а-с* видно, что при оптимальном давлении гелия $p_{\text{He}} = 0{,}7$ атм, когда время охлаждения электронов еще сравнительно велико, обрыв импульса тока сказывается на накачке и генерации не существенно, тогда как при повышенном давлении $p_{\text{He}} = 1{,}5$ атм (рис. 7.34, *d-f*), когда уже сказывается греющее влияние заднего фронта импульса тока, обрыв тока приводит к увеличению скорости рекомбинационной накачки W_{r}.

Это происходит вследствие снижения доли бесполезно рекомбинирующих ионов Sr^{++} и, как следствие, приводит к росту пиковой мощности и энергии импульса генерации.

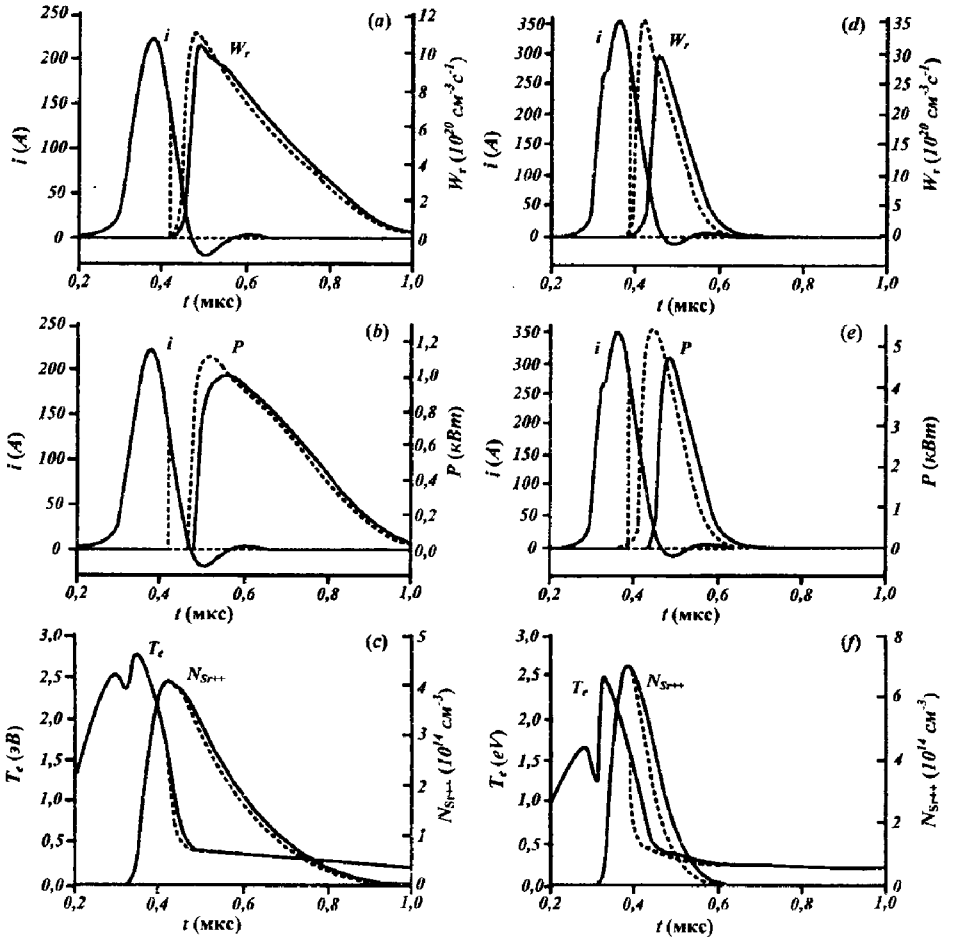


Рис. 7.34. Рассчитанный временной ход тока разряда i (*a-b*, *d-e*) и мощности генерации P (*b*, *e*) саморазогревного He-Sr^+ лазера, а также скорости рекомбинационной накачки W_r (*a*, *d*), температуры электронов T_e и концентрации двукратных ионов стронция $N_{Sr^{++}}$ (*c*, *f*) при давлениях гелия 0,7 атм (*a-c*) и 1,5 атм (*d-f*); сплошные кривые – обычный режим генерации, штриховые кривые – режим обрыва импульса тока: $l = 45$ см; $d = 1{,}5$ см; $C = 825$ пФ

Детальный анализ результатов расчетов, представленных на рис. 7.34, показал, что при $p_{He} = 0{,}7$ атм допороговые «бесполезные потери» ионов Sr^{++} на фазе включения рекомбинации малы, и не пре-

вышают 12% от максимальной концентрации ионов Sr^{++} (12% – в обычном режиме и 10% – при обрыве тока), тогда как при p_{He}=1,5 атм в обычном режиме эти потери уже составляют 37% и при обрыве тока существенно снижаются до 16%. Представленные на рис. 7.35, *а* результаты расчетов и экспериментов иллюстрируют возможность повышения оптимального давления и средней мощности генерации He-Sr^+ лазера путем снижения накопительной емкости *C*. Полученные результаты согласуются с данными [58, 76].

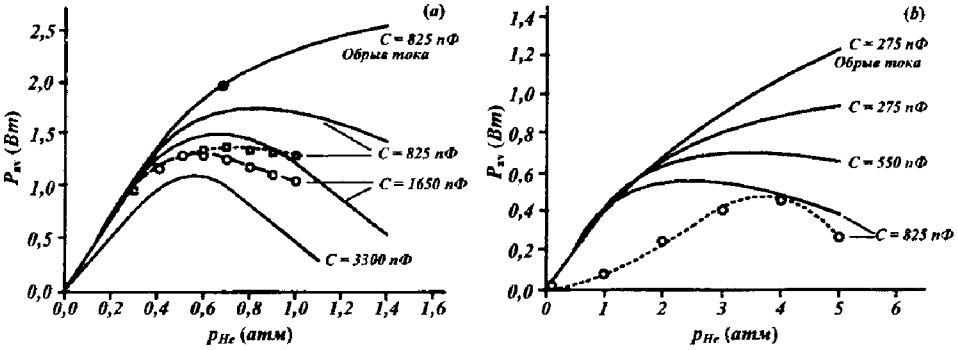


Рис. 7.35. Рассчитанные зависимости средней мощности генерации He-Sr^+ лазеров от давления гелия; *а* – саморазогревной режим: l = 45 см, d=1,5 см (○, □ – эксперимент [31, 56] (см. рис. 4.8, *с*); ● – эксперимент [58] с обрывом импульса тока для трубки с l = 50 и d = 1,5 см); *b* – независимый ввод паров стронция: l = 22 см, d = 0,8 см, (○ – эксперимент [61])

Применение же обрыва импульса тока, как видно из результатов моделирования, а также эксперимента [58] (рис. 7.35, *а*), позволяет преодолеть ограничение по давлению гелия и получить монотонный рост средней мощности генерации P_{av} с повышением давления. Очевидно, что если обеспечить независимый ввод паров металла в активную среду (например, за счет прокачки гелия [58, 61, 77] или катафореза – см. гл. 5), то частота следования импульсов f будет уже независимым параметром при оптимизации, и возможно зафиксировать значение f. При этом зависимость средней мощности P_{av} от давления гелия p_{He} будет определяться уже не зависимостью КПД от p_{He} (что свойственно для саморазогревных лазеров – см. гл. 4), а зависимостью

энергии импульсов E от p_{He}. Энергия же E может испытывать рост до давлений в несколько атмосфер [61].

На рис. 7.35, *b* представлены результаты наших расчетов и эксперимента [61], иллюстрирующие потенциальные возможности He-Sr^+ лазеров с независимым вводом паров стронция (с фиксированным значением $f = 3{,}2$ кГц) при высоких p_{He}. Очевидно, что рассмотренные выше механизмы и при независимом вводе паров обусловят наличие оптимума в зависимости E и P_{av} от p_{He} при давлениях порядка нескольких атмосфер (рис. 7.35, *b*). Предложенные выше пути повышения выходных характеристик саморазогревных лазеров, в частности, снижение накопительной емкости C и резкий обрыв импульса тока, применимы, как видно из рис. 7.35, *b*, также и при независимом вводе паров.

Таким образом, проведен анализ возможностей повышения выходных характеристик He-Sr^+(Ca^+) лазеров за счет увеличения давления активной среды. Показано, что повысить среднюю мощность генерации и КПД при больших давлениях можно путем снижения накопительной емкости и индуктивности лазерных трубок, а также за счет резкого обрыва импульса тока. При этом применение независимого ввода паров металла позволяет достичь более высоких оптимальных давлений по сравнению с саморазогревным режимом.

7.2.3. Повышение энергетических характеристик за счет увеличения объема активной среды и частоты следования импульсов

Одним из путей повышения энергетических характеристик рекомбинационных лазеров является увеличение объема активной среды за счет увеличения длины и диаметра активных элементов, а в ряде случаев возможно также повышение характеристик генерации за счет увеличения частоты следования импульсов [3, 32–33, 78]. Эксперименты [32–33, 78–79] показали, что средняя мощность генерации He-Sr^+(Ca^+) лазеров практически линейно растет при увеличении активной длины l, так что погонная средняя мощность P_{av}/l практически не зависит от длины. Длина активных элементов может ограничиваться техническими возможностями повышения напряжения на газоразрядном промежутке. Это ограничение может быть снято при использова-

нии секционированных активных элементов. Так, при использовании двухсекционной саморазогревной трубки с активной длиной $l = 90$ см и внутренним диаметром $d = 1{,}5$ см в [79] была достигнута средняя мощность He-Sr^+ лазера $P_{av} = 3$ Вт. Однако, при увеличении диамстра саморазогревных активных элементов, как видно из результатов наших экспериментов с He-Sr^+ трубками различной геометрии (рис. 7.36, *a*), рост погонной средней мощности P_{av}/l с диаметром d замедляется и затем насыщается. При этом оптимальная частота следования импульсов f с ростом диаметра снижается (рис. 7.36, *b*). На рис. 7.36 использованы следующие обозначения: *a-b* – саморазогревной режим (○ – эксперимент для трубок с $l = 9$ и $d = 0{,}55$ см; $l = 20$ и $d = 0{,}6$ см; $l = 25$ и $d = 1{,}0$ см; $l = 45$ и $d = 1{,}5$ см (*a*) и для трубки с $l = 45$ и $d = 1{,}5$ см (*b*) [31, 52, 56]; □ – эксперимент [31, 78] для трубок с $l = 40$ и $d = 1{,}0$; 1,5; 2,0 см (*a*, *b*), а также $d = 2{,}5$ см (*a*)); *c-d* – независимый ввод паров (○ – эксперимент [58] для трубок с $l = 28$ и $d = 2{,}7$ см (*c*); $l = 50$ и $d = 1{,}5$ см (*c*, *d*)); *e-f* – принудительное охлаждение трубки (○ – эксперимент [48–49] для трубки с $l = 33$ и $d = 1{,}1$ см); *g-h* – прямоугольное сечение трубки при $a{:}b = 1{:}3$ (*g*) и при $a = 0{,}8$ и $b = 2{,}4$ см (*h*): *1* – саморазогревной режим, *2* – независимый ввод паров, *3* и *g* – принудительное охлаждение трубки (○ – эксперимент [3, 52] для трубки с $l = 40$, $a = 0{,}8$ и $b = 2{,}4$ см при водяном охлаждении; □ – эксперимент [3, 52] при саморазогревном режиме).

Проанализируем причины такого поведения погонной мощности. Энергия импульсов генерации E, частота следования импульсов f и средняя мощность P_{av} саморазогревных рекомбинационных лазеров определяются следующими соотношениями (см. гл. 4):

$$E = \eta w V \propto \eta w d^2 l, \tag{7.3}$$

$$f = d_{out}/w d^2 \propto 1/w d, \tag{7.4}$$

$$P_{av} = Ef \propto \eta l d_{out} \propto \eta l d, \tag{7.5}$$

где η – коэффициент полезного действия, V – активный объем, d_{out} – внешний диаметр лазерной трубки, w – удельный энерговклад в разряд, имеющий один порядок величины для трубок различной геометрии и обычно принимающий значения для He-Sr^+(Ca^+) лазеров в диапазоне ~ 2–10 мДж/см^3. Упрощения в (7.4) и (7.5) сделаны при допущении $d_{out} \propto d$, что имеет место для типичных трубок из BeO-

керамики, используемых в рекомбинационных лазерах. В соответствии с (7.3) при отсутствии ограничивающих факторов, когда $\eta \approx \text{const}$ (~ 0,1% для He-Sr^+ лазеров), удельный энергосъем $E/V = \eta w$ также имеет один порядок величины для трубок различной геометрии (и обычно составляет ~ 2–10 мкДж/см^3 для He-Sr^+ лазеров). Заметим, что максимальная средняя мощность в саморазогревном режиме может достигаться и не при максимальных значениях удельного энергосъема, поскольку она соответствует максимуму КПД, а не энергии импульсов (см. гл. 4). В соответствии с (7.4) частота f снижается с ростом диаметра d. Это обусловлено необходимостью обеспечения постоянства теплового режима саморазогревного активного элемента для поддержания оптимальной температуры внутренней стенки лазерной трубки и, соответственно, оптимального давления паров металла. Действительно, потребляемая активным элементом мощность P_{in} при $w \approx \text{const}$ определяется соотношением:

$$P_{\text{in}} = wVf \propto ld^2 f \tag{7.6}$$

и равна тепловой мощности, отводимой от керамической лазерной трубки за счет конвективного теплообмена и теплового излучения [32–33, 80] (см. также гл. 4):

$$\begin{aligned} Q = l\left[0{,}0277(T + T_a)^{0,2}(T - T_a)^{1,25}d_{\text{out}}^{0,75} + 1{,}78\cdot 10^{-9} d_{\text{out}} \cdot \varepsilon \cdot T^4\right] = \\ = l\left[A(T)d_{\text{out}}^{0,75} + B(T)d_{\text{out}}\right], \end{aligned} \tag{7.7}$$

где ε – коэффициент черноты поверхности трубки ($\varepsilon \approx 0{,}5$ для BeO-керамики); длина l задается в м, диаметр d_{out} – в см, температура стенки трубки T и температура окружающего воздуха T_a – в К, при этом тепловая мощность Q определяется в Вт. С учетом того, что преобладающим является радиационный теплоотвод, описываемый вторым слагаемым, и при допущении, что в режиме саморазогрева при оптимальной температуре стенки коэффициенты A и B примерно постоянны, в (7.7) может быть сделано упрощение $Q \propto ld_{\text{out}}$.

При этом из (7.6) и (7.7) следует, что неизменность частоты f при увеличении диаметра d может быть обеспечена лишь при $d_{\text{out}} \propto d^2$, что не соответствует геометрии типичных BeO-трубок.

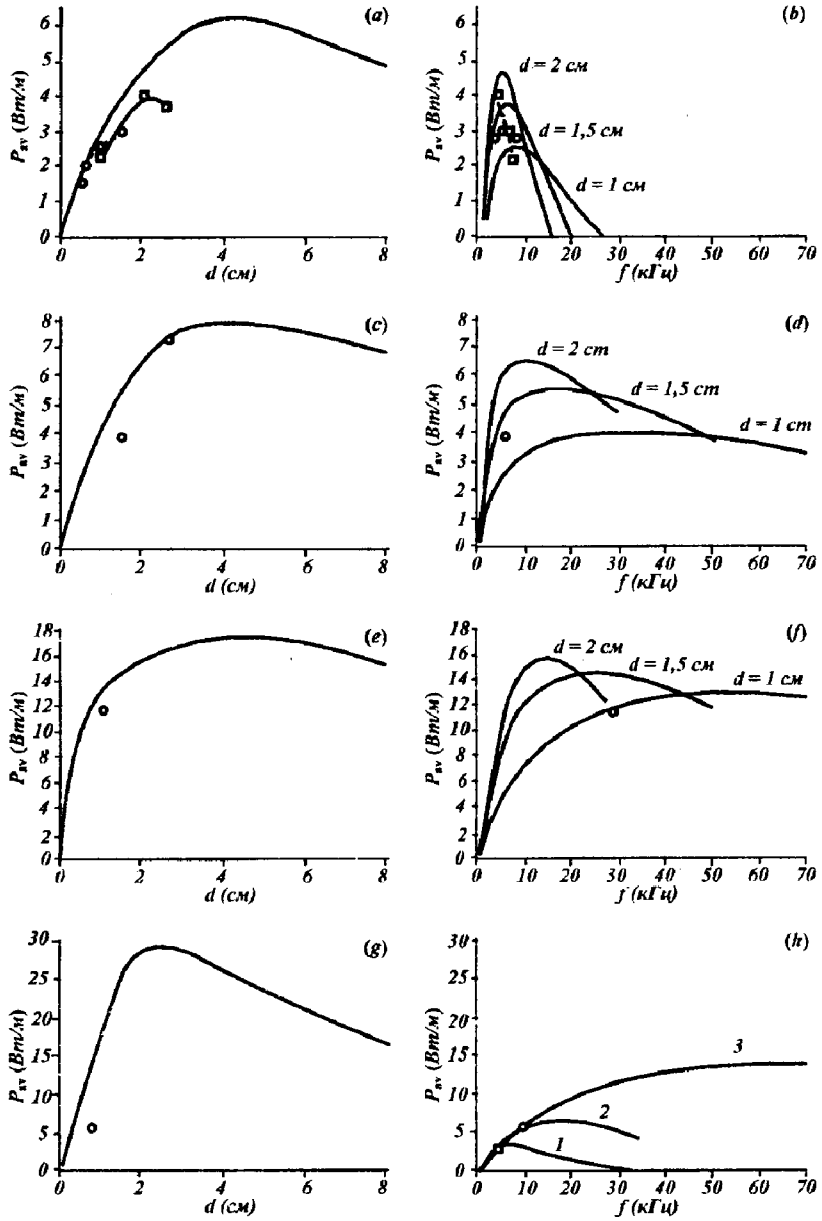


Рис. 7.36. Рассчитанные зависимости погонной средней мощности $He\text{-}Sr^{+}$ лазеров от поперечного размера активной среды и частоты следования импульсов

Поэтому при $d_{out} \propto d$ имеем $f \propto 1/d$. Таким образом, при отсутствии ограничивающих факторов (т.е. при $\eta \approx$ const), в соответствии с (7.5) для погонной мощности генерации можно получить:

$$P_{av}/l \propto d. \tag{7.8}$$

Как видно из экспериментальных данных (рис. 7.36, *а*), близкий к линейному рост погонной мощности He-Sr^+ лазера с диаметром имеет место до $d \sim 2$ см. Наблюдаемое при $d > 2$ см насыщение мощности обусловлено действием ограничивающих механизмов, приводящих к снижению КПД и, в соответствии с (7.3) и (7.5), к замедлению роста энергетических характеристик. Рассмотрим эти механизмы.

Одним из факторов, приводящих к снижению КПД, является формирование радиальной неоднородности активной среды (см. гл. 6 и [48, 59, 81]). Действительно, при увеличении диаметра из-за ухудшения условий теплопередачи от осевых частей трубки будет возрастать перегрев активной среды на оси. Вследствие термодиффузии это будет приводить к углубляющемуся провалу в предымпульсном радиальном распределении концентрации атомов металла, а также атомов гелия. Кроме того, дополнительный вклад в формирование неоднородности радиального профиля концентрации атомов металла вносит радиальный катафорез. Уменьшение концентрации атомов Sr (Ca) в приосевой части трубки приводит к снижению скорости накачки и КПД He-Sr^+(Ca^+) лазеров, поскольку радиальное распределение концентрации рекомбинирующих ионов Sr^{++} (Ca^{++}) в условиях почти полной двукратной ионизации стронция (кальция) практически повторяет предымпульсное радиальное распределение концентрации атомов Sr (Ca), за исключением тонких пристеночных областей (см., например, рис. 6.13). В [81] (см. также гл. 5) получен критерий пространственной однородности активной среды, из которого следует, что увеличение d приводит к необходимости более резкого по сравнению с (7.4) снижения частоты f для сохранения однородности активной среды:

$$f \propto 1/wd^2. \tag{7.9}$$

При этом погонная средняя мощность будет насыщаться:

$$P_{av}/l = (\eta w V/l)\cdot f \propto (\eta w d^2 l/l)\cdot(1/w d^2) \propto \eta \approx \text{const}. \quad (7.10)$$

Однако при постоянстве теплового режима саморазогревной трубки, обеспечиваемом при частотах (7.4), степень неоднородности активной среды будет возрастать с диаметром, а КПД будет снижаться. Заметим, что в условиях роста газовой температуры T_g в приосевых частях трубки, а также в среднем по ее сечению, происходящего при увеличении диаметра, будет происходить замедление релаксации электронной температуры и подъем уровня T_e в раннем послесвечении [48, 59], приводящий к снижению инверсии и КПД как за счет снижения скорости рекомбинационной накачки верхнего лазерного уровня, так и за счет замедления электронного девозбуждения нижнего лазерного уровня, а также возрастания скорости его подзаселения электронным ударом из нижележащих метастабилей и основного состояния SrII (CaII). Это является еще одним существенным фактором, ограничивающим рост энергетических характеристик при увеличении d, наряду с формированием пространственной неоднородности активной среды.

В саморазогревном режиме при отклонениях частоты следования импульсов от оптимального значения, как видно из экспериментальных данных (рис. 7.36, *b*), средняя мощность снижается из-за необходимого для поддержания теплового режима трубки отклонения величины энерговклада от оптимума, приводящего к снижению КПД. Таким образом, очевидно, что в саморазогревном режиме частота не является независимым параметром и ее повышение не приводит к росту мощности генерации. Нами были проведены численные расчеты достижимых погонных мощностей He-Sr^+ лазеров с учетом влияния отмеченных выше ограничивающих факторов на характеристики генерации. При вариациях диаметра d использовались типичные для BeO-трубок значения d_{out} и коэффициента черноты поверхности ($\varepsilon = 0{,}5$). Оптимизация условий возбуждения производилась автоматически. Вариации активной длины показали практическую независимость достижимой погонной мощности от длины.

При моделировании саморазогревного режима частота f определялась из (7.6) и (7.7): $f = Q/wV$. В результате расчетов была получена зависимость погонной мощности саморазогревных лазеров от диаметра d, показанная на рис. 7.36, *a*. Также при расчетах варьировалась

частота в условиях постоянной потребляемой трубкой мощности, поддерживаемой за счет изменений энерговклада (рис. 7.36, *b*). Видно, что диапазон возможных вариаций f в саморазогревном режиме достаточно узок, при этом оптимальное значение f снижается с ростом диаметра. Полученные результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными, представленными на рис. 7.36, *a-b*. Как видно из рис. 7.36, *a*, насыщение мощности наступает при $d \sim 4$ см, а затем происходит ее спад. При этом достижимый максимум погонной мощности в саморазогревном режиме составляет ~ 6,2 Вт/м.

Проанализируем возможные пути повышения мощности генерации He-Sr^+(Ca^+) лазеров. Чернение поверхности трубки позволяет поднять коэффициента черноты ε до величины ~ 0,9–1,0 [3, 13, 32–33, 78, 80], что приведет к увеличению отводимой от трубки мощности за счет теплового излучения вследствие роста второго слагаемого в (7.7) и, соответственно, к росту частоты и мощности генерации. При этом, в соответствии с (7.7), отводимая мощность и частота могут возрасти на ~ 67% при оптимальной $T \sim 600$°C. Однако с увеличением частоты из-за роста температуры на оси прирост мощности генерации будет составлять меньший процент, снижающийся с увеличением диаметра. Расчеты показали, что достижимый максимум погонной мощности в саморазогревном режиме может возрасти при чернении до ~ 7,8 Вт/м. Увеличение внешнего диаметра трубки, т.е. использование толстостенной керамики, также повышает теплоотдачу и позволяет поднять частоту в соответствии с (7.4) и, соответственно, мощность генерации. Использование толстостенной керамики с $d_{out} \approx 3{,}7d$ позволило нам достичь максимальных для He-Sr^+ лазеров частоты следования импульсов $f \sim 30$ кГц и удельной средней мощности 277 мВт/см^3 в катафорезном He-Sr^+ лазере (см. гл. 4–5). Очевидно, что повышения теплоотдачи можно достичь и другими способами увеличения внешней поверхности, например, оребрением трубки [32–33, 78]. Удаление металла из зоны разряда и расположение его в пазах в сегментированных трубках, а также использование независимого ввода его паров за счет прокачки гелия или катафореза позволяет «развязать» температуру стенки и давление паров [32–33, 50–51, 58, 77–78]. При этом частота f уже не ограничена соотношением (7.4) и может быть повышена по сравнению с саморазогревным режимом. Однако, при существенном повышении частоты из-за ограниченной скорости теплоот-

вода при свободном охлаждении лазерной трубки будет возрастать температура ее стенки, что приведет к росту газовой температуры по всему сечению трубки, тем большему, чем больше ее диаметр. Это приведет к включению отмеченных выше ограничивающих факторов. Результаты расчета погонных мощностей в условиях независимости концентрации атомов стронция от температуры стенки (которая определялась путем решения уравнения $Q(T) = wVf$ при $\varepsilon = 0{,}5$), соответствующих режиму с независимым вводом паров, приведены на рис. 7.36, *c-d*. В данном режиме оптимальные частоты и мощность генерации выше по сравнению с саморазогревным режимом. Как видно, имеется хорошее согласие результатов моделирования с данными экспериментов [58] по генерации He-Sr^+ лазеров с независимым вводом паров за счет прокачки гелия. Характер изменений оптимальной частоты при вариациях диаметра на рис. 7.36, *d* согласуется с экспериментальной зависимостью $f_{opt} \propto 1/d$ [77]. Согласно расчетам, насыщение мощности при независимом вводе паров также наступает при $d \sim 4$ см, а достижимый максимум погонной мощности составляет ~ 7,7 Вт/м (рис. 7.36, *c*). Расчеты показали, что этот максимум может возрасти до ~ 9,4 Вт/м при чернении поверхности трубки. Замена свободного конвективного охлаждения интенсивным принудительным охлаждением (воздушным или водяным) позволяет значительно увеличить частоту следования импульсов и мощность генерации при поддержании температуры внутренней стенки трубки на оптимальном уровне за счет резкой интенсификации теплоотвода [3, 32–33, 48-49, 52, 78, 80, 82]. При этом способ ввода паров и величина ε уже не имеют существенного значения. Действие ограничивающих факторов также приведет к насыщению мощности при увеличении диаметра и частоты, однако на значительно более высоком уровне, поскольку перегрев активной среды будет значительно меньшим, чем при независимом вводе паров и свободном охлаждении лазерной трубки. Результаты расчета погонных мощностей в условиях оптимальной и неизменной температуры стенки трубки, соответствующих режиму с интенсивным принудительным охлаждением, приведены на рис. 7.36, *e-f*. В данном режиме оптимальные частоты и мощность генерации еще выше по сравнению с ранее рассмотренными режимами. Как видно, имеется хорошее согласие результатов моделирования и эксперимента [48–49] с использованием водяного охлаждения, поз-

волившего поднять частоту до 29 кГц и достичь максимальной средней мощности для $He\text{-}Sr^+$ лазеров 3,9 Вт. Частотная зависимость для $d = 1$ см (рис. 7.36, *f*) согласуется с полученной в [48], а изменения оптимальной частоты при вариациях диаметра согласуются с соотношением $f_{opt}[kHz] = 55/d^2$ (cm) [48]. Согласно расчетам, насыщение мощности при принудительном охлаждении наступает при $d \sim 5$ см, а достижимый максимум погонной мощности составляет ~17 Вт/м (рис. 7.36, *e*).

Использование лазерной трубки с прямоугольным сечением [3, 52, 83–84] позволит значительно увеличить активный объем, при котором станет существенным действие ограничивающих механизмов, по сравнению с трубкой цилиндрической геометрии, и тем самым поднять достижимую мощность генерации. Такая возможность связана с тем, что газовая температура на оси определяется минимальным поперечным размером трубки, т.е. размером узкой стенки *a*, определяющим условия теплопередачи от осевых частей трубки. Выбрав оптимальную величину *a*, когда перегрев осевой части трубки еще не велик, можно наращивать площадь сечения и объем, а значит и среднюю мощность генерации, за счет роста размера широкой стенки *b*. Нами были проведены расчеты погонных мощностей $He\text{-}Sr^+$ лазеров с прямоугольным сечением. Для этого в модели в кинетических уравнениях, учитывающих процессы переноса, диаметр трубки был заменен на эффективный поперечный размер, приравненный к размеру узкой стенки *a*, а сопротивление плазмы и активный объем находились исходя из прямоугольного сечения трубки.

Результаты моделирования для соотношения размеров стенок *a*:*b* = 1:3 приведены на рис. 7.36. *g*-*h*. Как видно, имеется хорошее согласие результатов моделирования и эксперимента [52] с трубкой прямоугольного сечения 0,8×2,4 см, работавшей как в режиме саморазогрева, так и с использованием водяного охлаждения. Согласно расчетам, достижимый максимум погонной мощности при принудительном охлаждении составляет ~ 29 Вт/м и достигается при сечении трубки ~ 2,5×7,5 см (рис. 7.36, *g*). Расчеты показали также, что при фиксации размера *a* погонная мощность монотонно возрастает с увеличением размера *b*. Таким образом, ограничения по поперечным размерам активной среды снимаются для $He\text{-}Sr^+$ лазеров с прямоугольным сечением. Более быстрый по сравнению с цилиндрическими трубками

спад погонной мощности при больших поперечных размерах (рис. 7.36, *g*) обусловлен тем, что вследствие меньших значений сопротивления плазмы согласование активного элемента со схемой накачки достигается при больших значениях накопительной емкости, что приводит к большим длительностям заднего фронта импульса тока, и как следствие, к снижению характеристик генерации.

На рис. 7.37 приведены результаты численных расчетов для He-Ca^+ лазеров, согласно которым достижимый максимум погонной мощности составляет: ~ 4,4 Вт/м для саморазогревных активных элементов из BeO-керамики и ~ 5,2 Вт/м – при чернении их поверхности; ~ 5,3 Вт/м при независимом вводе паров металла и ~ 6,2 Вт/м – при его сочетании с чернением; ~ 9,5 Вт/м при интенсивном принудительном охлаждении активных элементов цилиндрической геометрии; ~ 16 Вт/м – с активными элементами прямоугольного сечения при соотношении размеров стенок 1:3.

Таким образом, установлено, что с ростом диаметра лазерной трубки и частоты следования импульсов средняя мощность He-Sr^+(Ca^+) насыщается, а затем снижается из-за формирования радиальной неоднородности активной среды вследствие ее перегрева на оси и радиального катафореза, а также из-за замедления релаксации электронной температуры и подъема уровня T_e в раннем послесвечении, обусловленных ростом газовой температуры. Показано, что возможными путями повышения средней мощности генерации являются чернение поверхности лазерной трубки, увеличение ее внешнего диаметра, использование независимого ввода паров металла, использование принудительного охлаждения, а применение трубки с прямоугольным сечением позволит максимально повысить энергетические характеристики.

На основе численных расчетов показано, что достижимый максимум погонной мощности He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров составляет, соответственно: ~ 6,2 и ~ 4,4 Вт/м для саморазогревных активных элементов из BeO-керамики и ~ 7,8 и ~ 5,2 Вт/м – при чернении их поверхности; ~ 7,7 и ~ 5,3 Вт/м при независимом вводе паров металла и ~ 9,4 и ~ 6,2 Вт/м – при его сочетании с чернением; ~ 17 и ~ 9,5 Вт/м при интенсивном принудительном охлаждении активных элементов цилиндрической геометрии; ~ 29 и ~ 16 Вт/м – с активными элементами прямоугольного сечения при соотношении размеров стенок 1:3.

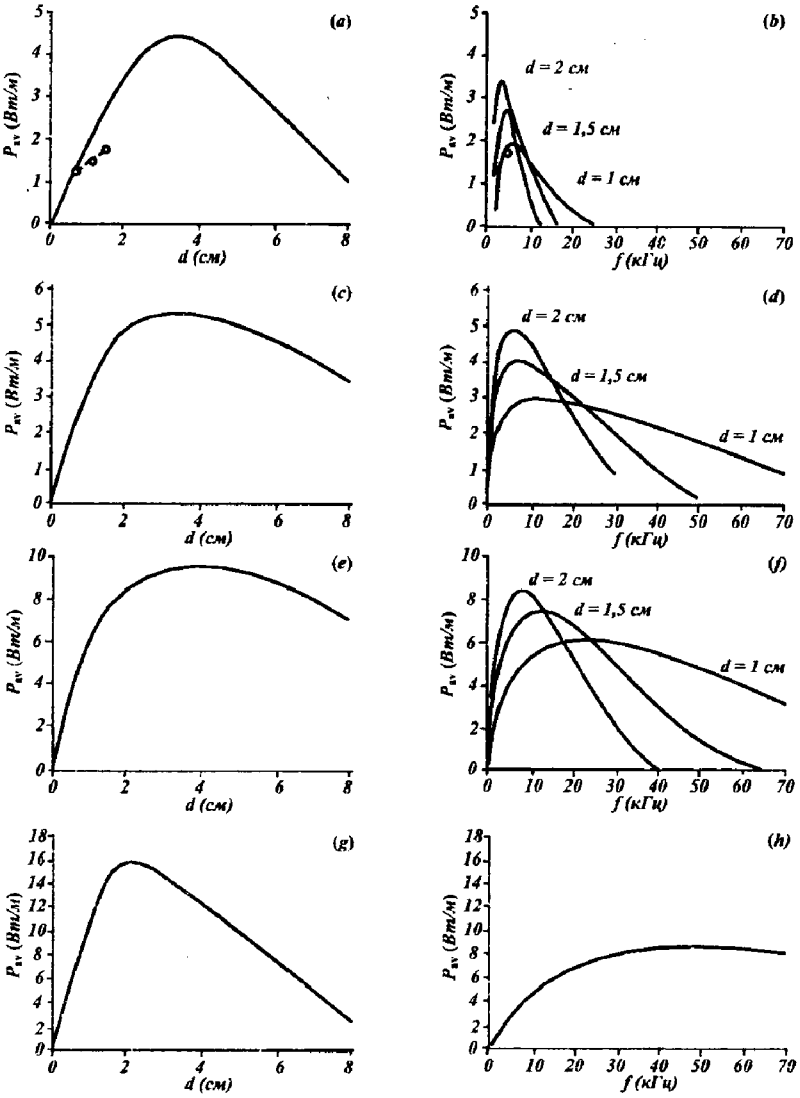


Рис. 7.37. Рассчитанные зависимости погонной средней мощности He-Ca^+ лазеров от поперечного размера активной среды и частоты следования импульсов; *a-b* – саморазогревной режим (○ –эксперимент для трубок с $l = 26{,}5$ и $d = 0{,}7$ см; $l = 30$ и $d = 1{,}1$ см; $l = 40$ и $d = 1{,}5$ см (*a*) и для трубки с $l = 40$ и $d = 1{,}5$ см (*b*) [52, 56, 78]); *c-d* – независимый ввод паров; *e-f* – принудительное охлаждение трубки; *g-h* – прямоугольное сечение трубки с принудительным охлаждением при $a:b = 1:3$ (*g*) и при $a = 0{,}8$ и $b = 2{,}4$ см (*f*)

7.2.4. Повышение энергетических характеристик в режиме возбуждения пачками импульсов

В рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазерах основная часть рекомбинирующих в ближнем послесвечении двукратных ионов стронция (кальция) создается в течение импульса тока в процессе ступенчатой ионизации. Коэффициент рекомбинации α_r достаточно резко зависит от заряда иона Z ($\alpha_r \propto Z^3 \ln(Z^2+1)^{1/2}$), вследствие чего однократные ионы Sr^+ (Ca^+) рекомбинируют гораздо медленнее двукратных ионов Sr^{++} (Ca^{++}). В обычном импульсно-периодическом режиме межимпульсный период достаточно велик, так что к началу следующего импульса возбуждения плазма успевает практически полностью рекомбинировать. Однако если межимпульсный интервал существенно уменьшить, то возможно повышение эффективности создания ионов Sr^{++} (Ca^{++}) во втором и последующих импульсах возбуждения за счет ионизации не успевших прорекомбинировать ионов Sr^+ (Ca^+), а следовательно, возможно повышение КПД и энергетических характеристик He-Sr^+(Ca^+) лазеров.

Эксперименты со сдвоенными импульсами возбуждения [32–33, 53, 85] показали, что в рекомбинационных лазерах частота следования импульсов в принципе может быть очень высокой и может доходить до ~ 1 МГц, когда последующий импульс возбуждения еще не накладывается на импульс генерации. При этом энергетический прирост во втором импульсе генерации по сравнению с первым может составлять ~ 20–40%. Это близко к максимально возможному приросту энергии во втором импульсе (~ 51,6% для He-Sr^+ лазера и ~ 51,5% для He-Ca^+ лазера), который равен отношению первого потенциала ионизации ко второму – 5,69/11,03 эВ для стронция и 6,11/11,87 эВ для кальция. Поскольку в саморазогревном режиме потребляемая активным элементом мощность, определяющая его температуру и концентрацию паров металла, должна быть постоянной, то уменьшение межимпульсного интервала возможно в режиме возбуждения активной среды пачками импульсов. Очевидно, для неизменности теплового режима при возбуждении пачками импульсов должно выполняться соотношение $f_b = f/n_b$, где f_b – частота следования пачек импульсов, n_b – число импульсов в пачке, f – частота следования импульсов в обычном режиме генерации.

В [31] было проведено численное моделирование режима возбуждения He-Sr^+ лазера пачками импульсов с интервалом между импульсами 1 мкс. Оптимальный энерговклад автоматически находился при моделировании и соответствовал максимуму КПД и средней мощности. Результаты моделирования режима возбуждения пачками, состоящими из 5 импульсов, представлены на рис. 7.38.

Видно, что во втором и последующих импульсах генерации имеет место увеличение энергии импульса и пиковой мощности по сравнению с первым импульсом (рис. 7.38, *a*), связанное с ростом концентрации двукратных ионов Sr^{++} (рис. 7.38, *d*). Этот рост обусловлен ионизацией не успевших рекомбинировать однократных ионов Sr^+ (рис. 7.38, *c*) и в условиях сохранения низкого уровня T_e в послесвечении (рис. 7.38, *b*) приводит к росту скорости накачки и инверсии. Согласно результатам расчетов, энергия импульса генерации увеличилась во втором импульсе на ~ 37%, пиковая мощность – на ~ 19%. Эти результаты согласуются с результатами экспериментов со сдвоенными импульсами возбуждения [32–33, 85].

На рис. 7.39, *a* показаны изменения КПД в пределах длинной пачки из 20 импульсов. Видно, что максимум КПД достигается в импульсах с номерами n ~ 5–8, при этом он на ~ 39% превышает КПД в 1-м импульсе, и на ~ 25% – КПД в обычном импульсно-периодическим режиме генерации. В последующих импульсах происходит снижение КПД, обусловленное ростом газовой температуры. На рис. 7.39, *b-c* даны результаты расчетов усредненного по пачкам КПД и средней мощности генерации P_{av} для пачек с количеством импульсов n_b от 2 до 20.

Как видно, в коротких пачках с $n_b < 10$ еще существенным является влияние более низкого КПД первого импульса на средний КПД, поэтому средняя мощность растет с увеличением количества импульсов в пачке вплоть до n_b ~ 10, потом наступает насыщение мощности, и затем происходит ее медленный спад. Как следует из результатов расчетов, повышение КПД и средней мощности генерации при возбуждении пачками с оптимальным количеством импульсов n_b ~ 10 составляет ~ 21% по сравнению с обычным импульсно-периодическим режимом.

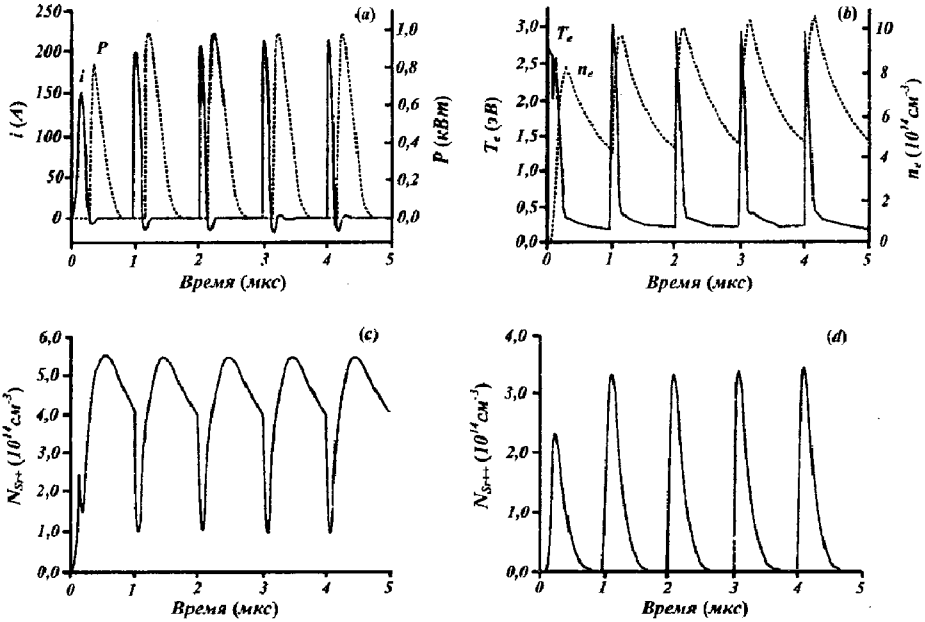


Рис. 7.38. Рассчитанный временной ход тока разряда (сплошные кривые) и мощности генерации (штриховые кривые) He-Sr^+ лазера (*a*), температуры электронов (сплошные кривые) и концентрации электронов (штриховые кривые) (*b*), концентраций однократных (*c*) и двукратных (*d*) ионов стронция в режиме возбуждения пачками из 5 импульсов: $l = 45$ см, $d = 1{,}5$ см, $p_{He} = 0{,}7$ атм, $C = 825$ пФ

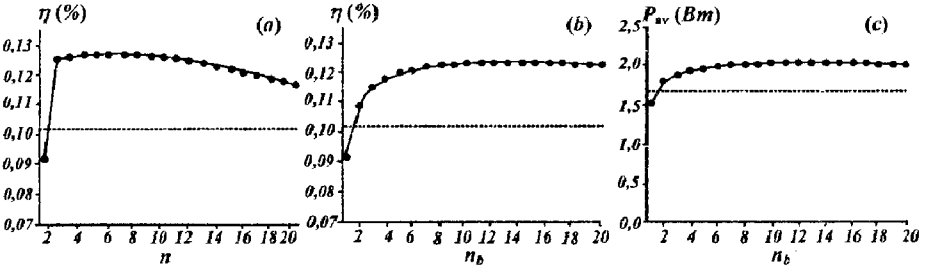


Рис. 7.39. Рассчитанный КПД в разных импульсах в пачке (*a*), а также усредненный КПД (*b*) и средняя мощность генерации He-Sr^+ лазера (*c*) для пачек с различным количеством импульсов; штриховые линии – обычный импульсно-периодический режим генерации: $l = 45$ см; $d = 1{,}5$ см; $p_{He} = 0{,}7$ атм; $C = 825$ пФ

Таким образом, численно исследована возможность повышения КПД и энергетических характеристик саморазогревных рекомбинационных He-Sr^{+}(Ca^{+}) лазеров в режиме возбуждения пачками импульсов тока с коротким межимпульсным интервалом, когда возможно повышение эффективности создания ионов Sr^{++} (Ca^{++}) во втором и последующих импульсах возбуждения за счет ионизации не успевших прорекомбинировать ионов Sr^{+} (Ca^{+}). С использованием математической модели рассчитаны характеристики генерации He-Sr^{+} лазера при возбуждении пачками импульсов с межимпульсным интервалом 1 мкс. Показано, что при этом энергия импульса генерации может быть увеличена во втором импульсе на ~ 37%, пиковая мощность – на ~ 19%, а максимум КПД достигается в импульсах с номерами ~ 5–8, при этом он на ~ 39% превышает КПД в 1-м импульсе, и на ~ 25% – КПД в обычном импульсно-периодическим режиме генерации. Также найдено оптимальное количество импульсов в пачке ~ 10, при котором усредненный по пачке КПД и средняя мощность генерации могут возрасти на ~ 21%.

7.2.5. Повышение пиковой мощности и укорочение импульсов генерации методом разгрузки резонатора

Рекомбинационные He-Sr^{+}(Ca^{+}) лазеры могут быть перспективными для решения задач преобразования длины волны лазерного излучения (см. гл. 9). Для повышения эффективности оптической накачки актуальна проблема увеличения пиковой мощности и укорочения импульсов генерации. Эта проблема может быть решена с помощью метода разгрузки резонатора [86–87]. В режиме разгрузки резонатора используется модуляция полезных потерь, при этом до определенного момента, пока устройство вывода излучения (в этом качестве может быть использован акустооптический модулятор [86–87]) выключено, в «глухом» резонаторе происходит накопление фотонов, и интенсивность внутрирезонаторного лазерного поля растет. Затем при включении этого устройства излучение выводится из резонатора в виде короткого и мощного импульса генерации, параметры которого зависят как от величины коэффициента вредных потерь, ограничивающего время жизни фотонов в резонаторе, так и от момента и длительности

включения устройства вывода. В [62] было проведено численное моделирование режима разгрузки резонатора рекомбинационного He-Sr^+ лазера. Расчеты проводились для широкого диапазона значений коэффициента вредных потерь η_{bl} (10^{-6}–10^{-2} $см^{-1}$) и значений длительности включения устройства вывода излучения τ (5–20 нс). Результаты расчетов представлены на рис. 7.40 – 7.41.

При моделировании включение разгрузки резонатора осуществлялось в момент достижения максимума интенсивности внутрирезонаторного лазерного поля I (рис. 7.40, *а*), при этом коэффициент отражения устройства вывода R полагался изменяющимся по закону: $R(t) = \exp(-t/\tau)$. С ростом вредных потерь время жизни фотонов в резонаторе сокращается, что ограничивает период их накопления и приводит к снижению амплитуды интенсивности I. Если при малых потерях ($\eta_{bl} \sim 10^{-6}$ $см^{-1}$), согласно расчетам, накопление фотонов продолжается в течение всего импульса рекомбинационной накачки W_r, то при больших значениях η_{bl} интенсивность I растет лишь на некотором временном интервале в пределах действия накачки W_r (рис. 7.40, *а*), а затем спадает после достижения максимума, который, как показали расчеты, сдвигается к началу импульса накачки и снижается по величине, при увеличение вредных потерь. Как следствие, пиковая мощность и энергия импульса генерации при разгрузке резонатора снижаются с ростом η_{bl} (рис. 7.41). При этом пиковая мощность снижается также при увеличении длительности включения устройства вывода излучения τ (рис. 7.40, *с*, рис. 7.40, *а*).

Как видно из рис. 7.40, *b-c*, при разгрузке резонатора происходит значительное повышение пиковой мощности и укорочение импульсов генерации по сравнению с обычным режимом генерации. В частности, при $\eta_{bl} = 10^{-4}$ $см^{-1}$ и $\tau = 5$ нс величина P_{pk} увеличивается более чем на порядок (с ~ 1,2 кВт в обычном режиме до ~ 25 кВт в режиме разгрузки резонатора), тогда как длительность импульса генерации на полувысоте сокращается с ~ 280 до ~ 10 нс.

При еще меньших вредных потерях ($\eta_{bl} \sim 10^{-6}$ $см^{-1}$), как видно из рис. 7.41, *а*, пиковая мощность может превысить 40 кВт. Типичные значения коэффициента вредных потерь для He-Sr^+ лазеров по результатам наших измерений составляют $\eta_{bl} \sim (1–5)\cdot 10^{-4}$ $см^{-1}$.

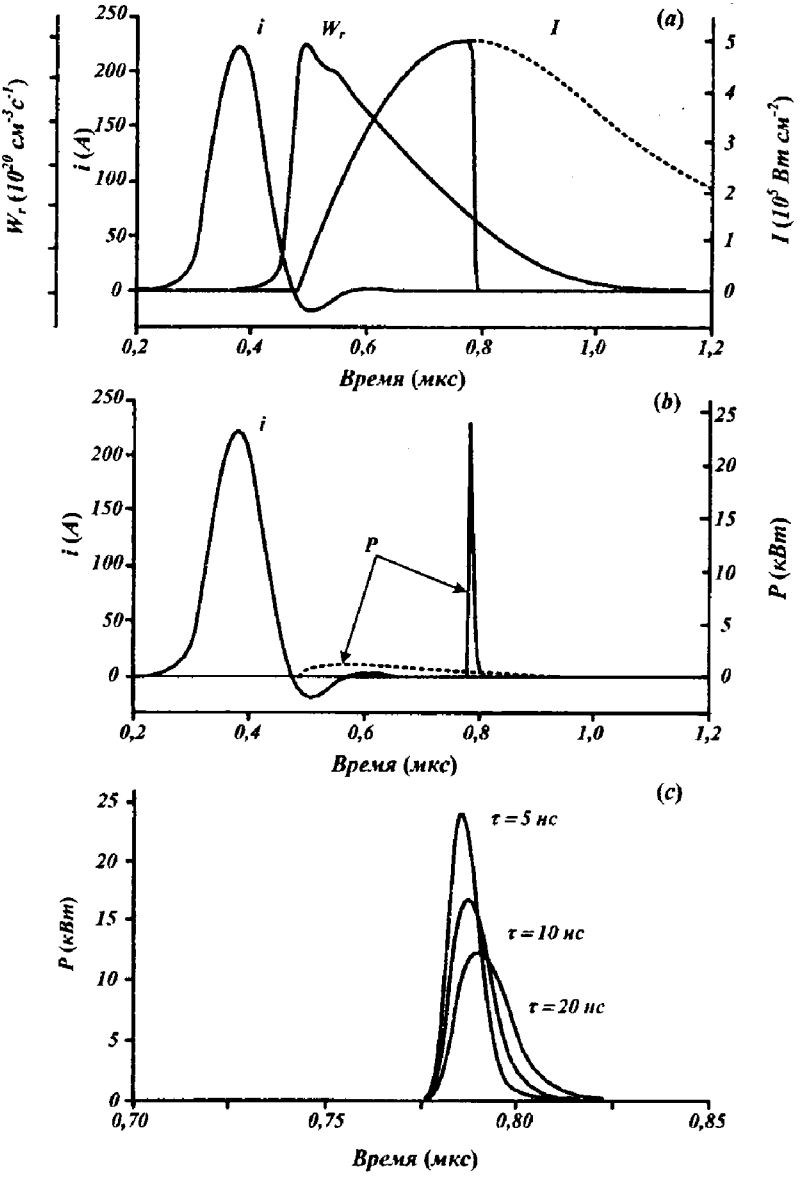


Рис. 7.40. Результаты численного моделирования режима разгрузки резонатора He-Sr^+ лазера при $\eta_{bl} = 10^{-4}$ см$^{-1}$; τ = 5 нс (*a-c*), 10 и 20 нс (*c*); штриховые кривые – интенсивность внутрирезонаторного лазерного поля без включения разгрузки резонатора (*a*) и мощность генерации в обычным режиме (*b*): l = 45 см; d = 1,5 см; p_{He} = 0,7 атм; C = 825 пФ

При использовании акустооптического модулятора в качестве устройства вывода излучения может быть реализована достаточно быстрая разгрузка резонатора с $\tau \sim 5$ нс при низком уровне вносимых им в резонатор дополнительных вредных потерь ($< 10^{-4}$ см$^{-1}$) [87], что позволит, согласно расчетам (рис. 7.41, *а*), увеличить пиковую мощность генерации типичного He-Sr^+ лазера более чем на порядок и достичь ее значений ≥ 10 кВт.

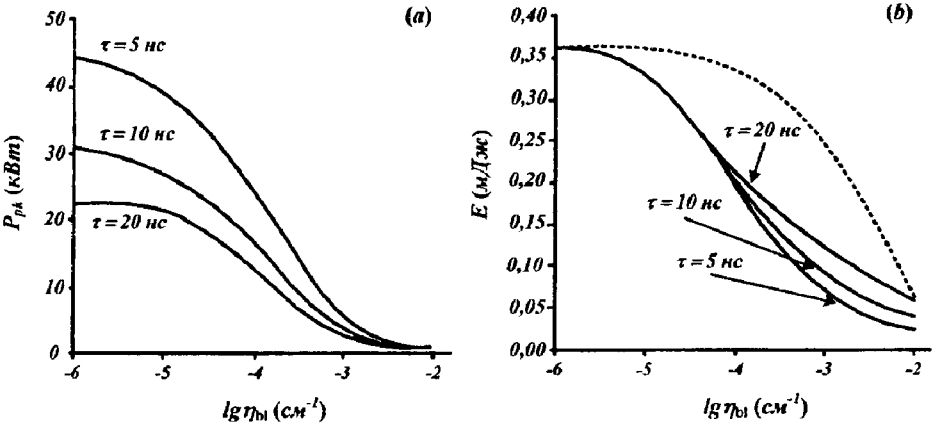


Рис. 7.41. Рассчитанные для He-Sr^+ лазера зависимости пиковой мощности (*а*) и энергии импульсов генерации (*b*) в режиме разгрузки резонатора от величины коэффициента вредных потерь; штриховая кривая – обычный режим генерации: $l = 45$ см; $d = 1{,}5$ см; $p_{He} = 0{,}7$ атм; $C = 825$ пФ

Таким образом, проведено численное моделирование режима разгрузки резонатора He-Sr^+ лазера для широкого диапазона значений коэффициента вредных потерь η_{bl} (10^{-6}–10^{-2} см$^{-1}$) и значений длительности включения устройства вывода излучения τ (5–20 нс). Рассчитаны зависимости пиковой мощности и энергии импульсов генерации от параметров η_{bl} и τ. Показано, что пиковая мощность типичного He-Sr^+ лазера может быть повышена в режиме разгрузки резонатора более чем на порядок и может достичь значений ≥ 10 кВт, при этом импульсы генерации могут быть существенно укорочены до значений длительности импульсов ~ 10 нс.

Литература

1. *Peavy G.M., Reinisch L. and Venugopalan V.* Comparison of contical bone ablations by using infrared laser wavelengths 2,9 to 9,2 μm // Lasers in Surgery & Medicine. – 1999. – № 26. – P. 421–434.

2. *Soldatov A.N., Filonov A.G., Shumeiko A.S., Kirilov A.E., Ivanov B., Haglund R., Mendenhall M., Gabella B. and Kostadinov I.* A Sealed-off Strontium-Vapor Laser // Proceedings of SPIE. – 2004. – Vol. 5483. – P. 252–261.

3. *Little C.E.* Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications. – Chichester, New York: John Willey & Sons, 1999. – 619 p.

4. *Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Полунин Ю.П., Реймер И.В., Хохряков И.В.* Импульсно-периодический лазер на RM-переходах гелия и стронция // Известия вузов. Физика. – 2008. – № 1. – С. 6-9.

5. *Горбунова Т.М., Солдатов А.Н., Филонов А.Г.* О механизме формирования инверсии на инфракрасных переходах атома SrI и иона SrII // Оптика атмосферы и океана. – 2004. – Т. 17, № 2-3. – С. 262–265.

6. *Солдатов А.Н., Филонов А.Г., Васильева А.В.* Исследование работы Sr-лазера при высоких частотах повторения импульсов // Оптика атмосферы и океана. – 2006. – Т. 19, № 2-3. – С. 224–226.

7. *Soldatov A.N., Polunin Yu.P., Sidorov I.V., Filonov A.G.* Large active volume Strontium-vapor laser operation // SPIE. 2006. – Vol. 4184. – P. 498–501.

8. *Солдатов А.Н., Филонов А.Г., Васильева А.В., Полунин Ю.П.* Лазерная система «генератор-усилитель» на парах стронция со средней мощностью более 20 Вт // Оптика атмосферы и океана. 2008. – Т. 21, № 8. – С. 666–668.

9. *Полунин Ю.П., Солдатов А.Н., Юдин Н.А.* Формирование инверсии в лазерах на самоограниченных переходах атомов металлов в условиях сверхбыстрого пробоя // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22, № 11. – С. 1051–1056.

10. *Петраш Г.Г.* Импульсные газовые лазеры // Успехи физических наук. – 1971. – Т. 105. – С. 645–676.

11. *Солдатов А.Н., Соломонов В.И.* Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. – Новосибирск: Наука, 1985.

12. *Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. – М.: Научная книга, 1998. – 544 с.

13. *Энциклопедия* низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. Т. XI-4. Газовые и плазменные лазеры. – М.: Физматлит, 2005. – 822 с.

14. *Исаев А.А., Казаков В.В., Лесной М.А., Маркова С.В., Петраш Г.Г.* Распад метастабильных состояний и его влияние на характеристики генерации лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 1986. – Т. 13, № 11. – С. 2302–2309.

15. *Исаев А.А., Михкельсоо В.Т., Петраш Г.Г., Пеэт В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б.* Кинетика возбуждения рабочих уровней лазера на парах меди в режиме сдвоенных импульсов // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15, № 12. – С. 2510–2513.

16. *Petrash G.G.* Kinetic processes determining attainable pulse repetition rate in pulsed metal vapor lasers // Proc. SPIE. – 1998. – Vol. 3403. – P. 110–119.

17. *Петраш Г.Г.* Процессы, определяющие достижимую частоту повторения импульсов в импульсных лазерах на парах металлов и их соединений / Препринт ФИАН (Москва). – 1999. – № 28. – 36 с.

18. *Petrash G.G.* The processes limiting the pulse repetition rate in pulsed metal and metal compound vapor lasers // Laser Physics. – 2000. – Vol. 10, № 5. – P. 994–1008.

19. *Бохан П.А., Герасимов В.А., Соломонов В.И., Щеглов В.Б.* О механизме генерации лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 1978. – Т. 5, № 10. – С. 2162–2173.

20. *Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И.* О механизме ограничения частоты следования импульсов генерации в лазере на парах меди // Квантовая электроника. – 1980. – Т. 7, № 7. – С. 1264–1269.

21. *Бохан П.А.* О механизме ограничения оптимальной частоты следования импульсов генерации в лазерах на самоограниченных переходах в парах металлов // Квантовая электроника. – 1985. – Т. 12, № 5. – С. 945–952.

22. *Бохан П.А.* Процессы релаксации и влияние метастабильных состояний атомов и ионов металлов на механизм генерации и энергетические характеристики лазеров // Квантовая электроника. – 1986. – Т. 13, № 9. – С. 1837–1846.

23. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* О предельных частотах следования импульсов генерации в лазерах на парах меди // Журнал технической физики. – 1997. – Т. 67, № 5. – С. 54–60.

24. *Яковленко С.И.* Критическая плотность электронов при ограничении частоты следования импульсов в лазере на парах меди // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 6. – С. 501–505.

25. *Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaniev O.V.* The influence of the initial density of metastable states and electron density on the pulse repetition rate in a copper-vapor laser // Laser Physics. – 2001. – Vol. 11. – P. 580–588.

26. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Влияние согласования генератора накачки с лазерной трубкой и условий накачки на релаксацию метастабильных состояний и частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32, № 7. – С. 602–608.

27. *Юдин Н.А.* Влияние предымпульсных параметров плазмы на частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди // Оптика атмосферы и океана. – 2006. – Т. 19, № 2-3. – С. 145–150.

28. *Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В., Полунин Ю.П., Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Фесенко А.А.* О предельной частоте следования импульсов генерации самоограниченного $He\text{-}Sr^{+}$ лазера // Оптика атмосферы и океана. – 2008. – Т. 21, № 8. – С. 696–699.

29. *Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В., Полунин Ю.П., Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Фесенко А.А.* О предельной частоте следования импульсов генерации ионного самоограниченного лазера на парах стронция // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 11. – С. 1009–1015.

30. *Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В., Колмаков Е.А., Полунин Ю.П., Костыря И.Д.* Лазер на парах стронция с частотой следования импульсов генерации до 1 МГц // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42, № 1. – С. 31–33.

31. *Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Фесенко А.А.* Кинетика активной среды рекомбинационного He-Sr^+ лазера. II. Достижимые энергетические характеристики // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 4. – С. 309–318.

32. *Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Ионные лазеры на парах металлов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

33. *Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F.* Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges. – Chichester, New York: John Willey & Sons, 1996. – 285 p.

34. *Soldatov A.N.* Multiple-wavelength nanosecond gas-vapor lasers: experiments and applications // Book of abstracts The 18th International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers & High Power Lasers. GCL&HPL 2010. Sofia. Bulgaria. – 2010. – P. 9.

35. *Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L.* Mathematical modeling of ion recombination strontium vapour laser // Proceedings of SPIE. – 2004. – Vol. 5483. – P. 83–103.

36. *Климкин В.М., Монастырев С.С., Прокопьев В.Е.* Селективная релаксация долгоживущих состояний атомов металлов в газоразрядной плазме. Стационарная генерация на переходах $^1P_1^0 - {}^1D_2$ кальция и стронция // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 20, В. 4. – С. 251–253.

37. *Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И.* Квазинепрерывная генерация на переходе с резонансного $^1P_1$ на метастабильный $^1D_2$ уровень кальция // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9, № 10. – С. 2075–2077.

38. *Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И.* Квазинепрерывная генерация на переходе между резонансным 6^1P_1 и метастабильным 5^1D_2 уровнями атома бария в электрическом разряде // Доклады академии наук СССР. – 1983. – Т. 273, № 1. – С. 101–103.

39. *Soldatov A.N., Filonov A.G., Shumeiko A.S., Kuznetsova A.V., Sidorov I.V., Chausova L.N., Polunin Yu.P., Ivanov B., Haglund R. and Kostadinov I.* A New Laser System for Resonance Ablation of Tissues and Polyamides // The 7-th Int. Symp. Laser Physics and Laser Technology, Tomsk, Russia. – 2004. – P. 32–40.

40. *Soldatov A.N., Filonov A.G., Polunin Yu. P. and Sidorov I.V.* SrI- and SrII- vapor laser active volume scaling // The 8-th Sino-Russian Symp. On laser physics and laser technologies, Tomsk, Russia. – 2006. – P. 5–10.

41. *Soldatov A.N., Filonov A.G., Polunin Yu.P. and Sidorov I.V.* A multiple-wavelength unfrared SrI- and SrII-vapor laser oscillator-amplifier system // The 8-th Sino-Russian Symp. On leser physics and laser technologies, Tomsk, Russia. – 2006. – P. 26–290.

42. *Земсков К.И., Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г., Раутиан С.Г.* Применение неустойчивых резонаторов для получения дифракционной расходимости излучения импульсных газовых лазеров с большим усилением // Квантовая электроника. – 1974. – Т. 1, № 4. – С. 863–869.

43. *Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г., Раутиан С.Г.* Сжимающиеся пучки в телескопических неустойчивых резонаторах // Квантовая электроника. – 1974. – Т. 1, № 6. – С. 1379–1388.

44. *Елаев В.Ф., Мельченко В.С., Поздеев В.В., Солдатов А.Н.* Влияние радиальной неоднородности газоразрядной плазмы на параметры генерации медного лазера // Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов. – Томск: Изд-во ИОА СО АН СССР, 1978. – С. 179–188.

45. *Солдатов А.Н.* Лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов с управляемой генерацией: Дис. … д-ра физ.-мат. наук. – Томск: ТГУ, 1997.

46. *Васильева А.В., Латуш Е.Л., Полунин Ю.П., Солдатов А.Н., Чеботарев Г.Д., Юдин Н.А.* Визуализация ИК-излучения лазера на парах стронция // Известия вузов. Физика. – 2010. – Т. 53, № 5/2. – С. 62–65.

47. *Soldatov A.N., Voronov V.I., Polunin Yu.P. and Filonov A.G.* A multiple-wavelength CuBr +Sr laser with controllable lasing characteristics // Proc. VI Int. Conf. «Atomic and molecular pulsed lasers». – Tomsk, 2003. – P. 77.

48. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Влияние температуры активной среды на характеристики генерации рекомбинационного Sr-He лазера // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15, № 9. – С. 1762–1764.

49. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Малогабаритный гелий-стронциевый лазер с водяным охлаждением // Труды Всесоюз. совещ. «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах». – Томск: Изд. ТГУ, 1986. – С. 33–34.

50. *Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Васильченко А.В.* Импульсные катафорезные лазеры на парах кадмия и стронция // Оптика атмосферы и океана. – 1998. – Т. 11, № 2-3. – С. 171–175.

51. *Latush E.L., Chebotarev G.D., Vasilchenko A.V.* Strontium and cadmium pulsed cataphoretic lasers // Proc. SPIE. – 1998. – Vol. 3403. – P. 141–144.

52. *Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Сэм М.Ф.* Малогабаритные He-Sr^+(Ca^+) рекомбинационные лазеры // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 6. – С. 471–478.

53. *Butler M.S., Piper J.A.* Pulse energy scaling characteristics of longitudinally excited Sr^+ discharge recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1985. – V. 21, № 10. – P. 1563–1566.

54. *Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Букшпун Л.М., Коптев Ю.В., Атамась С.Н.* Газоразрядные рекомбинационные лазеры на парах стронция и кальция // Оптика и спектроскопия. – 1992. – Т. 72, № 5. – С. 1215–1228.

55. *Latush E.L., Koptev Yu.V., Sem M.F., Bukshpun L.M., Atamas' S.N.* Strontium and calcium vapor recombination lasers: excitation mechanisms, operation regimes, and applications // Proc. SPIE. – 1993. – Vol. 2110. – P. 106–127.

56. *Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Фесенко А.А.* Оптимизация и управление выходными характеристиками He-Sr^+(Ca^+) рекомбинационных лазеров // Оптика атмосферы и океана. – 2008. – Т. 21, № 8. – С. 682–690.

57. *Butler M.S., Piper J.A.* Long-volume longitudinally excited Ca^+ discharge-recombination laser // Opt. Lett. – 1987. – Vol. 12, № 3. – P. 166–168.

58. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Накачка рекомбинационного лазера на ионе стронция в схеме со срезающим тиратроном // Квантовая электроника. – 1991. – Т. 18, № 8. – С. 926–928.

59. *Little C.E., Piper J.A.* Average-Power Scaling of Self-Heated Sr^+ Afterglow Recombination Laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1990. – Vol. 26, № 5. – P. 903–910.

60. *Chebotarev G.D., Latush E.L., Sem M.F.* A compact He-Sr^+ (430.5 nm) laser with highly specific characteristics // J. Moscow Phys. Soc. – 1997. – Vol. 7, № 2. – P. 125–128.

61. *Atamas' S.N., Latush E.L., Sem M.F.* He-Sr recombination laser with helium pressure up to 5 atm // J. Russian Laser Research. – 1994. – Vol. 15, № 1. – P. 66–68.

62. *Чеботарев Г.Д.* Кинетика активных сред рекомбинационных газоразрядных лазеров: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: ЮФУ, 2009.

63. *Лесин В.В., Лисовец Ю.П.* Основы методов оптимизации. – М.: МАИ, 1998. – 344 с.

64. *Химмельблау Д.* Прикладное нелинейное программирование. – М.: Мир, 1975. – 534 с.

65. *Cheng C., He S.* Optimal design for a copper vapour laser with a maximum output by using a genetic algorithm // Optical and Quant. Electron. – 2001. – Vol. 33. – P. 83–98.

66. *Carroll D.L.* Genetic algorithms and optimizing chemical oxygen-iodine lasers // Developments in theoretical and applied mechanics. – 1996. – Vol. 18. – P. 411- 424.

67. *Carroll D.L.* Chemical laser modeling with genetic algorithms // AIAA Journal. – 1996. – Vol. 34, № 2. – P. 338–346.

68. *Holland J.H.* Adaptation in natural and artificial systems. – Ann Arbor.: University of Michigan Press, 1975.

69. *Goldberg D.E.* Genetic algorithms in search, optimization and machine learning. – Addison-Wesley, 1989.

70. *McLucas C.W., McIntosh A.J.* Investigation of laser emission in Sr^+ and Ca^+ // J. Phys. D. – 1987. – Vol. 20, № 5. – P. 591–596.

71. *Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Пруцаков О.О., Фесенко А.А.* Кинетика активной среды рекомбинационного He-Sr^+ лазера. I. Пространственно-временные характеристики // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 4. – С. 299–308.

72. *Künnemeyer R., McLucas C.W., Brown D.J.W., McIntosh A.J.* Time-resolved measurements of population density in a Sr^+ recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1987. – Vol. 23, № 11. – P. 2028–2030.

73. *Loveland D.G., Webb C.E.* Measurement of the electron density in a strontium vapour laser // J. Phys. – 1992. – Vol. 25. – P. 597 -604.

74. *Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А.* Эффективность лазера на парах меди с частичным разрядом накопительной емкости // Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21, № 8. – С. 733- 734.

75. *Климкин В.М., Прокопьев В.Е., Фадин Л.В.* Измерение скорости накачки и концентрации электронов в импульсных He-Eu и He-Sr лазерах // Квантовая электроника. – 1979. – Т. 6, № 3. – С. 599–602.

76. *Little C.E., Piper J.A.* Average-power limitations of large-aperture self-heated Ca^+ afterglow-recombination lasers // Opt. communs. – 1988. – Vol. 68, № 4. – P. 282–286.

77. *Loveland D.G., Ochard D.A., Zerouk A.F., Webb C.E.* Design of a 1.7 W stable long-lived strontium vapour laser // Meas. Sci. Technol. – 1991. – Vol. 2, № 11. – P. 1083–1087.

78. *Латуш Е.Л.* Газоразрядные рекомбинационные лазеры на парах металлов: Дис. … д-ра физ.-мат. наук. – Ростов-на-Дону: РГУ, 2000.

79. *Букштун Л.М., Атамась С.Н., Жуков В.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* He-Sr лазер со средней мощностью 3 Вт // Известия вузов. Физика. – 1983. – № 6. – С. 105–107.

80. *Букштун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Роль теплоотвода в повышении средней мощности генерации рекомбинационных лазеров на парах Sr и Ca // Теплофизика высоких температур. – 1986. – Т. 24, № 2. – С. 402–405.

81. *Чеботарев Г.Д., Пруцаков О.О., Латуш Е.Л.* Критерии пространственной однородности активных сред катафорезных импульсно-периодических лазеров на парах металлов // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 7. – С. 598–604.

82. *Bethel J.M., Little C.E.* Forced-air cooled strontium-ion recombination laser // Opt. Communs. – 1991. – Vol. 84, № 5–6. – P. 317–322.

83. *Hentschel R.M., Piper J.A.* Repetition-rate scaling of a rectangular bore discharge-excited Sr^+ recombination laser // Opt. Communs. – 1994. – Vol. 113. – P. 91–98.

84. *Hentschel R.M., Piper J.A.* Optical Characteristics of a rectangular bore discharge-excited Sr^+ recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. – 1996. – Vol. 32, № 5. – P. 756–763.

85. *Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. II. Генерация на ионных переходах металлов // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 6. – С. 1257–1267.

86. *Звелто О.* Принципы лазеров. – М.: Мир, 1990 – 560 с.

87. *Maydan D.* Fast modulator for extraction of internal laser power // J. of Appl. Phys. – 1970. – Vol. 41, № 4. – P. 1552–1559.

Глава 8

СПОСОБЫ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УПРАВЛЕНИЯ ВЫХОДНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

Обладая рядом несомненных достоинств, лазеры на самоограниченных переходах имеют ряд недостатков, которые ограничивают область их применения. В первую очередь следует отметить сильную зависимость температуры активного объема, энергии, импульсной и средней мощности генерации, а также формы генерируемого импульса от ЧСИ возбуждения. Наиболее резко эти недостатки проявляются при саморазогревном способе возбуждения, когда периодически повторяющиеся импульсы накачки выполняют две задачи одновременно: во-первых, они производят разогрев активной среды до рабочей температуры и этим создают необходимую концентрацию паров металла; во-вторых, за счет разных скоростей возбуждения резонансных и метастабильных уровней на фронте импульса тока создается инверсная населенность на рабочем переходе. Так как эффективность нагрева повышается с увеличением длительности импульса накачки, а увеличение энергии генерации в импульсе достигается при сокращении импульса возбуждения, то в саморазогревном способе возбуждения реализуется компромиссный вариант, что является одной из причин недостаточно высокого КПД. В этом случае невозможно независимо регулировать нагрев и оптимизировать параметры импульса возбуждения. Кроме того, в таком лазере изменяются практически все параметры по мере изменения газового состава плазмы разряда, при изменении температуры окружающей среды и ЧСИ возбуждения. Другими словами, при известном саморазогревном способе возбуждения отсутствует возможность регулировать параметры генерации.

В данной главе на примере лазера на парах меди показана возможность управления выходными характеристиками излучения с помощью воздействия на параметры активной среды. Как частный случай, рассмотрена задача по стабилизации выходных характеристик лазеров. Также представлены результаты экспериментальных и численных исследований по управлению выходными характеристиками излучения лазера на парах стронция и указаны основные отличия в управлении этими характеристиками для рассматриваемых лазеров.

8.1. Саморазогревные лазеры с контролируемыми характеристиками генерации

При длительной работе саморазогревного лазера на парах металла на оптимальной ЧСИ достигаются стационарная температура стенок ГРТ и стабильные параметры импульсов возбуждения. Это позволяет при постоянной ЧСИ получать стабильную среднюю мощность генерации. В этом случае степень постоянства выходных параметров лазера будет зависеть от повторяемости параметров импульсно - периодического разряда и сохранения на одном уровне всех параметров газоразрядной плазмы. Однако с уменьшением ЧСИ уменьшается энерговклад в ГРТ, что приводит к снижению температуры активного объема, концентрации паров металла и энергии генерации. В [1] описан лазер на парах меди, в активной среде которого последовательно возбуждаются два газовых разряда: один из них служит для образования паров, другой создает в них инверсную населенность. Авторами [1] показана принципиальная возможность независимой оптимизации нагрева и возбуждения паров рабочего вещества. Достигнута удельная энергия импульса генерации ~ 30 мкДж/см^3 при импульсной мощности ~ 4 кВт/см^3. Однако предложенный способ возбуждения реализован для низкой ЧСИ (50 Гц), что существенно ограничивает величину средней мощности генерации. Кроме того, этот способ позволяет автономно задавать температуру газоразрядного канала ГРТ, не обладая возможностью эффективно воздействовать на другие параметры газоразрядной плазмы (такие как n_e, T_e, населенность нижних лазерных уровней), что затрудняет его использование для управления энергетическими характеристиками генерации. В то же время извест-

но, что изменение предымпульсных параметров плазмы приводит в конечном итоге к изменению энергии генерации в импульсе, длительности импульса генерации, импульсной и средней мощности генерации. Этот факт и предполагает возможность полного управления выходными энергетическими характеристиками генерации при наложении двух импульсно-периодических разрядов, один из них создает инверсную населенность на рабочих переходах, второй осуществляет изменение параметров газоразрядной плазмы. Параметры первого разряда могут быть оптимизированы по максимальной мощности генерации или максимальному КПД. Изменяя форму импульсов, энерговклад, временное расположение импульсов второго разряда, можно реализовать управление генерационными характеристиками через изменение концентрации нормальных и возбужденных атомов рабочего вещества, температуры плазмы, концентрации электронов и т.д. Такой метод предложен в [2–3]. На рис. 8.1 приведены диаграммы, иллюстрирующие реализацию способа возбуждения [2–3] лазеров на парах металлов со стабилизацией энергии генерации в импульсе при изменении ЧСИ. Как видно из диаграмм, одновременно с импульсом возбуждения формируется дополнительный импульс длительностью – τ, причем его крутизна и амплитуда меньше соответствующих параметров импульса возбуждения, а энергия, вкладываемая в разряд в течение дополнительного импульса, в k раз выше, чем та, что вкладывается в импульс возбуждения. Значение τ и k должны удовлетворять соотношению:

$$\tau = (f_{max} - f) / f f_{max};\ k = (f_{max} - f) / f, \qquad (8.1)$$

где f_{max} – наибольшая ЧСИ возбуждения лазера; f – ЧСИ возбуждения. Выполнение этого условия обеспечивает постоянство энерговклада в ГРТ на разных частотах, а также одинаковое время между окончанием предшествующего импульса подогрева и следующего за ним импульса возбуждения. Такой способ перестройки ЧСИ требует изменения только одного параметра – энергии дополнительного импульса за счет изменения его длительности. В случае необходимости энергию импульса генерации можно регулировать, например, изменением амплитуды импульса возбуждения.

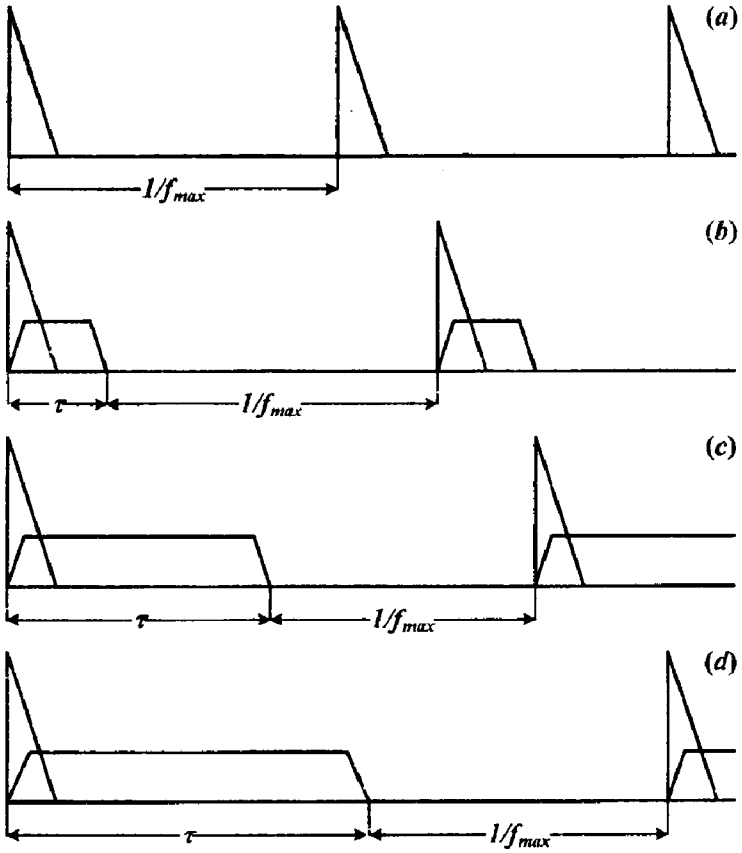


Рис. 8.1. Диаграммы способа возбуждения лазера со стабилизацией энергии генерации при изменении f: *a*) $f = f_{max}$, $k = 0$, $\tau = 0$; *b*) $f = 0{,}8\,f_{max}$, $k = 0{,}25$, $\tau = 0{,}2\,/f_{max}$; *c*) $f = f_{max}/2$, $k = 1$, $\tau = 1/f_{max}$; *d*) $f = 0{,}4\,f_{max}$, $k = 1{,}5$, $\tau = 1{,}5\,/f_{max}$

В действительности описанный выше способ возбуждения представляет технически трудно реализуемую задачу. Для того чтобы управлять длительностью второго импульса, необходим управляемый коммутатор. Тиристорные и транзисторные ключи в данном случае использовать невозможно. Они должны работать на нагрузку в условиях наложения высоковольтных импульсов возбуждения, превышающих обратное напряжение, которое выдерживают современные

транзисторы и тиристоры. Применение электронных ламп значительно усложняет схему питания лазера. В [4] предложен метод формирования дополнительных импульсов, основанный на том, что перед каждым импульсом возбуждения (ИВ) формируется n дополнительных импульсов (ДИ), не вызывающих генерации. Временные задержки между ними и следующими за ними ИВ равны межимпульсному периоду при наибольшей ЧСИ генерации. При этом $n - 1$ дополнительных импульсов должны иметь энергию, равную ИВ, а энергия первого из ДИ меньше энергии ИВ в m раз. Количество ДИ и величина m определяются из выражения:

$$f_{max} / f = n + 1 / m, \tag{8.2}$$

где n, m – целые числа.

Формирование ДИ позволяет поддерживать постоянной вкладываемую в разряд мощность. Это условие запишется следующим образом:

$$E \cdot f_{max} = E f + E(n - 1) \cdot f + E_n f = \text{const}; \; E_n = E/m, \tag{8.3}$$

где E и E_n – энергия ИВ и первого ДИ, соответственно. Строго говоря, для достижения одинаковых параметров плазмы перед ИВ при изменении f последний из ДИ должен обладать не только одинаковым энерговкладом, но и иметь такую же, как у ИВ, форму. Однако при подаче ДИ происходит лазерная генерация. Поэтому для повышения степени стабилизации энергии генерации необходимо формировать один или несколько ДИ перед каждым ИВ при $f = f_{max}$. В этом методе точность стабилизации выходных параметров лазера будет ограничена только повторяемостью параметров ИВ и ДИ. Кроме того, такой способ возбуждения позволяет в принципе реализовать работу лазера в дежурном режиме с любой ЧСИ от 0 до f_{max}. Вышеописанные способы предложены для стабилизации энергетических характеристик лазерного излучения на основе того, что при равных предымпульсных условиях и стабильных импульсах возбуждения реализуются одинаковые параметры импульсов генерации.

Стабильность предымпульсных параметров плазмы при изменении ЧСИ определяется наложением ДИ с вышеописанными параметрами. В этих способах заложено рациональное зерно – осуществлять стаби-

лизацию и управление выходными параметрами лазерного излучения можно за счет формирования с каждым импульсом возбуждения одного или нескольких ДИ, производящих стабилизацию теплового режима работы ЛПМ и целенаправленное воздействие на параметры плазмы в межимпульсный период. Эти способы можно рассматривать как основу для дальнейшего развития ЛПМ с управляемыми параметрами генерации.

8.1.1. Лазеры со стабилизацией параметров генерации

Схема стабилизированного лазера [2, 5] показана на рис. 8.2. Задающий генератор *8* вырабатывает импульсы на рабочей ЧСИ, которые поступают на модулятор *9*. Тиратрон VL1 и конденсатор С4 служат для формирования импульсов возбуждения (ИВ), а тиратрон VL2 и конденсаторы С1–С3 для формирования импульсов подогрева. Лазер имеет два канала обратной связи: стабилизации выходного параметра (энергия генерации в импульсе, средняя или импульсная мощность излучения) и стабилизация температуры. Стабилизация выходного параметра производится следующим образом. От светоделительной пластины *13* лазерное излучение поступает на измеритель выходного параметра *4*, сигнал с которого поступает на один из входов электронного регулятора *6*. На второй вход регулятора от датчика выходного параметра *5* подается опорное напряжение. При возникновении разности потенциалов между опорным напряжением и напряжением измерителя выходного параметра электронный регулятор компенсирует зарядное напряжение на конденсаторе С4. Последнее обеспечивает необходимое изменение выходного параметра. С целью управления уровнем выходного сигнала опорное напряжение в блоке *5* может изменяться в широких пределах, а управление опорным напряжением может производиться внешним устройством, связанным с задающим генератором. Стабилизация температуры рабочего объема ГРТ осуществляется таким же образом, как и стабилизация генерационных параметров. С целью уменьшения перегрузок выпрямителя при быстром увеличении ЧСИ между регулятором напряжения *2* и задающим генератором *8* введена связь, обеспечивающая уменьшение напряжения выпрямителя *3* при увеличении ЧСИ. Для расширения

частотного диапазона стабилизированного лазера в источнике подогрева рабочая емкость изменялась подключением конденсаторов С2, С3. Режим стабилизации температуры рабочего объема при емкости 20 нФ обеспечивался в диапазоне 1–10 кГц. При емкости 60 нФ частоту удавалось снизить до 0,25 кГц а при емкости 100 нФ – до 0,1 кГц. Подключение и отключение конденсаторов С2 и С3 производилось при работающем лазере с помощью высоковольтных вакуумных реле, которые управлялись от задающего генератора.

Описанная система питания позволяет осуществить следующие режимы работы лазера:

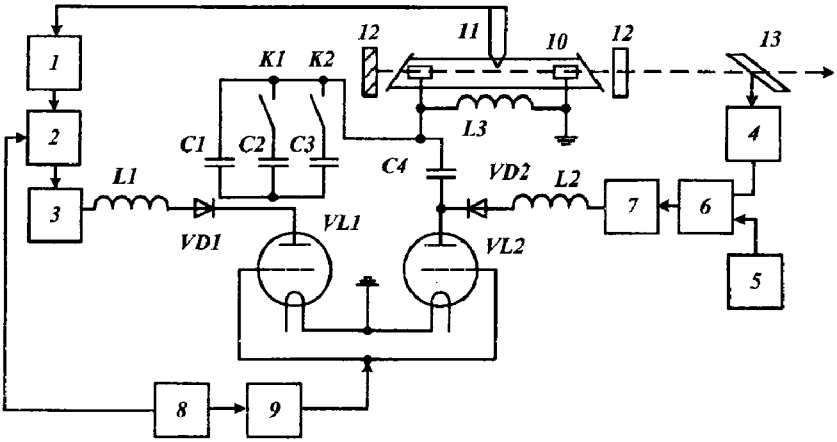


Рис. 8.2. Схема лазера со стабилизацией выходных параметров:
1 – измеритель температуры; *2*, *6* – электронные регуляторы;
3, *7* – высоковольтные выпрямители; *4* – измеритель выходного параметра; *5* – задатчик выходного параметра; *8* – задающий генератор; *9* – модулятор; *10* – газоразрядная трубка; *11* – термопара; *12* – зеркала резонатора; *13* – светоделительная пластинка; K1, K2 – высоковольтные вакуумные реле; C1–C4 – рабочие емкости; L1, L2 – зарядные индуктивности, L3 – шунтирующая индуктивность;
VD1, VD2 – зарядные диоды; VL1, VL2 – тиратроны

1. При использовании только одного источника возбуждения на тиратроне VL2 с рабочей емкостью С4, равной 1–3 нФ, формируется короткий импульс возбуждения 100–200 нс, и регулируется обычный

режим работы саморазогревного лазера. При включении обратной связи осуществляется стабилизация средней мощности на фиксированной частоте.

2. Использование одного источника подогрева на тиратроне VL1 с рабочими емкостями С1–С3 позволяет реализовать саморазогревной режим работы лазера при изменении ЧСИ (от сотен герц до десятков килогерц), а подключение обратной связи обеспечивает режим стабилизации температуры рабочего объема. Управление энерговкладом производится в этом случае за счет изменения не только длительности, но и амплитуды. Генерация наблюдалась при всех испытанных рабочих емкостях до 100 нФ.

3. При одновременном включении источников возбуждения и подогрева в активном элементе формируется суммарный импульс возбуждения, фронт которого определяется источником возбуждения, а длительность импульса и его энергия – источником подогрева. Это обеспечивает не только генерацию при всех ЧСИ, но и стабилизацию его выходных параметров.

Контроль импульсов тока и напряжения проводился с помощью пояса Роговского и малоиндуктивного компенсированного делителя напряжения. Импульсы генерации фиксировались с помощью коаксиального фотоэлемента ФЭК-9. Регистрация импульсов производилась на двухканальном запоминающем осциллографе С7-8, при этом на один канал через быстродействующий автоматический коаксиальный переключатель подавалось два сигнала: импульс напряжения с делителя напряжения и импульс тока с пояса Роговского, а на другой канал – импульс генерации с ФЭКа, что позволяло наблюдать на экране одновременно три сигнала.

Эксперименты по стабилизации выходных параметров лазера на парах меди включали два этапа. На первом этапе проводилось исследование закономерностей изменения выходных лазерных параметров, когда в соответствии со схемой рис. 8.2 поддерживалась постоянная рабочая температура. Стабилизация температуры производилась за счет автоматического изменения напряжения источника подогрева. Канал стабилизации выходного параметра был отключен. Контроль температуры показал, что ее колебания на внешней поверхности керамической трубки, которая служила газоразрядным каналом, не превышали 10°С. На рис. 8.3 представлена зависимость средней мощно-

сти генерации от ЧСИ для трех режимов работы. При длительной работе лазера на частоте 7 кГц колебания энергии в импульсе составляли 5%, на частоте 4 кГц – 7%. Из представленной на рис. 8.3 зависимости $P(f)$ видно, что наиболее выгоден для стабилизации режим, соответствующий кривой *3*.

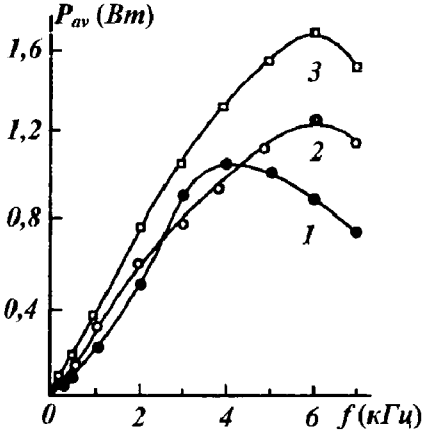


Рис. 8.3. Зависимость средней мощности генерации от ЧСИ:
С1–С3 = 60 нФ; С4 = 4,7 (*1*) и 3 нФ (*2*, *3*); p_{Ne} = 20 (*1*)
и 30 Торр (*2*, *3*); T = 1400 (*2*) и 1425°С (*3*)

На рис. 8.4 представлены формы импульсов напряжения *1* и генерации *2* для разных f (А – амплитуда импульса генерации). Условия эксперимента соответствовали кривой 3 на рис. 8.3. Отметим, что осциллограммы в диапазоне частот от 0,25 до 7 кГц (рис. 8.4) получены в режиме стабилизации температуры, а осциллограммы для 0,01 кГц в режиме остывания при кратковременном переключении ЧСИ. В последнем случае параметры источника подогрева при емкости 60 нФ не могли обеспечить необходимой температуры рабочего объема.

Анализируя результаты экспериментов и полагая, что давление паров меди в активном объеме сохранялось постоянным при частотах 0,25–7 кГц, весь исследованный диапазон частот можно условно разбить на две характерные области: от 2 до 7 и менее 2 кГц. В первой области время от начала импульса возбуждения до начала импульса

генерации остается неизменным. При дальнейшем уменьшении f амплитуда напряжения подогревающего импульса становится сравнима с ИВ и начинает участвовать в создании инверсной населенности. Это отражается и на генерации. Действительно, в первой области частот форма импульса генерации (крутизна фронта, амплитуда, длительность по полувысоте) изменяется мало. Изменение связано в основном с увеличением межимпульсного периода и энерговклада в сдвоенном импульсе. Эта область частот наиболее благоприятна с точки зрения стабилизации в исследованном режиме возбуждения. Начиная с 2 кГц, импульс генерации начинает заметно уширяться, крутизна фронта уменьшается, а амплитуда падает.

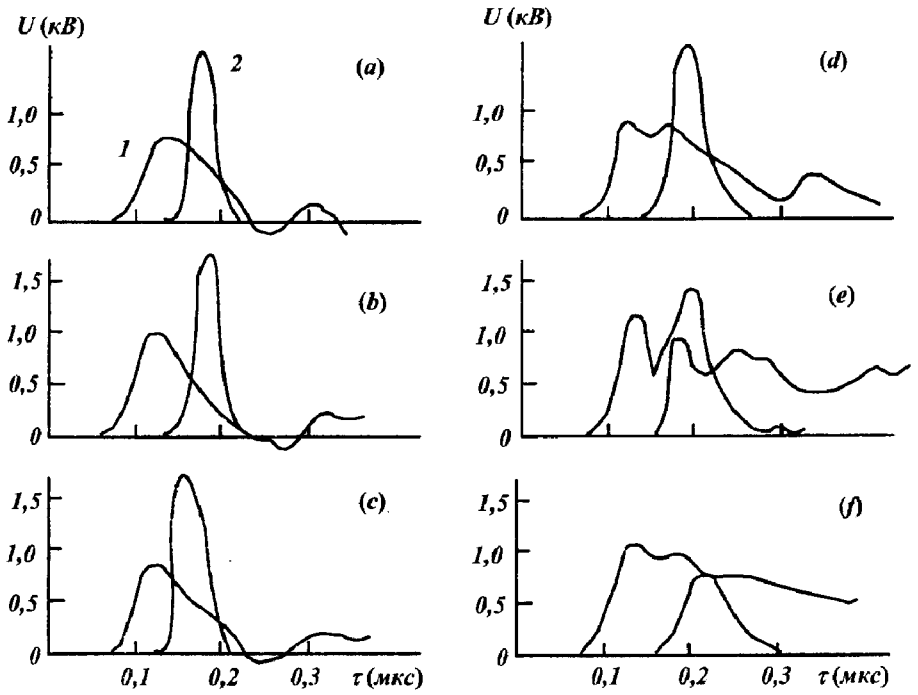


Рис. 8.4. Зависимость импульсов напряжения (*1*) и генерации (*2*) от ЧСИ: $f = 7$ (*a*), 5 (*b*), 3 (*c*), 1 (*d*), 0,25 (*e*) и 0,01 кГц (*f*); $E = 0{,}21$ (*a*), 0,3 (*b*), 0,35 (*c*), 0,37 (*d*), 0,34 (*e*) и 0,2 мДж (*f*)

На рис. 8.5 представлен один из результатов экспериментов, проведенных с лазером, схема которого описывалась выше, при включении двух каналов стабилизации. Оперативное управление амплитудой напряжения возбуждающего импульса позволяет дополнительно регулировать импульс генерации. Точность стабилизации энергии в импульсе зависит от ЧСИ. В диапазоне 1–6,5 кГц она составляет 1,5%, а при уменьшении частоты до 0,5 кГц нестабильность увеличивается до 3%. Емкость источника подогрева на частоте 6,5–1 кГц равнялась 20 нФ, на частоте 1–0,5 кГц – 40 нФ, на частоте, меньшей 0,5 кГц, – 60 нФ. Частота следования импульсов в указанных экспериментах изменялась со скоростью 1–2 кГц/мин.

Одной из причин ухудшения точности стабилизации при низких частотах является изменение режима работы катода активного элемента в процессе перестройки ЧСИ. Можно значительно улучшить степень стабилизации, если использовать несколько другой метод формирования дополнительных импульсов. А именно, перед каждым ИВ необходимо формировать n дополнительных импульсов в соответствии с соотношением (8.3).

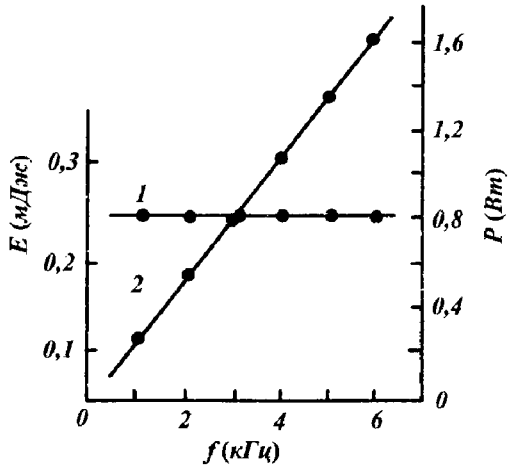


Рис. 8.5. Зависимость энергии импульса генерации (*1*) и средней мощности (*2*) от ЧСИ при работе лазера в режиме стабилизации: С4 = 3,0 нФ, С1–С3 = 20 нФ на частотах 3–6 кГц и 40 нФ на частотах 1–2 кГц

8.1.2. Управление энергетическими характеристиками лазера через электронную компоненту плазмы

Мощность, вводимая в ГРТ, при традиционных схемах возбуждения с полным разрядом накопительной емкости, определяется соотношением

$$P = K(CU^2/2)f, \tag{8.4}$$

где C – накопительная емкость, U – напряжение, до которого заряжается накопительная емкость, f – частота следования импульсов возбуждения, K – коэффициент пропорциональности, который меньше единицы, поскольку существуют потери энергии на коммутаторе и подводящих цепях. Средняя мощность генерации лазера практически линейно изменяется (в довольно широких пределах) пропорционально изменению таких параметров, как f и U. В то же время рабочая температура ГРТ также изменяется пропорционально параметрам f и U. Такая зависимость рабочей температуры ГРТ от параметров импульса возбуждения приводит к тому, что, например, при изменении сетевого напряжения на 10% энерговклад в ГРТ изменяется на 19%. Это приводит к существенному уменьшению или полному исчезновению генерации. Для надежной работоспособности лазера (в режиме саморазогрева) необходимо осуществлять стабилизацию теплового режима работы лазера или энергетических характеристик генерации (поскольку они взаимосвязаны), т.е. должно выполняться условие:

$$K(CU^2/2)f = P - \text{const} \text{ или } E_1 f = P - \text{const}, \tag{8.5}$$

где P – мощность, вводимая в ГРТ для поддержания теплового режима, E_1 – энергия, вводимая в ГРТ за импульс возбуждения. Наиболее простой способ стабилизации – это стабилизация энергетических параметров импульса возбуждения. В электротехнике для этого применяются стабилизаторы напряжения и стабильные генераторы частоты. Другой путь решения этой проблемы – введение обратной связи между температурой ГРТ или энергетическими параметрами генерации и параметрами импульса возбуждения. Введение обратной связи между средней мощностью генерации и напряжением предложено в [7] и

реализовано в лазере «Галакс», выпускаемом в Болгарии. Нестабильность средней мощности генерации в этом лазере не превышает 2%. Нестабильность средней мощности генерации лазера на парах меди на уровне 5% реализована в [5, 7] за счет введения обратной связи между потребляемой лазером мощностью от сети и частотой следования импульсов возбуждения.

Таким образом, саморазогревные лазеры на парах металлов могут работать только в стационарном режиме. Саморазогревной режим работы лазеров в его классическом варианте не позволяет осуществлять управление энергетическими характеристиками генерации. Управление такими параметрами как частота следования импульсов генерации, энергия импульса генерации, а, следовательно, и средняя мощность генерации может осуществляться через те же параметры импульса возбуждения, через которые осуществляется стабилизация теплового режима работы ЛПМ.

Одним из путей решения проблемы управления энергетическими характеристиками генерации ЛПМ является введение дополнительного источника подогрева активной среды. В этом случае управление осуществляется через изменение параметров импульса возбуждения, а сохранение теплового режима работы ЛПМ – через соответствующие параметры дополнительного источника подогрева. При этом на дополнительный источник накладываются следующие условия:

– он не должен вызывать генерации;

– для сохранения теплового режима работы ЛПМ в режиме управления должно выполняться условие

$$P_1 + P_2 = P - \text{const}, \tag{8.6}$$

где P_1 – мощность, вводимая в ГРТ от источника возбуждения, P_2 – мощность, вводимая, соответственно, от дополнительного источника, P – мощность, необходимая для поддержания теплового режима работы лазера. Учитывая, что источник возбуждения ЛПМ может быть только импульсным, соотношение (8.6) можно записать в следующем виде:

$$E_1 f + P_2 = P - \text{const}. \tag{8.7}$$

На основании вышесказанного следует, что для управления энергетическими характеристиками генерации в качестве дополнительного источника можно использовать нагреватели, выполненные в виде печи, в которую помещается ГРТ. Другой путь решения этой проблемы – наложение дополнительного импульса на ГРТ совместно с основным импульсом возбуждения.

8.1.2.1. Способ управления, основанный на формировании дополнительного импульса в режиме возбуждения

Исходя из вышеприведенного анализа известных способов наложения дополнительного импульса и физических принципов создания инверсной населенности в лазерах на самоограниченных переходах, в [8] было предложено формировать с каждым импульсом возбуждения дополнительный импульс в интервале между началом импульса генерации и окончанием импульса возбуждения. Очевидно, что при таком формировании дополнительного импульса последний будет оказывать минимальное влияние на параметры генерации и должен в более широком интервале удовлетворять условию (8.5). Экспериментальные исследования показали, что при изменении амплитуды дополнительного импульса в широких пределах за время, пока не нарушался тепловой режим ГРТ на фиксированной частоте следования импульсов, не происходило изменения временного расположения, формы, длительности и амплитуды импульса генерации. Управление энергией импульса генерации (при данном способе сохранения теплового режима работы ГРТ) возможно за счет изменения амплитуды напряжения импульса возбуждения при соответствующем изменении амплитуды напряжения дополнительного импульса в условиях сохранения теплового режима. Можно ожидать, что при определенных условиях дополнительный импульс способен вызывать генерацию.

Для выяснения возможной глубины управления энергией импульса генерации лазера на парах меди были проведены экспериментальные исследования ГРТ, рабочий канал которой изготовлен из BeO-керамической трубки длиной 30 см и диаметром 10 мм. Исследования проводились на максимальной частоте следования импульсов возбуждения, т.е. на частоте, при которой обеспечивался режим само-

разогрева от источника возбуждения. Управление энергией импульса генерации осуществлялось за счет изменения амплитуды напряжения импульса возбуждения с соответствующим увеличением энерговклада от дополнительного источника (см. рис. 8.6). Режим саморазогрева лазера обеспечивался за счет сохранения постоянной мощности, отбираемой от источников питания. Величины накопительных емкостей C1 и C2 выбирались одинаковыми. Режим саморазогрева обеспечивался при отбираемой от выпрямителей мощности ~ 900 Вт при частоте следования импульсов 8,6 кГц.

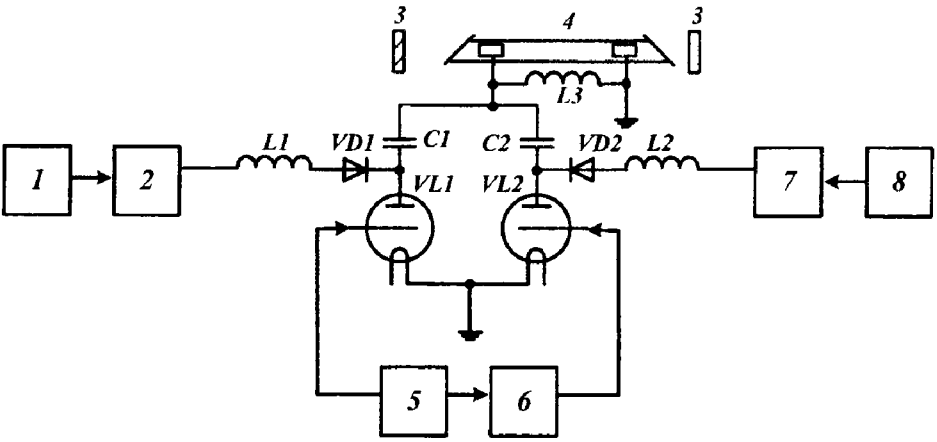


Рис. 8.6. Схема экспериментальной установки для исследования лазеров с саморазогревными активными элементами: *1*, *8* – регулятор напряжения; *2*, *7* – высоковольтный выпрямитель; *3* – резонатор; *4* – ГРТ; *5* – задающий генератор; *6* – регулируемая линия задержки; L1, L2 – индуктивность резонансной зарядки; L3 – индуктивность заряда накопительных емкостей; C1, C2 – накопительная емкость; VD1, VD2 – зарядный диод; VL1, VL2 – тиратрон

Проведенные эксперименты однозначно показали, что при изменении напряжения импульса возбуждения осуществляется 100% глубина регулировки энергии импульса генерации. Минимальное напряжение на выпрямителе источника возбуждения, при котором исчезает генерация в импульсе возбуждения и не появляется в дополнительном импульсе, составляет 750–850 В. Дальнейшее уменьшение напряжения на

выпрямителе приводит к появлению генерации в дополнительном импульсе. Учитывая, что в этих условиях (U = 750–850 В) отбираемая от выпрямителя мощность составляет менее 10% мощности, необходимой для поддержания саморазогрева ГРТ, дополнительный импульс по основным энергетическим параметрам становится сравним с импульсом возбуждения, при этом он не вызывает генерации. Дальнейшее уменьшение напряжения в импульсе возбуждения приводит к появлению генерации в дополнительном импульсе. Энергия импульса генерации изменяется от максимального значения до нуля в импульсе возбуждения и затем возрастает от нуля до максимального значения в дополнительном импульсе при изменении напряжения на выпрямителе источника возбуждения от максимального значения до нуля.

Как известно, в лазерах на самоограниченных переходах инверсная населенность создается за счет большей скорости заселения верхнего лазерного уровня прямым электронным ударом из основного состояния по сравнению с нижним, метастабильным уровнем. Важную роль в этом процессе играет электронная температура T_e, которая пропорциональна приложенному напряжению к ГРТ. Уменьшение амплитуды напряжения импульса возбуждения приводит к снижению T_e и, как следствие, скорости заселения верхнего и нижнего лазерных уровней становятся сравнимы, что приводит к срыву инверсной населенности в обоих импульсах. Исходя из того, что реализуется такая высокая эффективность заселения нижнего лазерного уровня, был предложен другой способ управления энергетическими характеристиками генерации лазера [9]: с каждым импульсом возбуждения формируется дополнительный импульс, не вызывающий генерации, а управляющее воздействие осуществляется за счет изменения задержки между дополнительным импульсом и импульсом возбуждения.

Экспериментальная проверка предлагаемого метода управления энергетическими характеристиками генерации проводилась в [10, 11–12], в частности, в лазере на парах меди с ГРТ УЛ-102 (фирмы ФГУП НПО «ИСТОК», г. Фрязино, Россия) [11–12]. На рис. 8.7 приведены зависимости средней мощности генерации для линии λ = 510,6 нм и λ = 578,2 нм, а также суммарной мощности генерации от величины задержки между импульсами. Как видно из приведенного рисунка, изменением задержки между импульсами осуществляется 100%-ное управление средней мощностью генерации и энергией импульса генерации

лазера на парах меди от максимального значения до нуля без нарушения теплового режима работы лазера. Из-за различного спада интенсивности линий $\lambda = 510{,}6$ нм и $\lambda = 578{,}2$ нм при изменении задержки между импульсами, осуществляется переключение цветности генерации.

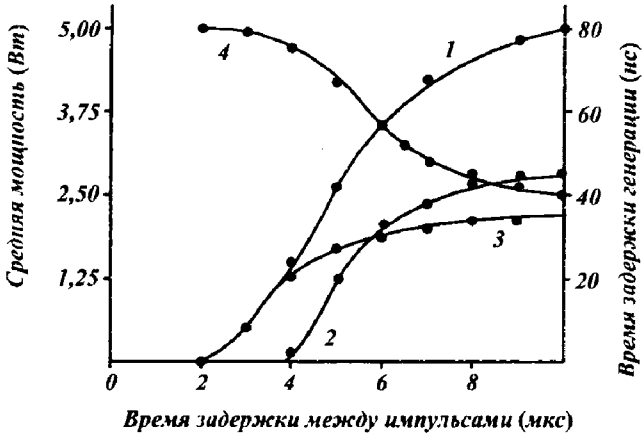


Рис. 8.7. Изменение суммарной средней мощности (*1*), средней мощности генерации на $\lambda = 510{,}6$ нм (*2*) и $\lambda = 578{,}2$ нм (*3*), а также времени задержки генерации от начала импульса возбуждения (*4*) в зависимости от времени задержки между импульсами

С уменьшением задержки между импульсами наблюдается вначале переход к кольцевой структуре генерации с $\lambda = 510{,}6$ нм, затем генерация на этой линии исчезает и при дальнейшем сближении импульсов подобная картина наблюдается на линии с $\lambda = 578{,}2$ нм. Генерация полностью исчезает на обеих линиях при задержке между импульсами ~ 2 мкс.

8.1.2.2. Управление расходимостью излучения лазера на парах меди

Импульсные лазеры на парах меди широко используются для накачки лазеров на красителях благодаря своим энергетическим ха-

рактеристикам – высокой эффективности, а также импульсной и средней мощностям генерации. Недостатком Cu-лазера является большая расходимость излучения, связанная в первую очередь с малой (~ 10–20 нс) длительностью импульса генерации, что существенно снижает эффективность накачки лазеров на красителях. Для формирования лазерного излучения с дифракционной расходимостью используются неустойчивые резонаторы [13]. Из-за высоких коэффициентов усиления, малой длительности существования инверсии и больших осевых размеров активной среды формирование дифракционно направленного пучка в таких резонаторах сопровождается большими энергетическими потерями.

К настоящему времени опубликованы десятки статей, посвященных лазеру на парах меди с неустойчивым резонатором (см., например, [14–17]). Однако максимальный (~ 83%) коэффициент преобразования излучения в пучок с дифракционной расходимостью удалось реализовать за счет комбинации слаботочного и сильноточного разрядов при использовании коммутатора – таситрона, работающего в режиме импульсного управления [6]. Существенное в данном случае увеличение коэффициента преобразования лазерного излучения в дифракционно направленный пучок осуществлялось при формировании импульса возбуждения лазера таким образом, чтобы начальный участок импульса генерации представлял собой «полку» с минимальной амплитудой и длительностью, равной времени формирования этого пучка. Проведенные в [18] исследования показали, что подобный способ формирования излучения с дифракционной расходимостью позволяет также существенно улучшить характеристики излучения лазера на красителях. Недостатки данного способа – ограниченные коммутационные возможности таситронов и техническая сложность реализации режима импульсного управления – значительно сужают возможности его практического использования. В настоящей разделе рассмотрена возможность формирования приведенного выше режима с помощью комбинации двух независимых импульсов возбуждения [19–20].

Экспериментальная проверка способа осуществлялась в лазере с газоразрядной трубкой УЛ-102 (газоразрядный канал представляет собой керамическую трубку из Al_2O_3 с внутренним диаметром 2 см и длиной 40 см, буферный газ – неон). Схема экспериментальной установки (рис. 8.8) работает следующим образом. От высоковольтных

выпрямителей *1* и *2* через зарядные дроссели *L*1 и *L*2, диоды *D*1 и *D*2 и индуктивность *L*, подключенную параллельно ГРТ, заряжались накопительные конденсаторы *C*1 и *C*2. Формирование слаботочного и сильноточного импульсов возбуждения осуществлялось коммутаторами *K*1 и *K*2 за счет разряда накопительных конденсаторов через ГРТ. Для формирования слаботочной фазы разряда в качестве коммутатора *K*1 использовался тиратрон ТГИ1-270/12. Сильноточная фаза разряда формировалась коммутатором *K*2 (тиратрон ТГИ2-500/20). Запуск тиратронов осуществлялся от задающего генератора *4* через регулируемые линии задержки *3* и *5*, соответственно, что позволяло плавно менять задержку импульсов возбуждения на ГРТ относительно друг друга.

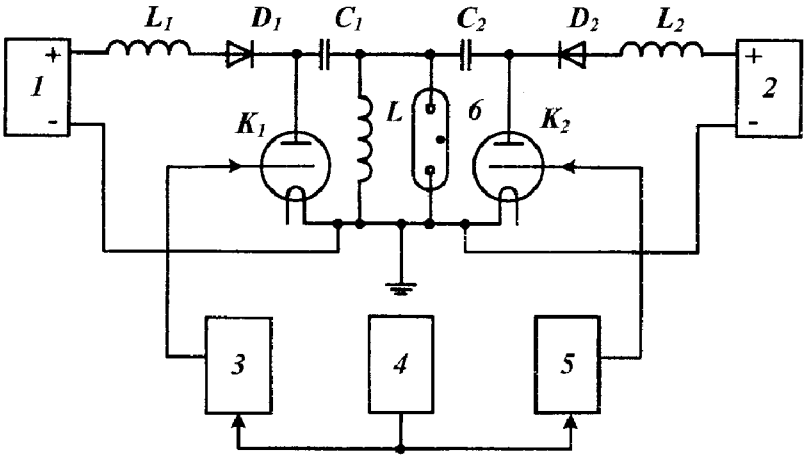


Рис. 8.8. Схема экспериментальной установки. *1*, *2* – высоковольтный выпрямитель; *3*, *5* – регулируемая линия задержки; *4* – задающий генератор; *6* – газоразрядная трубка; C1, C2 – накопительный конденсатор; K1 – тиратрон ТГИ1-270/12; K2 – тиратрон ТГИ2-500/20; D1, D2 – зарядный диод; L – шунтирующая индуктивность; L1, L2 – зарядный дроссель

На начальной стадии эксперимента задержка между импульсами возбуждения выбиралась такой, чтобы импульс возбуждения, формируемый коммутатором *K*2, находился непосредственно за слаботочным импульсом возбуждения. Параметры импульсов возбуждения определялись

условием саморазогревного режима работы ГРТ УЛ-102. После выхода лазера на рабочий режим осуществлялась оптимизация параметров накачки. Напряжение на высоковольтном выпрямителе *1* выбиралось минимальным, таким, при котором появляется генерация в слаботочном импульсе возбуждения, а напряжение на втором высоковольтном выпрямителе должно было обеспечивать саморазогревной режим работы лазера. Дальнейшие исследования проводились при выбранных параметрах накачки на частоте следования импульсов возбуждения 12,5 кГц.

Слаботочный импульс возбуждения формировался разрядом накопительного конденсатора *С*1 (2200 пФ) при напряжении на высоковольтном выпрямителе 1–2,3 кВ и потребляемом токе – 190 мА, сильноточный импульс возбуждения – разрядом накопительного конденсатора *С2* (1340 пФ) при напряжении на высоковольтном выпрямителе 2–5,1 кВ и потребляемом токе – 210 мА. Импульс генерации в слаботочном импульсе возбуждения появлялся через – 70 нс от начала импульса возбуждения. При средней мощности генерации – 13 мВт длительность импульса генерации по полувысоте составляла – 45 нс, а по основанию – 110 нс. Генерации в сильноточном импульсе возбуждения при этом не наблюдалось. Расположение слаботочного импульса возбуждения за сильноточным привело к возникновению типичного для Cu-лазера импульса генерации в сильноточном импульсе возбуждения, который появлялся через – 40 нс от начала импульса возбуждения. Его длительность по полувысоте составляла – 20 нс при средней мощности генерации – 3,2 Вт.

Дальнейшие исследования проводились для случая, когда сильноточный импульс возбуждения находился за слаботочным импульсом. С уменьшением задержки между импульсами возбуждения наблюдалось усиление той части импульса генерации, которая совпадала с фронтом сильноточного импульса возбуждения (рис. 8.9).

Импульс генерации на рис. 8.9, соответствующий сильноточному разряду, показан качественно (не в масштабе), т. к. амплитуды приведенных импульсов различаются более чем на 2 порядка. На рис. 8.10, *1* показано изменение средней мощности генерации, а на рис. 8.10, *2* – длительности усиленного импульса генерации по полувысоте при перемещении сильноточного импульса возбуждения по импульсу генерации в слаботочном импульсе возбуждения от «хвоста» импульса генерации к основанию (показано стрелкой). Время отсчета (t = 0 на оси

абсцисс) соответствует началу импульса генерации в слаботочном импульсе возбуждения.

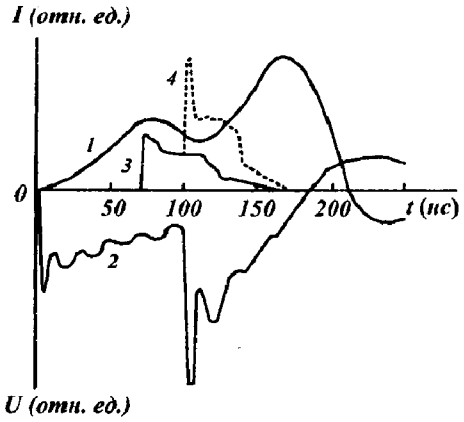


Рис. 8.9. Осциллограммы импульсов тока (*1*), напряжения (*2*) на ГРТ и импульса генерации (*3*), формируемого в слаботочном импульсе возбуждения; (*4*) – усиление импульса генерации (*3*) сильноточным импульсом возбуждения

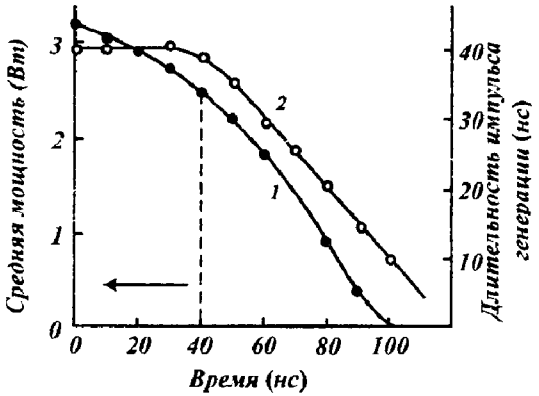


Рис. 8.10. Изменение средней мощности генерации (*1*) и изменение длительности усиленного импульса генерации по полувысоте (*2*) при изменении временного расположения сильноточного импульса возбуждения относительно импульса генерации в слаботочном импульсе возбуждения

Коэффициент преобразования лазерного излучения в излучение с дифракционной расходимостью в данном режиме работы лазера должен достигать – 80% (штриховая линия на рис. 8.9), поскольку согласно [18] время формирования пучка с дифракционной расходимостью составляет – 42 нс для неустойчивого резонатора с увеличением M = 30. Характерно, что наблюдаемое усиление генерации сильноточным импульсом возбуждения отражает радиально-временной профиль импульса генерации, формируемого слаботочным импульсом возбуждения. Так, на «хвосте» импульса генерации наблюдалось усиление в виде кольца у стенок газоразрядного канала ГРТ на длине волны 578,2 нм. При перемещении сильноточного импульса возбуждения вдоль импульса генерации от «хвоста» к основанию происходило постепенное выравнивание радиального профиля генерации на $\lambda = 578{,}2$ нм в течение – 20–25 нс; затем усиление генерации в виде кольца появлялось и на $\lambda = 510{,}6$ нм с последующим выравниванием радиального профиля генерации.

Проведенные исследования подтвердили возможность осуществления режима импульсного управления [18] с помощью комбинации двух независимых импульсов возбуждения. При этом реализуются более широкие функциональные возможности управления характеристиками излучения лазеров на самоограниченных переходах, чем при управлении с помощью одного коммутатора – таситрона.

Следует отметить, что получение хорошей расходимости лазерного излучения при достаточно высоких мощности и эффективности генерации в обычном режиме возбуждения всегда затруднено вследствие большого усиления, сравнительно малой (~10–15 нс) длительности генерации, а также малого числа проходов по резонатору [14–15, 21–23]. Это обусловлено тем, что время формирования пучка с дифракционной расходимостью на выходе резонатора сравнимо с длительностью импульса генерации [14–15]: $\tau_0 = l_0 2L/c$, где $l_0 = 1 + \ln M_0/\ln M$; $M_0 = D_1^2/2\lambda f_1$; $M = f_1/f_2$; c – скорость света; L – длина резонатора; f_1, f_2 – фокусные расстояния зеркал резонатора; D_1 – диаметр большего из зеркал; λ – длина волны излучения. Проведенные в [18] исследования наглядно демонстрируют путь решения этой проблемы. В обычном режиме возбуждения [14–17] излучение на выходе резонатора представляет собой ядро с дифракционной расходимостью и фоновое излучение с большей расходимостью. Как правило, фоновое

излучение превышает пороговые условия по генерации лазеров на красителе, что требует «чистки» излучения лазера с помощью диафрагм. В рассматриваемом случае фоновое излучение меньше порога по генерации, и согласно [18] оно играет положительную роль в формировании генерации лазера на красителе.

8.1.3. Управление длительностью и формой импульса генерации

Одними из сложных закономерностей в механизме генерации лазеров на самоограниченных переходах являются закономерности изменения длительности лазерного импульса. Прикладной интерес представляет получение как коротких (батиметрия, диагностика плазмы, зондирование атмосферы), так и длинных (преобразование излучения, увеличение энергии в импульсе) импульсов генерации. На особом месте стоит практически не изученная проблема оперативного управления длительностью и формой импульсов генерации в лазерах на парах металлов, решение которой необходимо в целях создания новых методов лазерной диагностики различных сред, а также для технологических применений.

В данном разделе на основе изучения закономерностей изменения формы импульса генерации предложен быстродействующий способ управления длительностью излучения. Изучена возможность управления выходными лазерными характеристиками (энергия E, импульсная $P_{\text{р}}$ и средняя P мощности генерации) в системе «генератор-усилитель» посредством регулировки длительности излучения задающего генератора τ_g и временной задержки τ_d между импульсами возбуждения активной среды генератора и усилителя.

8.1.3.1. Длительность и форма импульса излучения

Исследование длительности и формы импульса генерации лазера на парах меди [24] проведено в зависимости от давления буферного газа, напряжения на разрядном промежутке, частоты следования импульсов, температурного режима активного элемента и геометрии

резонатора. В экспериментах использованы ГРТ с диаметрами разрядного каналов от 10 до 40 мм, длинами разрядных промежутков от 20 до 100 см.

Схема установки, на которой проводились исследования, аналогична приведенной в работе [25] и на рис. 7.20. В качестве коммутаторов применялись от 1 до 4 параллельно включенных тиратронов ТГИ1-1000/25. Была предусмотрена возможность оптического выделения и дальнейшего раздельного измерения генерационного импульса на каждой из двух рабочих длин волн $\lambda_1 = 510{,}6$ нм и $\lambda_2 = 578{,}2$ нм. Активные элементы работали в режиме «саморазогрева», в качестве буферного газа использовался неон. Так как любое изменение параметров накачки активной среды (ток, напряжение, частота следования) приводит к изменению температурного режима лазера, то для измерений применялась методика кратковременного переключения из установившегося режима в новый режим накачки. Время, необходимое для фиксирования экспериментальных данных в новом режиме, было всегда меньше времени изменения температуры внутренней стенки газоразрядного канала. После каждого измерения система приводилась к первоначальным условиям возбуждения.

На рис. 8.11 приведены типичные закономерности изменения длительности импульсов суммарной генерации $\tau_{0,5g}$ (по полувысоте) на линиях $\lambda_1 = 510{,}6$ нм и $\lambda_2 = 578{,}2$ нм для различных геометрий активных элементов. Наиболее сильно выражена зависимость от частоты следования f. Для активного элемента диаметром 26 мм и длиной 400 мм (кривая *4*) $\tau_{0,5g}$ сокращается от 50 до 20 нс при изменении f от 1 до 12 кГц. При увеличении диаметров и длин разрядных промежутков активных элементов диапазон изменения $\tau_{0,5g}$ увеличивается. Увеличение давления неона ведет к незначительному изменению длительности генерации, причем для меньших диаметров разрядного канала эта зависимость выражена ярче, а интервал изменения длительности больше (кривые *2* и *3*). Наибольшая длительность реализуется при максимуме средней мощности генерации, минимальная – в «перегревном» режиме работы лазера. В этих условиях преобладает генерация на $\lambda_2 = 578{,}2$ нм ($P_{\lambda 1} : P_{\lambda 2} < 1$), а импульс генерации приобретает колоколообразную форму с $\tau_{0,5g} = 3$–5 нс. Отметим, что при нижней границе температуры газоразрядного канала мощность генерации сосредоточена преимущественно в $\lambda_1 = 510{,}6$ нм, а при оптимальных

температурах активного объема (1400 и 1550°С для диаметров 40 и 10 мм, соответственно), когда достигается наибольшая средняя мощность, $P_{\lambda 1} : P_{\lambda 2} > 2$.

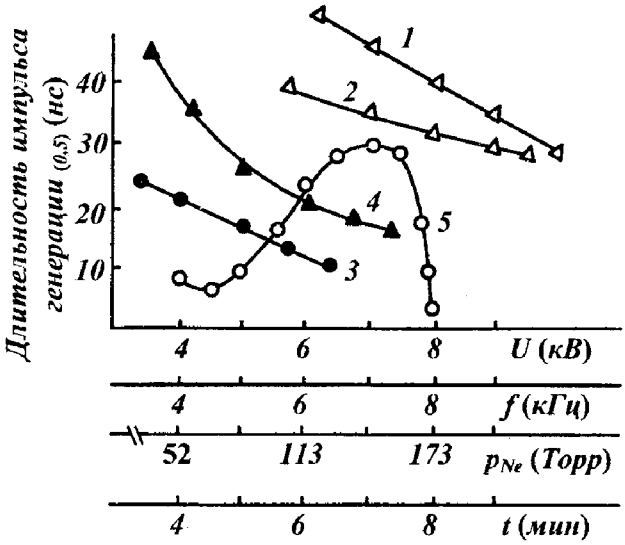


Рис. 8.11. Длительность импульса генерации как функция напряжения на выпрямителе (*1*); давления буферного газа неона (*2*, *3*); частоты следования импульсов (*4*); времени разогрева ГРТ (*5*). Диаметр активного элемента 26 (*1*, *2*, *4*) и 10 мм (*3*, *5*); длина 400 (*1*, *2*, *4*) и 300 мм (*3*, *5*); напряжение на активном элементе 15,7 (*2*) и 15,4 кВ (*4*); давление неона 75 Торр (*1*, *4*); частота следования импульсов 2,5 (*1*) и 3,6 кГц (*2*, 3)

На рис. 8.12 представлены генерационные характеристики ГРТ диаметром 10 мм и длиной 300 мм как функция расстояния r_m между «глухим» зеркалом и активным элементом при работе без выходного зеркала резонатора. В этом случае импульс генерации формируется при однократном проходе через активную среду части сверхизлучения, отраженного от «глухого» зеркала. Увеличение r_m приводит к уменьшению длительности импульса генерации и существенному понижению суммарной средней мощности.

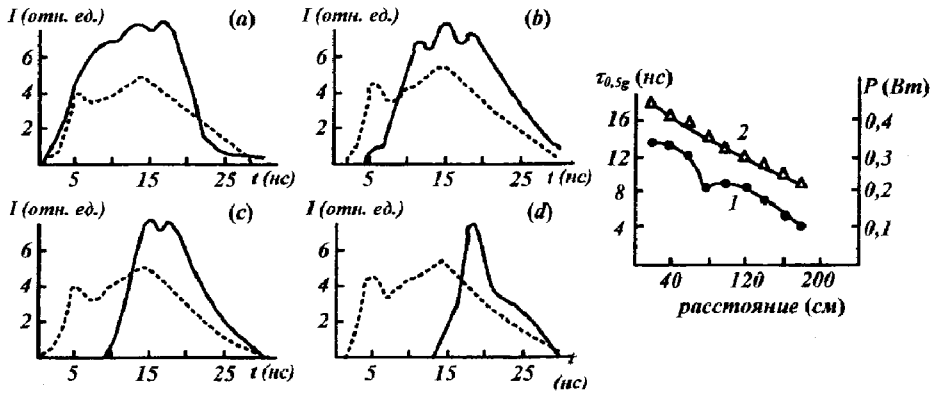


Рис. 8.12. Зависимость генерационных характеристик Cu-лазера от расстояния r_m при работе с одним зеркалом. Осциллограммы импульсов сверхизлучения (штриховые кривые) и генерации (сплошные кривые); r_m = 15 (*a*), 120 (*b*), 200 (*c*) и 260 см (*d*). Длительность (*1*) и средняя мощность (*2*) генерации. Диаметр ГРТ 10 мм, длина 300 мм

Характерные формы импульсов сверхизлучения и генерации приведены на рис. 8.12 (кривые *a-d*). Количественное соотношение между временем задержки фронтов генерации относительно сверхизлучения и временем двойного прохода излучения до глухого зеркала описывается формулой $t = 2l_d/c$, где t – время задержки, c – скорость света, l_d – длина резонатора. Более того, для полной длительности импульса генерации τ справедливо следующее соотношение

$$\tau = \tau_{sr} - 2l_d/c, \tag{8.8}$$

где τ_{sr} – длительность импульса сверхизлучения лазера. Укорочение длительности генерации по мере возрастания l_d происходит из-за перемещения переднего фронта импульса в сторону окончания импульса сверхизлучения, которое характеризуется моментом срыва инверсной населенности и является фиксированной величиной при постоянных условиях возбуждения. Сочетание длинного резонатора с перегревным режимом возбуждения (рис. 8.11, кривая *5*) позволило получить $\tau_{0,5g}$ = 1,5 нс. Таким образом, если типичная длительность генерации в лазере колеблется от 20 до 60 нс, то специальным воздей-

ствием на формирование генерации можно добиться как коротких < 2 нс, так и длинных ~ 100 нс [25] импульсов.

Факторами, ведущими к возрастанию длительности генерации Cu-лазера, являются медленное нарастание населенности на рабочем переходе из-за конечной скорости возрастания температуры электронов, подзаселение верхнего лазерного уровня в процессе генерации, радиальные и продольные неоднородности параметров импульсной плазмы, в результате которых инверсная населенность в различных зонах активного элемента реализуется в разное время. В связи с этим получение малой длительности требует увеличения напряженности поля в плазме, малых рабочих емкостей, высокого давления буферного газа и повышенной рабочей температуры. Указанные факторы, влияющие на длительность импульса, находятся в сложной взаимосвязи, что обеспечивает возможность создания способов оперативного управления длительностью импульсов генерации.

8.1.3.2. Оперативное управление длительностью генерации

Исследования, описанные в предыдущем разделе, дают представление о диапазоне изменения длительности генерации в зависимости от конкретных условий возбуждения. Однако в большинстве случаев быстрое изменение последних в целях управления τ_g затруднительно. Оперативное изменение лазерных параметров достаточно просто реализуется при использовании комбинации двух импульсно-периодических разрядов в активном элементе.

Этот принцип был использован в работе [2] (рис. 8.6) для управления f и P в лазере на парах меди. Основной импульсно-периодический разряд с частотой следования импульсов f решает задачу создания инверсной населенности на рабочем переходе. Дополнительный импульс, имея ту же f, обеспечивает оперативное управление генерационными характеристиками через изменение концентрации n_e и температуры T_e электронов, которые являются управляющими параметрами в лазерах на самоограниченных переходах. Импульс возбуждения имеет переменную задержку t_{dp} относительно управляющего импульса (рис. 8.13). Без детального рассмотрения цепочки элементарных процессов, которая вызывается наложением дополнительного им-

пульса на релаксирующую плазму, укажем, что этот импульс, «подогревая» T_e, уменьшает скорость рекомбинации плазмы, изменяя тем самым начальные условия последующего импульса возбуждения.

При таком способе регулирующее воздействие может осуществляться через амплитуду напряжения (т.е. через энергию управляющего импульса), либо путем изменения времени t_{dp}. В наших экспериментах энергия импульса возбуждения E_e была, по крайней мере, на порядок больше энергии управляющего импульса E_{con}. Управляющие импульсы длительностью 3–5 мкс с пологим фронтом и малой амплитудой не вызывали генерации. Схема позволяла изменять t_{dp} дискретно с шагом 1 мкс во всем межимпульсном интервале. Описанный способ управления длительностью генерации можно использовать и для управления цветностью излучения, добиваясь преимущественной генерации на одном из рабочих переходов.

На рис. 8.13, *b*, приведены типичные результаты по управлению длительностью и цветностью излучения Cu-лазера. В этих экспериментах использовался активный элемент диаметром 10 мм, длиной 300 мм. Рабочее давление неона ~ 50 Торр, частота следования импульсов ~ 5 кГц. Параметры импульсов: управление – напряжение на выпрямителе $U_{con} = 1$ кВ, рабочая емкость $C_{con} = 4{,}7$ нФ; возбуждение – $U_e = 9$ кВ, $C_e = 0{,}8$ нФ. Режим коротких задержек подобен режиму «перегрева», когда доминирующим становится излучение на желтой линии.

Таким образом, имеются широкие возможности в выборе способов оперативного управления длительностью и цветностью генерации. Отметим, что при выборе условий возбуждения лучше всего использовать температурный интервал $T_{opt} \pm 50$, где T_{opt} – температура, при которой мощность генерации является максимальной. Это условие определяется двумя причинами. Во-первых, при оптимальной температуре реализуется максимальная длительность генерации, что позволяет проводить оперативное управление $\tau_{0,5g}$ в широком диапазоне значений. Во-вторых, за пределами указанного интервала температур $\tau_{0,5g}$ изменяется очень резко в зависимости от условий возбуждения, что затрудняет стабильность воспроизведения функции управления.

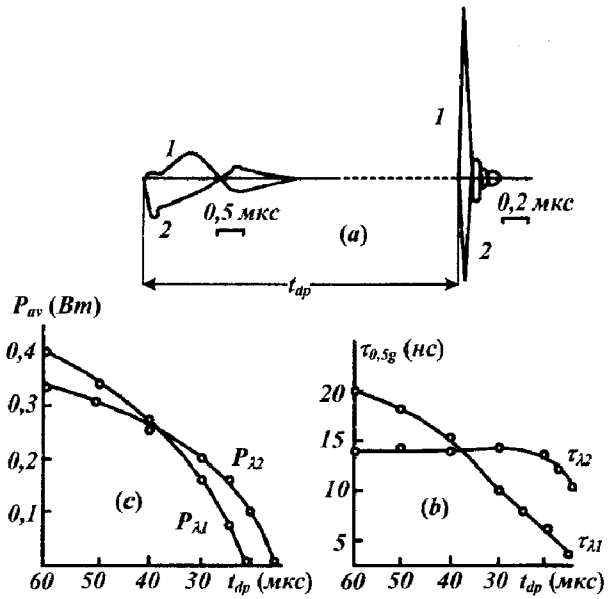


Рис. 8.13. Характерные осциллограммы тока (*1*) и напряжения (*2*) импульсов управления (слева) и возбуждения (справа) – (*a*). Зависимость длительности, средней мощности генерации (*b, c*) зеленой (*1*) и желтой (*2*) линий спектра от величины задержки t_{dp}

Следует особо отметить, что вышерассмотренные способы высокоскоростного управления выходными характеристиками излучения лазера на парах меди применимы к лазера на парах золота, свинца, висмута и т.д. [26–28], а также их соединений, например, CuBr [29]. При этом имеются свои специфические особенности управления выходными характеристиками излучения лазеров на самоограниченных переходах атомов щелочноземельных металлов (ЩЗМ) [30–31].

8.1.4. Управление инверсией населенности на самоограниченных ИК переходах щелочноземельных металлов

Хорошо известно, что в стационарных газовых разрядах, с традиционным химическим составом рабочих смесей (пары металлов + инерт-

ный газ), на пути осуществления непрерывного режима генерации на переходах с резонансных на метастабильные состояния имеются, как минимум, две проблемы: 1) отсутствие преимущественного селективного возбуждения резонансного состояния и 2) необходимость достаточно быстрой релаксация метастабильных частиц. В случае ЩЗМ резонансные $^1P_1$ и метастабильные $^1D_2$ уровни имеют относительно близкие энергии возбуждения (см. схему уровней для CaI, SrI, BaI на рис. 1.17).

Такая структура возбужденных состояний, во-первых, обеспечивает преимущественное электронное возбуждение резонансных уровней по отношению к метастабильным при электронных температурах, реализующихся в плазме газового разряда. Важно, что это условие сохраняется даже при относительно низких электронных температурах, реализующихся в стационарных разрядах в парах металлов. Во-вторых, отпадает необходимость быстрой релаксации нижнего метастабильного рабочего уровня, поскольку вероятность радиационного распада на рабочих ИК переходах незначительна и для атомов Ca, Sr, Ba не превышает $10^5 \div 10^6$ с$^{-1}$. Поэтому на самоограниченных переходах CaI и SrI в смеси с водородом в работе [32] была получена непрерывная генерация, а в [33–34] на тех же переходах CaI и BaI в узких газоразрядных трубках в смеси с гелием была получена также квазинепрерывная генерация. Результаты также показали, что режим стационарной инверсии населенности и генерация на переходах этих элементов реализуется достаточно легко. Однако такие особенности расположения и возбуждения энергетических уровней атомов щелочноземельных металлов должны приводить к тому, что может исчезнуть возможность независимого управления населенностями лазерных уровней сдвоенными импульсами, в то время как режим управления выходными параметрами лазерного излучения с помощью дополнительного импульса легко реализуется для лазеров на самоограниченных переходах атомов и ионов Cu, Au, Pb, Ca^+, Sr^+ и т.д.

Экспериментальные исследования проводились с газоразрядной трубкой на парах стронция диаметром рабочего канала 15 мм и активной длиной 500 мм. В качестве резонатора использовались плоскопараллельные зеркала. Импульсно-периодический режим двухимпульсного источника осуществлялся с помощью коммутатора возбуждающего импульса ТГИ1-500/20 и коммутатора дополнительного

импульса ТГИ1–270/12. Электрическая схема возбуждения представляла собой «прямую» схему (см. рис. 8.8). Частота следования импульсов возбуждения изменялась в пределах 19 кГц. Средняя мощность излучения фиксировалась измерителем мощности Nova-II. Для регистрации импульсов тока использовался низкоомный шунт, напряжение регистрировалось с помощью безындуктивного делителя, сигналы подавались на осциллограф Tektronix TDS 2012. Для исследования спектрального состава генерации использовались светофильтры СЗС-20, пропускающий излучение в области 1 мкм и СЗС-8, пропускающий излучение в области 3 мкм. Форма импульсов генерации на линиях ~ 1 мкм регистрировалась фотоприёмником ФЭК-24. На первом этапе эксперимента с помощью основного возбуждающего импульса лазер на парах стронция выводился на рабочий режим одновременной генерации на λ = 6.45 мкм SrI, λ ~ 3 (2,60; 2,69; 2,92; 3,01; 3,06) мкм SrI и λ ~ 1 (1,03; 1,09) мкм SrII суммарной мощностью генерации 700–800 мВт. Затем на ГРТ подавался дополнительный импульс с регулируемой задержкой относительно основного импульса. По ходу эксперимента изменялись напряжение на выпрямителе от 0 до 3 кВ и рабочая емкость – 500, 890, 1650 пФ дополнительного канала. Напряжение (3,2–3,4 кВ) и рабочая емкость (890 пФ) основного канала не изменялись. На рис. 8.14 представлены зависимости мощностей линий генерации от напряжения дополнительного импульса для трех разных рабочих емкостей дополнительного канала. В этих экспериментах задержка дополнительного импульса выбиралась с точки зрения максимального влияния дополнительного импульса при его напряжении 1 кВ на выходные параметры трубки. На рис. 8.14 видно, что с увеличением энергии (за счет $C_р$ и $U_{доп}$) дополнительного импульса мощность генерации на λ ~ 3 мкм SrI и λ ~ 1 мкм SrII постепенно уменьшается и исчезает. Это свидетельствует о возможности эффективного управления выходными характеристиками лазерного излучения на данных переходах с помощью дополнительного управляющего импульса. Дальнейшее увеличение энергии дополнительного импульса ведет к появлению генерации в дополнительном импульсе на λ ~ 1 мкм SrII (рис. 8.14 и 8.15). Что касается генерации на λ ~ 6,45 мкм SrI, то, как видно из рис. 8.14, управляющее воздействие дополнительного импульса не является эффективным.

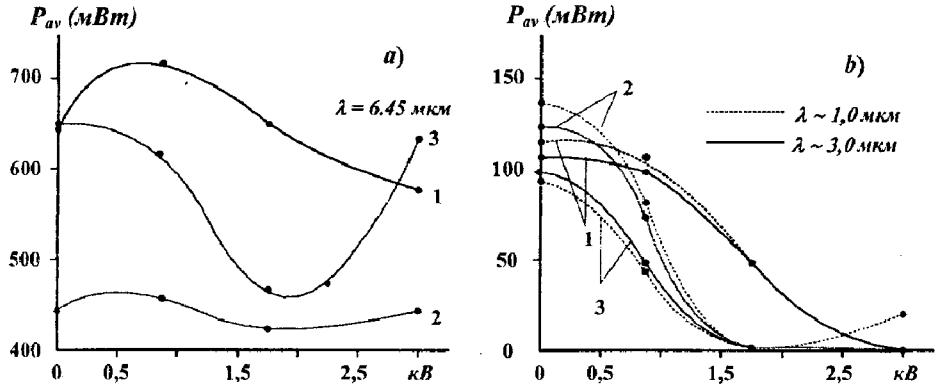


Рис. 8.14. Зависимости мощности генерации на λ = 6,45 мкм SrI – *a*), λ ~ 3 мкм SrI, λ ~ 1 мкм SrII – *b*) от напряжения дополнительного импульса при рабочей емкости дополнительного канала C_p = 500 пФ – *1*, C_p = 891 пФ – *2*, C_p = 1650 пФ – *3*

Таким образом, из приведенных выше результатов следует: во-первых, что управление выходными характеристиками лазерного излучения в лазерах на самоограниченных переходах атомов металлов с помощью дополнительного управляющего импульса не эффективно для лазеров на переходах атомов щелочноземельных (Sr, Ca) и редкоземельных (Eu, Sm,Yb и т.д.) металлов, излучающих на линиях среднего и дальнего ИК диапазона (≥ 5 мкм); во-вторых, что действительно имеется существенное различие в формировании инверсии в ЛПМ видимого и ближнего ИК диапазонов (Cu, Au, Pb, Bi, SrII и т.д.) и ЛПМ, излучающих на линиях среднего и дальнего ИК диапазона (≥ 5 мкм) в спектрах атомов щелочноземельных (Sr, Ca) и редкоземельных (Eu, Sm,Yb и т.д.) металлов.

Различие в формировании инверсии определяется тем, что в ЛПМ видимого и ближнего ИК диапазонов с квантовой эффективностью рабочего перехода большей 20% существует определенное значение электронной температуры (T_e) при которой скорость заселения верхних лазерных уровней начинает превышать скорость заселения нижних лазерных уровней (например, для Cu ~ 1,7 эВ).

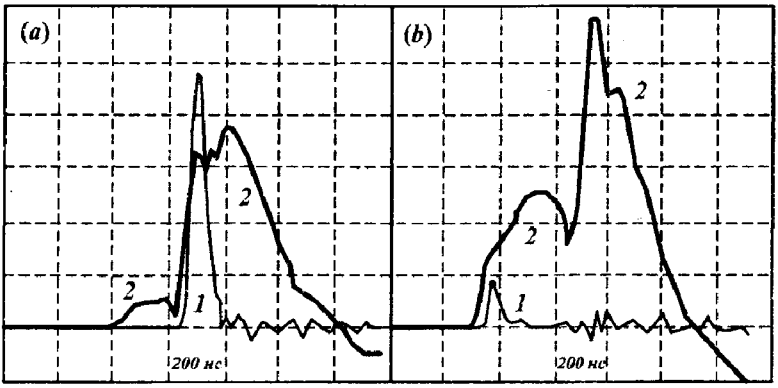


Рис. 8.15. Осциллограммы импульсов тока и генерации на $\lambda \sim 1$ мкм SrII при рабочей емкости дополнительного канала 891 пФ: *a*) напряжение дополнительного импульса 1 кВ; *b*) напряжение дополнительного импульса 3 кВ

Следовательно, формирование населенности на рабочих переходах атомов осуществляется группами электронов с разной энергией. В то время как, в лазерах с квантовой эффективностью рабочего перехода меньше 20%, излучающих на линиях среднего и дальнего ИК диапазона, отсутствуют пороговые условия по накачке. В этом случае в формировании населенности на рабочих переходах участвуют практически все электроны, а величина инверсии определяется отношением сечений возбуждения рабочих лазерных уровней (см. гл. 1).

8.2. Оперативное управление характеристиками генерации рекомбинационных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров

Проведем анализ возможности оперативного управления характеристиками генерации рекомбинационных лазеров на парах стронция и кальция. Задача оперативного управления особенно актуальна для саморазогревных лазеров, отличительной особенностью которых является требование постоянства теплового режима лазерной трубки для поддержания оптимального давления паров металла. Это требование исключает возможность управления характеристиками генерации в ши-

роких пределах за счет изменений импульсного энерговклада или частоты следования импульсов возбуждения. Возможны лишь вариации этих параметров в небольших пределах (см. рис. 7.36, *b*), что резко сужает управляемый диапазон характеристик генерации. При этом тепловая инерционность активного элемента не позволяет обеспечить оперативность управления. В [2, 24, 35–37] на примере лазера на парах меди показана возможность управления генерационными характеристиками посредством воздействия на активную среду дополнительным управляющим импульсом тока. При этом изменения предымпульсных параметров плазмы приводят к изменениям характеристик последующего импульса генерации. Данный метод управления применим и для рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров с учетом разницы в механизмах генерации самоограниченного лазера на парах меди и рекомбинационных лазеров на парах стронция и кальция. Очевидно, что управление характеристиками рекомбинационных лазеров может быть реализовано путем наложения в ближнем послесвечении небольшого дополнительного импульса тока, подогревающего электроны, и тем самым снижающего скорость рекомбинационной накачки и инверсию, и как следствие – энергетические характеристики генерации. Варьируя амплитуду, длительность и момент приложения дополнительного импульса, можно реализовать управление характеристиками генерации в широких пределах. При небольшой амплитуде управляющих импульсов суммарная вводимая в разряд мощность изменится незначительно, что позволит сохранить практически неизменным тепловой режим лазерной трубки и обеспечить высокую оперативность управления.

О характере воздействия дополнительного греющего импульса тока можно судить по виду полученных в [38] экспериментальных осциллограмм, представленных на рис. 8.16. Как видно, имеются глубокие провалы как в импульсе спонтанного излучении, так и в импульсе генерации на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII, совпадающие по времени с дополнительным импульсом тока. Наличие глубоких провалов является свидетельством резкой зависимости скорости рекомбинационной накачки $W_г$ и величины инверсии от электронной температуры ($W_г \propto T_e^{-9/2}$). Заметим, что эксперименты с подогревом плазмы в послесвечении являются информативным методом исследований и ранее уже нашли применение для анализа механизмов генерации лазеров на рекомбинирующей плазме [39–41] (см. также гл. 4).

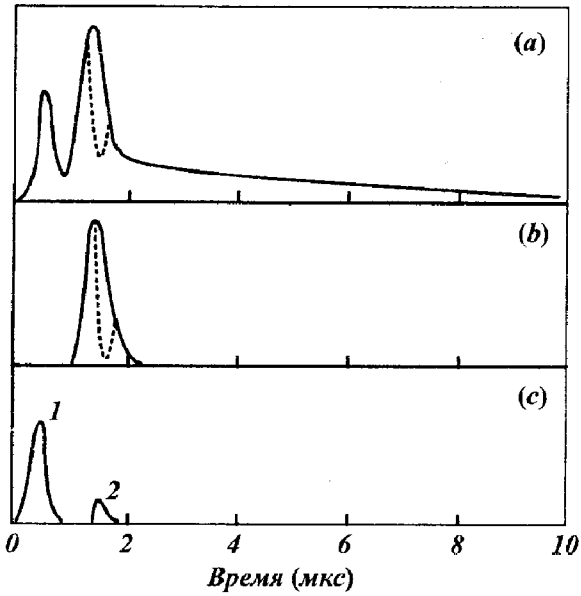


Рис. 8.16. Экспериментальные осциллограммы импульсов спонтанного излучения (*a*) и генерации (*b*) на линии $\lambda = 430{,}5$ нм SrII, а также импульсов тока (*c*) (*1* – основной импульс тока, *2* – дополнительный импульс); штриховые кривые – режим с дополнительным импульсом тока: $l = 26$ см; $d = 1$ см; $p_{He} \sim 0{,}3$ атм

В [42] были проведены численные исследования возможных режимов управления характеристиками генерации рекомбинационных лазеров на примере He-Sr^+ лазера. Расчеты проводились с использованием математической модели He-Sr^+ лазера [43]. Формирование управляющих импульсов тока при моделировании осуществлялось путем приложения к газоразрядному промежутку прямоугольных импульсов напряжения с варьируемыми амплитудой U_{con} и моментом включения t. Результаты моделирования при воздействии коротких управляющих импульсов тока небольшой амплитуды показаны на рис. 8.17, *a*. Видно, что имеется хорошее согласие с экспериментом (рис. 8.16), с той лишь разницей, что импульсы накачки и генерации на рис. 8.17, *a* имеют меньшую длительность, чем на рис. 8.16. Это

является следствием того, что при высоком рабочем давлении (p_{He} = 0,7 атм), используемом при расчетах, рекомбинация протекает быстрее, поскольку удельный энерговклад в разряд и концентрации рекомбинирующих частиц выше, чем при относительно низком давлении (p_{He} ~ 0,3 атм), использовавшемся в эксперименте, а электронная температура в послесвечении имеет низкий уровень.

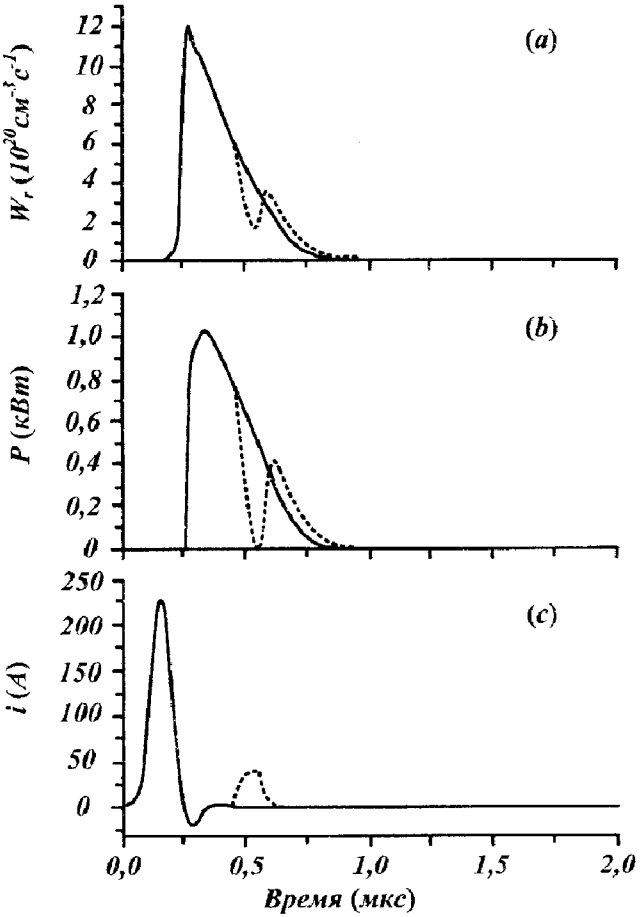


Рис. 8.17. Рассчитанный временной ход скорости рекомбинационной накачки (*a*), мощности генерации на λ = 430,5 нм SrII (*b*) и тока разряда (*c*); штриховые кривые – режим с дополнительным импульсом тока: l = 45 см; d = 1,5 см; p_{He} = 0,7 атм; C = 825 пФ

Результаты моделирования режима управления за счет изменения момента включения t дополнительного импульса представлены на рис. 8.18, где амплитуда U_{con} и длительность импульса управления фиксированы и составляют 1,5 кВ и 1 мкс, соответственно. Рис. 8.18, *а* демонстрирует воздействие управляющего импульса при моменте его включения $t = 0{,}5$ мкс, приводящее к обрыву импульса генерации. Как видно из рис. 8.18, *b*, где показан временной ход температуры и концентрации электронов, при включении дополнительного импульса T_e возрастает, а спад n_e замедляется в результате замедления процесса рекомбинации.

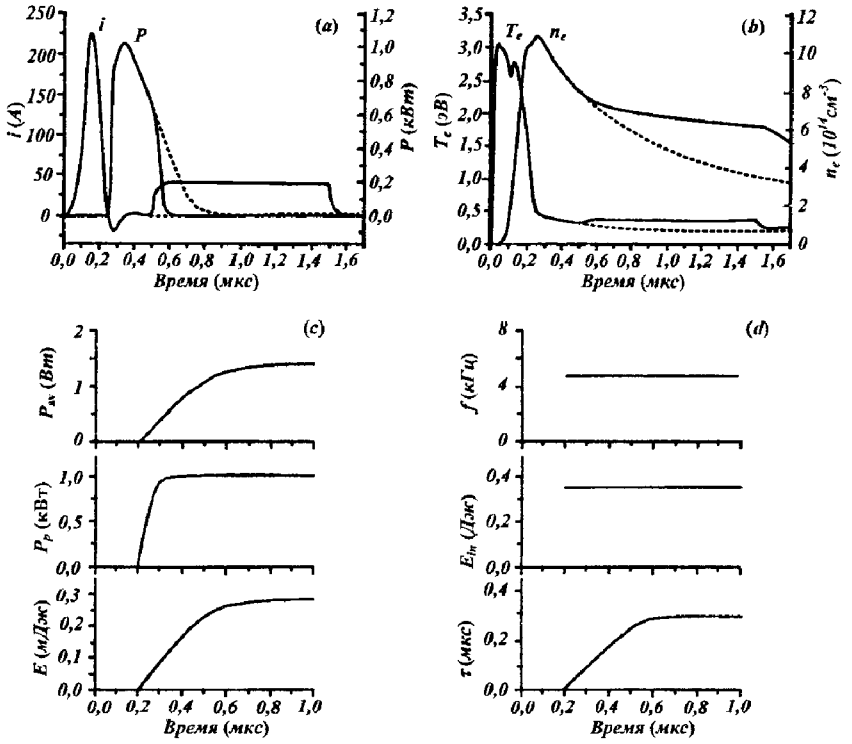


Рис. 8.18. Результаты численного моделирования режима управления характеристиками генерации рекомбинационного He-Sr^+ лазера за счет изменения момента включения t дополнительного импульса амплитудой $U_{con} = 1{,}5$ кВ и длительностью 1 мкс; штриховые кривые – обычный режим генерации: $l = 45$ см; $d = 1{,}5$ см; $p_{He} = 0{,}7$ атм; $C = 825$ пФ

Воздействие управляющих импульсов тока приводит, как видно из рис. 8.18, *c*, к снижению всех энергетических характеристик генерации – средней мощности P_{av}, пиковой мощности P_p и энергии импульсов E, при этом регулировка лазерных характеристик может осуществляться в широких пределах, а кривые управления близки к линейным. В данном режиме управления обеспечивается постоянство энерговклада в разряд E_{in} и частоты следования импульсов f (рис. 8.18, *d*). Также можно эффективно управлять и длительностью импульсов генерации τ (рис. 8.18, *a*, *d*).

На рис. 8.19 приведены результаты расчета приведенных населенностей верхнего $N_u(6^2S_{1/2})$ и нижнего $N_l(5^2P_{3/2})$ рабочих уровней SrII в послесвечении при включении дополнительного импульса длительностью 1 мкс в момент $t = 0{,}5$ мкс при $U_{con} = 1{,}5$ кВ (этому режиму соответствуют рис. 8.18, *a*-*b*). Видно, что в момент включения дополнительного управляющего импульса наряду со снижением населенности верхнего лазерного уровня $6^2S_{1/2}$ вследствие снижения скорости рекомбинационной накачки начинает возрастать населенность нижнего лазерного уровня $5^2P_{3/2}$. Это, как показал анализ, обусловлено снижением скорости его электронного девозбуждения, а также увеличением скорости его подзаселения из основного и метастабильных ($4^2D_{3/2}$, $4^2D_{5/2}$) состояний иона стронция электронным ударом. То есть, снижению и срыву инверсии при воздействии управляющих импульсов способствует не только снижение скорости рекомбинационной накачки верхнего уровня, но и снижение скорости электронного девозбуждения нижнего уровня, а также рост скорости его подзаселения из нижележащих состояний иона стронция электронным ударом.

Результаты моделирования режима управления за счет изменения амплитуды U_{con} дополнительного импульса представлены на рис. 8.20. В данном режиме управляющий импульс длительностью 1 мкс включается сразу за основным импульсом (в момент $t = 0{,}2$ мкс). Рис. 8.20, *a* демонстрирует воздействие управляющего импульса при $U_{con} = 0{,}7$ кВ, приводящее к снижению амплитуды импульса генерации практически без искажения его формы за счет небольшого подъема уровня T_e в раннем послесвечении (рис. 8.20, *b*). Как видно из рис. 8.20, *c*, и в этом режиме управления регулировка лазерных характеристик (средней мощности P_{av}, пиковой мощности P_p и энергии импульсов E) может осуществляться в широких пределах, однако имеет

место нелинейность кривых управления. Также имеется необходимость небольшой подстройки частоты следования импульсов f, обусловленная некоторым непостоянством энерговклада в разряд E_{in} (рис. 8.20, *d*). В данном режиме управления обеспечивается примерное постоянство длительности импульсов генерации τ (рис. 8.20, *a*,*d*).

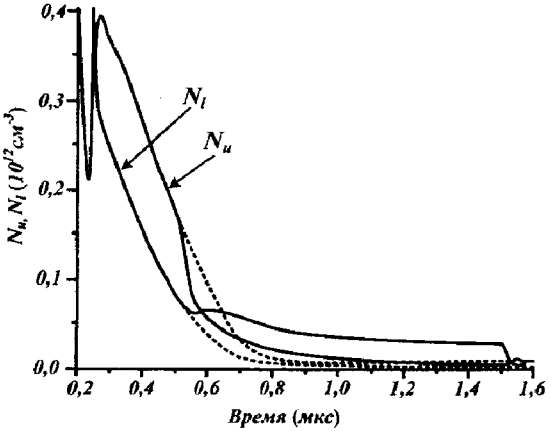


Рис. 8.19. Результаты расчета приведенных населенностей верхнего $N_u(6^2S_{1/2}$ SrII) и нижнего $N_l(5^2P_{3/2}$ SrII) рабочих уровней рекомбинационного He-Sr^+ лазера при включении дополнительного импульса амплитудой U_{con} = 1,5 кВ и длительностью 1 мкс в момент t = 0,5 мкс; штриховые кривые – обычный режим генерации: l = 45 см; d = 1,5 см; p_{He} = 0,7 атм; C = 825 пФ

Таким образом, экспериментально показано, что оперативное управление характеристиками генерации рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров может быть реализовано за счет наложения в послесвечении дополнительного подогревающего электронный газ импульса тока. С использованием математической модели He-Sr^+ лазера численно исследованы два режима управления – путем изменения момента включения в послесвечении дополнительного импульса тока и путем изменения его амплитуды. Установлено, что в обоих режимах управления регулировка характеристик генерации может осуществляться в широких пределах, при этом при использовании первого режима кривые управления близки к линейным.

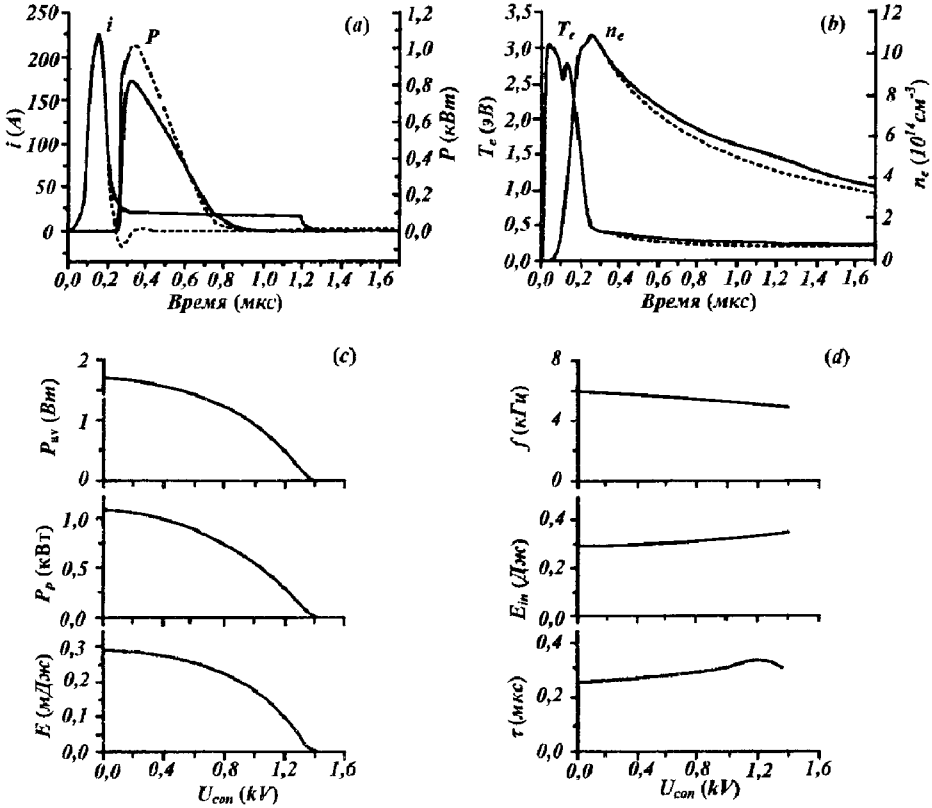


Рис. 8.20. Результаты численного моделирования режима управления характеристиками генерации рекомбинационного He-Sr^+ лазера за счет изменения амплитуды U_{con} дополнительного импульса длительностью 1 мкс при включении его в момент $t = 0{,}2$ мкс; штриховые кривые – обычный режим генерации: $l = 45$ см, $d = 1{,}5$ см, $p_{He} = 0{,}7$ атм, $C = 825$ пФ

Установлено, что снижению и срыву инверсии населенностей при воздействии дополнительных управляющих импульсов способствует не только снижение скорости рекомбинационной накачки верхнего лазерного уровня, но и снижение скорости электронного девозбуждения нижнего лазерного уровня, а также рост скорости его подзаселения из основного и метастабильных состояний иона стронция электронным ударом.

Литература

1. *Кнайпп Г., Ренч М.* Лазер на парах меди, нагреваемый импульсным разрядом // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 12. – С. 2544–2546.

2. *Солдатов А.Н., Федоров В.Ф.* Лазер на парах меди со стабилизированными выходными параметрами // Квантовая электроника. – 1983. – Т. 10, № 5. – С. 974–980.

3. *Солдатов А.Н.* Способ возбуждения лазеров на парах химических элементов // Авторское свидетельство СССР. – 1984. – № 791156.

4. *Воронов В.И., Солдатов А.Н., Федоров В.Ф.* Лазер на парах металлов // Авторское свидетельство СССР. – 1982. – № 1099805.

5. *Воронов В.И., Евтушенко Г.С., Егоров А.Л., Елаев В.Ф., Карманов Г.А., Мальцев А.Н., Мирза С.Ю., Суханов В.Б., Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Филонов А.Г., Юдин Н.А.* Лазер на красителях с распределенной обратной связью и накачкой лазером на парах меди со стабилизацией выходных характеристик // Оптика атмосферы. – 1988. – № 1. – С. 86–91.

6. *Солдатов А.Н., Воронов В.И., Кирилов А.Е., Федоров В.Ф.* Способ возбуждения импульсных лазеров на парах химических веществ и импульсный лазер для его осуществления // Патент ФРГ. 1984. – № 3219919.

7. *Солдатов А.Н.* Физика и техника лазеров на парах меди с управляемыми параметрами // Оптика атмосферы и океана. – 1993. – Т. 6, № 6. – С. 650–658.

8. *Солдатов А.Н., Юдин Н.А.* Способ возбуждения импульсных лазеров на самоограниченных переходах // Авторское свидетельство СССР. – 1982. – № 1101130.

9. *Скрипниченко А.С., Солдатов А.Н., Юдин Н.А.* Способ возбуждения импульсных лазеров на самоограниченных переходах // Патент РФ. – 1997. № 2082263.

10. *Skripnitenko A.S., Soldatov A.N., Yudin N.A.* Method of Two-pulse Frequency Regulation of Copper-Vapour Laser Parameters // J. of Russian Laser Research. – 1995. – Vol. 16, № 2. – P. 134–137.

11. *Юдин Н.А.* Влияние параметров коммутатора на эксплуатационные характеристики лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32, № 9. – С. 815–819.

12. *Kazaryan M.A., Lyabin N.A., Soldatov A.N. and Yudin N.A.* Role of the density of lower laser levels in the control of generation parameters of copper vapor laser // J. of Russian Laser Research. – 2005. Vol. 26, № 5. – P. 373–379.

13. *Карлов Н.В.* / Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1988.

14. *Земсков К.И., Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г., Раутиан С.Г.* Применение неустойчивых резонаторов для получения дифракционной расходимости излучения импульсных газовых лазеров с большим усилением // Квантовая электроника. – 1974. – Т. 1, № 4. – С. 863–869.

15. *Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г, Раутиан С.Г., Шалагин А.М.* Процесс формирования выходного пучка в импульсном газовом лазере с неустойчивым резонатором // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 6. – С. 1325–1335.

16. *Hargrove R.S., Grove R., Kan T.* Copper vapor laser unstable resonator oscillator and oscillator – amplifier characteristics // IEEE J. Quantum Electron. – 1979. – Vol. 15, № 11. – P. 1228–1233.

17. *Беляев В.П., Зубов В.В., Исаев А.А., Лябин Н.А., Соболев Ю.Ф., Чурсин А.Д.* Пространственные, временные и энергетические характеристики излучения лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 1985. – Т. 12, № 1. – С. 74–79.

18. *Солдатов А.Н., Суханов В.Б., Федоров В.Ф., Юдин Н.А.* Исследование лазера на парах меди с повышенным КПД // Оптика атмосферы и океана. – 1995. – Т. 8, № 11. – С. 1626–1636.

19. *Юдин Н.А.* Способ возбуждения импульсного лазера на самоограниченных переходах // Патент РФ. – 2004. – № 2242828.

20. *Полунин Ю.П., Юдин Н.А.* Управление характеристиками излучения лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, № 9. – С. 833–835.

21. *Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г., Раутиан С.Г.* Сжимающиеся пучки в телескопических неустойчивых резонаторах // Квантовая электроника. – 1974. – Т. 1, № 6. – С. 1379–1388.

22. *Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г., Раутиан С.Г., Шалагин А.М.* Эволюция гаусовых пучков и импульсная генерация в лазерах с неустойчивыми резонаторами // Квантовая электроника. – 1975. – Т. 2, № 6. – С. 1125–1137.

23. *Ананьев Ю.А.* Об установлении колебаний в неустойчивых резонаторах // Квантовая электроника. – 1975. – Т. 2, № 6. – С. 1138–1141.

24. *Евтушенко Г.С., Кирилов А.Е., Кругляков В.Л., Полунин Ю.П., Солдатов А.Н., Филонова Н.А.* Управление длительностью генерации лазера на парах меди // Журнал прикладной спектроскопии. – 1988. – Т. 49, № 5. – С. 745–751.

25. *Кирилов А.Е., Полунин Ю.П., Солдатов А.Н., Федоров В.Ф.* Лазеры на парах металлов для исследования атмосферы // Измерительные приборы для исследования приземных слоев атмосферы. – Томск: ИОА, 1977. – С. 59–79.

26. *Soldatov A.N.* MVL parameter management through electron plasma component // Pulsed Metal Vapor Lasers / Ed. by Chris. E. Little and Nicola V. Sabotinov. – NATO ASI Series – 1. Disarmament Technologies. – London, 1995. – Vol. 5. P. 175–182.

27. *Soldatov A.N., Polunin Yu.P., Lugovskoy A.V., Filonov A.G.* High-speed control of Pb-vapor laser generation power // V Int. Conf. «Atomic and molecular pulsed lasers». – Tomsk, 2001. – P. 31.

28. *Soldatov A.N., Polunin Yu.P., Lugovskoy A.V., Danyushkin D.V.* Control for Au-laser energy parameters at two pulse-periodical discharge imposition // V Int. Conf. «Atomic and molecular pulsed lasers». – Tomsk, 2001. – P. 32.

29. *Федоров А.И., Федоров В.Ф, Димаки В.А.* Управление средней мощностью излучения CuBr-лазера // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42, № 1. – С. 18–20.

30. *Soldatov A.N., Prokop'ev V.E., Polunin Yu.P., Vasilieva A.V., Yudin N.A.* Creation of a population density inversion and generation on IR atomic transitions of alkaline-earth and rare-earth metals // The 9-th Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Laser Technologies. – Tomsk, 2008. – P. 76–79.

31. *Полунин Ю.П., Прокопьев В.Е., Солдатов А.Н., Юдин Н.А.* Управление инверсией населенности на самоограниченных ИК-переходах щелочноземельных металлов // Известия вузов. Физика. – 2010. – Т. 53, № 5/2. – С. 75–79.

32. *Климкин В.М., Монастырев С.С., Прокопьев В.Е.* Селективная релаксация долгоживущих состояний атомов металлов в газоразрядной плазме. Стационарная генерация на переходах $^1P_1{}^0 - {}^1D_2$ кальция и стронция // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 20, В. 4. – С. 251–253.

33. *Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И.* Квазинепрерывная генерация на переходе с резонансного $^1P_1$ на метастабильный $^1D_2$ уровень кальция // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9, № 10. – С. 2075–2077.

34. *Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И.* Квазинепрерывная генерация на переходе между резонансным 6^1P_1 и метастабильным 5^1D_2 уровнями атома бария в электрическом разряде // ДАН СССР. – 1983. – Т. 273, № 1. – С. 101–103.

35. *Солдатов А.Н., Соломонов В.И.* Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. – Новосибирск: Наука, 1985. 151 с.

36. *Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. – М.: Научная книга, 1988. – 544 с.

37. *Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А.* Эффективность лазера на парах меди с частичным разрядом накопительной емкости // Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21, № 8. – С. 733–734.

38. *Латуш Е.Л., Коптев Ю.В., Сэм М.Ф., Чеботарев Г.Д., Корогодин Д.А.* Роль ступенчатых ударов второго рода в механизме накачки гелий-стронциевого рекомбинационного лазера // Квантовая электроника. – 1991. – Т. 18, № 12. – С. 1427–1434.

39. *Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Ионные лазеры на парах металлов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

40. *Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F.* Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges. Chichester, New York: John Willey & Sons, 1996. – 285 p.

41. *Little C.E.* Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications. – Chichester, New York: John Willey & Sons, 1999. – 619 p.

42. *Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Фесенко А.А.* Оптимизация и управление выходными характеристиками $He\text{-}Sr^+(Ca^+)$ рекомбинационных лазеров // Оптика атмосферы и океана. – 2008. Т. 21, № 8. – С. 682–690.

43. *Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L.* Mathematical modeling of ion recombination strontium vapour laser // Proc. SPIE. – 2004. – Vol. 5483. – P. 83–103.

Глава 9

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ НА ПАРАХ СТРОНЦИЯ И КАЛЬЦИЯ

9.1. Применения лазеров на самоограниченных переходах

9.1.1. Эффект лазерной резонансной абляции в микро- и нанотехнологиях

В последние годы широкое применение в лазерных технологиях приобретает один из нелинейных процессов, так называемый процесс абляции. Термин «абляция» (от лат. «ablatio» – отнятие, устранение) междисциплинарный, в физике он употреблялся задолго до появления лазеров для обозначения удаления вещества в электрическом разряде, в потоке горячего газа и плазмы. В медицине абляция рассматривается как процесс фотодекомпозиции (разрушение межмолекулярных связей УФ-излучением) с формированием дефекта тканей и выбросом тканевого материала из зоны облучения, при котором в продуктах выброса можно идентифицировать удаляемую ткань. В физической литературе термином «абляция» обозначают совокупность сложных физико-химических процессов, результатом которых является удаление вещества с поверхности или из объема твердого тела. В литературе можно встретить и довольно узкое толкование термина, когда под абляцией понимают процесс удаления вещества, обусловленный прямым разрывом химических связей под действием света. Однако подавляющее большинство исследователей под лазерной абляцией подразумевает процесс разрушения твердого вещества, аналогичный испарению или сублимации, обычно осложненный наличием конденсированной фазы в продуктах разрушения. Все определения сходятся в

одном: абляция – нелинейный процесс, для которого характерен пороговый режим. Кроме того, абляция всегда сопровождается образованием парогазового облака, так называемого факела.

Первые исследования по лазерной абляции были выполнены более 30 лет назад. Для реализации режима абляции в настоящее время в основном используются CO_2-лазеры ($\lambda = 10{,}6$ мкм); Nd:YAG-лазеры ($\lambda = 1{,}06$ мкм); эксимерные лазеры; лазеры на азоте; ионные лазеры (на аргоне, криптоне) с длиной волны от инфракрасного до ультрафиолетового диапазона; а также лазеры на свободных электронах, лазер на парах меди (($\lambda = 510$ и 578 нм) и лазер на кристалле Ti:Sa.

Таблица 9.1

Типичные параметры лазеров, применяемых для абляции

Лазер	Длина волны, мкм	Длительность импульса, нс	Энергия в импульсе, мДж	Плотность энергии, Дж/см^2	Частота следования импульсов, Гц	Материал мишени
CO_2 лазер	10,6	80	200	20	–	Графит, биоткань [1–6]
Эксимерный лазер	0,308	15	30	5	5	
Ho:YAG лазер	2,92	130	$(2{,}7–4{,}0)\cdot10^3$	120	1	Сапфир, ультрадисперсный алмаз, биоткань [1, 5, 7, 8]
Er:YAG лазер	2,94	150	500	500	–	
Nd:YAG-лазер	0,539 0,270	0,3 9	2–5	1–10	10	Алмаз, металлы, керамика, биоткань [9–12]
Лазер на свободных электронах	2–10	5000	22	1–10	30	Полимеры, биоткань [13–14]
Ti:Sa лазер	0,775	0,170 5	300	2,5–15	10	Cu/Zn [15]
Лазер на парах меди	0,510 0,578	20	0,06–50	1–10	$2\cdot10^3$ – $50\cdot10^3$	Биоткани, металлы, стекло [9, 16–18]

В табл. 9.1 сведены типичные параметры лазеров, используемых для абляции. Отметим, что для практических систем, работающих в режиме абляции, важны не только высокая плотность энергии и высокое качество выходного лазерного излучения, но и высокая частота следования импульсов, которая бы обеспечивала высокую производительность процесса. Перспективными в этом направлении являются лазеры, генерирующие с килогерцовой частотой следования импульсов. Особо следует отметить лазеры на парах металлов. Их применение в микро- и нанотехнологиях обусловлено следующим:

– высокие средние мощности (1 … 100 Вт);
– высокие плотности энергии (> 100 Дж/см^2);
– высокая частота следования импульсов (5 … 100 кГц);
– расходимость, близкая к дифракционной (< 0,1 мрад);
– многоволновость (количество длин волн от 2 до 10);
– высокоскоростное управление параметрами генерации;
– визуализация излучения.

9.1.1.1. Лазерная абляция и нанотехнологии

Лазерная абляция является одним из перспективных способов, который предоставляет новые возможности управления характеристиками синтезируемых наночастиц металлов и полупроводников. В [16] экспериментально исследован процесс образования наночастиц благородных металлов (Ag и Au) при абляции металлических мишеней в жидкостях (H_2O, C_2H_5OH и др.) под действием лазера на парах меди. Было показано, что вследствие близости длины волны лазерного излучения к плазмонному резонансу золота и серебра ($\lambda = 520$ и 400 нм, соответственно) оказывается возможным уменьшение размера наночастиц при облучении коллоидного раствора этих металлов. В работе [17] был предложен новый метод образования омического контакта к монокристаллическому карбиду кремния SiC, основанный на лазерной абляции поверхности кристалла. Показано, что при облучении SiC лазером на парах меди ($\lambda = 510$ нм, длительность импульса 10 нс) аблированные области приобретают способность восстанавливать металлы (Cu или Ni) из соответствующих растворов автокаталитического осаждения. Интересными являются применения лазеров для

разрушения сверхтвердых материалов при контакте со сверхкритической жидкостью. Вода и водные растворы в сверхкритическом состоянии обладают особыми физико-химическими свойствами, например, растворяют вещества, нерастворимые при нормальных условиях. Одной из актуальных в последние годы проблем является очистка ультрадисперсных алмазов. В [7] изучалось воздействие импульсного излучения гольмиевого лазера (длина волны $\lambda = 2{,}92$ мкм, длительность импульса $\tau = 130$ нс) и лазера на парах меди ($\lambda = 510$ нм, $\tau = 20$ нс) на водную суспензию ультрадисперсного алмаза. Методами рентгеноэлектронной спектроскопии и спектроскопии характеристических потерь энергии электронов установлено, что после облучения суспензии гольмиевым лазером в ней уменьшается содержание примесного неалмазного углерода. Этот процесс обусловлен его растворением в сверхкритическом водном растворе, возникающем при поглощении излучения (рис. 9.1) и может использоваться как эффективный метод очистки ультрадисперсных алмазов.

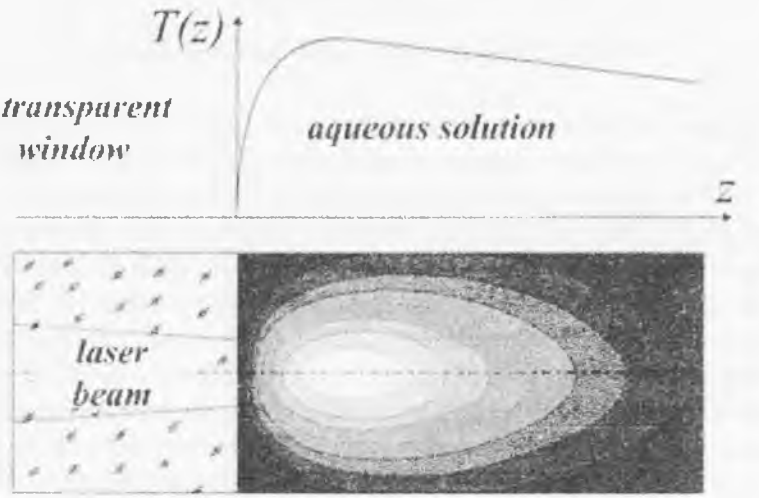


Рис. 9.1. Характерное распределение температуры $T(z)$, возникающее в жидкости при импульсном лазерном воздействии на границу раздела прозрачное стекло – водная суспензия ультрадисперсного алмаза [7]

Подобный эффект используется и при травлении сапфира. В работе [8] экспериментально исследована абляция сапфира при облучении его границы раздела с водой и водными растворами KOH, KCl и Na_2CO_3 импульсами излучения гольмиевого лазера ($\lambda = 2{,}92$ мкм) длительностью 130 нс. Обнаружено, что скорость абляции зависит от концентрации и типа растворенного вещества. Максимальная скорость абляции составляла 2,5 мкм за импульс при плотности лазерной энергии 120 Дж/см^2. Абляция сапфира связывается с его растворением в воде или водных растворах, находящихся в сверхкритическом состоянии. Аналогичные эксперименты были проведены также с лазером на парах меди ($\lambda = 510$ нм, $\tau = 10$ нс, частота следования 8 кГц) [9]. После травления сапфира его поверхность приобретала способность восстанавливать Cu из раствора для химического меднения, образуя медное покрытие, имеющее хорошую адгезию к поверхности сапфира (18 Н/мм^2).

9.1.1.2. Лазерная абляция и малоинвазивная медицина

За последние годы наблюдается устойчивая тенденция роста числа пользователей лазерной медицинской техники. Лазеры имеют огромный потенциал как хирургические устройства высокой точности вследствие возможности фокусировки лазерного излучения в пятно малого диаметра и выбора длины волны, которая полностью или частично поглощается обрабатываемой тканью. Сегодня в основе хирургического применения лазеров во многих случаях лежат процессы абляции тканей. В этом случае цель лазерной абляции состоит в том, чтобы удалить определенный объем ткани, оставляя прилегающие к облученной области ткани биологически жизнеспособными. Многочисленные способы удаления ткани в жизненно важных структурах тела, таких как мозг или глаза, требуют высокой точности при минимальных побочных повреждениях, что возможно обеспечить с помощью абляции. В табл. 9.2 приведены типичные параметры лазеров, используемых для абляции живых тканей.

Сравнительные эксперименты по изучению резки твердых тканей Ho:YAG-, HF-, Er:YAG- и CO_2-лазерами выявили зависимость абляции от длины волны лазерного излучения и позволили ввести новый

термин «резонансная абляция» [22]. Средний ИК-диапазон длин волн оказался наиболее приемлемым для резки костных тканей.

Таблица 9.2

Лазеры, используемые для абляции биологических тканей

Лазер	Длина волны, мкм	Длительность импульса, нс	Энергия в импульсе, мДж	Частота следования импульсов, Гц	Тип биологической ткани
Er:YAG лазер	2,94	$(150\text{-}250)\cdot10^3$	0,30–500	1–10	нервная ткань, печень, кожа, костная ткань [5, 19–20]
Ho:YAG лазер	2,92	130	$(2{,}7\text{-}4{,}0)\cdot10^3$	1	костная ткань [21]
CO_2 лазер	10,6	70–250	200	$5\cdot10^3$	костная ткань, роговица [2, 22]
Эксимерные лазеры	0,308	15	30	5	роговица [3]
Лазер на свободных электронах	2–9,8	4000 (1–2 пс)	1–32	30	костная ткань, роговица, нервная ткань, кожа [1]
Лазер на парах меди	0,510 0,578	20	0,06–50	$(2\text{–}50)\cdot10^3$	нервная ткань, кожа [18]
Лазер на парах стронция	6,45	50	0,2–1	$(2\text{–}10)\cdot10^3$	мышечная ткань [23]

Дальнейшие исследования при перестройке длины волны лазерного излучения в области 2,9 и 9,2 мкм, проведенные в Вандербильтском университете (США), показали, что наилучшим образом для высококачественной резки костных тканей подходит длина волны 6,45 мкм [13]. При этом был получен максимально глубокий разрез (2,31 мм) без обугливания прилегающих к резу тканей (рис. 9.2). В данном случае при диаметре цилиндрического отверстия в 200 мкм зона сопутствующего термического повреждения была минимальна и составляла 10–20 мкм. Исследования показали, что глубина отверстия

зависела от ИК-спектра поглощения каллогенов, воды и гидроксиапатитов кальция, содержащихся в костной ткани, в районе длин волн 2,9–3,2 мкм и между 5,8 и 8,0 мкм, но никаким образом не согласовалась с ИК-спектром поглощения между 8,9 и 9,2 мкм. Для объяснения данного факта требуются дополнительные исследования. Однако было сделано предположение о том, что механизм абляции, который находится ниже плазменного порога, в данном случае происходит в результате взрывного испарения воды в замкнутом пространстве.

В качестве источника излучения в приведенных исследованиях использовался лазер на свободных электронах, генерирующий макроимпульсы длительностью 4 мкс, содержащие серию микроимпульсов длительностью 1–2 пс. Частота следования импульсов данного лазера составляла 30 Гц, энергия в импульсе 22,5 мДж, при этом плотность энергии на поверхности образца – 72 Дж/см^2 (диаметр пятна в фокусе 200 мкм). Недостатком такого лазера является сложность его конструкции, высокая стоимость и большие габариты, что не позволяет использовать его повсеместно для технологических исследований и в медицинских целях.

В работе [1] также отмечалось, что на длинах волн 3 и 1 мкм происходит лазерная резонансная абляция биотканей. Авторы объясняют это сильным поглощением воды, содержащейся в них. В качестве примера можно рассматривать ИК-спектры поглощения роговицы, нервной ткани и дермы [1]. Характерной особенностью этих спектров является положение моды ОН-полосы воды вблизи 3300 см$^{-1}$ (3 мкм). Также обнаружены две моды: Амид I – колебательная мода протеина при 1665 см$^{-1}$ (6 мкм) и Амид II – колебательная мода протеина при 1550 см$^{-1}$ (6,45 мкм). Тем не менее, скорость абляции на длине волны 6,45 мкм выше, чем на 3 и 1 мкм, а термические повреждения меньше.

9.1.1.3. Лазерная система на парах стронция для микро- и нанотехнологий

Результаты исследований позволили создать лазерный комплекс на парах стронция для исследования лазерной резонансной абляции материалов и живых тканей, который позволяет проводить дальнейшие исследования в данной области [24].

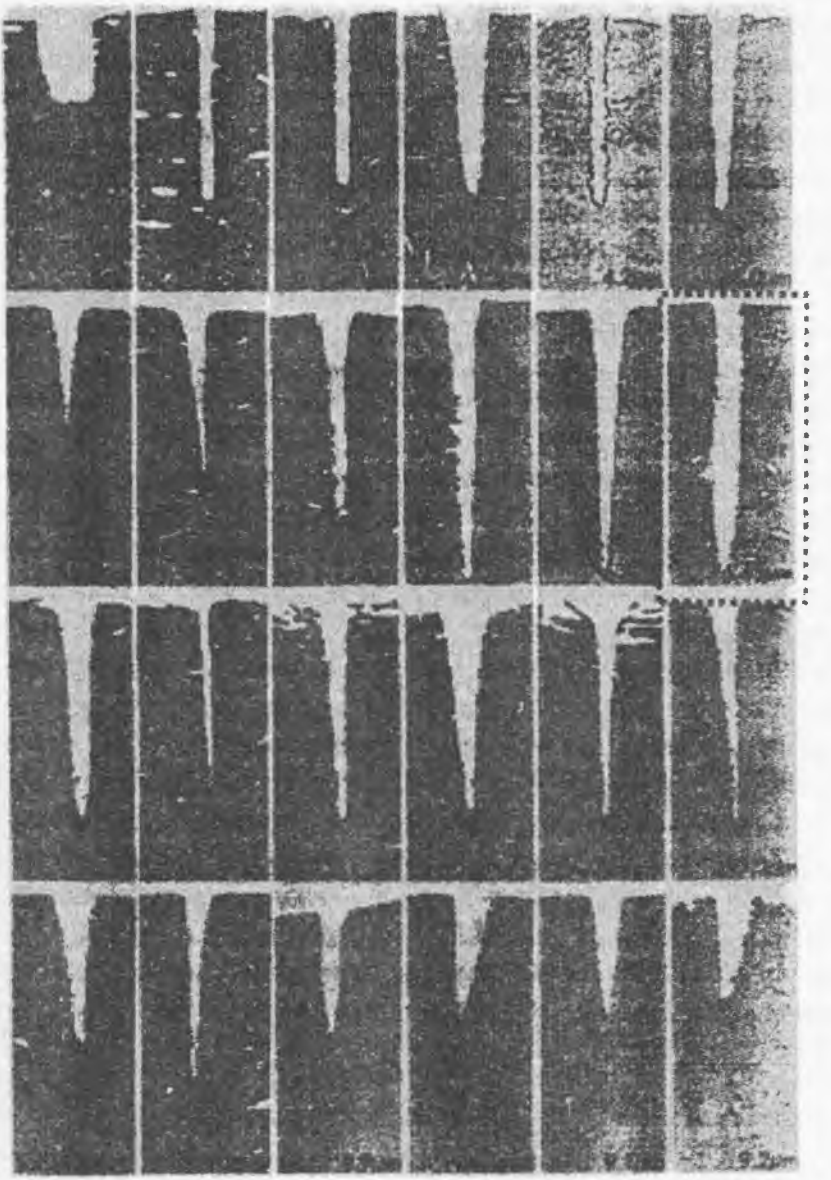


Рис. 9.2. Гистологические части кортикальной кости. Разрез сделан с использованием лазера на свободных электронах на длинах волн 2,9 9,2 мкм с плотностью энергии 150 Дж/см^2. Глубина разреза явно зависит от длины волны; самый глубокий разрез наблюдается на 6,1–6,45 мкм, самый мелкий — на 5,8 и 8,9 – 9,2 мкм

Лазерный комплекс предназначен для выполнения фундаментальных и прикладных исследований в области лазерной физики, биологии и материаловедения, основанных на эффекте лазерной абляции в среднем ИК-диапазоне. Конструктивно он состоит из двух частей: стенд, на котором расположены два лазерных излучателя на парах стронция для низкочастотного и высокочастотного лазерных каналов, и стенд системы регистрации лазерного воздействия на материалы. Общий вид системы представлен на рис. 9.3, на вклейке.

Поскольку интерес представляет исследование абляции при различных параметрах лазерного излучения, в установке предусмотрены два канала генерации лазерного излучения: высокочастотный (10–20 кГц) и низкочастотный (1–2 кГц). Каждый из каналов включает активный элемент лазера на парах стронция, источник питания, неустойчивый резонатор и систему сканирования. В качестве активных элементов используются две ГРТ: с разрядными каналами диаметром 3 см и длиной 100 см (ГРТ1) и диаметром 2,7 см и длиной 108 см (ГРТ2). На рис. 9.4 представлена оптическая схема комплекса, которая отражает работу двух каналов генерации.

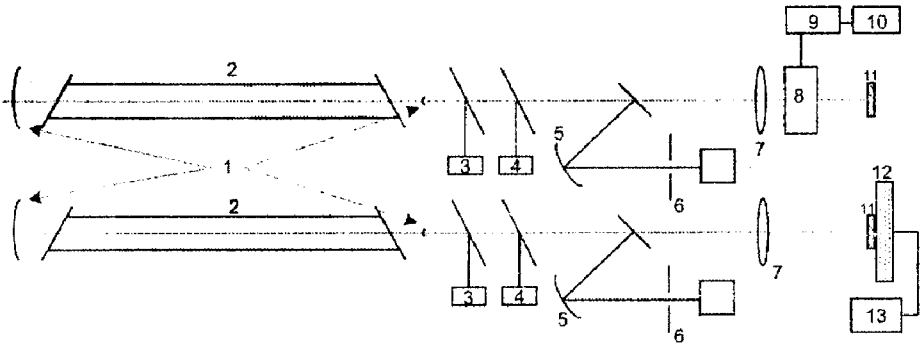


Рис. 9.4. Оптическая схема установки: *1* – зеркала неустойчивого резонатора, *2* – активный элемент ЛПС, *3* – фотоприёмником ФСГ-22, *4* – измеритель мощности, *5* – зеркало, *6* – диафрагма, *7* – линза, *8* – сканатор, *9* – блок управления сканатора, *10* – компьютер, *11* – мишень, *12* – координатный стол, *13* – блок управления координатного стола

Лазерное излучение с малой расходимостью формируется неустойчивым резонатором *1*. Средняя мощность излучения фиксируется измерителем мощности *4*. Распределение интенсивности излучения по сечению пучка определяется с помощью ограничивающей диафрагмы *6*. Расходимость излучения оценивается по диаметру его пятна в фокальной плоскости зеркала *5* с фокусным расстоянием 5 м. Излучение фокусируется линзой *7* с фокусным расстоянием 0,1 м, после чего оно попадает на мишень *11*, закрепленную на координатном столе *12*, режим работы которого задается блоком управления *13*.

Второй канал воздействия включает в себя те же элементы, что и первый, но отличается тем, что после линзы *7* ставится сканатор *8*, сопряженный с компьютером *10* через блок управления *9*. Сканатор задает траекторию воздействия на мишени *11*, расположенной в фокусе линзы *7*.

Чтобы не загромождать схему, в ней не указаны дифракционные решетки, предназначенные для спектрального разделения генерационных линий лазерных источников. Однако, в установке селекция длин волн возможна не только за счет оптики, но и благодаря изменению режима работы лазера.

В обычном режиме генерации 90% излучения в лазере на парах стронция приходится на длину волны 6,45 мкм, однако возможны режимы работы лазера, при которых доля излучения на 3 и 1 мкм значительно возрастает.

Многоволновой характер излучения (8 длин волн: 1,03; 1,09; 2,60; 2,69; 2,92; 3,06; 3,01 и 6,45 мкм) лазера на парах стронция, входящего в состав установки, позволяет изучать процесс абляции при взаимодействии с различными типами биологических тканей, а также полимеров, содержащих амидные группы.

Подобное сочетание длин волн генерации и возможность управления процентным соотношением средней мощности на каждой из них дает возможность выявить их влияние на процесс абляции. В табл. 9.3 указаны основные технические характеристики комплекса.

В целом установка включает в себя регистрирующую технику для контроля параметров лазерного излучения, а также скоростную видеокамеру с дополнительным объективом для фиксирования результатов абляции.

Таблица 9.3

Основные рабочие характеристики установки

Длина волны излучения, мкм	1,03; 1,09; 2,60; 2,69; 2,92; 3,01; 3,06; 6,45
Расходимость лазерного излучения, мрад	0,5
Длительность импульса излучения, нс	30–50
Частота следования импульсов, кГц: Высокочастотный канал Низкочастотный канал	 10–20 1–2
Энергия суммарного импульса излучения, мДж (низкочастотный канал)	1
Средняя мощность генерации, Вт (высокочастотный канал)	10
Плотность энергии, Дж/см^2	1–20
Потребляемая системой мощность, кВт	5
Охлаждение	воздушное

9.1.1.4 Лазерная абляция биотканей при использовании Sr-лазера

В 2001 г. по заказу Вандербильтского университета в Томском госуниверситете был создан лабораторный образец отпаянного лазера на парах стронция для исследования указанного эффекта (эффекта резонансной абляции) и выполнен ряд совместных экспериментов [23]. В данных экспериментах использовался лазер на парах стронция со средней мощностью 2,4 Вт, диапазон частот следования импульсов 5–20 кГц, плотность энергии < 185 мкДж/см^2 (диаметр фокусного пятна 130 мкм). Этот лазер является компактной установкой по сравнению с лазером на свободных электронах. Временной ход процесса абляции воды при облучении лазером на парах стронция и лазером на свободных электронах приведен на рис. 9.5 и рис. 9.6, соответственно: 4 кадра показывают начало абляции, расширение области паров, выброс воды и сокращение (коллапс) области паров.

Макроскопические исследования абляции биоткани были выполнены на бычьей мышце. Небольшие полоски ткани были помещены на координатном столе в фокусе лазерного пучка. Стол передвигался взад-вперёд в течение процесса абляции для того, чтобы произвести узкие четырёхмиллиметровые рассечения ткани. Параметры лазера,

так же как и скорость движения стола, изменялись для сравнения. Эти рассечения затем были оценены под микроскопом и сфотографированы. На рис. 9.7 приведены результаты абляции мягких тканей бычьей мышцы. Абляция ткани происходила только в течение нескольких импульсов воздействия, вследствие чего в окружающих тканях накапливался тепловой эффект. Предполагается, что это связано с высокой частотой повторения лазера. Как можно видеть на рис. 9.7, при более высокой ЧСИ лазера удаляется больше ткани, но и образуется большее тепловое повреждение.

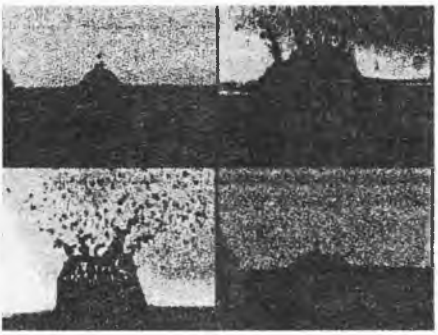


Рис. 9.5. Фотографии процесса абляции воды лазером на парах стронция: E = 0,2 мДж, τ = 50 нс. (В данном случае многоимпульсный режим необходим, чтобы достичь порога абляции, так как в одном импульсе недостаточно энергии для абляции)



Рис. 9.6. Фотографии процесса абляции воды лазером на свободных электронах: E = 3мДж, τ = 1 пс

Проведенные эксперименты и последующие клинические исследования показали, что лазерное излучение на длине волны 6,45 мкм является резонансным для большинства биотканей, поскольку соответствует длине волны поглощения деформационной моды амида II и воды. Используя данный метод [26], удается свести к минимуму побочные тепловые повреждения окружающих тканей, что ускоряет процесс заживления раны и регенерации тканей, уменьшаются послеоперационные осложнения и время реабилитации.

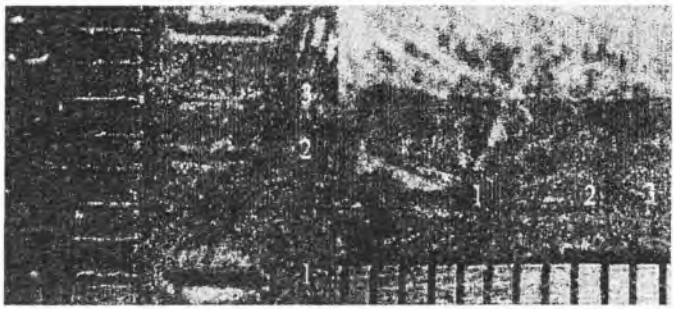


Рис. 9.7. Увеличенные снимки бычьей мышцы, облученной лазером на парах стронция: Разрез 1 – ЧСИ – 16 кГц, средняя мощность 2,4 Вт, размер пятна 130 нм, скорость сканирования 17 мм/с, 30 проходов; Разрез 2 – ЧСИ – 5 кГц, средняя мощность – 0,9 Вт, размер пятна – 130 нм, скорость сканирования – 17 мм/с, 30 проходов; Разрез 3 – ЧСИ – 5 кГц, средняя мощность – 0,9 Вт, размер пятна – 130 нм, скорость сканирования – 17 мм/с, 10 проходов

Представленные здесь исследования подтверждают обоснованность использования лазера на парах стронция для резки и сверления биотканей. Кроме того, лазер на парах стронция обладает рядом преимуществ по сравнению с используемыми для лазерной абляции лазерами: генерирует излучение в ИК-диапазоне (при лазерной абляции УФ-излучением в тканях возникают мутагенные эффекты), а также длина волны лазера попадает в полосу поглощения большинства биотканей (является резонансной).

9.1.1.5. Лазерная абляция полиамидов

В мировом производстве и потреблении конструкционных материалов доля пластмасс, в том числе и полиамидов, продолжает увеличиваться. По таким характеристикам, как прочность, коррозионная стойкость, легкость, они успешно конкурируют с металлами и стеклом в автомобилестроении. В отраслях, связанных с электротехникой и электроникой, огнестойкий полиамид продолжает вытеснять дорогостоящий полипропиленсульфид и полибутилентерефталат. Технология высокоточной обработки полиамидов, в частности резка и свер-

ление отверстий, прежде всего, востребована в производстве деталей, к которым предъявляются повышенные требования по точности и качеству обработки, а также деталей сложной или не стандартной формы. Кроме того, полимеры данного класса используются в научных исследованиях при создании твердотельных красителей (новые лазерные среды) и в масс-спектроскопии при изучении строения и структуры сложных органических молекул.

Полиамиды (ПА) – это многочисленная группа гетероцепных высокомолекулярных соединений, химические звенья которых соединены амидной связью (-NH-CO-). Они являются одними из лучших конструкционных материалов. ПА имеют низкий коэффициент трения, высокую прочность на удар при высоких и низких температурах. Диапазон температур их работы под нагрузкой от –10 до +50°С. Как правило, ПА применяются для производства изделий, требующих малого коэффициента трения. Температура плавления – 215–228°С. Температура стеклования – 40–60°С. Температура хрупкости: около – 60°С [18]. Полиамид-6 (ПА-6) относится к данному классу веществ. Цифра в названии «полиамид-6» означает число атомов углерода между амидными группами в структурном звене. Химическая формула ПА-6 – $(HN-(CH_2)_5-CO)_n$. В табл. 9.4 приведены некоторые физико-механические свойства ПА-6. Полиамид-6 (техническое название капролон или найлон-6) - это многофункциональный материал конструкционного и антифрикционного назначения, эффективно применяется в России и за рубежом свыше 40 лет. Он обладает высокими прочностными и эксплуатационными свойствами, имеет низкий коэффициент трения в паре с любыми металлами, хорошо и быстро прирабатывается, в 6–7 раз легче бронзы и стали, взамен которых он успешно применяется.

ИК-спектры поглощения капролона (рис. 9.8), как и других полиамидов, имеют отчетливые характеристические полосы амидных групп. Такие полосы принято обозначать как Амид I, Амид II вплоть до Амид VII. Полосу при 1650 $см^{-1}$ обозначают как Амид I, а полосу при 1550 $см^{-1}$ (λ = 6,45 мкм) – Амид II. Из литературы известно, что в полосу Амид II вносят вклад колебания различных групп: NH-деформационные колебания (50%), CN-валентные колебания (40%) и C=O-валентные колебания (10%). На сильном поглощении лазерного излучения этой длины волны капролоном и основан эффект резо-

нансной абляции, который может быть использоваться при микро- и нанообработке данного материала.

Таблица 9.4

Физико-механические свойства полиамида-6

Плотность, г/см^3	1,15–1,16
Показатель преломления	1,530
Коэффициент теплопроводности, Вт/м·К	0,16–2,2
Удельная теплоемкость, ккал/(кг·град)	0,02
Коэффициент поглощения, см$^{-1}$	10^4
Модуль упругости при растяжении, МПа	2300
Допускаемая рабочая температура, °С	180°С – кратковременная 100°С – постоянная
Теплостойкость по Мартенсу, °С	75
Температура плавления, °С	220
Относительное удлинение при разрыве, %	10
Средний коэффициент линейного теплового расширения на 1°С в интервале от 0°С до +50°С, от –50°С до 0°С	 $9{,}8\cdot10^{-5}$ $6{,}6\cdot10^{-5}$

На вышеприведенной в разд. 9.1.1.3 установке был проведен цикл предварительных экспериментов по воздействию на полиамиды, в результате была получена резонансная абляция полиамида-6 [25]. В ходе проведения экспериментов по абляции ПА-6 не наблюдалось формирования сферического облака паров над поверхностью мишени при ЧСИ генерации 10–15 кГц. При ЧСИ генерации 13–15 кГц происходил вылет частиц с поверхности ПА-6 диаметром до 10 мкм. Анализ аблированных резов ПА-6 под микроскопом показал следующее: ширина резов варьировалась от 100 до 440 мкм, глубина изменялась в пределах от 50 до 350 мкм. На рис. 9.9 показан аблированный рез ПА-6 под микроскопом.

Зона термического разрушения (ЗТР) ПА-6 в проведенных экспериментах была значительной и составляла при 10–12 кГц – 30 мкм, при 14–15 кГц – 45 мкм. Наличие столь широкой ЗТР обусловлено накоплением тепла в процессе абляции ПА-6 при высокой частоте следования импульсов.

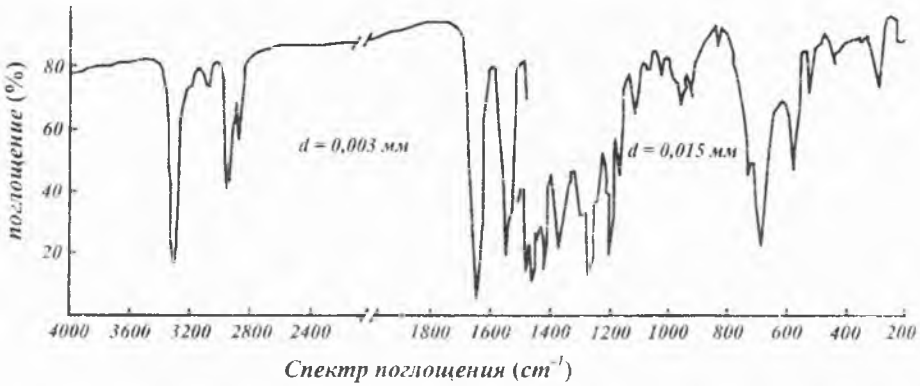


Рис. 9.8. ИК-спектр поглощения полиамида-6

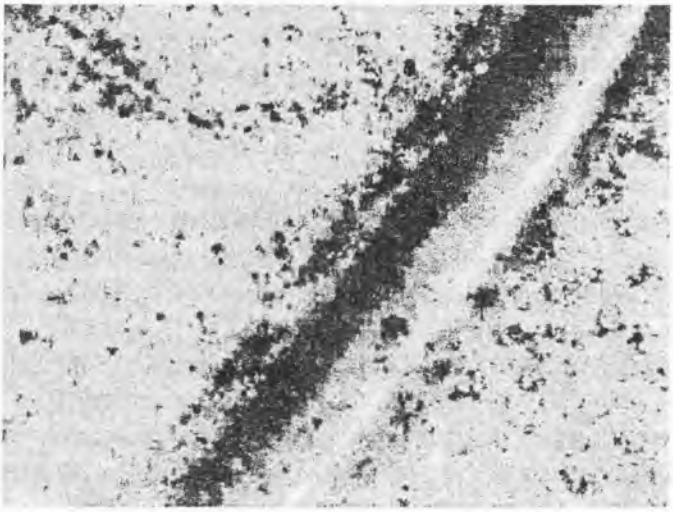


Рис. 9.9. Аблированный рез ПА-6 при плотности энергии 12,5 Дж/см^2, ширина реза составляет 150 мкм

Однако сравнение результата с механическим способом обработки ПА-6 показывает, что ЗТР значительно меньше (в 5–10 раз) при лазерном облучении. Был сделан вывод, что для более качественного аблирования необходимо уменьшение частоты следования импульсов

лазерного источника с сохранением плотности энергии в импульсе на уровне выше 2 Дж/см^2. Влияние соотношения длин волн в выходном излучении лазера на процесс абляции не исследовалось.

9.1.2. Применение лазеров среднего ИК-диапазона для управляемого термораскалывания стекол

В настоящее время во всем мире основная доля высококачественного листового стекла вырабатывается с помощью флоат-метода, который отличается высокой производительностью и высоким качеством выпускаемой продукции. Резка непрерывной ленты стекла на заготовки осуществляется механически, с помощью твердосплавных роликов. Основными недостатками механической резки стекла в процессе выработки являются:

– низкое качество резки из-за наличия большого количества микротрещин вдоль линии реза и, как следствие этого, низкая механическая прочность стекла, составляющая ~ 15–20 МПа;

– загрязнение поверхности стекла в зоне резки стеклянной пылью и продуктами смачивания режущих роликов, требующее дополнительной очистки поверхности стекла;

– необходимость частой замены режущих роликов в процессе выработки стекла, что сопровождается увеличением брака продукции [27].

В связи с этим поиск и разработка новых высокоэффективных методов резки листового стекла в процессе выработки во всем мире является задачей чрезвычайно важной и актуальной. В последнее время широкое признание и распространение для прецизионной безотходной резки таких хрупких неметаллических материалов, как стекло, керамика, сапфир, кварц и полупроводниковые материалы получил метод лазерного управляемого термораскалывания хрупких неметаллических материалов (ЛУТ), который свободен от перечисленных выше недостатков. Сущность метода лазерного управляемого термораскалывания (рис. 9.10) заключается в нагревании поверхности хрупкого непрозрачного материала лазерным излучением, как правило, имеющим форму эллиптического пучка размерами 2Ax2B, вытянутого вдоль направления движения X, и в последующем охлаждении зоны нагрева с помощью хладагента, например, воздушно-водяной струи.

При подаче вслед за лазерным пучком хладагента на фронте кипения происходит резкое локальное охлаждение поверхности материала по линии реза. Создаваемый градиент температур обуславливает возникновение в поверхностных слоях материала напряжений растяжения, которые обеспечивают образование и распространение трещины глубиной Q.

Глубина проникновения трещины Q определяется распределением термоупругих напряжений, зависящим от целого ряда факторов. К числу факторов, имеющих первостепенное значение для процесса ЛУТ, следует отнести:

– параметры лазерного пучка, а именно: длина волны и плотность мощности лазерного излучения;

– импульсно-периодические свойства и модовая структура излучения, размеры и форма лазерного пучка на поверхности разделяемого материала;

– скорость относительного перемещения лазерного пучка и материала;

– теплофизические свойства, количество и условия подачи хладагента в зону нагрева;

– теплофизические и механические свойства разделяемого материала, его толщина и состояние поверхности.

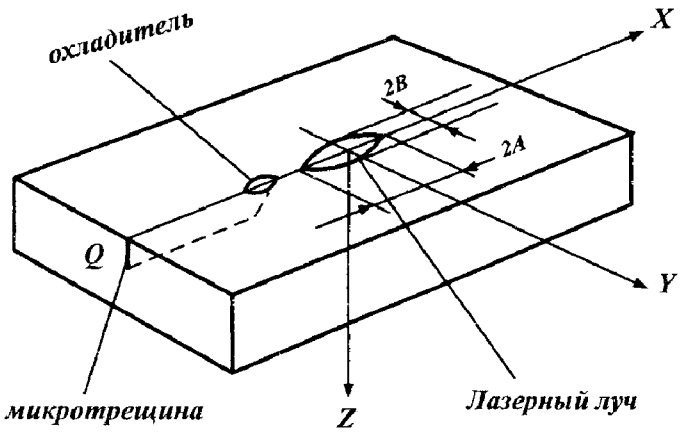


Рис. 9.10. Схема процесса лазерного управляемого термораскалывания

Метод управляемого лазерного термораскалывания оксидных стекол получил широкое распространение при прецизионном раскрое стекла. К преимуществам указанного метода резки следует отнести большую скорость разделения; высокую точность при размерной обработке; низкую энергоемкость процесса обработки; высокую чистоту процесса из-за безотходности процесса разделения; высокое качество поверхности разделяемых изделий. Проведенный анализ показал, что наиболее оптимальным источником для высокоэффективного управляемого лазерного термораскалывания является лазер со спектром излучения в области полупрозрачности стекол (2–7 мкм) мощностью излучения не менее 20–100 Вт, как показано на рис. 9.11.

В целом существует несколько путей повышения качества и производительности резки стекла. Они основаны на применении: новых типов лазеров (оптимизированных под спектр пропускания стекла), двулучевых схем (два типа различных лазеров: оптимизированные для линейного входа управляемой трещины в стеклянные образцы и для сквозного разделения стекла), специальной оптики, технологических режимов, обеспечивающих высокое качество изделий с большой скоростью обработки.

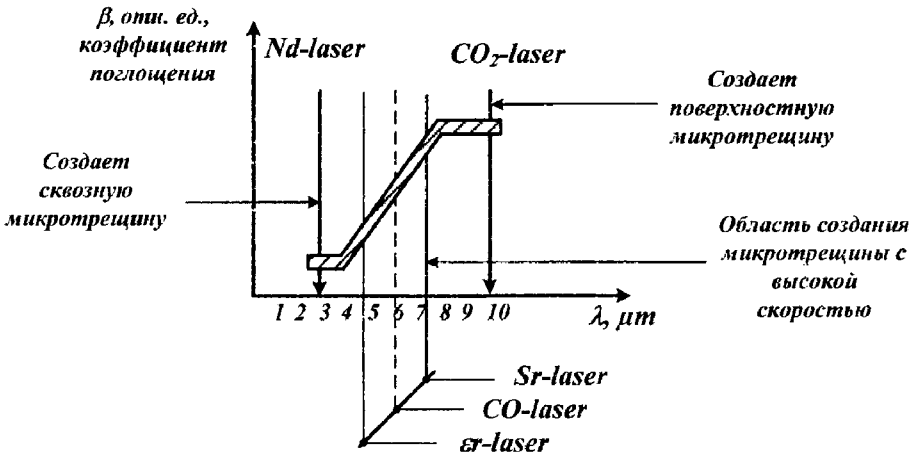


Рис. 9.11. Применение оптимального по спектру излучения лазера для термораскалывания

9.1.2.1. Методика и результаты эксперимента

Эксперименты проводились на установке, описанной в разд. 9.1.1.3. В качестве системы сканирования была использована специальная оптомеханическая приставка. Для исследования термораскола были выбраны как образцы обычного стекла, так и образцы стекла, имеющие практическое значение и изготовленные разными производителями. Отсутствие полной информации о химическом составе таких стекол затрудняло интерпретацию полученных результатов. Режимы работы лазеров на парах стронция при изучении воздействия на стекло приведены в табл. 9.5.

Таблица 9.5

		Оптическая схема	Суммарная средняя мощность, Вт	Частота, кГц	Мощность на отдельных линиях, Вт		
					6,45 мкм	~ 3 мкм	~ 1 мкм
Лазер № 1	Режим 1	1	8	14,5	7	0,2	0.1
	Режим 2	1, 2	11	23	10	0,2	0,2
Лазер № 2	Режим 1	2	6,5	7	4,35	1,5	0,65

Испытания проводились при использовании двух оптических схем. 1-ая схема состояла из сферической линзы, плоского поворотного зеркала и цилиндрической линзы (рис. 9.12, *a*). 2-я схема состояла их сферического зеркала и цилиндрической линзы (рис. 9.12, *b*).

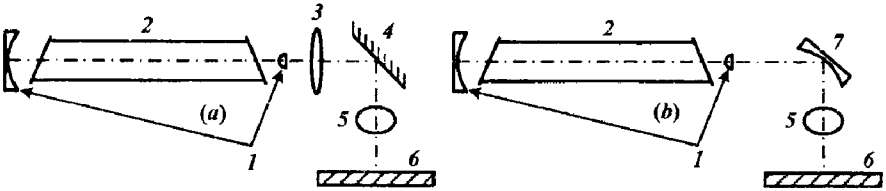


Рис. 9.12. *a* – оптическая схема № 1, *b* – оптическая схема № 2: *1* – зеркала неустойчивого резонатора, *2* – активный элемент, *3* – сферическая линза, *4* – поворотное зеркало, *5* – цилиндрическая линза, *6* – заготовка (величина потерь на оптических элементах составила 40 %), *7* – сферическое зеркало

При работе с 1-й оптической схемой мощность излучения составляла 6,5 Вт (4,4 Вт на поверхности заготовки). При работе со 2-й оптической схемой мощность излучения составляла 6,5-9 Вт. Скорость перемещения заготовки изменялась в диапазоне от 2 до 2,5 мм/с. Результаты экспериментов по терморасколу имеющихся заготовок стекла под действием многоволнового излучения лазера на парах стронция сведены в табл. 9.6–9.7 и показаны на рис. 9.13 (на вклейке).

Таблица 9.6

Эксперименты по 1-й оптической схеме			
Тип стекла (толщина, мм)	F, мм	Наличие реза	Визуальная оценка качества реза
Боросиликатное № 1 (2)	30–70	–	
Боросиликатное № 2 (1,2)		–	
Кварцевое № 1 (0,7)	30–70 (наилучшее качество при 40–50)	+	Рез зеркальный с сильными краевыми эффектами
Кварцевое № 2 (0,7)	30–70	–	
Кварцевое № 1 (0,7)		+	Рез среднего качества
Эксперименты по 2-й оптической схеме			
Тип стекла (толщина, мм)	F, мм (P, Вт)	Наличие реза	Визуальная оценка качества реза
Боросиликатное №1 (2)	30 (8–9)	+	Рез полированный, при увеличении мощности появляется скрайб
Боросиликатное №2 (1,2)	30 (6,5)	+	
Кварцевое № 1 (0,7)	30 (5)	+	
Кварцевое № 2 (0,7)	30 (6,5)	–	
Кварцевое № 1 (0,7)		+	Рез среднего качества

При всех режимах воздействия присутствовали краевые эффекты – дефекты реза. Однако при увеличении мощности излучения краевой эффект на входе лазерного пучка в заготовку исчезал, а на выходе – значительно уменьшался. Следует отметить, что на выходе лазерного пучка из заготовки наблюдался скол в основном из-за недореза на длину в половину пучка.

По полученным данным можно сделать следующие выводы:

1. Проведенный цикл исследований по термораскалыванию стекла подтвердил адекватность использования лазера на парах стронция для этих целей;

2. При визуальной оценке качество получаемого реза выше, чем при использовании CO-лазера ($\lambda = 5{,}32$ мкм);

3. Дефекты реза, возникающие на входе и на выходе лазерного пучка из заготовки, сохраняются. Было отмечено уменьшение величины дефекта при повышении мощности ЛПС.

Таблица 9.7

Тип стекла (толщина, мм)	Система фокусировки	Скорость обработки (мм/с)	Мощность излучения суммарная (~3 мкм), Вт	Результат
Кварцевое № 2	Сферическая CaF_2, R = 43,29 Цилиндрическая CaF_2, R = 22,4	3–5	12 (3)	Проплав дорожки
Боросиликатное № 1	~	3–5	12 (3)	Дорожка со скрайбом
Боросиликатное № 1	~	7–10	14 (3,5)	Разрез неровный
Кварцевое № 2	~	3–5	15 (3,7)	Проплав дорожки
Кварцевое № 2	~	3–5	18 (4)	Проплав дорожки увеличился
Кварцевое № 2	Сферическая CaF_2, R = 43,29 Цилиндрическая ZnSe, R ~ 40	7	14 (3,5)	При многократном прохождении (3-5раз) появлятся кривой рез

Результаты выполненных экспериментов были сопоставлены с результатами управляемого термораскалывания с применением Nd:YAG-, CO_2- и CO-лазеров.

Результаты выполненных экспериментов были сопоставлены с результатами управляемого термораскалывания с применением Nd:YAG-, CO_2- и CO-лазеров. Из проведенных термомеханических расчетов был сделан вывод: пространственное распределение сжимающих напряжений в объеме материала, останавливающих развитие микротрещины и формирующих ее глубину, для нагрева Sr(CO)-лазерами характеризуется более глубоким расположением в обрабатываемом стекле ($\delta = 200$ мкм – для CO_2-лазера, $\delta = 600$ мкм – для Sr- и CO- лазеров). Из графиков сравнительных механических испытаний полученных стеклянных образцов видно, что более высокую механическую прочность имеют изделия из стекла, полученные с помощью излучения Sr(CO)-лазеров (рис. 9.14).

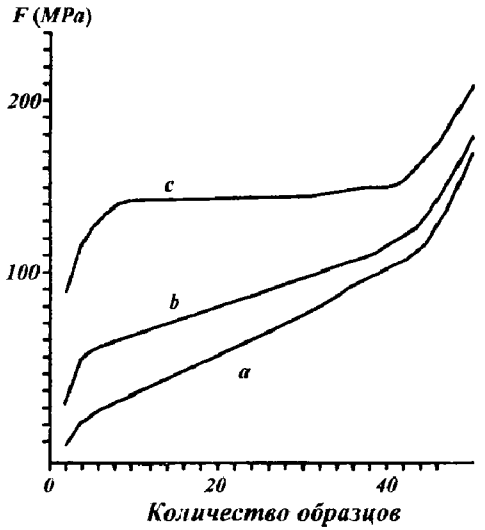


Рис. 9.14. Графики прочности образцов стекол, изготовленных лазерным термораскалыванием: *a*) алмазное скрайбирование; *b*) – термораскалывание излучением CO_2-лазера; *c*) – термораскалывание излучением Sr(CO)-лазеров

Измерение геометрической однородности показали высокое качество поверхности сколов, полученных с помощью Sr- и CO-лазеров. Это подтверждает, что излучение Sr(CO)-лазеров может являться ос-

новным инструментом для лазерного управляемого термораскалывания при создании плоских панелей дисплеев LCD и тонких стекол для термооптического покрытия космических радиаторов (рис. 9.15).

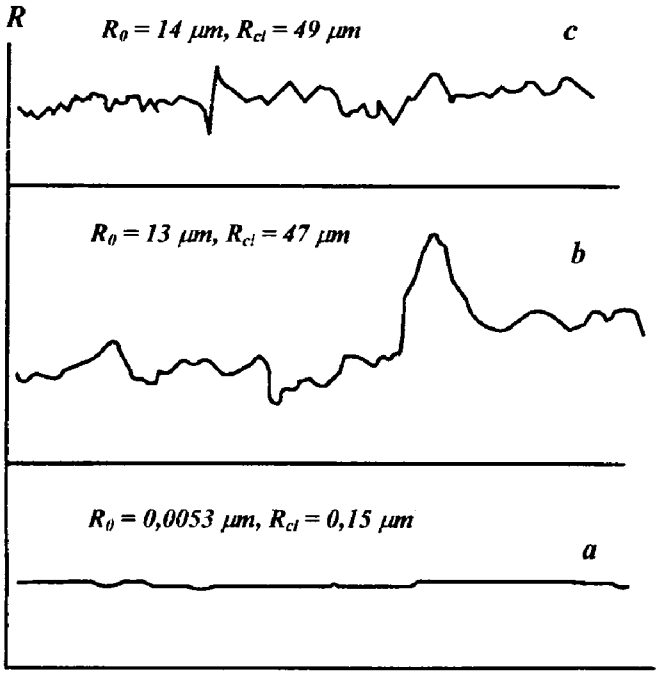


Рис. 9.15. Шероховатость торцов образцов стекол, полученных различными способами: *a* – термораскалывание излучением Sr(CO)-лазеров; *b* – термораскалывание излучением CO_2-лазера; *c* – алмазное скрайбирование, где R_0 – глубина скола и R_{cl} высота скола

9.1.3. Применение лазера на парах стронция для задач дистанционного газоанализа атмосферы

Спектральная область излучения лазера на самоограниченных переходах стронция весьма привлекательна для дистанционного газоанализа, поскольку, во-первых, она совпадает с окном прозрачности атмосферы в диапазоне длин волн 1–5 мкм; во-вторых, она совпадает с по-

лосами поглощения целого ряда естественных и загрязняющих компонент атмосферы; и, в-третьих, чувствительность фотоприемников на основе InSb имеет в этой области спектра максимальные значения. Sr-лазер, таким образом, является перспективным устройством для различных применений в дистанционном лазерном зондировании и спектроскопическом газоанализе, где он способен конкурировать с известными химическими HF/DF лазерами [28] и с преобразованными и обертонными частотами CO и CO_2 лазеров [29–31]. Исследования последних лет продемонстрировали, что Sr лазер является весьма эффективным источником когерентного излучения в важном для молекулярной спектроскопии среднем ИК диапазоне длин волн ~ 1–6,5 мкм, по эффективности сравнимым с лазером на парах меди. В частности, экспериментально была получена суммарная средняя мощность на всех линиях генерации ~ 22 Вт и продемонстрирована возможность повышения частоты следования импульсов генерации до сотен кГц [32].

О возможности использования в трассовом анализаторе влажности одной из линий стронциевого лазера (λ = 6,456 мкм) сообщалось в работе [33]. Измеренный коэффициент ослабления оказался слишком большим для исследования атмосферного водяного пара на трассах порядка сотен метров (при прохождении трассы ~ 100 метров остается всего лишь $2 \cdot 10^{-4}$ % излучаемой лазером мощности). Однако была показана возможность осуществления контроля влажности атмосферы на коротких (1–10 м) трассах. В работе [34] была показана возможность применения лазера на самоограниченных переходах SrI и SrII для лазерного дистанционного зондирования методом дифференциального поглощения газовых составляющих и метеорологических параметров атмосферы.

9.1.3.1. Результаты поиска информативных длин волн зондирования МГС атмосферы

Излучение стронциевого лазера перекрывает спектральный диапазон 1–6,5 мкм, являющийся информативным с точки зрения лазерного газоанализа атмосферы. Чтобы определить возможность применения излучения многоволнового Sr лазера для дистанционного лазерного зондирования малых газовых составляющих (МГС) атмосферы были рассчи-

таны спектры пропускания атмосферы. Расчет проводился по методу «line by line» с использованием данных о спектральных параметрах линий поглощения основных атмосферных газов [35] для приземной трассы зондирования длиной 1 км и стандартной модели атмосферы (лето, средние широты [36]). Для поиска информативных длин волн зондирования МГС атмосферы по методу дифференциального поглощения (МДП) в диапазоне генерации излучения стронциевого лазера нами была применена методика [37], разработанная на базе обоснованных критериев отбора линий и ускоренного алгоритма расчета.

Результаты этих расчетов представлены в табл. 9.8. Анализ результатов показал, что часть линий излучения стронциевого лазера весьма сложно использовать при трассовом газоанализе атмосферы из-за сильного мешающего поглощения излучения водяным паром. Но наряду с линиями, которые полностью поглощаются на трассе длиной 1 км, в спектре Sr лазера имеются линии, которые попадают в «микроокна» прозрачности атмосферы и могут быть использованы при дистанционном зондировании по методу дифференциального поглощения.

Таблица 9.8

Длина волны, волновое число, интенсивность линий излучения Sr лазера и пропускание на них для 1 км приземной трассы зондирования

Атом	Длина волны в воздухе, мкм	Волновое число в воздухе, $см^{-1}$	Интенсивность излучения лазера, отн. ед.	Пропускание на 1 км трассе (водяной пар)
Sr II	1,0330	9680,542	12000	0,99988
Sr II	1,0914	9162,543	10000	0,99964
Sr I	2,6915	3715,400	100000	0
Sr I	2,9225	3421,728	125000	0
Sr I	3,0110	3321,156	140000	0,64634

Сильные линии поглощения водяного пара с центрами 2,692 и 2,923 мкм перспективны для измерения профилей концентраций влажности атмосферы на атмосферных трассах длиной до 100 м. При этом линии излучения с центрами 1,033 и 1,091 мкм можно использовать в качестве референтной частоты (см. табл. 10.8). Расчеты спектров пропускания атмосферы на трассах длиной 1–10–100 м в области линий излучения Sr лазера 2,692 и 2,923 мкм показали, что использование сильных линий водяного пара и совпадающих с ними линий

генерации стронциевого лазера дает возможность определять фоновые концентрации водяного пара на трассах длиной до 100 м. Использование линии излучения стронциевого лазера с центром 3,011 мкм возможно на трассах длиной до 1 км.

9.1.3.2. Результаты измерения поглощения излучения стронциевого лазера

Для найденных информативных длин волн зондирования было проведено модельное (лабораторное) исследование поглощения парами воды излучения лазера на парах стронция в температурном диапазоне от 20 до 70°С. Для измерения коэффициента поглощения парами воды излучения лазера на парах стронция на информативных длинах волн зондирования в области 1–3 мкм было предложено использовать селектор длин волн на основе дифракционной решетки с числом штрихов на мм – 300. Расчет углов дифракции производился в программной среде Maple, а геометрические построения (в соответствующем масштабе и с требуемой точностью) осуществлялись с помощью редактора Microsoft Visio, что позволило значительно упростить в дальнейшем процедуру сборки и юстировки оптической схемы установки в целом. Оптическая схема селектора на основе дифракционной решетки (ДР) рассчитывалась таким образом, чтобы была возможность полного пространственного разрешения наиболее близких длин волн (3,011 и 3,066 мкм) в соответствии с выбранной геометрией схемы экспериментальной установки. Поэтому базовым углом падения для $\lambda = 3{,}06$ мкм был выбран угол $\alpha = 35°$. Это полностью фиксирует углы дифракции для остальных генерационных компонент.

Для заданной геометрии оптической схемы были рассчитаны необходимые углы падения луча на дифракционную решетку (углы установки ДР) для селекции нужной длины волны (табл. 9.9).

Таблица 9.9

Расчетные углы установки ДР для заданных длин волн

λ, мкм	1,033	1,091	2,601	2,692	2,923	3,011	3,066
α,°	16,4	16,9	30,6	31,4	3,6	34,5	35

Излучение лазера под заданным углом падает на дифракционную решетку, от которой в выбранном направлении (1-й порядок дифракции) дифрагирует набор монохроматических пучков, один из которых (выбранный) после отражения от поворотного зеркала проходит через аналитическую кювету с парами воды. Температура внутри кюветы регулируется нагревателем и контролируется датчиком температуры. Далее излучение направляется на входную щель монохроматора, который использовался для контроля настройки углового положения дифракционной решетки. Средняя мощность излучения до и после кюветы контролировалась измерителем мощности. Аналитическая кювета длиной 40 см состоит из кварцевой трубки и нагревательного элемента, заключенных в теплоизолирующий кожух. Сверху в отверстие трубки помещен зонд датчика температуры, служащий для контроля температуры, которая изменялась в пределах от 20 до 70°С.

Результаты исследования поглощения излучения в сравнении с расчетными значениями пропускания для длин волн зондирования 2,692 и 2,923 мкм, перспективных для измерения профилей концентраций влажности атмосферы на атмосферных трассах, приведены на рис. 9.16.

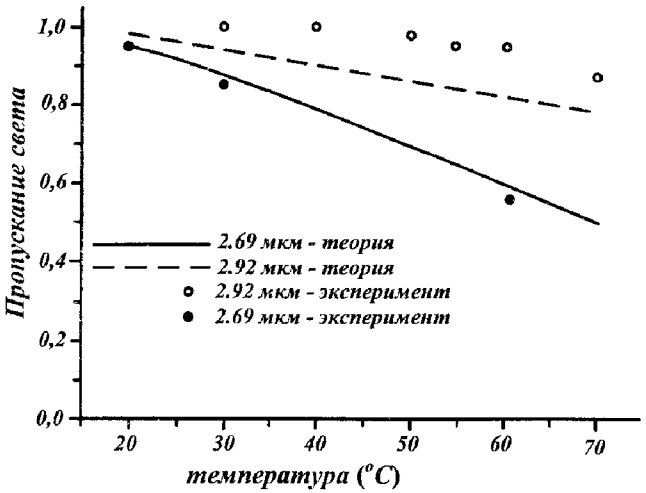


Рис. 9.16. Рассчитанное и измеренное пропускание (длина кюветы 40 см) для длин волн Sr лазера $\lambda = 2{,}692$ и 2,923 мкм

9.1.3.3. Лидарное зондирование газового состава атмосферы

В институте оптики атмосферы СО РАН (г. Томск) были проведены тестовые эксперименты по лидарному зондированию газового состава атмосферы с помощью созданного в институте лидара дифференциального поглощения на основе отпаянного стронциевого лазера (см. рис. 7.4). С его помощью на выбранных длинах волн проведены измерения профилей влажности атмосферы в натурных условиях.

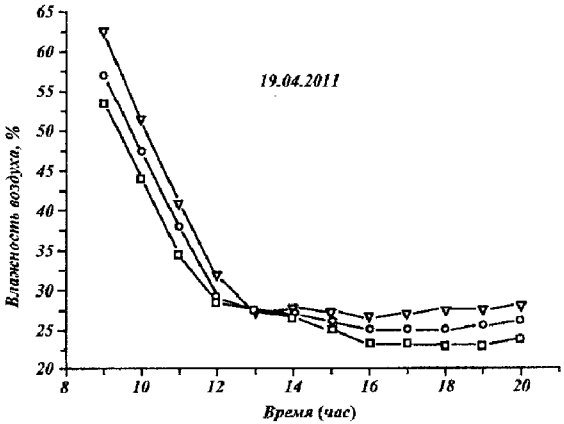


Рис. 9.17. Результаты тестовых измерений влажности двумя методами с помощью психрометра и лидара (психрометр – треугольники и квадраты, лидар – кружки)

В лидаре излучение Sr лазера последовательно на линии поглощения λ_{on} и вне линии λ_{off} через диафрагму с помощью выходного зеркала посылается на трассу. В качестве длины волны с сильным поглощением выбрана линия излучения λ_{on} = 3,0110 мкм, а в качестве референтной λ_{off} = 1,0917 мкм. Требуемая длина волны выбирается дифракционной решеткой. Длина трассы составляет 11 м (в один конец). Место расположения установки не позволило выбрать измерительную трассу большей длины. На конце трассы расположен зеркальный отражатель. Отраженное излучение собирается телескопом, собранным по схеме Кассегрена с приемным зеркалом диаметром 0,25 см. В качестве приемника используется фотодиод ФД-38. Часть излучения с

помощью пластин из CaF_2 отводится на пироприемник для контроля мощности излучения, посылаемого в атмосферу, и монохроматор МДР 206 для контроля длины волны выходного излучения.

Для контроля результатов измерений влажности использовались два психрометра, расположенные на разных концах измерительной трассы. Были проведены ряд измерений влажности. Для примера на рис. 9.17 представлены результаты тестовых измерений влажности за 19.04.2011 г. Как видно из рис. 9.17, данные измерений двумя методами (психрометр и лидар) находятся в хорошем согласии (полученные расхождения не превышают 10%).

9.2. Применения рекомбинационных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров

Благодаря коротковолновому излучению и достаточно высоким энергетическим характеристикам практические применения рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров, в том числе малогабаритных, могут быть весьма многообразными [38–44]. В частности, они хорошо подходят для оптической накачки лазерных сред и преобразования излучения в другие спектральные диапазоны.

9.2.1. Генерация на линии $\lambda = 535$ нм атома таллия при квазирезонансной оптической накачке излучением He-Ca^+ лазера

Подобрать точный резонанс лазера с дискретным набором линий генерации с линией в спектрах атомарных газообразных сред удается очень редко. В [40, 45–46] был предложен и экспериментально испытан метод преобразования излучения лазеров при оптической накачке газообразных сред в далекие крылья уширенных давлением резонансных переходов (квазирезонансная накачка), который не требует точного резонанса: поглощения излучения накачки можно добиться столкновительным уширением данной линии за счет соударений с атомами буферного газа при больших давлениях. При этом поглощение фотонов будет происходить в результате так называемых оптических столкновений [47]:

$$A + B + h\nu \rightarrow A^* + B + kT. \qquad (9.1)$$

В работах [45–46] получена генерация в режиме сверхсветимости на $\lambda = 535$ нм TlI в смеси Tl-He при оптической накачке He-Ca^+ лазером с $\lambda = 373{,}7$ нм CaII в фиолетовое крыло резонансной линии таллия $\lambda = 377{,}6$ нм TlI, то есть расстройка от резонанса составляла ≈ 4 нм (рис. 9.18). Гелий в качестве уширяющего буферного газа использовался потому, что при столкновении с ним происходит не только уширение, но и поднятие фиолетового крыла резонансной линии таллия [48–49].

Исходя из данных [48], можно посчитать коэффициент поглощения $\chi(\nu)$ излучения накачки:

$$\chi(\nu) = N_{Tl} N_{He} A_{ik} I' \left(\frac{g_2 \lambda^2}{g_1 8\pi c}\right) \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)h}{T}\right], \qquad (9.2)$$

где N_{Tl}, N_{He} – концентрации атомов таллия и гелия; λ, ν – длина волны в см и частота излучения накачки в Гц; ν_0 – частота резонансного перехода таллия на $\lambda = 377{,}6$ нм TlI; g_2, g_1 – статистические веса верхнего и нижнего уровней; T – температура газа; $A = 6{,}1 \cdot 10^7$ c^{-1} – оптическая вероятность перехода таллия $\lambda = 377{,}6$ нм TlI; I' – нормированная (в шкале волновых чисел) интенсивность линии таллия $\lambda = 377{,}6$ нм TlI на частоте излучения накачки [48]. Расчеты показали (рис. 9.19), что уже при давлении гелия 700 Торр и таллия 20 Торр коэффициент поглощения может составлять 0,09 $см^{-1}$, т.е. на длине столба паров 5 см поглотится ~ 36% излучения накачки, а при $p_{He} \approx 4$ атм – 90%.

В эксперименте пары таллия в смеси с гелием создавались в тепловой трубе с длиной нагреваемой части ≈ 5 см. В качестве фитиля применялась никелевая сетка. Используемый для накачки He-Ca^+ лазер обеспечивал энергию в импульсе 0,2 мДж, среднюю мощность генерации 350 мВт при ЧСИ $f = 6$ кГц, длительность импульса генерации на полувысоте ~ 150 нс, длительность нарастания переднего фронта импульса 5–7 нс. Излучение лазера направлялось вдоль тепловой трубы. Диапазон изменений давлений гелия составил 0–10 атм, а давление паров таллия могло достигать 20 Торр, что соответствовало температуре нагрева центральной части тепловой трубы 1300°К.

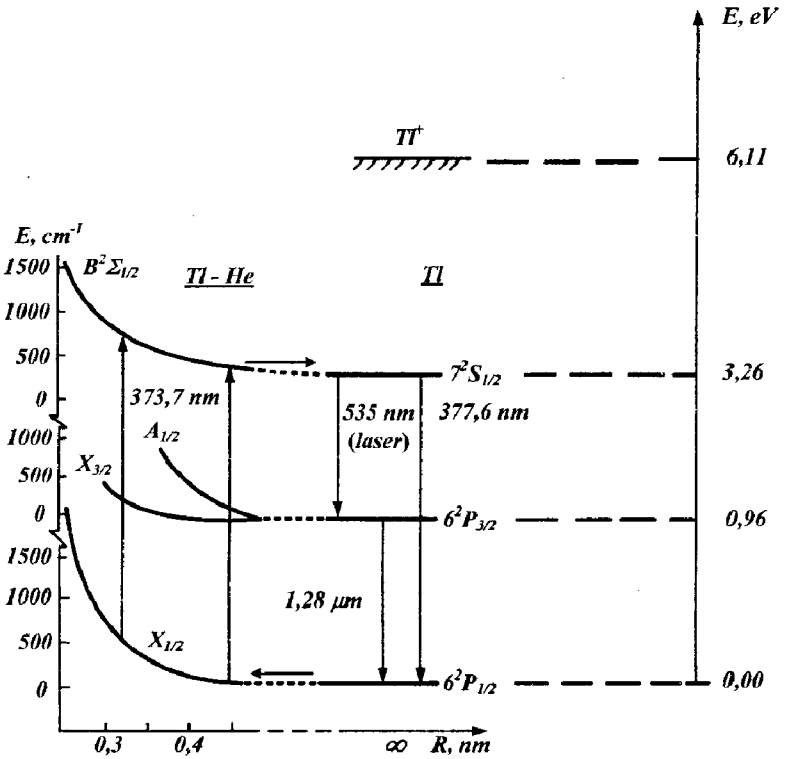


Рис. 9.18. Диаграмма нижних термов атома Tl и квазимолекулы Tl-He, поясняющая возникновение инверсии на линии λ = 535 нм TlI

Измерения поглощения излучения накачки дали величины, хорошо согласующиеся с расчетными (рис. 9.19). С увеличением давления гелия легко достигалось практически полное поглощение излучения накачки. Линейный рост коэффициента поглощения говорит о преобладающей роли бинарных столкновений атомов. Уже при $p_{He} = 20$ Торр и температуре нагрева ~ 1000°К, что соответствует $p_{Tl} = 10^{-1}$ Торр, на линии таллия λ = 535 нм возникало вынужденное излучение без зеркал – сверхсветимость. При увеличении, как давления гелия, так и давления таллия интенсивность вынужденного излучения нарастала и достигала максимума при поглощении ~ 90% излучения накачки (рис. 9.19).

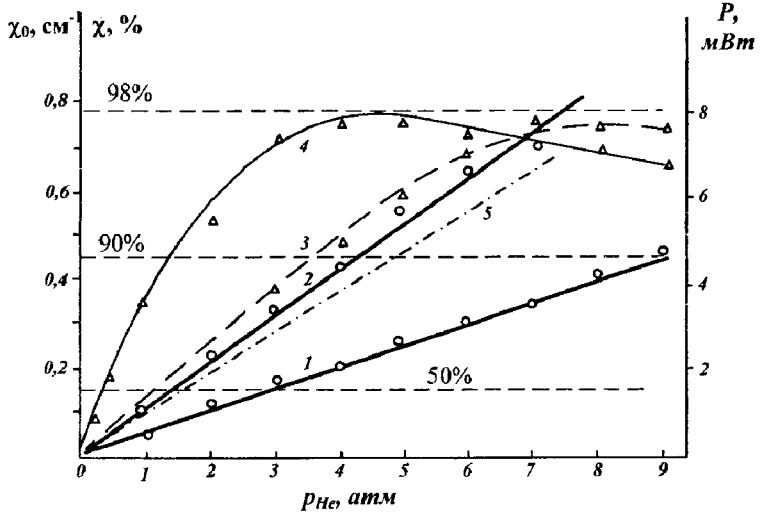


Рис. 9.19. Зависимость измеренного коэффициента поглощения (1, 2) и средней мощности генерации на λ = 535 нм атома таллия (3, 4) от давления гелия при накачке смеси Tl-He излучением He-Ca^+ (λ = 373,7 нм CaII) лазера: 1, 3 – давление паров таллия 10 Торр; 2, 4 – 20 Торр; протяженность столба паров 5 см; 5 – рассчитанная по формуле (10.2) кривая поглощения излучения при давлении паров таллия 20 Торр

Импульс сверхсветимости возникал на переднем фронте импульса накачки и имел длительность 5–10 нс; излучение распространялось в обе стороны тепловой трубы. При p_{He} = 700 Торр и p_{Tl} = 20 Торр (1300°К) средняя мощность вынужденного излучения составила ~ 5 мВт, а при p_{He} = 4 атм она достигла максимума – 8 мВт. Пороговая средняя мощность накачки для возникновения сверхизлучения была всего 10 мВт, а энергия импульса накачки – 5 мкДж. Инверсия на λ = 535 нм TlII имела самоограниченный характер, что объясняется метастабильностью нижнего лазерного уровня таллия $6^2P_{3/2}$, т.е. фактически для накачки эффективно использовалась только начальная (≈ 10 нс) стадия импульса генерации He-Ca^+ лазера. Это примерно 1/10 часть (~ 35 мВт) средней мощности. С учетом этого квантовая эффективность преобразования излучения накачки составила ~ 30%.

Вынужденное излучение на зеленой линии таллия с близким к описанному в данной работе механизмом накачки (для оптической накачки использовался лазер на красителе с возбуждением азотным лазером) было получено в [50], где использовались смеси Tl-Hg и Tl-Cd-Ar.

В [50] для эффективности квазирезонансной накачки выдвигается требование существования потенциального минимума у основного терма квазимолекулы, как это имеет место в случае Tl-Hg, Tl-Cd и Tl-Ar. Отличительной чертой нашего результата является то, что получена эффективная генерация, когда все три терма квазимолекулы Tl-He являются разлетными (рис. 9.18) и накачка осуществляется не в красное, а в фиолетовое крыло линии поглощения, что существенно расширяет возможности данного квазирезонансного метода преобразования излучения.

Если суммировать некоторые потенциальные возможности данного метода преобразования, то можно отметить, что, во-первых, он позволяет достаточно просто и с высокой эффективностью производить преобразование излучения лазеров с дискретным набором длин волн в другие участки спектра, при этом отсутствие требования точного резонанса значительно облегчает выбор соответствующей активной среды; во-вторых, не предъявляется требование высокого качества излучения накачки; в-третьих, качество полученного излучения получатся высоким, поскольку контур линии генерации однородно уширен; и, в-четвертых, существует потенциальная возможность перестройки лазерного излучения в пределах этого уширенного контура.

Наглядно возможности метода демонстрируются на рис. 9.20, где представлены рассчитанные зависимости коэффициента поглощения вблизи линии λ = 377,6 нм Tll при уширении гелием или ксеноном при давлении 20 атм. В первом случае происходит подъем фиолетового крыла линии, во втором – красного.

Диапазон отстроек от резонанса на уровне 60% поглощения излучения накачки на метре длины столба паров в смеси Tl-He может достигать 18 нм, а в смеси Tl-Xe – 50 нм. Таким образом, в смеси таллия с инертными газами можно рассчитывать на преобразование излучения $He\text{-}Ca^{+}$, $He\text{-}Sr^{+}$ и даже XeF^{*} эксимерного лазера в зеленую область спектра.

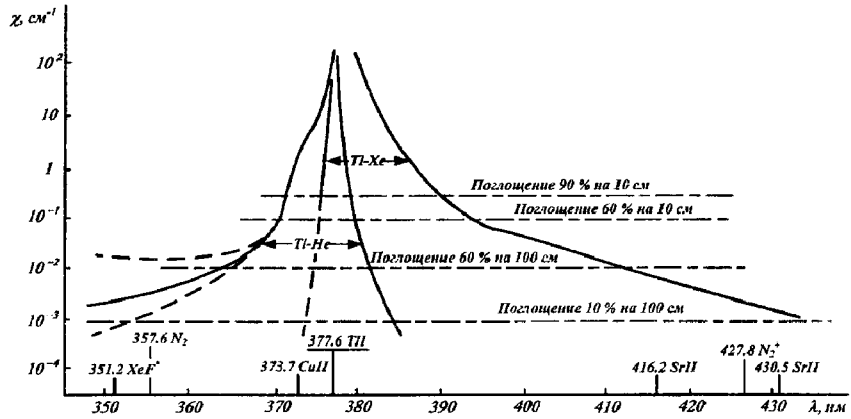


Рис. 9.20. Поглощение вблизи резонансной линии λ = 377,6 нм атома таллия, уширенной соударениями гелия и ксенона. Давление инертных газов 20 атм, давление паров таллия 20 Торр. Пунктиром помечены некоторые характерные уровни поглощения. На шкале длин волн отмечены линии генерации $He\text{-}Sr^+$ (Ca^+) и некоторых других лазеров

9.2.2. Квазирезонансная ионизация паров таллия излучением $He\text{-}Ca^+$ лазера

Одним из возможных способов создания плазмы для рекомбинационных лазеров на парах металлов является лазерная фотоионизация. Обычно практическая реализация этого способа генерации плазмы затруднена, поскольку энергия квантов излучения большинства эффективных лазеров недостаточна для непосредственной однофотонной ионизации атомов из основного состояния, а многофотонная ионизация требует значительных мощностей накачки. Однако, как было показано в ряде работ [51–56], почти полной ионизации паров щелочных и щелочноземельных металлов можно добиться, используя сравнительно маломощные ($P_{pk} \sim 10^5$ Вт) импульсные перестраиваемые лазеры на красителях видимого диапазона. Это явление наблюдалось, когда излучение лазера фокусировалось в нары металлов и подстраивалось на центр линии поглощения первого резонансного перехода. В этом случае процесс ионизации можно разбить на несколько стадий. На первом этапе происходит насыщение населенностей на резонансном переходе

за время $t \sim 1$ нс, на второй стадии – небольшое количество электронов, порядка $10^7 - 10^{10}$ см$^{-3}$, образованное в первичных процессах, разогревается за счет сверхупругих столкновений с возбужденными атомами. В третьей стадии происходит экспоненциальный рост n_e в результате ионизации электронным ударом резонансного и других возбужденных состояний, а также за счет однофотонной ионизации столкновительно заселенных промежуточных уровней; на этом этапе T_e стабилизируется в результате подогревающих и охлаждающих упругих и неупругих столкновений с атомами. На четвертом этапе, когда n_e достигает критической величины, столкновительная ионизация приобретает взрывообразный характер. Таким образом, подстраивая лазерное излучение на частоту резонансного перехода, удается добиться почти 100% ионизации паров щелочных металлов излучением видимого диапазона умеренной мощности.

В [57] предположили, что для создания плазмы таким способом можно использовать и квазирезонансную накачку, применяя более доступные лазеры с дискретным набором линий генерации. Проанализируем эту возможность на примере квазирезонансной ионизации смеси паров таллия с гелием излучением He-Ca$^+$ лазера с $\lambda = 373{,}7$ нм CaII. Как показано выше, в этой смеси происходит эффективное возбуждение резонансного состояния таллия $7^2S_{1/2}$ с последующей генерацией на $\lambda = 535$ нм TlI. Прежде всего, заметим, что расположение энергетических уровней таллия таково, что возможна однофотонная ионизация резонансного состояния излучением накачки (рис. 9.18). Для атомов же щелочных металлов возможна лишь двухфотонная ионизация резонансных состояний. В связи с этим процесс ионизации в таллии будет протекать несколько иначе, чем в щелочных металлах, то есть здесь основную роль в образовании первичных электронов будет играть однофотонная ионизация таллия в состоянии $7^2S_{1/2}$. Для того чтобы оценить, какой вклад в ионизацию может дать этот процесс, нами был проведен расчет по модели, учитывающей лишь возбуждение и радиационный распад уровня $7^2S_{1/2}$, а также его фотоионизацию. В результате решения балансных уравнений для концентрации электронов можно получить соотношение:

$$n_e = \left(\frac{P_{pk}}{h\nu \cdot S}\right)^2 \frac{\chi \sigma_f}{A_{ik}} t, \qquad (9.3)$$

где P_{pk} – мощность накачки Не-Ca^+ лазера, Вт; χ – коэффициент поглощения, $см^{-1}$; σ_f – сечение фотоионизации, $см^2$; S – площадь поперечного сечения сфокусированного пучка накачки, $см^2$; t – время облучения, с; $A_{ik} = 6{,}1 \cdot 10^7\ с^{-1}$ – вероятность оптического распада уровня $7^2S_{1/2}$. Подставляя в (10.3) типичные значения: $P_{pk} = 0{,}5 \cdot 10^3$ Вт, $\chi = 0{,}3\ см^{-1}$, $\sigma_f = 5 \cdot 10^{-18}\ см^2$, $t = 2 \cdot 10^{-7}$ с, $S = 10^{-2}\ см^2$, получим к концу импульса генерации $n_e = 5{,}3 \cdot 10^{12}\ см^{-3}$. Таким образом, только благодаря процессу фотоионизации с резонансного уровня можно получить значительную концентрацию электронов и ионов таллия. Также был проведен анализ и по более полной модели, учитывающей, кроме того, столкновительное возбуждение и девозбуждение, ионизацию электронным ударом, а также охлаждающее влияние буферного газа. Из результатов этих расчетов следует, что при $p_{He} = 1$ атм, $N_{Tl} = 1{,}2 \cdot 10^{17}\ см^{-3}$, $\chi = 0{,}3\ см^{-1}$, $\sigma_f = 5 \cdot 10^{-18}\ см^{-2}$, $P_{pk} = 500$ Вт, $S = 10^{-2}\ см^2$ достигается $n_e = 4 \cdot 10^{13}\ см^{-3}$; при $S = 10^{-3}\ см^2$ – $n_e = 1{,}3 \cdot 10^{16}\ см^{-3}$; т.е. при реализации жесткой фокусировки следует ожидать ~ 10% ионизации паров таллия. Полученную таким образом плазму уже можно надеяться использовать как активную среду рекомбинационных лазеров.

Но даже и небольшая ионизация, созданная излучением лазера, полезна для инициирования мощного искрового разряда в плотной смеси газов. Действительно, если подавать на электроды напряжение, еще недостаточное для пробоя, то после импульса излучения лазера, направленного вдоль трубки, возникнет прямолинейный канал начальной «затравочной ионизации». В результате чего именно по этому каналу возникнет мощный и прямолинейный искровой разряд с уже высокой степенью ионизации плазмы, которая при этом будет расширяться в холодный газ и интенсивно охлаждаться. На возможность практической реализации таких прямолинейных искровых разрядов указывают результаты экспериментов по инициированию пробоя лазерными лучами в парах щелочных металлов [58] и в атмосферном воздухе [59–60].

Для экспериментального наблюдения квазирезонансной ионизации была собрана установка, которая включала в себя Не-Ca^+ лазер накачки, излучение которого фокусировалось в ячейку с парами таллия, снабженную зондом, и регистрирующую систему. Не-Ca^+ лазер работал на частоте 5 кГц со средней мощностью $P_{av} = 0{,}6$ Вт, импульсной

мощностью $P_{pk} \approx 0{,}6$ кВт с длительностью импульса генерации $\tau_г \approx$ 200 нс. Резонатор образовывался двумя плоскими зеркалами, что обеспечивало хорошее качество излучения и малый диаметр фокусировки $\leq 0{,}2$ мм. Пары таллия создавались в тепловой трубе длиной 22 см, нагреваемая (до 1500°С) центральная часть которой составляла 3–5 см. В качестве фитиля использовалась никелевая сетка. Давление паров таллия могло достигать 100 Торр. Электрический зонд располагался в центральной осевой части нагреваемой зоны и был выполнен из вольфрамовой проволоки диаметром 0,13 мм и длиной 1 мм. Излучение $He\text{-}Ca^+$ лазера направлялось вдоль оси трубки и фокусировалось линзой с $F = 15$ см, область максимальной фокусировки луча располагалась вблизи зонда. Результаты зондовых измерений концентрации ионов и степени ионизации паров таллия в зависимости от концентрации атомов таллия в тепловой трубе показаны на рис. 9.21. Видно, что максимальная концентрация ионов таллия $N_{Tl}{}^+ \approx 10^{16}$ см$^{-3}$ достигается при $N_{Tl} = 2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, т.е. степень ионизации при этом составила 5%.

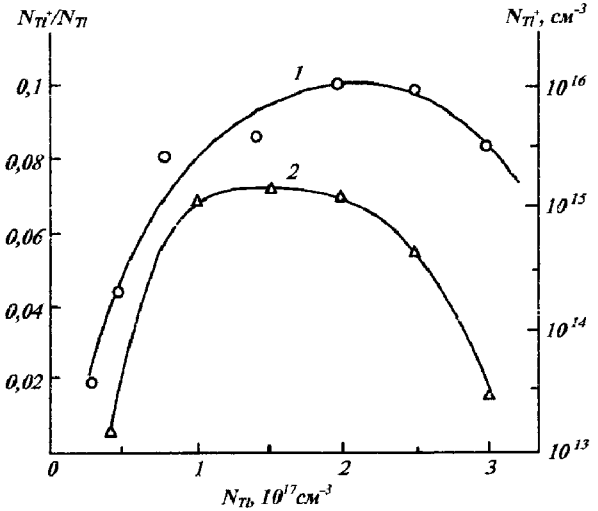


Рис. 9.21. Измеренная зависимость концентрации ионов таллия (*1*) и степени ионизации таллия (*2*) от концентрации атомов таллия. Давление гелия 1 атм

Данный эксперимент продемонстрировал возможность эффективной квазирезонансной ионизации паров металлов излучением лазеров с интенсивностью $I < 1$ МВт/см^2 при значительных отстройках от резонанса, что расширяет возможности использования такого метода для создания плазмы, либо инициирования прямолинейных плазменных каналов в плотных смесях газов.

9.2.3. Генерация на димерах теллура при накачке He-Sr$^+$ лазером

Лазеры на электронных переходах димерных молекул с оптической накачкой (димерные лазеры) являются простым источником большого набора узких лазерных линий в ближнем УФ, видимом и ИК диапазонах [61]. В экспериментах [62–63] для накачки электронных полос димеров использовалось излучение рекомбинационного He-Sr$^+$ (λ = 430,5 нм SrII) лазера. Проведенный анализ полос поглощения показал, что для этого хорошо подходит димер теллура Te_2, при этом следовало ожидать генерацию в желто-красной области спектра.

В экспериментах использовался He-Sr$^+$ лазер с P_{av} = 0,6–0,7 Вт, f = 6–8 кГц, длительностью импульса генерации $\tau_г \approx 0{,}2$ мкс. Резонатор лазера был образован плоским и сферическим (R = 10 м) зеркалами. Кювета для паров теллура представляла собой тепловую трубу с длиной нагреваемой части 8 см, изготовленную из нержавеющей стали. В качестве фитиля использовался графитовый вкладыш, в нижней части которого был выточен желоб для стекания жидкого теллура с охлажденных концевых участков в зону нагрева. Обычно фитиль в тепловой трубе изготавливается из нескольких слоев сетки из нержавеющей стали, такие фитили хорошо работают со щелочными и щелочноземельными металлами. Однако пары теллура химически взаимодействуют с сеткой из нержавеющей стали и работа фитиля становится неудовлетворительной [64]. Труба же с графитовым фитилем хорошо работала в течение нескольких десятков часов. Резонатор для ячейки с теллуром состоял из двух зеркал $R_1 = R_2$ = 2 м с коэффициентами отражения ~ 99% в диапазоне 0,55–0,65 мкм. Излучение He-Sr$^+$ лазера фокусировалось с помощью линзы (F = 37 см) и направлялось вдоль оси тепловой трубы через одно из зеркал, при этом терялось около 50%

излучения накачки. Генерация на переходах молекулы Te_2 наблюдалась при температуре нагрева 550–600°С, т.е. при давлении паров теллура 1–3 Торр и давлении гелия также 1–3 Торр. Причем с уменьшением p_{He} интенсивность генерации возрастала. Длины волн генерации регистрировались с помощью спектрографа ИСП-51 и монохроматоров ЗМР-3 и УМ-2. Список длин волн генерации приведен в табл. 9.10.

Самыми интенсивными линиями оказались дублеты λ = 641,04; 641,66; 631,95; 632,46; 623,93; 624,45 нм, длины волн которых были измерены с наибольшей точностью. Средняя мощность генерации на этих линиях составила 1–2 мВт. Поскольку использовалась естественная смесь изотопов теллура, то точное отождествление полученных линий затруднительно. Однако анализ с использованием данных работ [65–66] позволил нам установить, что генерация осуществляется на электронном переходе $X\ O_g^+ - B\ O_u^+$ молекулы Te_2 (рис. 9.22), причем наилучшее согласие измеренных и рассчитанных длин волн достигается, если считать, что накачка осуществляется с колебательного уровня $v_2 = 4$ на $v_1 = 14$, а генерация на переходе с $v_1 = 14$ на $v_2 = 38, 37, 36$ молекулы Te_2^{128} или тождественной ей по приведенной массе молекулы $Te^{130}+Te^{126}$.

Таблица 9.10

Измеренные и рассчитанные длины волн генерации молекулы теллура

$\lambda_{изм}$, нм	$\lambda_{расч}$, нм	Колебательная полоса		Вращательный переход
		v_1	v_2	
666,3 655,0 647,3				
641,66 641,04	641,554 640,828	14	38	*P*(122) *R*(120)
632,46 631,95	632,685 632,035	14	37	*P*(112) *R*(110)
624,45 623,93	624,516 623,881	14	36	*P*(112) *R*(110)
620,5 612,3 584,0 576,5 575,5				

Суммарное процентное содержание этих молекул в естественной смеси наибольшее (~ 23%). То есть, накачка осуществляется с достаточно высокого колебательного уровня основного состояния молекулы Te_2. Это объясняет сравнительно большое требуемое давление паров и температуру нагрева теллура.

Ранее генерация на димерах теллура была получена при накачке аргоновым лазером с $\lambda = 476{,}5$ нм [64]. Генерация также происходила на электронном переходе X – B, но между другими колебательными и вращательными уровнями, причем номера этих уровней в работе [64] не были установлены. Из проведенной идентификации уровней следует, что при использовании изотопа Te_2 характеристики генерации при накачке паров теллура He-Sr^+ лазером могут быть намного улучшены. Анализ других возможных молекул для оптической накачки рекомбинационными лазерами на парах стронция и кальция показывает, что наиболее перспективными являются Se_2, S_2, As_2, Bi_2 и Sb_2.

В частности, при накачке паров селена излучением He-Ca^+ лазера с $\lambda = 373{,}7$ нм CaII можно ожидать большой набор линий генерации в диапазоне 380–700 нм, что в итоге позволит получить лазерное излучение практически белого света.

Таким образом, в результате экспериментов [62–63] излучение He-Sr^+ лазера было успешно применено для оптической накачки молекулы Te_2, в результате чего получена генерация на 14 длинах волн димера теллура в желто-красной области спектра.

9.2.4. Накачка лазеров на красителях

Рекомбинационные лазеры на парах стронция ($\lambda = 430{,}5$; 416,2 нм SrII) и кальция ($\lambda = 373{,}7$ нм CaII) представляют интерес для накачки красителей по двум причинам. Во-первых, они излучают в сравнительно коротковолновой области спектра, что позволяет получать перестраиваемое излучение в сине-зеленой и фиолетовой областях. Во-вторых, обладая на порядок большей по сравнению с медным лазером длительностью импульса генерации (150–300 нс), они обеспечивают получение более монохроматичного излучения от лазера на красителе. Анализ показывает, что наиболее подходящими для накачки излучением этих лазеров являются красители, приведенные в табл. 9.11.

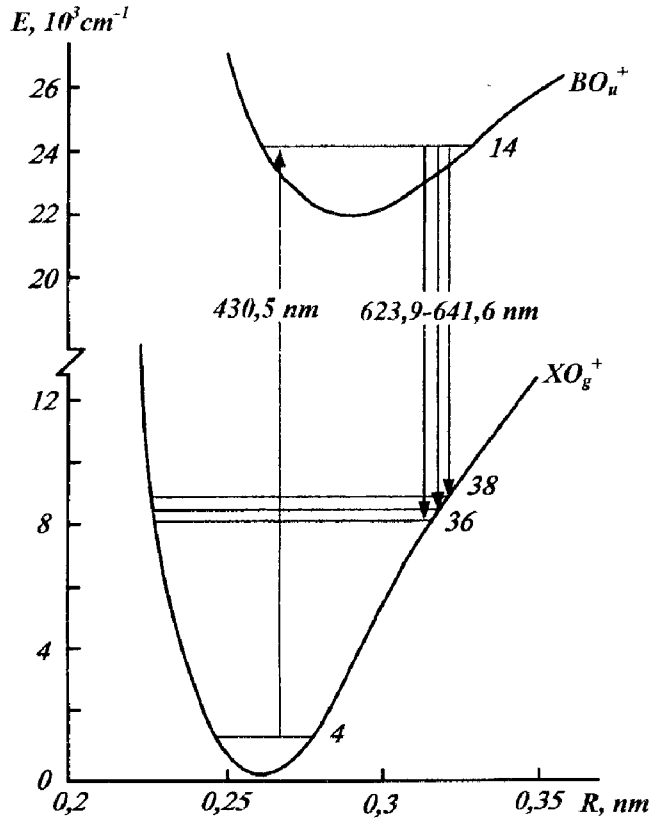


Рис. 9.22. Диаграмма термов молекулы Te_2, участвующих в генерации

Для экспериментов с He-Sr^+ лазером [67] был выбран краситель кумарин-7 (кумарин-535). Поскольку генерация лазера на парах стронция происходит при больших частотах следования импульсов, необходима прокачка раствора красителя, которая может осуществляться либо при формировании свободной струи раствора (струйные лазеры), либо при пропускании раствора через лазерную кювету (кюветные лазеры). Первый способ обеспечивает большую скорость прокачки и сводит к минимуму внутрирезонаторные потери, но требует дефицитных растворителей и прецизионной юстировки. Второй способ более прост в реализации, но достижение генерации при этом осложняется, так как кювета

вносит в резонатор дополнительные значительные потери. Генерация нами была осуществлена обоими способами.

В струйном варианте использовался лазер на красителе ЛЖН-401, предназначенный для накачки излучением непрерывного ионного аргонового лазера. (Эксперимент был проведен в НИИ ГРП (г. Рязань) совместно с В.Н. Дятловым, В.В. Кюном и В.В. Черезовым). Использовался He-Sr^+ лазер (λ = 430,5 нм) с l = 45 см и d = 14 мм, диаметр луча составлял 11 мм. Резонатор лазера накачки состоял из «глухого» сферического зеркала (R = 10 м) и плоского выходного зеркала с пропусканием ~ 30%. Параметры генерации: $P_{av} \approx 0{,}3$ Вт, $P_{pk} \approx 200$ Вт, $f = 6$ кГц, длительность импульса генерации на полувысоте $\tau_г \approx 0{,}25$ мкс. Зеркала лазера на красителе обебспечивали хорошее отражение в диапазоне 480–650 нм. Использовался раствор кумарина-7 в этиленгликоле с молярной концентрацией 1,9 ммоль/л. В результате лазер на красителе генерировал с $P_{av} \approx 15$ мВт, $P_{pk} \approx 12{,}5$Вт и $\tau_г \approx 0{,}2$ мкс, диапазон перестройки составил 499–557 нм, максимум генерации соответствовал 524 нм.

Таблица 9.11

Краситель	$\lambda_{накачки}$, нм		Максимум поглощения красителя, нм	Диапазон перестройки, нм
	SrII	CaII		
Кумарин-6	430,5		458	500–550
Кумарин-7 (кумарин-535)	430,5		442	495–540
Кумарин-30 (кумарин-515)	416,2		415	480–530
Кумарин-102		373,7	389	460–500
Кумарин-1 (кумарин-460)		373,7	375	445–490
4-Метилумбеллиферон		3737	369	440-480
Кумарин-120		373,7	354	420–470
Стильбен-3 (стильбен-420)		373,7	353	400-460

В кюветном варианте [67] использовалась кювета от лазера на красителе, изготовленного в СКБ физического приборостроения РАН

(модель 121), и предназначенного для накачки лазером на парах меди. Толщина красителя в кювете составляла 2 мм. Раствор красителя кумарин-7 в этилене с концентрацией 0,1 ммоль/л прокачивался через кювету. Кювета располагалась под углом Брюстера в резонаторе, образованным двумя сферическими зеркалами с радиусами кривизны 1 и 0,5 м, расположенными на расстоянии 14 см друг от друга. Сфокусированное излучение $He\text{-}Sr^+$ лазера подводилось к кювете с помощью призмы почти коллинеарно с осью резонатора. $He\text{-}Sr^+$ лазер обеспечивал генерацию со следующими характеристиками: $P_{av} \approx 1$ Вт, $P_{pk} \approx 1$ кВт, $f = 3$ кГц, $\tau_г = 0{,}32$ мкс. Резонатор лазера состоял из «глухого» зеркала с $R = 5$ м и плоского выходного зеркала. Параметры генерации кюветного лазера на красителе составили: $P_{av} \approx 30$ мВт, $P_{pk} \approx 60$ Вт, $\tau_г \approx 0{,}16$ мкс. Спектр генерации лазера на красителе составил 495–540 нм.

Следует отметить, что в обоих вариантах лазера – струйном и кюветном – отличительной особенностью, по сравнению с накачкой лазером на парах меди, является примерно на порядок большая длительность импульсов генерации лазера на красителе. К сожалению, в нашем распоряжении отсутствовали зеркала с малыми радиусами кривизны и высоким отражением, что существенно снижало мощность генерации лазера на красителе. Тем не менее результаты экспериментов показали возможность использования $He\text{-}Sr^+(Ca^+)$ лазеров для накачки красителей и получения перестраиваемого излучения с большой частотой следования импульсов в коротковолновой части видимого диапазона длин волн. Использование рекомбинационных лазеров на парах стронция и кальция совместно с лазером на парах меди позволит получать перестраиваемое излучение во всем видимом диапазоне длин волн.

9.2.5. Перспективы накачки твердотельных активных сред излучением $He\text{-}Sr^+(Ca^+)$ лазеров

Рекомбинационный $He\text{-}Sr^+$ лазер может оказаться подходящим источником накачки для твердотельных активных сред с целью получения излучения, в том числе перестраиваемого, в других диапазонах. Для этого особенно подходят хромсодержащие лазерные кристаллы.

Так, в кристалле рубина (Al_2O_3: Cr^{3+}) и александрита ($BeAl_2O_4$: Cr^{3+}) излучение He-Sr^+ лазера с λ = 430,5 нм SrII попадает в максимум синей полосы поглощения (рис. 9.23) [68], и поэтому, в зависимости от концентрации хрома, можно ожидать коэффициента поглощения ~ 0,4–2,5 $см^{-1}$, так что для поглощения ~ 80% излучения накачки потребуется кристалл длиной всего 0,5–1 см. Пороговая энергия для накачки рубина составит ~ 5 $Дж/см^2$, но так как излучение He-Sr^+ лазера обладает хорошей направленностью, то оно может быть сфокусировано в малом объеме кристалла (~ 10^{-3} $см^3$). Кроме того, в режиме работы He-Sr^+ лазера с $f \approx$ 10–100 кГц обеспечивается накопление инверсии на лазерном переходе в рубине, поскольку время жизни верхнего уровня в нем ~ 1 мс.

То есть эффективно в накачке рубина можно использовать до 100 последовательных импульсов He-Sr^+ лазера с суммарной энергией до 20 мДж, а в импульсно-периодическом режиме излучение может носить квазинепрерывный характер. Поэтому оптическая накачка рубина обещает быть удобным способом трансформации фиолетового излучения He-Sr^+ лазера в темно-красную область спектра с λ = 694,3; 692,8 нм. Экспериментально проверялась степень поглощения излучения He-Sr^+ (λ = 430,5 нм SrII) лазера в рубине (в своем распоряжении мы имели рубиновый стержень от лазера АРЗНИ-206). На длине рубина l = 0,6 см поглощалось ~ 50% излучения накачки, то есть коэффициент поглощения составил ~ 1,2 $см^{-1}$, что согласуется с вышеприведенными оценками коэффициента поглощения. Средняя мощность излучения He-Sr^+ лазера при этом была ~ 0,8 Вт при f = 6 кГц.

Лазер на александрите имеет ширину перестраиваемого излучения $\Delta\lambda$ = 100 нм с центром λ = 760 нм (рис. 9.23). Эффективное время жизни верхнего уровня у него также велико ~ 200 мкс [68]. Он работает по четырехуровневой схеме получения инверсии, поэтому пороговая энергия накачки для него существенно меньше, чем у рубина. А как отмечено в [68], импульсно-периодическая накачка для лазера на александрите более предпочтительна, что возможно сделает He-Sr^+ лазер с преобразованием излучения в александрите перспективным источником перестраиваемого ИК-излучения в ближней ИК-области.

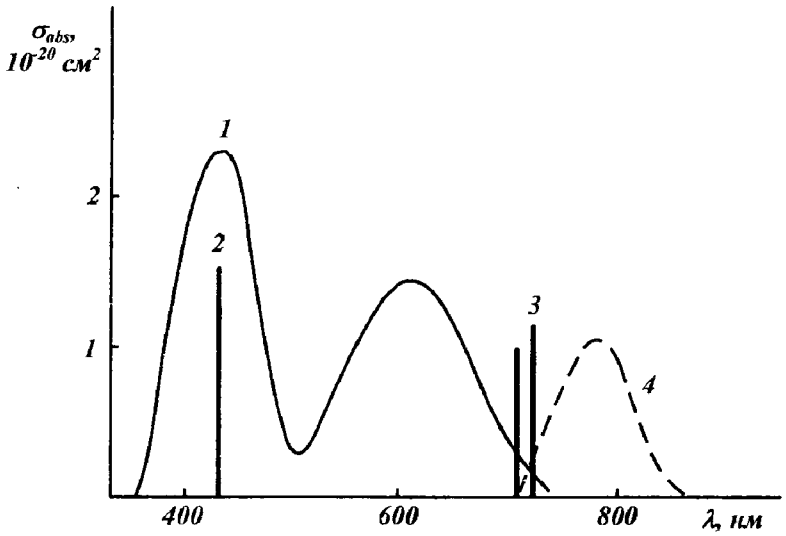


Рис. 9.23. Примерный спектр поглощения (*1*) рубина ($Al_2O_3:Cr^{3+}$) и александрита ($BeAl_2O_4:Cr^{3+}$) с нанесенными линиями генерации He-Sr^+ лазера (*2*), лазера на рубине (*3*) и полосой генерации лазера на александрите (*4*)

Из других хромсодержащих кристаллических активных сред, подходящих для накачки He-Sr^+ лазером, отметим следующие [68–72]: $Ga_3(InGa)_2Ga_3O_{12}:Cr^{3+}$ (или Cr^{3+}:GIGG) – перестраиваемое излучение в котором лежит в диапазоне 655–855 нм; кристаллы Cr^{3+}:YGG; Cr^{3+}:GGG; Cr^{3+}:GSGG с диапазоном перестройки 700–950 нм; форстерит $Cr^{4+}:Mg_2SiO_4$ с излучением в ИК диапазоне 1,17–1,35 нм; а также кристалл с двойным легированием $Cr^{3+}Nd^{3+}$:GSGG с генерацией на известных линиях неодима λ = 1,06 и 1,3 мкм. Во всех этих кристаллах расположение и интенсивность полос поглощения Cr^{3+} примерно такая же, как в рубине или александрите. В форстерите полоса поглощения ионов Cr^{4+} простирается от 350 до 550 нм, т.е. λ = 430,5 нм SrII попадает примерно в ее центр. Лазер на парах стронция может оказаться подходящим и для накачки известного лазера на сапфире, легированного титаном [73]: $Al_2O_3:Ti^{3+}$ – диапазон перестройки 0,6–1,1 мкм. Длина волны λ = 430,5 нм SrII не попадает в центр полосы поглощения сапфира (400–600 нм), но все же коэффициент поглоще-

ния будет составлять заметную величину ~ 0,15 $см^{-1}$, что есть одна треть от коэффициента в максимуме полосы поглощения ($\lambda = 490$ нм). Подходящими для накачки излучением He-Sr^+(Ca^+) лазера являются и кристаллы LiF с F_2 и F_3^+ центрами окраски. Они могут генерировать при комнатной температуре. Требуемая длина волны накачки должна лежать для F_2-центров в диапазоне 400–532 нм; для F_3^+-центров – в диапазоне 410–490 нм [74].

Для преобразования излучения He-Sr^+ лазера можно использовать и вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) в таких веществах как $Ba(NO_3)_2$, $NaNO_3$ и др. в кристаллической и поликристаллических формах [75]. По нашим оценкам, эффективность ВКР преобразования излучения He-Sr^+ лазера в кристалле $Ba(NO_3)_2$ может достигать 30–40%, при этом длина волны ВКР составит $\lambda = 451{,}2$ нм. Эффективное ВКР преобразование может быть получено и в оптическом многомодовом волокне, подобно тому, как в эксперименте [76] с лазером на парах меди. Преобразование длины волны излучения обсуждаемых лазеров методами нелинейной оптики также вполне достижимо. В частности, для получения 2-й гармоники излучения He-Sr^+ лазера подходят кристаллы BBO, благодаря их хорошей прозрачности вплоть до $\lambda = 196$ нм [77]. Таким образом, потенциально He-Sr^+(Ca^+) лазеры пригодны для накачки многих твердотельных активных сред, что делает их удобным средством, по крайней мере, в лабораторных условиях, для получения генерации в самых разных участках спектра.

9.2.6. Применение в лазерных проекционных системах

Для цветных лазерных проекционных систем He-Sr^+ лазер представляет интерес как источник излучения в синей области спектра [78]. Одна такая система уже была испытана, правда, только с лазером на парах меди мощностью ~ 10 Вт [79]. В ней каждый импульс лазера формирует одну строку ТВ изображения. Изменение интенсивности луча по длине строки обеспечивается с помощью акустооптического модулятора, который предварительно заполняется акустической волной, соответствующим образом промодулированной по длине; развертка по высоте кадра производится сканирующим зеркалом. Поэтому частота следования импульсов лазеров должна быть постоян-

ной и равной 25 кадров × 625 строк = 15625 Гц. Такая частота соответствует близкому к оптимальному режиму работы He-Sr^+ лазера, особенно с интенсификацией теплоотвода от лазерной трубки. Если, кроме лазера на парах стронция (λ = 430,5 нм) и меди (λ = 511 нм), система включает в себя лазер на парах золота (λ = 628 нм), то, как отмечено в [78], при площади экрана порядка 10 $м^2$ для полноценной высококачественной цветопередачи выходные мощности лазеров должны быть: у медного – 10 Вт; на парах золота – 4,2 Вт; на парах стронция – 5,7 Вт. Мощность малогабаритного He-Sr^+ лазера с водяным охлаждением достигала 3,9 Вт [80] и возможно увеличение этой мощности за счет масштабирования геометрических размеров трубки.

Лазеры на парах металлов (в основном, лазер на парах меди) активно используются в так называемых лазерных проекционных микроскопах или усилителях яркости изображений [81–83]. Этому способствуют большие коэффициенты усиления лазеров на самоограниченных переходах. Ненасыщенный коэффициент усиления лазера на парах стронция в несколько раз меньше, чем у Cu-лазера и составляет в типичных условиях 0,05–0,1 $см^{-1}$, что недостаточно для необходимого увеличения яркости изображений за один проход активной среды. Но зато длительность импульса усиления (генерации) в активной среде He-Sr^+ лазера (~ 250–300 нс) на порядок больше, чем в лазерах на парах меди. Это позволяет задействовать многопроходную схему усиления, что и было с успехом продемонстрировано в экспериментах [85–88]. В этих экспериментах использовался активный элемент He-Sr^+ лазера, разработанный в [84]. В [85–86] было получено увеличенное в 100 и более раз изображение объектов с хорошей яркостью, контрастом и разрешением, которое наблюдалось на экране площадью ~ 1 $м^2$.

Следует отметить, что многопроходные усилители яркости по сравнению с однопроходными усиливают контраст, что делает изображение более резким [86] и позволяет с хорошим качеством визуализировать фазовые объекты [87]. При этом требования согласования времени входного оптического сигнала с максимумом усиления активной среды получаются значительно менее жесткими в сравнении с лазером на парах меди. В частности, изображения для усиления можно передавать со сравнительно удаленных объектов с помощью длиннофокусной оптики или по оптическому волокну. Усилитель яркости

на $He\text{-}Sr^+$ активной среде, вместе с усилителями на парах меди и золота, был использован в еще одной оптической системе лазерного воспроизведения цветных телевизионных изображений на большие экраны [88]. В ней ввод изображения по каждому цветовому каналу производился светомодулирующими устройствами типа МДП-ЖК. То есть производилось усиление яркости и увеличение изображения всего кадра целиком, а не построчной разверткой, как в [78–79].

9.2.7. Другие перспективные применения $He\text{-}Sr^+$ и $He\text{-}Ca^+$ лазеров

Длина волны $He\text{-}Ca^+$ лазера $\lambda = 373{,}7$ нм CaII представляет особый интерес в полупроводниковой микротехнологии, потому что она попадает в максимум поглощения большинства эффективных фоторезистов, используемых для формирования интегральных схем на полупроводниковых пластинах, и с помощью этого лазера можно обеспечить быструю засветку фоторезистов в автоматизированном режиме [89]. Эффективность такой засветки была подтверждена нашими экспериментами. Для этой же цели в [90] был разработан промышленный образец $He\text{-}Ca^+$ лазера, и была выпущена небольшая партия этих приборов. У $He\text{-}Sr^+(Ca^+)$ лазеров хорошие перспективы применения для обработки тонких пленок: подгонки элементов интегральных схем, устранения дефектов в интегральных схемах и фотошаблонах и т.п. Здесь рекомбинационные лазеры могут успешно конкурировать с широко используемыми для этой цели Nd:YAG, N_2 и эксимерными лазерами [89] благодаря, главным образом, более подходящим длинам волн, лучшему качеству выходного излучения и более высокой частоте следования импульсов, а также благодаря сравнительной простоте конструкции.

$He\text{-}Sr^+(Ca^+)$ лазеры могут применяться также в стереолитографии, стереополимеризации, в лазерографии; в частности, для прямого формирования полимерных оптических волноводов: длины волн этих лазеров, особенно $He\text{-}Ca^+$ лазера, хорошо совпадают с полосой поглощения соответствующих полимеров [91].

Узкая линия излучения рекомбинационных лазеров (0,5–1 ГГц) и соответствующая ей значительная длина когерентности (10–30 см) в

сочетании с короткой длиной волны делает их удобными источниками света для голографических применений: в изобразительной голографии, голографической интерферометрии, в голографических ЗУ, в рельефной отражательной голографии. В последнем случае особенно ценным является излучение He-Ca^+ лазера, так как его длина волны ($\lambda = 373{,}7$ нм) совпадает с максимумом спектральной чувствительности наиболее широко применяемых для этой цели фоторезистов. Использование для рельефной голографии He-Ca^+ лазера мощностью всего в 0,5 Вт оказывается эквивалентным применению для той же цели Ar^+-лазера мощностью в 100 Вт [92]. Ясно, что это многократно превышает экономическую эффективность процесса записи рельефных голограмм.

Коротковолновое излучение рекомбинационных лазеров может представлять интерес для применений в микроанализе [93] по методу жидкостной хроматографии и электрофореза с лазерно-индуцированной флуоресцентной регистрацией. В этой области He-Sr^+(Ca^+) лазеры могут стать хорошей альтернативой уже используемым для этой цели аргоновому, криптоновому и кадмисвому ионным лазерам. Импульсный режим рекомбинационных лазеров может даже оказаться выгодным при синхронном детектировании полезного сигнала на частоте следования импульсов, а также из-за более эффективного возбуждения спектров комбинационного рассеяния (спонтанного или вынужденного). Коротковолновое излучение этих лазеров в сочетании с большой частотой следования импульсов делают перспективным их применение в экологии для дистанционного зондирования атмосферных аэрозолей [94] и люминесцентного мониторинга водных поверхностей [95–98].

Особо выделим возможности флуоресцентной спектроскопии с применением He-Ca^+ лазера в экологии для экспресс-анализа загрязнений вод полиароматическими углеводородами. Это самые распространенные и токсичные загрязнители, а длина волны $\lambda = 373{,}7$ нм CaII удачно подходит для комплексного возбуждения флуоресцентных спектров большинства из них. Сходные причины делают He-Ca^+ лазер весьма подходящим для применений в биологии – в флуоресцентной спектроскопии, в потоковой цитометрии, для применений в криминалистике – при обнаружении плохо видимых записей, в дактилоскопии и т.п., дополняя в этих областях лазеры на парах меди и зо-

лота [99]. Можно прогнозировать разнообразные применения рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров в медицине как в терапевтических целях, так и для флуоресцентной диагностики [100–104].

Перечень перспективных применений He-Sr^+(Ca^+) рекомбинационных лазеров несомненно может быть продолжен. Так, обращаясь к результатам спектроскопических применений лазеров на парах меди (λ = 511 и 578 нм) и золота (λ = 628 нм) [105], можно заключить, что возможности таких применений были бы существенно расширены, если этот ряд дополнить лазерами на парах стронция (λ = 430,5 и 416,2 нм) и кальция (λ = 373,7 нм CaII). В частности, более коротковолновое излучение лазеров на парах стронция и кальция еще лучше подходит для возбуждения спектров комбинационного рассеяния (в том числе и в режиме стробирования), так как интенсивность КР-спектров пропорциональна λ^{-4}.

В [106] активный элемент He-Ca^+ лазера был использован для исследования фотохромных превращений фульгидов на основе пятичленных гетероциклов, которые, благодаря фотоустойчивости и термической стабильности изомерных форм, являются перспективными соединениями для создания материалов оптической записи информации. При этом было установлено, что облучение кристаллов и мелкодисперсного порошка Z-изомера бензо[*b*]тиено[3,2-*d*]тиофенового фульгида излучением He-Ca^+ лазера (λ = 373,7 нм CaII) при средней мощности излучения ~ 30 мВт приводит к протеканию последовательных фотореакций Z → E изомеризации и E → C циклизации (см. рис. 9.24) в твердой фазе. Так, под воздействием импульсно-периодического лазерного излучения наблюдается изменение окраски с желтой на фиолетовую, соответствующее длинноволновому поглощению циклических C-форм фульгидов, и происходит интенсивная люминесценция окрашенного кристалла. Облучение окрашенных кристаллов видимым светом ртутной лампы (λ = 546,1 нм HgI) или излучением He-Ne лазера (λ = 632,8 нм NeI) приводит к восстановлению изначальной окраски и исчезновению люминесценции, т.е. процесс цикличен. Циклическая форма была стабильна при хранении в темноте в течение более полугода.

Эти результаты свидетельствуют о перспективности бистабильных гетероароматических фульгидов в кристаллическом состоянии для применения в устройствах оптической памяти и в качестве молеку-

лярных переключателей, а также о возможности использования в этих устройствах малогабаритных He-Ca^+ лазеров.

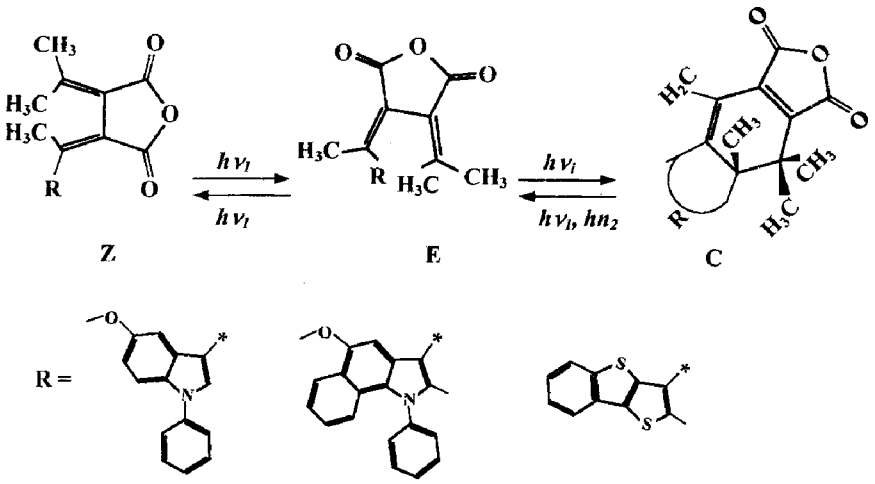


Рис. 9.24. Фотохромные превращения гетероароматических фульгидов

Таким образом, обозначенные выше многообразные перспективы практических применений рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров делают актуальными дальнейшие исследования, направленные на улучшение их выходных и эксплуатационных характеристик.

Литература

1. *Edwards G.S., Austin R.H., Carroll F.E.* Free-electron-laser-based biophysical and biomedical instrumentation // Review of scientific instruments. – 2003. – Vol. 74, № 7. P. 3207–3245.

2. *Прикладная* лазерная медицина // Под ред. Т.О. Беккера – М.: Интерэксперт, 2001. – С. 156–205.

3. *Лещенко В.Г., Кравченко Н.А.* Эксимерные лазеры в рефракционной хирургии глаза // Вестник «Лазер и здоровье». – 2001. – С. 86–89.

4. *Калитеевская Н.А., Коньков О.И., Теруков Е.И., Сейсян Р.П.* Исследование порога абляции для аморфных алмазоподобных пленок под действием излучения ArF эксимерного лазера // Письма в журнал теоретической физики. – 2000. – Т. 26, № 23. – С. 1024–1027.

5. *Ковалькова Е.К.* Эрбиевый лазер как инструмент косметической хирургии // Косметика & медицина. – 2000. – № 2. – С. 64–68.

6. *Лялин А.А., Симакин А.В., Бобырев В.А., Лубнин Е.Н., Шафеев Г.А.* Получение алмазных пленок методом абляции // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31, № 1. – С. 304–308.

7. *Долгаев С.И., Кириченко Н.А., Кулевский Л.А. и др.* Лазерная очистка ультрадисперсного алмаза в водном растворе // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34, № 9. – С. 860–864.

8. *Долгаев С.И., Лялин А.А., Симакин А.В., Шафеев Г.А.* Растворение сапфира в сверхкритической жидкости как механизм лазерной абляции // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31, № 7. – С. 593–597.

9. *Долгаев С.И., Лялин А.А., Симакин А.В., Шафеев Г.А.* Лазерно-стимулированное травление сапфира излучением лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 1996. – Т. 26, № 1. – С. 65–68.

10. *Шатохин А.Н., Демидов А.В., Путилин Ф.Н., Румянцева М.Н., Гаськов А.М.* Исследование характеристик плазмы палладия и платины для легирования поликристаллических пленок методом абляции // Вестник московского университета. Сер. 2. Химия. – 2001. – Т. 42, № 3. – С. 167–171.

11. *Каск Н.Е., Мичурин С.В., Федоров Г.М.* Перколяция и спектры свечения лазерной плазмы при абляции кремния и кремнийсодержащих композитов // Квантовая электроника. – 2006. – Т. 36, № 5. – С. 435–439.

12. *Кононенко Т.В., Конов В.И., Гарвов С.В. и др.* Сравнительное исследование абляции материалов фемтосекундными и пико/наносекундными лазерными импульсами // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 28, № 2. – С. 167–173.

13. *Peavy George M., Reinisch Lou, Payne John T., and Venugopalan Vasan.* Comparison of Cortical Bone Ablations by Using Infrared Laser Wavelengths 2,9 to 9,2 μm // Lasers in Surgery and Medicine. – 1999. – № 26. – P. 421–434.

14. *Bubb D.M., Horwitz J.S., McGill R.A. et.al.* Resonant infrared pulsed-laser deposition of a sorbent chemoselective polymer // Applied Physics Letters. – 2001. – Vol. 79, № 17. – P. 2847–2849.

15. *Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С.* Избранные задачи теории лазерной абляции // Успехи физических наук. – 2002. – Т. 172, № 3. – С. 301–333.

16. *Бозон-Вердюра Ф., Брайнер Р., Симакин А.В., Шафеев Г.А. и др.* Образование наночастиц при лазерной абляции металлов в жидкостях // Квантовая электроника. 2003. – Т. 33, № 8. – С. 714–720.

17. *Лаврищев С.В., Лялин А.А., Симакин А.В., Шафеев Г.А. и др.* Формирование омических контактов к SiC путем лазерной абляции // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 8. – С. 693–696.

18. *Поляков Б.И., Рощин В.Г., Блохина Н.Н.* Применение лазера на парах меди в лечение базальноклеточного рака кожи головы // Лазер-Информ. – 2002. – № 21–22. – С. 22–23.

19. *Gülsoy M., Celikel T., Kurt A., Canbeyli R., Cilesiz I.* Er:YAG laser ablation of cerebellar and cerebral tissue // Lasers Med. Sci. – 2001. – № 16. – P. 40–43.

20. *Apitz. A.Vogel.* Material ejection in nanosecond Er:YAG laser ablation of water, liver, skin // Appl. Phys. A. – 2005. – Vol. 81. – P. 329–338.

21. *Schomacker K.T., Domankevitz Y., Flotte T.J., Deutsh T.F.* Go:MgF_2 laser ablation-of tissue: effect of wavelength on ablation threshold and thermal damage // Lasers Surg. Med. – 1991. – Vol. 11, № 2. P. 141–151.

22. *Stanislawki M., Meister J., Mitra T., Ivanenko M.M., Zanger K., Hering P.* Hard tissue ablation with a free running Er:YAG and a Q-switched CO_2 laser: a comparative study // Appl. Phys. B. – 2001. – Vol. 72. – P. 115–120.

23. *Mackanos M.A., Ivanov B., Soldatov A.N., Kostadinov I. et al.* Ablation of Soft Tissue at 6.45 μm using a Strontium Vapor Laser // SPIE. – 2004. – Vol. 5319. – P. 201–308.

24. *Солдатов А.Н., Васильева А.В., Ермолаев А.П., Полунин Ю.П., Сидоров И.В., Филонов А.Г.* Исследовательская лазерная установка для резонансной абляции материалов // Оптика атмосферы и океана. – 2006. – Т. 19, № 2–3. – С. 172–177.

25. *Солдатов А.Н., Васильева А.В.* Эффект лазерной резонансной абляции в микро- и нанотехнологиях // Известия ТПУ. – 2008. – Т. 312, № 2. – С. 81–85.

26. *Ivanov B.L., Haglund R.F., Jensen E.D., Kostadinov I., Piston D., Soldatov A.N.* Apparatus and methods of tissue ablation using Sr vapor laser system // Patent Application US 2005/0272610 F1. (08.12.2005).

27. *Кондратенко В.С., Борисовский В.Е., Гиндин П.Д., Ежов В.П., Колесник В.Д., Жималов А.Б., Солинов В.Ф., Акер Ш., Файстель У.* Лазерная резка стекла в процессе выработки // Приборы. – 2006. – № 8. – С. 52–56.

28. *Матвиенко Г.Г., Пташник И.В., Романовский О.А., Харченко О.В., Шаманаев В.С.* Применимость DF-лазера для детектирования аэрозольно-газовых выбросов // Прикладная физика. – 2002. № 1. С. 129–136.

29. *Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Романовский О.А., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Харченко О.В., Яковлев С.В.* Широкодиапазонный CO-лазер в задачах лазерного зондирования малых газовых составляющих атмосферы // Известия вузов. Физика. – 2008. – № 8. – С. 80–86.

30. *Karapuzikov A.I., Ptashnik I.V., Sherstov I.V., Romanovskii O.A., Matvienko G.G., Ponomarev Y.N.* Modeling of helicopter-borne tunable TEA CO_2 DIAL system employment for detection of methane and ammonia leakages // Infrared Physics and Technology. – 2000. – Vol. 41, № 2. – P. 87–96.

31. *Romanovskii O.A.* Airborne DIAL Lidar Gas Analysis of the Atmosphere by Middle IR Gas Lasers: Numerical Modeling // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – 2008. – Vol. 17, № 2. – P. 131–137.

32. *Солдатов А.Н., Филонов А.Г., Полунин Ю.П., Васильева А.В.* Лазерная система «генератор-усилитель» на парах стронция со средней мощностью 20 Вт // Оптика атмосферы и океана. – 2008. – Т. 21, № 8. – С. 666–668.

33. *Маричев В.Н., Платонов А.В., Солдатов А.Н., Соснин А.В., Филонов А.Г., Филонова Н.А.* Поглощение излучения лазера на парах стронция атмосферным водяным паром // Измерительные приборы для исследования параметров приземных слоев атмосферы. – Томск: Изд-во Ин-та оптики атмосферы СО АН СССР, 1977. – С. 80–86.

34. *Vasilieva A.V., Polunin Yu.P., Soldatov A.N., Romanovskii O.A., Kharchenko O.V., Yudin N.A.* The possibilities of a strontium vapor laser using for laser sensing of minor gaseous components of the atmosphere // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – 2009. – Vol. 18, № 2. – P. 108–113.

35. *Rothman L.S. et. al.* The Hitran 2004 molecular spectroscopic database // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 2005. – Vol. 96. – P. 139–204.

36. *Зуев В.Е., Комаров В.С.* Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. – Л.: Гидрометеоиздат, 1986. – 264 с.

37. *Романовский О.А.* Методика и результаты поиска информативных длин волн зондирования газовых компонент атмосферы // Прикладная физика. – 2009. – № 1. – С. 24–30.

38. *Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Ионные лазеры на парах металлов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

39. *Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F.* Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges / Ed. by C.E. Little. John Willey @ Sons. Chichester, New York, Brisbane, Toronto, Singapore, 1996. – 285 p.

40. *Latush E.L., Koptev Yu.V., Sem M.F., Bukshpun L.M., Atamas' S.N.* Strontium and calcium vapor recombination lasers: excitation mechanisms, operation regimes, and applications // Proc. SPIE. – 1993. – Vol. 2110. – P. 106–127.

41. *Little C.E.* Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications / – Chichester, New York: John Willey & Sons, 1999. – 619 p.

42. *Latush E.L., Sem M.F., Chebotarev G.D.* Strontium and calcium ion recombination lasers and their applications. // Pulsed Metal Vapour Lasers / Ed. by E. Chris Little and Nicola V. Sabotinov. NATO ASI Series. 1. Disarmament Technologies. Vol. 5. Kluwer Academic Publishers. – Dortrecht, Boston, London, 1996. – P.149–160.

43. *Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Сэм М.Ф.* Малогабаритные He-$Sr^+(Ca^+)$ рекомбинационные лазеры // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 6. – С. 471–478.

44. *Latush E.L., Chebotarev G.D., Sem M.F.* Small-Scale Efficient He-$Sr^+(Ca^+)$ recombination lasers // Proc. SPIE. – 2000. – Vol. 4071. – P. 119–127.

45. *Атамась С.Н., Букшпун Л.М., Коптев Ю.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Флуоресценция и сверхсветимость на линии таллия 5350 Å при оптической накачке в далеком крыле линии поглощения // Труды XIX Всесоюз. съезда по спектроскопии. – Томск, 1983. – С. 146–148.

46. *Атамась С.Н., Букшпун Л.М., Коптев Ю.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Вынужденное излучение на линии таллия 535 нм при квазирезонансной оптической накачке смеси Tl-He излучением рекомбинационного He-Ca лазера // Квантовая электроника. – 1984. – Т. 11, № 2. – С. 229–231.

47. *Яковленко С.И.* Поглощение мощности резонансного излучения при столкновительном уширении линий // УФН. – 1982. – Т. 136, № 4. – С. 593–620.

48. *Cheron B., Scheps R., Gallagher A.* Continuum radiation and potentials of Tl-noble gas molecules // J. Chem. Phys. – 1976. – Vol. 65, № 1. – P. 326–335.

49. *Cheron B., Scheps R., Gallagher A.* Noble-gas broadening of the $6^2P_{1/2}$–$7^2S_{1/2}$ (377.6 nm) $6^2P_{3/2}$–$7^2S_{1/2}$ (535 nm) thallium lines // Phys. rev. – 1977. – Vol. A15, № 2. – P. 651–660.

50. *Santaram Chilukuri.* Selective optical excitation and inversion via excimer channel: Superradiance at the thallium green line // Appl. Phys. Lett. – 1979. – Vol. 34, № 4. – P. 284–286.

51. *Measures R.M.* Electron density and temperature elevation of a potassium seeded plasma by laser resonance pumping // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 1970. – Vol. 10. – P. 107–125.

52. *Mollow B.R.* Stationary and nonstationary process in pumped resonant media // Phys. Rev. – 1973. – Vol. A8, № 4. – P. 1949–1961.

53. *Lucatoro T.V., McIlrath T.J.* Efficient laser production of Na^+ ground-state plasma column: Absorbtion spectroscopy and photoionization measurement of Na^+ // Phys. Rev. Lett. – 1978. – Vol. 37, № 7. – P. 428–431.

54. *Skinner C.H.* Efficient ionization of calcium, strontium and barium by resonant laser pumping // J. Phys. B. – 1980. – Vol. 13, № 1. – P. 55–68.

55. *Kumar J., Silfvast W.T., Wood O.R.* Infrared emission and recombination from a dense sodium plasma produced by resonant optical pumping // J. Appl. Phys. – 1982. – Vol. 53, № 1. – P. 218–222.

56. *Measures R.M., Cardinal P.G.* Laser ionization based on resonance saturation – a simple model description // Phys. Rev. – 1981. – Vol. A23. – P. 804–815.

57. *Atamas' S.N., Latush E.L.* Quasiresonant ionization of thallium vapor by calcium-vapor laser emission // J. Russian Laser Research. – 1994. – Vol. 15, № 1. – P. 61–65.

58. *Tamura H., Mogi J., Nijikawa M., Ohtake A., Horioka K., Kosuga K.* Laser-initiated discharge channels in a sodium vapor // Proc. 5 Int. Conf., High-Power part. beams. Beams'83. San Francisco. Calif., 1983. – S. 1. – P. 70–73.

59. *Асиновский Э.И.* О способности лазерной искры направлять электрический разряд // Письма в ЖТФ. – 1988. – Т. 14, № 1. – С. 41–44.

60. *Антипов А.А., Грасюк А.З., Жигалкин А.К., Лосев Л.Л., Сосоков В.И.* Распространение в воздухе волны ионизации (стримера) по каналу, инициируемому излучением УФ лазера // ЖТФ. – 1991. – Т. 61, № 4. – С. 200–204.

61. *Wellegehausen B.* Optically Pumped CW dimer lasers // IEEE J. Quant. Electron. – 1979. – Vol. 15, № 10. – P. 1107–1130.

62. *Атамась С.Н., Коптев Ю.В., Латуш Е.Л.* Генерация на переходах димеров теллура при оптической накачке излучением рекомбинационного He-Sr лазера // Квантовая электроника. – 1985. – Т. 12, № 2. – С. 432–433.

63. *Атамась С.Н., Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Инверсная заселенность и генерация в ионном и молекулярном спектрах теллура // Рекомбинационные и столкновительные характеристики атомов и молекул. Теллур. Сборник науч. трудов. Рига: ЛатГУ, 1989. – С. 141–155.

64. *Wellegehausen S., Fried D., Stagger G.* Optically pumped continuous Bi_2 and Te_2 lasers // Opt. Communs. – 1978. – Vol. 26, № 3. – P. 391–395.

65. *Barrow R.F., Parcq R.P.* Rotational analysis of the AO^{+}_{u}, $BO^{+}_{u} - XO^{-}_{g}$ systems of gaseous Te_2 // Proc. Roy. Soc. Lond. – 1972. – Vol. A327. – P. 279–287.

66. *Yee K.K., Barrow R.F.* Observations on the absorption and fluorescence spectra of Gaseous Te_2 // J. Chem. Far. Trans. II. – 1972. – Vol. 68. – P. 1397–1403.

67. *Зинченко С.П., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Тикиджи-Хамбурьян Р.А.* Лазер на красителе с накачкой рекомбинационным He-Sr лазером // Квантовая электроника. – 1992. – Т. 19, № 9. – С. 860–861.

68. *Звелто О.* Принципы лазеров. – М.: Мир, 1990. – 560 с.

69. *Hobbs J.R.* Fibers and new materials bring novelty to solid-state lasers // Laser Focus World. – 1992. – Vol. 28, № 5. – P. 92–94.

70. *Higgins T.V.* Solid-state laser materials search demands luck, art, and science // Laser Focus World. – 1993. – Vol. 29, № 4. – P. 133–144.

71. *Petricevic V., Seas A., Alfano R.R.* Forsterite laser tunes in near-IR // Laser Focus World. – 1990. – Vol. 26, № 11. – P. 109–116.

72. *Лебедев В.А., Писаренко В.Ф., Чуев Ю.М.* Комплексное исследование редкоземельных скандиевых боратов с хромом и неодимом // Известия РАН. Серия Физическая. – 1995. – Т. 59, № 6. – С. 21–29.

73. *Бартошевич С.Г., Зуев В.В., Мирза С.Ю., Назаренко П.Н., Полунин Ю.П., Скрипко Г.А., Суханов В.Б.* Широкополосный преобразователь излучения медного лазера на основе кристалла $Al_2O_3:Ti^{3+}$ // Квантовая электроника. – 1989. – Т. 16, № 2. – С. 212–219.

74. *Барышников В.И., Григоров В.А., Лобанов Б.Д., Мартынович Е.Ф., Пензина Э.Э., Хулигуров В.М., Чепурной В.А.* Кристаллы с центрами окраски для лазерной физики // Известия АН СССР. Серия Физическая. – 1990. – Т. 54, № 8. – С. 1467–1475.

75. *Вицинский С.А., Исаков В.К., Карпухин С.Н., Ловчий И.Л.* ВКР излучение лазера на парах меди в кристалле нитрата бария // Квантовая электроника. – 1993. – Т. 20, № 12. – С. 1155–1158.

76. *Guasti A., Pini R., Salimbeni R.* Stimulated Raman scattering of copper vapour laser radiation in optical fibres // Optical and Quantum Electronics. – 1991. – Vol. 23, № 4. – P. S555–S562.

77. *Fan Qikang, Lu Zukang, Wu Bizheng, Hong Zhi.* Generation of UV radiation of 196–228 nm with BBO crystal // Acta Opt. Sin. – 1992. – Vol. 12, № 5. – P. 402–405.

78. *Messenger H.M.* Metal-vapor laser display versatility // Laser Focus World. – 1990. – Vol. 26, № 4. – P. 87–92.

79. *Lewis R.R., Naylor G.A., Salkeld N., Kearsley A.J., Webb C.E.* Improvements in copper vapour laser technology: new applications // Proc. SPIE. – 1987. – Vol. 737. – P. 10–16.

80. *Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Влияние температуры активной среды на характеристики генерации рекомбинационного Sr-He лазера // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15, № 9. – С. 1762–1764.

81. *Земсков К.И., Казарян М.А., Петраш Г.Г.* Усилители яркости изображений в проекционных оптических системах // Труды ФИАН. – 1991. – Т. 206. – С. 3–62.

82. *Земсков К.И., Казарян М.А., Петраш Г.Г.* Активные оптические системы с усилителями яркости изображений // Труды ФИАН. – 1991. – Т. 212. – С. 168–177.

83. *Оптические* системы с усилителями яркости / Под. ред. Г.Г. Петраша // Труды ФИАН. – 1991. – Т. 206.

84. *Букшун Л.М., Латуш Е.Л., Севастьянов Б.Я., Сэм М.Ф.* Активные элементы импульсных рекомбинационных лазеров на парах стронция и кальция // Приборы и техника эксперимента. – 1991. – № 2. – С. 235.

85. *Зинченко С.П., Петраш Г.Г., Сэм М.Ф.* Активная оптическая система с рекомбинационным гелий-стронциевым лазером // Квантовая электроника. – 1993. – Т. 20, № 7. – С. 677–679.

86. *Vlasov D.V., Ivashkin P.I., Isaev A.A., Kazaryan M.A., Kuznetsova T.I., Chvykov V.V.* Amplification of image brightness in strontium vapor // Physica Scripta. – 1993. – Vol. 48. – P. 461–463.

87. *Vasiliev Yu.P., Dimarevsky Yu.D., Zemskov K.I., Kazaryan M.A., Medvedeva L.V., Petrovicheva G.A., Chvykov V.V., Vlasov D.V., Ivashkin P.I.* A Phase object in the projection system with brightness amplification // Physica Scripta. – 1995. – Vol. 51. – P. 92–93.

88. *Власов Д.В., Думаровский Ю.Д., Ивашкин П.И., Казарян М.А., Медведева Л.В., Петровичева Г.А., Прохоров А.М., Чвыков В.В.* Оптическая система лазерного воспроизведения телевизионных изображений // Известия РАН. Серия Физическая. – 1995. – Т. 59, № 12. – С. 40–45.

89. *Вейко В.П.* Лазерная обработка пленочных элементов. – Ленинград: Машиностроение, 1986. – 248 с.

90. *Ефимов В.С., Кюн В.В., Михайлов Ю.Р., Туз Л.А., Черезов В.М.* Импульсный лазер на парах щелочноземельных металлов // Электронная промышленность. – 1981. – № 5–6. – С. 127.

91. *Beeson K.W., Horn K.A., McFarland M., Yardley J.T.* Photochemical laser writing of polymeric optical waveguides // Appl. Phys. Lett. – 1991. – Vol. 58, № 18. – P. 1955–1957.

92. *New* embossed series from Liconix redefines embossed hologram manufacturing, Laser Lines // Liconix Quarterly Newsletter. – 1991. – № 2. P. 1–2.

93. *Довичи Н.* Лазерный микрохимический анализ // Приборы для научных исследований. – 1990. – № 12. – С. 9–19.

94. *Бурлаков В.Д., Зуев В.В., Евтушенко Г.С., Ельников А.В., Марычев В.Н., Правдин В.Л.* Лазеры на парах металлов для дистанционного зондирования атмосферного аэрозоля // Оптика атмосферы и океана. – 1993. – Т. 6, № 3. – С. 326–331.

95. *Theo H., Rainer R.* Lidar fluorescent of mineral oil spills on the sea surface // Appl. Opt. – 1990. – Vol. 22, № 90. – P. 3218–3227.

96. *Dudelzak A.E., Babichenko S.M., Polivkina L.V.* Total luminescent spectroscopy for remote laser diagnostics of natural water conditions // Appl. Opt. – 1991. – Vol. 30, № 4. – P. 453–458.

97. *Глушков С.М. и др.* Проблемы лазерной флуориметрии органических примесей в природных водах // Оптика атмосферы и океана. – 1994. – Т. 7, № 4. – С. 433–449.

98. *Ксенофонтова Н.М., Малевич И.А., Чубаров С.И.* Современные методы анализа природных и технологических вод и водных растворов // ЖПС. – 1993. – Т. 59, № 1-2. – С. 7–21.

99. *German E.R.* Forensic applications of copper laser technology // Proc. SPIE. – 1987. – Vol. 737. – P. 28–30.

100. *Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Чеботарев Г.Д., Васильченко А.В.* He-Sr (430,5; 416,2 нм) и He-Ca (373,7 нм) лазеры и перспективы их применений в медицине и биологии // Тезисы докладов 5-го Петербургского семинара-выставки «Лазеры для медицины и биологии». – Санкт-Петербург, 1997. – С. 24.

101. *Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Малогабаритные He-Sr(Ca) рекомбинационные лазеры и их возможные применения в медицине биологии и экологии // Тезисы докладов Всерос. конф. «Лазеры для медицины, биологии и экологии». – Санкт-Петербург, 2000. – С. 6–7.

102. *Пирузян Л.А.* Проблемы медицинской биофизики. – М.: Знание, 1991. – 64 с.

103. *Ветчинникова О.Н., Пиксин И.Н., Калинин А.Н.* Экстракорпоральное ультрафиолетовое облучение крови в медицине. – М.: Издатель Е. Разумова, 2002. – 263 с.

104. *Grant B.* Blue light detects cancer without photosensitizers // Biophotonics International. – 1997. – Vol. 4, № 3. – P. 18–19.

105. *Насибов А.С., Мельник Н.Н., Пономарев И.В., Романенко С.В., Топчий С.Б., Образцов А.Н., Баштанов М.Ю., Красновский А.А.* Лазеры на парах меди и золота для спектроскопии // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, № 5. – С. 416–418.

106. *Зинченко С.П., Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Баленко С.К., Шепеленко Е.Н., Брень В.А., Минкин В.И.* Фотохромные превращения под действием излучения импульсного рекомбинационного гелий-кальциевого лазера на длине волны 373,7 нм // Сборник трудов симпозиума «Лазеры на парах металлов» (ЛПМ-2008). – Ростов-на-Дону: ЮФУ, 2008. – С. 36–37.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ 5

Глава 1. Механизмы формирования инверсии населенностей на переходах атомов и ионов металлов 8
1.1. Накачка и инверсия в период ионизации плазмы 8
1.1.1. Механизм генерации лазеров на самоограниченных переходах ..... Приближение насыщенной мощности 10
1.1.2. Предельные параметры лазеров 15
1.1.3. Ограничение частотно-энергетических характеристик лазерного излучения 21
1.1.3.1. Радиальное распределение параметров лазерного излучения 22
1.1.3.2. Роль ступенчатой ионизации в ограничении населенности верхних лазерных уровней 30
1.1.3.3. Исследование работы лазера в режиме управляемой ионизации 37
1.1.4. Энергетический спектр атомов и ионов Sr и Ca 42
1.1.4.1. Механизм формирования инверсии на М-М переходах атомов стронция 44
1.1.5. Особенности формирования инверсии населенности на ИК переходах атомов щелочноземельных металлов 51
1.2. Накачка и инверсия в рекомбинирующей плазме 56
1.2.1. Особенности рекомбинационной накачки 56
1.2.2. Концентрация и температура электронов в рекомбинирующей плазме 63
1.2.3. Требования к расположению уровней для создания инверсии населенностей в рекомбинирующей плазме 67
1.2.4. Механизмы генерации рекомбинационных $He\text{-}Sr^{+}$ и $He\text{-}Ca^{+}$ лазеров 78
Литература 86

Глава 2. Конструктивные особенности активных элементов 97
2.1. Активные элементы лазеров на самоограниченных переходах стронция и кальция 97
2.1.1. Конструкция газоразрядных трубок лазера на парах металлов 97
2.1.1.1. Материалы и требования к ним 99
2.1.1.2. Этапы обезгаживания 101
2.1.1.3. Загрузка рабочего металла 103
2.1.1.4. Процесс тренировки газоразрядной трубки 103
2.1.2. Разделение функции нагрева и возбуждения активной среды 104

2.1.2.1. Сохранение теплового режима работы лазера с независимым подогревом активной среды дополнительным импульсом 105
2.1.2.2. Сохранение теплового режима работы лазера с независимым подогревом активной среды омическим нагревателем 107
2.1.3. Лазер на парах стронция 109
2.2. Активные элементы ионных рекомбинационных лазеров на парах стронция и кальция 111
Литература 122

Глава 3. Диагностика активных сред лазеров на парах стронция и кальция 126
3.1. Диагностика активных сред лазеров на самоограниченных переходах 126
3.1.1. Населённость возбуждённых состояний атома меди в Cu-Ne плазме 127
3.1.1.1. Населённость уровней атомов меди в импульсе тока 128
3.1.1.2. Населённость уровней меди в межимпульсный период 129
3.1.1.3. Температура электронов в Cu-Ne плазме 131
3.1.2. Спектроскопическая диагностика лазера на парах стронция 134
3.2. Диагностика активных сред рекомбинационных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров 144
3.2.1. Измерение концентраций долгоживущих компонент плазмы 144
3.2.2. Измерение электронной температуры и концентрации 151
Литература 158

Глава 4. Характеристики рекомбинационных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров 162
4.1. Лазеры с продольным разрядом 162
4.1.1. Теплофизика рекомбинационных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров 168
4.1.1.1. Методика расчета тепловых режимов He-Sr^+(Ca^+) лазеров 169
4.1.1.2. Влияние температуры активной среды на характеристики генерации 173
4.1.2. Оптимизация саморазогревных рекомбинационных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров 178
4.1.2.1. Оптимизация по давлению активной среды 182
4.1.2.2. Оптимизация по энерговкладу в активную сред 188
4.1.3. Закономерности, присущие саморазогревным рекомбинационным лазерам 192
4.1.4. Методика расчета оптимальных парамстров саморазогревных лазеров 194
4.1.5. Малогабаритные рекомбинационные He-Sr^+(Ca^+) лазеры 204
4.2. Лазеры с поперечным возбуждением 211
4.2.1. Лазеры с поперечным разрядом при высоком давлении смеси 211
4.2.2. Лазеры на парах стронция и кальция при возбуждении электронным пучком 213

4.2.2.1. Лазеры на парах стронция и кальция при возбуждении электронным пучком, формируемом в открытом разряде 217
4.3. Сводка основных результатов работ по оптимизации выходных характеристик рекомбинационных He-Sr^+(Ca^+) лазеров 221
Литература 228

Глава 5. Катафорезные He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеры 234
5.1. Скорость прокачки паров металла в импульсно-периодическом разряде 236
5.2. Динамика катафореза в импульсно-периодическом разряде 237
5.3. Катафорезный импульсно-периодический He-Sr^+ лазер 248
5.4. Критерии пространственной однородности активных сред катафорезных импульсно-периодических лазеров на парах металлов 255
5.4.1. Поперечное распределение паров металла 255
5.4.1.1. Радиальный катафорез 259
5.4.1.2. Термодиффузия 261
5.4.1.3. Предымпульсный радиальный профиль концентрации атомов металла 262
5.4.2. Критерий поперечной однородности активных сред импульсно-периодических ЛПМ 263
5.4.3. Оптимальные режимы возбуждения катафорезных импульсно-периодических ЛПМ 270
Литература 274

Глава 6. Пространственно-временные характеристики активных сред лазеров на парах стронция и кальция 276
6.1. Самосогласованные математические модели He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров 278
6.1.1. Электрическая цепь накачки 278
6.1.2. Долгоживущие частицы 280
6.1.3. Поуровневая кинетика 290
6.1.4. Электронная и газовая температура 294
6.1.5. Процессы переноса 295
6.1.6. Коэффициент усиления 296
6.1.7. Энергетические характеристики излучения 301
6.1.8. Исходные данные и начальные условия 303
6.1.9. Модель He-Ca^+ лазера 304
6.2. Тестирование математических моделей 309
6.3. Анализ пространственно-временных характеристик активной среды He-Sr^+ лазера 314
6.3.1. Процесс установления импульсно-периодического режима 314
6.3.2. Установившийся импульсно-периодический режим 317
6.4. Исследование процессов контракции и расконтрагирования в активной среде He-Sr^+ лазера 321

Литература 334

Глава 7. Частотные и энергетические характеристики генерации 340
7.1. Лазер на самоограниченных переходах стронция 340
7.1.1. Энергетические характеристики лазера на парах стронция..... 341
7.1.2. Предельная частота следования импульсов генерации лазера на самоограниченных переходах атома и иона стронция 348
7.1.2.1. Экспериментальное исследование ЧЭХ лазера методом сдвоенных импульсов 349
7.1.2.2. Численное моделирование кинетики процессов в активной среде ... 353
7.1.2.3. ЧЭХ ЛПС в саморазогревном импульсно-периодическом режиме 360
7.1.3. Объемное масштабирование лазера на парах стронция 365
7.1.4. Система генератор-усилитель лазера на самоограниченных переходах SrI и SrII 370
7.1.5. Визуализация ИК-излучения лазеров на самоограниченных переходах 375
7.1.5.1. Ионизационно-рекомбинационный режим работы Sr-лазера 376
7.1.5.2. Многоволновой (Sr + CuBr) – лазер 379
7.2. Достижимые характеристики генерации рекомбинационных $He\text{-}Sr^{+}$ и $He\text{-}Ca^{+}$ лазеров 380
7.2.1. Численная многопараметрическая оптимизация 381
7.2.2. Повышение энергетических характеристик за счет увеличения давления активной среды 388
7.2.3. Повышение энергетических характеристик за счет увеличения объема активной среды и частоты следования импульсов 394
7.2.4. Повышение энергетических характеристик в режиме возбуждения пачками импульсов 405
7.2.5. Повышение пиковой мощности и укорочение импульсов генерации методом разгрузки резонатора 408
Литература 412

Глава 8. Способы высокоскоростного управления выходными характеристиками излучения лазеров 418
8.1. Саморазогревные лазеры с контролируемыми характеристиками генерации 419
8.1.1. Лазеры со стабилизацией параметров генерации 423
8.1.2. Управление энергетическими характеристиками лазера через электронную компоненту плазмы 429
8.1.2.1. Способ управления, основанный на формировании дополнительного импульса в режиме возбуждения 431
8.1.2.2. Управление расходимостью излучения лазера на парах меди 434

8.1.3. Управление длительностью и формой импульса генерации 440
8.1.3.1. Длительность и форма импульса излучения 440
8.1.3.2. Оперативное управление длительностью генерации 444
8.1.4. Управление инверсией населенности на самоограниченных ИК переходах щелочноземельных металлов 446
8.2. Оперативное управление характеристиками генерации рекомбинационных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров 450
Литература 458

Глава 9. Применение лазеров на парах стронция и кальция 461
9.1. Применения лазеров на самоограниченных переходах 461
9.1.1. Эффект лазерной резонансной абляции в микро- и нанотехнологиях 461
9.1.1.1. Лазерная абляция и нанотехнологии 463
9.1.1.2. Лазерная абляция и малоинвазивная медицина 465
9.1.1.3. Лазерная система на парах стронция для микро- и нанотехнологий 467
9.1.1.4. Лазерная абляция биотканей при использовании Sr-лазера 471
9.1.1.5. Лазерная абляция полиамидов 473
9.1.2. Применение лазеров среднего ИК-диапазона для управляемого термораскалывания стекол 477
9.1.2.1. Методика и результаты эксперимента 480
9.1.3. Применение лазера на парах стронция для задач дистанционного газоанализа атмосферы 484
9.1.3.1. Результаты поиска информативных длин волн зондирования МГС атмосферы 485
9.1.3.2. Результаты измерения поглощения излучения стронциевого лазера 487
9.1.3.3. Лидарное зондирование газового состава атмосферы 489
9.2. Применения рекомбинационных He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров 489
9.2.1. Генерация на линии $\lambda = 535$ нм атома таллия при квазирезонансной оптической накачке излучением He-Ca^+ лазера 490
9.2.2. Квазирезонансная ионизация паров таллия излучением He-Ca^+ лазера 495
9.2.3. Генерация на димерах теллура при накачке He-Sr^+ лазером 499
9.2.4. Накачка лазеров на красителях 501
9.2.5. Перспективы накачки твердотельных активных сред излучением He-Sr^+(Ca^+) лазеров 504
9.2.6. Применение в лазерных проекционных системах 507
9.2.7. Другие перспективные применения He-Sr^+ и He-Ca^+ лазеров 509
Литература 512



Рис. 2.3. Внешний вид лазера на парах меди «Милан-5/01»



Рис. 2.5. Внешний вид лазера на парах меди «Милан-М»



Рис. 2.6. Внешний вид лазера на парах меди «Милан-10-2»



Рис. 2.8. Отпаянный лазер на парах стронция
со средней мощностью ~ 2 Вт

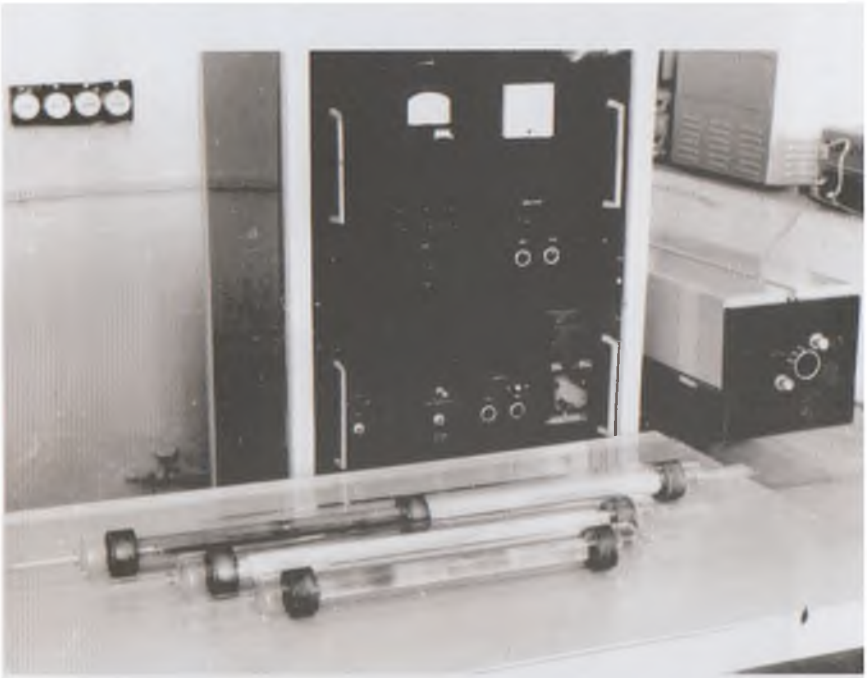


Рис. 2.15. Фотография отпаянных активных элементов He-Sr(Ca) лазеров (передний план) и лазера на парах меди ЛГИ-101 с импульсным блоком питания ИП-18



Рис. 7.4. Отпаянный лазер на парах стронция со средней мощностью генерации ~ 5 Вт



Рис. 9.3. Внешний вид лазерного комплекса
для резонансной абляции материалов и биотканей

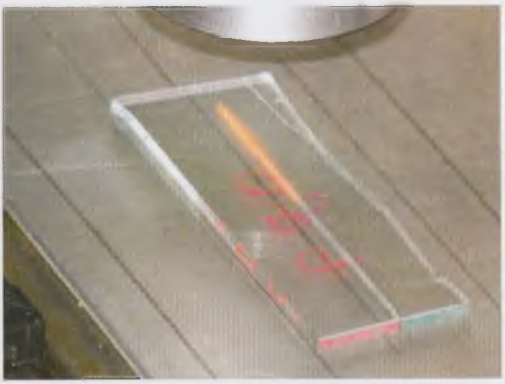


Рис. 9.13. Резка стекла под действием излучения
лазера на парах стронция

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ



Солдатов Анатолий Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, заслуженный изобретатель Российской федерации, декан факультета инновационных технологий и заведующий лабораторией лазерной физики Национального исследовательского Томского государственного университета. Автор более 500 научных и учебно-методических публикаций, 60 патентов. Соавтор первой монографии по лазерам на парах металлов («Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах на парах металлов». Новосибирск: Наука, 1985). Область научных интересов: физика низкотемпературной плазмы, физика газовых лазеров и лазеров на парах металлов, инноватика.



Латуш Евгений Леонидович, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой квантовой радиофизики Южного федерального университета (г. Ростов-на-Дону). Автор более 180 научных работ. Один из авторов монографий: «Ионные лазеры на парах металлов» (М.: Энергоатомиздат, 1990; John Wiley & Sons, 1996), «Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Том XI-4. Газовые и плазменные лазеры» (М.: Физматлит, 2005). Области научных интересов: физика газовых лазеров, лазеров на парах металлов и рекомбинационных лазеров, физика низкотемпературной плазмы.



Чеботарев Геннадий Дмитриевич, доктор физико-математических наук, профессор кафедры квантовой радиофизики Южного федерального университета (г. Ростов-на-Дону). Автор более 100 научных работ. Один из авторов монографии «Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Том XI-4. Газовые и плазменные лазеры» (М.: Физматлит, 2005). Области научных интересов: физика газовых лазеров, лазеров на парах металлов и рекомбинационных лазеров, физика низкотемпературной плазмы, математическое моделирование.



Юдин Николай Александрович, доктор технических наук, профессор кафедры управления инновациями Национального исследовательского Томского государственного университета. Автор более 100 научных работ. Области научных интересов: физика газовых лазеров, лазеров на парах металлов, физика низкотемпературной плазмы.



Васильева Анна Викторовна, ассистент кафедры управления инновациями Национального исследовательского Томского государственного университета. Автор более 35 научных работ. Область научных интересов: физика лазеров, взаимодействие лазерного излучения с веществом.



Полунин Юрий Петрович, старший научный сотрудник Национального исследовательского Томского государственного университета. Автор более 120 научных публикаций. Область научных интересов: физика газовых лазеров и лазеров на парах металлов



Пруцаков Олег Олегович, кандидат физико-математических наук. Автор более 30 научных работ. Области научных интересов: физика рекомбинационных лазеров, математическое моделирование.

Научное издание

Анатолий Николаевич Солдатов,
Евгений Леонидович Латуш,
Геннадий Дмитриевич Чеботарев,
Николай Александрович Юдин,
Анна Викторовна Васильева,
Юрий Петрович Полунин,
Олег Олегович Пруцаков

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ СТРОНЦИЯ И КАЛЬЦИЯ

Под редакцией
профессора А.Н. Солдатова
профессора Е.Л. Латуша

Монография

Издание подготовлено к печати
в авторской редакции
Оригинал-макет и дизайн обложки
В.К. Савицкого

Подписано к печати 15.08.2012 г. Формат 60x84/16.
Бумага офсетная. Ризография. Гарнитура Times.
Печ. л. 33. Усл. печ. л. 30,7. Тираж 300 экз. Заказ №

Издательство «ТМЛ-Пресс»
634050, г. Томск, ул. Гагарина, 31, оф. 49
Тел. 8-913-829-2575

Отпечатано на оборудовании
ООО «Издательство «Асиновское»
636840, Томская обл., г. Асино, ул. Проектная, 24
Тел. 8-3822-255-206