

УДК 621.362; 621.383

А.Н. СОЛДАТОВ, В.Е. ПРОКОПЬЕВ*, **, С.С. ЛОГИНОВ****ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ
НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ¹**

Проанализирован КПД трёхуровневых и четырёхуровневых лазерных квантовых систем с газоразрядной и оптической накачкой. Показано, что практический КПД газоразрядных лазеров на парах металлов в смеси с инертными газами со столкновительным механизмом создания инверсии населённостей не превышает 1–3 %. Этот факт объясняется неселективным характером возбуждения энергетических уровней атомов и ионов в плазме газового разряда. Использование метода оптической селективной накачки верхних рабочих уровней атомов в сочетании со столкновительным механизмом создания инверсии населённостей с помощью светодиодных лазеров позволит значительно повысить КПД и выходные энергетические характеристики лазерного излучения. Предложено использовать трёхуровневую схему со столкновительным разрушением нижнего рабочего уровня и четырёхуровневую схему со столкновительным заселением верхнего и расселением нижнего уровней активных сред, работающих на переходах атомов в парах редкоземельных металлов, актиноидов и элементов III группы в смеси с инертными газами с оптической накачкой.

Ключевые слова: оптическая накачка, КПД, столкновительный лазер, газовый лазер, пары металлов, газовый разряд, светодиодный лазер.

1. От первого мазера к первому лазеру с оптической накачкой газовой смеси

Идея создания инверсии населённостей энергетических уровней квантовых систем и генерации индуцированного электромагнитного излучения между этими уровнями возникла в 50–60 гг. прошлого века. В 1953 г. были созданы первые мазеры [1, 2], а в 1960 г. первые квантовые системы [3, 4], излучающие вынужденный свет в видимой и ближней ИК-областях спектра.

В своей знаменитой работе [5] А.Л. Шавлов и С.Н. Таунс проанализировали возможность создания инфракрасных и оптических мазеров в коротковолновой области спектра и рассмотрели возможность усиления света на переходах атомов калия, цезия, свинца при оптической накачке паров этих элементов резонансными линиями соответственно калия, гелия, ртути при использовании в качестве оптического резонатора интерферометра Фабри – Перо².

На возможность создания неравновесного заселения энергетических уровней сверхтонкой структуры квантовых частиц оптическим излучением впервые указал А. Кастлер в 1950 г. [6].

Первая лазерная генерация в видимой области спектра на длинах волны 694,3 и 692,8 нм была получена Т. Мейманом на переходах примесного иона хрома при оптической накачке кристалла рубина [3]. В том же 1960 г. был открыт первый газовый гелий-неоновый лазер на переходах атома Ne, который был запущен А. Джаваном, В. Беннетом и Д. Херриотом. Он излучал когерентный световой луч в ближней ИК-области спектра на длине волны 1,15 мкм при газоразрядном возбуждении [4].

Создание инверсии населённостей и лазерной генерации на переходах свободных атомов при оптической накачке паров цезия в смеси с буферными инертными газами было экспериментально реализовано в 1960–1962 гг. З. Джекобсом, Г. Гулдом и П. Рабиновичем [7–9]. Они получили когерентное усиление света при оптическом возбуждении газообразного цезия на длине волны 3,2 мкм при оптической накачке паров цезия одной из сильных линий излучения атомов гелия $\lambda = 388,8$ нм, возбуждаемой высокочастотным разрядом.

В это же время в работах советских физиков, сотрудников ФИАН С.Г. Раутиана и И.И. Собельмана, была предложена идея и проведены расчёты по получению инверсии населённостей и отрицательного поглощения на переходах органических красителей, на электронных переходах атомов в парах металлов в смеси с инертными газами при оптической накачке [10, 11]. Этими же авторами в 1961 г. была предложена пионерская идея создания инверсии населённости и

¹ Работа выполнена в рамках реализации АБЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» (№ гос. регистрации 01201256275) и гранта № НШ-512.2012.2.

² Следует заметить, что использовать плоскопараллельные зеркала для получения мазерного эффекта на коротких длинах волн было также независимо предложено в работе [1].

генерации вынужденного излучения на квантовых переходах продуктов распада молекул при фотодиссоциации [12].

Последняя идея нашла своё блестящее воплощение в работе [13], в которой была экспериментально реализована генерация на переходе сверхтонкой структуры основного состояния $^2P_{1/2}$ – $^2P_{3/2}$ атома йода. Инверсия населённостей возникала при селективной фотодиссоциации молекул, содержащих атомы йода, в возбуждённое состояние атома $^2P_{1/2}$ на переходе в основное состояние атома $^2P_{3/2}$ при широкополосной оптической накачке рабочей среды³.

Метод оптического возбуждения атомов газа (в противоположность к твердотельным и фотодиссоционным лазерам) получил сравнительно малое распространение, и, по существу, был создан только лазер на переходах атома цезия с оптической накачкой некогерентным излучением, который упоминался выше.

Твердые и жидкие активные среды, а также активные среды фотодиссоционных лазеров имеют полосы поглощения достаточно широкие, по сравнению с газовыми, и от возбуждающего источника не требуется большой мощности излучения в узкой линии, поэтому эффективность работы этих систем с оптической накачкой достаточно высока⁴.

В 1961 г. был создан твердотельный лазер на переходах иона неодима, работающий по четырёхуровневой схеме при оптической накачке [14]. В этом лазере генерация излучения происходит на переходах иона неодима Nd^{+3} . Здесь между метастабильным E_2 и основным уровнем E_0 имеется промежуточный рабочий уровень E_1 . Вынужденное излучение происходит при переходе атома между уровнями E_2 и E_1 . Преимущество этой схемы заключается в том, что в этом случае значительно легче выполнить условие инверсной населённости, так как время жизни верхнего рабочего уровня (E_2) на несколько порядков больше времени жизни нижнего уровня (E_1). Поэтому снижаются требования к источнику накачки. Кроме того, подобная схема позволяет создавать мощные лазеры, работающие в непрерывном режиме с относительно высокой эффективностью, что очень важно для некоторых применений. Эта лазерная система продолжает успешно работать до настоящего времени.

Несмотря на исключительную важность КПД оптических квантовых генераторов для различных практических приложений, в настоящее время нет достаточно полного анализа этого вопроса даже для отдельного класса лазерных систем. В мировой литературе для анализа различных аспектов работы квантовых лазерных систем, в том числе и эффективности их работы, начиная с середины прошлого столетия, используются трёхуровневая и четырёхуровневая квантовые схемы, физические характеристики уровней и механизмы создания инверсии населённости для которых, например при оптическом или газоразрядном возбуждении, считаются хорошо известными [15].

Целью настоящей работы является анализ причин низкой эффективности газоразрядных лазеров на электронных переходах атомов, работающих в видимой и инфракрасной областях спектра, и поиск путей повышения КПД газовых лазеров со столкновительным механизмом создания инверсии населённости уровней.

2. КПД лазерных систем

Анализ эффективности различных лазерных систем начнём с определения КПД лазерных систем с оптической накачкой, основываясь на работе [16].

Ясно, что при создании лазерных систем с оптической накачкой на основе мощных газоразрядных ламп эффективность всей системы определяется, в первую очередь, эффективностью преобразования электрической энергии в энергию светового излучения газоразрядной лампы с оптимальным с точки зрения оптического возбуждения верхнего рабочего уровня лазера спектром. Спектр излучения газоразрядной лампы должен совпадать со спектром поглощения при возбуждении верхних рабочих уровней или с энергетическими уровнями, связанными с ними быстрыми столкновительными переходами. Поскольку, в отличие от твердотельных и жидкостных лазеров, в газовых средах ширина спектра поглощения атомных и ионных резонансных линий очень узкая и определяется, в основном, столкновительным (лоренцовским) и доплеровским уширениями, то

³ По иронии судьбы, первый лазер при фотодиссоциации молекул был реализован именно на переходе в основное состояние атома, возможность получения инверсии населённости и генерации по отношению к которому считалась в работе С.Г. Раутиана и И.И. Собельмана маловероятной.

⁴ Заметим, что после создания перестраиваемых лазерных источников появилась возможность реализации инверсии населённости и генерации излучения практически на любом квантовом переходе атома или иона при оптической лазерной накачке.

очень трудно подобрать интенсивный источник некогерентного излучения, который с высокой эффективностью использовался бы для оптической накачки.

Для лазера, накачиваемого оптическим излучением непрерывной газоразрядной лампы, КПД или эффективность накачки можно определить как отношение минимальной мощности излучения накачки P_m , необходимой для создания определённой скорости возбуждения верхнего рабочего уровня из основного состояния квантовой системы, к электрической мощности P , фактически потребляемой лампой оптической накачки, т.е.

$$\eta_p = \frac{P_m}{P}. \quad (1)$$

Отметим, что при однородном распределении скорости накачки по объёму активной среды минимальную мощность накачки можно представить в виде

$$P_m = \left(\frac{dN_2}{dt} \right)_p V h \nu_{g2} = W_p N_g V h \nu_{g2}, \quad (2)$$

где N_g – населённость основного состояния (т.е. уровня 1 или 0 соответственно) для трёхуровневой или четырёхуровневой системы; $(dN_2/dt)_p$ – плотность числа атомов, возбуждаемых в результате процесса накачки на верхний лазерный уровень в единицу времени; V – объём активной среды; ν_{g2} – частота перехода между уровнем основного состояния и верхним лазерным уровнем.

Таким образом, можно записать КПД накачки, согласно выражению (1), следующей формулой:

$$\eta_p = \frac{P_m}{P} = \langle W_p \rangle N_g V \frac{h \nu_{g2}}{P}. \quad (3)$$

Для импульсного лазера по аналогии имеем

$$\eta_p = \frac{P_m}{P} = N_g V \frac{h \nu_{g2}}{\int \langle W_p \rangle \frac{dt}{E}}, \quad (4)$$

где интервал по времени берётся в пределах от начала до конца импульса накачки, а E – электрическая энергия, подведённая к лампе.

Для того чтобы рассчитать или просто оценить КПД накачки, процесс можно разделить на четыре этапа [16]:

- испускание света лампой;
- передача этого излучения в активную среду;
- поглощение света в среде;
- передача поглощенной энергии излучения накачки частицам на верхнем лазерном уровне.

Тогда КПД накачки может быть представлен в виде произведения четырех сомножителей, а именно

$$\eta_p = \eta_r \eta_t \eta_a \eta_{pq}, \quad (5)$$

где η_r – КПД (эффективность) преобразования электрической энергии питания лампы в световую в спектральном диапазоне, соответствующем полосам накачки активной среды (излучательная эффективность); η_t – отношение мощности (или энергии) света, фактически входящего в активную среду, к мощности (или энергии), излучаемой лампой в нужном спектральном диапазоне (эффективность передачи); η_a – доля попадающего в среду света, которая действительно поглощается в ней (эффективность по поглощению); η_{pq} – характеризует долю поглощенной мощности (или энергии), которая приводит к заселению верхнего лазерного уровня и излучается в виде лазерного излучения (квантовый выход по мощности или по энергии). Конкретные выражения для четырех перечисленных факторов КПД накачки можно получить, если известны спектральная излучательная способность лампы, геометрия накачки, коэффициент поглощения и геометрическая конфигурация среды. Не будем углубляться здесь в детали рассматриваемого вопроса и ограничимся обсуждением только одного примера, взятого из работы [16].

С появлением новых источников оптического излучения, связанных с полупроводниковыми светодиодами лазерами, имеющими очень высокий КПД (70–80 %), появилась возможность повысить эффективность излучения твердотельных, жидкостных и волоконных лазеров и усилителей. Это привело к революции в лазерной технике. Кроме того, что полупроводниковые светоди-

одные лазеры компактны, надёжны, имеют высокую удельную спектральную плотность мощности и охватывают широкий спектр электромагнитного излучения от инфракрасного до вакуумного ультрафиолета. В настоящее время диодные лазеры доминируют по объемам продаж и, особенно, по номенклатуре. Они широко применяются в системах оптической связи, устройствах записи-воспроизведения информации, дальномерах, измерителях скорости, системах наведения высокоточного оружия и т.д. Таким образом, создание современных диодных лазеров позволило преодолеть основное препятствие для широкого применения лазерной техники – низкий КПД. Не будем углубляться здесь в детали рассматриваемого вопроса и ограничимся только одним примером, представленным в таблице [16].

**Параметры КПД Nd:YAG-лазера с оптической ламповой накачкой,
а также с поперечной накачкой излучением диодных лазеров**

Активная среда	η , %	η_i , %	η_a , %	η_{pq} , %	η_p , %
Ламповая	43	82	17	59	3,5–10
Светодиодная	50	80	90	82	30

Как видно из таблицы, КПД неодимового лазера со светодиодной накачкой почти на порядок выше, чем при ламповой накачке и, как правило, в 3–4 раза больше, чем КПД трехуровневого рубинового. Аналогичные изменения в настоящее время наблюдаются и для других квантовых лазерных систем. Выходные энергетические параметры лазеров со светодиодной накачкой можно повысить, используя принцип масштабируемости (для этого, как правило, используются оптимальные сборки диодных лазеров).

Таким образом, из проведённого выше анализа следует, что использование светодиодных лазеров для накачки лазерных систем приводит к повышению эффективности.

3. Столкновительные лазеры с газоразрядной накачкой

В первые годы создания и исследования лазеров основное внимание учёных было направлено на поиск новых механизмов создания инверсии населенности и генерации излучения, к поиску новых рабочих активных сред и изучение новых физических явлений при взаимодействии лазерного излучения с веществом. Однако со временем, в связи с практическими применениями этих квантовых приборов, главными стали вопросы, относящиеся к качеству лазерного излучения, его однородности, расходимости, энергетическим характеристикам и, в частности, проблемам, связанным с эффективностью генерации лазерного излучения.

В этом ряду одной из первых была предложена концепция столкновительных лазеров, работающих на переходах атомов и ионов [17, 18]. Она возникла в самом начале развития твердотельных и газовых лазеров в процессе поисков систем с высокой эффективностью в результате сравнительного анализа механизмов создания инверсии населённости различных лазерных систем. Причём речь шла о создании непрерывных газовых лазеров не с оптической, а с газоразрядной накачкой.

Проведенный в работах [17, 18] анализ показал, что почти все существовавшие в то время газоразрядные лазеры, в отличие от твердотельных лазеров с оптической накачкой, использовали для релаксации нижнего лазерного уровня спонтанное излучение по разрешенному переходу. В этом случае между нижним лазерным уровнем и основным необходимо иметь как минимум один промежуточный уровень, поскольку спонтанный распад в основное состояние с высокой скоростью затруднен в результате пленения резонансного излучения. Кроме того, по разрешенному переходу, как правило, велика скорость возбуждения энергетических состояний электронами, а это может привести к нежелательному заселению нижнего лазерного уровня. Наличие промежуточного уровня, связанного разрешенными переходами с нижним лазерным уровнем и с основным состоянием, при повышении накачки приводит к насыщению выходной мощности, а затем и к ее спаду. С другой стороны, наличие промежуточного уровня и то обстоятельство, что большая скорость спонтанного распада присуща в основном переходам, соответствующим коротковолновым линиям, приводит к тому, что лазерный переход происходит между высоко расположенными уровнями, а это автоматически ведёт к снижению квантовой эффективности лазерного перехода. Поэтому основная идея столкновительного лазера на электронных переходах атомов и ионов состоит в поиске квантовых систем, в которых нижний лазерный уровень должен разрушаться в ре-

зультате неупругих столкновений с тяжёлыми частицами, а верхний рабочий или «резервуарный» уровень должен был заселяться электронами из основного состояния в газовом разряде.

Таким образом, основные принципы создания инверсии населенности уровней в столкновительном лазере сводились к четырёхуровневой схеме уровней активной частицы с накачкой верхнего уровня электронами.

В соответствии с работами [17, 18] этот класс эффективных лазерных систем должен удовлетворять следующим критериям:

1. Лазерный переход частично запрещен.
2. Верхний уровень не опустошается за счет неупругих атомных столкновений, в том числе и по лазерному переходу (т.е. $E_2 - E_1 \gg kT_g$).
3. Все рабочие уровни должны быть расположены низко, чтобы обеспечить высокую населенность и большую скорость электронного возбуждения.
4. Сечения столкновительной передачи энергии между лазерными и близлежащими уровнями (отстоящими на $\Delta E \sim kT_g$) велики.
5. Все уровни со значительной населенностью способствуют прохождению атомов через лазерный переход.
6. Возбуждение верхнего уровня не является прямым и осуществляется в результате соударений второго рода с атомами, имеющими изолированный уровень. Таким образом, основные потери обусловлены электронным возбуждением нижних уровней.
7. Плотность газа должна быть такова, чтобы в разряде выполнялось условие $T_e > T_g$, но вместе с тем плотность газа достаточно велика, чтобы выполнялись приведенные выше соотношения для скоростей столкновительных процессов. Поэтому $N \leq 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, где N – населенность энергетического уровня.
8. Полный дефект $\Sigma \Delta E$ энергии для ряда близких уровней, расположенных между нижним E_1 лазерным уровнем и основным состоянием E_0 и резервуарным уровнем E_3 и верхним лазерным уровнем E_2 , был достаточно велик, благодаря чему выполняется условие $N_2 > N_1$.
9. Расположение уровня E_1 должно обеспечивать не слишком высокую (не более 0,1 % от заселенности основного состояния) равновесную заселенность активной среды при рабочей температуре. В противном случае создание инверсии будет затрудняться необходимостью высокой пороговой заселенности верхнего уровня, т.е. нижний лазерный уровень должен располагаться на расстоянии $\Delta E \sim 2-3 \approx kT_g$ и расселяться в результате неупругих тушащих столкновений в основное состояние частицами инертного газа.

В [17, 18] эффективность четырёхуровневого столкновительного лазера η описывается соотношением

$$\eta \approx \frac{f h \nu_{21}}{E_2} \approx f \frac{(E_2 - E_1)}{E_2}, \quad (6)$$

где $h \nu_{21}$ – энергия лазерного кванта; E_1 – энергия нижнего и E_2 – верхнего лазерного или «резервуарного» уровня E_3 , с которого производится накачка уровня E_2 неупругими столкновениями, а фактор f – часть атомов, которые попадают с «резервуарного» уровня на верхний и проходит через лазерный переход. Наличие промежуточных уровней увеличивает как отношение энергий в этой формуле, так и фактор f , так как вблизи верхнего лазерного уровня оказывается значительное число других уровней, которые перехватывают энергию возбуждения и направляют ее через рабочий переход.

В рамках концепции Гулда и Беннета предполагалось, что в пределе населенность верхнего лазерного уровня может быть близка к равновесной с T_e , а заселенность нижнего – близка к равновесной с T_g . В этом случае КПД лазера может быть весьма высоким и в пределе приближаться к КПД идеальной тепловой машины $\eta \sim (T_e - T_g)/T_e$. Ожидалась также высокая мощность генерации. Такие перспективы вызвали очень большой интерес. Были предложены различные конкретные рабочие системы для реализации столкновительных лазеров, в том числе авторами [17, 18]⁵.

⁵ В ходе детальных экспериментальных исследований было установлено, что хорошо известный CO₂-лазер, генерирующий на колебательно-вращательных переходах основного электронного состояния молекулы CO₂ на длине волны 10,6 мкм, полностью соответствует схеме столкновительного лазера. Этот лазер действительно обладает высоким КПД, близким к квантовому пределу, и большой мощностью генерации в средней ИК-области спектра [19, 21, 22].

Проанализировав результаты опубликованных к тому времени работ, Уолтер и др. [20] пришли к выводу о возможности создания мощного эффективного импульсного лазера, который в качестве активной среды использует пары металлов. С точки зрения получения высокого КПД атомы и ионы металлов обладают наиболее подходящей структурой энергетических уровней. Действительно, если в качестве лазерного использовать переход между первыми резонансным и метастабильным уровнями, то наибольший η реализуется для атомов с низколежащим метастабильным уровнем. Именно такой структурой уровней обладают многие атомы металлов. Их квантовый КПД может достигать значений 50–70 %.

В качестве перспективной рабочей среды был выбран разряд в парах металлического марганца. Реализация столкновительного лазера на электронных переходах атомов для ближней ИК- и видимой области спектра для этого атома столкнулась с большими трудностями, однако в ходе этих исследований была получена импульсная генерация с высоким коэффициентом усиления в зеленой области оптического спектра [21]. В это же время Фоулес и Сильфаст [22] обнаружили высокий коэффициент усиления на длине волны 722,9 нм при переходе с первого резонансного на метастабильный уровень 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.

Особенность схемы рабочих уровней этих лазеров заключается в метастабильности нижнего уровня, время жизни которого значительно больше, чем верхнего. Поэтому этот лазер может работать только в импульсном режиме. Схему переходов в этой лазерной системе легко свести к трехуровневой, в которой импульсная инверсия населенности и генерация возникает между возбужденными уровнями.

Лазеры, использующие в качестве рабочего переход с резонансного на метастабильный уровень, названы циклическими. Название подчеркивает циклический характер их работ, заключающийся в периодическом получении короткого импульса генерации, после которого наступает определенное «мертвое» время для восстановления первоначальных условий рабочей среды. Впоследствии за этими лазерами установилось название «лазеры на самоограниченных переходах» (СП), подчеркивающее ограничение времени существования инверсии свойствами самих рабочих уровней.

Основным условием эффективной генерации столкновительных лазеров на СП в период ионизационной неравновесности плазмы импульсного газового разряда является использование относительно низколежащих уровней, достижение высокой скорости и селективности возбуждения верхнего лазерного уровня электронным ударом по сравнению с нижним.

4. Экспериментальные работы по созданию столкновительных лазеров на электронных переходах атомов и ионов

В обзорной работе [23] величина КПД для наиболее известного лазера на самоограниченных переходах в парах меди оценивалась в 23 %. Такой относительно высокий КПД связан как с большой квантовой эффективностью медного лазера (около 55 %), так и с большим сечением перехода с $^2S_{1/2}$ на $^2P_{1/2,3/2}$ при электронном ударе. Эта оценка была сделана в следующих приближениях. Во-первых, метастабильный (нижний рабочий) уровень заполняется 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 учитывались заселение метастабильного уровня неупругими ударами I рода из основного состояния атома (иона) электронами, а также потери возбужденных на верхний лазерный уровень атомов за счет других (отличных от вынужденного излучения по рабочему переходу) процессов. К последним можно отнести ступенчатое возбуждение и ионизацию с резонансного уровня, спонтанный и безызлучательный распад этого уровня и т.п. 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 энергетической структуры уровней. Генерация в лазерах на самоограниченных переходах прекращается, когда заселенности N_p и N_m сравняются ($N_p = N_m$), поэтому в генерации участвуют только $\sim 1/2 N_p$.

Кроме того, КПД реального газоразрядного лазера занижается из-за большей длительности импульса возбуждения по сравнению с импульсом генерации. Как правило, импульс генерации не менее чем в 2 раза короче импульса возбуждения. Поэтому около половины энергии разряда тра-

тится впустую. С учетом перечисленных процессов можно рассчитывать на получение реального КПД на уровне 10 % в импульсном газовом разряде [24].

Исходя из этих условий в работе [25] были проведены исследования динамики импульсной плазмы медного лазера, которые показали, что для повышения его эффективности необходим поиск способов формирования активной среды с пониженной степенью ионизации плазмы как во время импульса возбуждения, так и в межимпульсный период. В этой работе был предложен и реализован способ возбуждения активной среды, основанный на формировании импульса возбуждения с крутым фронтом напряжения на активном элементе лазера, длительность которого обрывается в момент окончания импульса генерации при соблюдении условия аperiodического характера развития разряда за время действия импульса возбуждения. Одним из критериев оптимальных условий возбуждения является выполнение соотношения $R > 2(L/C)V^2$, где R – активное сопротивление; L – индуктивность; C – накопительная емкость разрядного контура; V – напряжение.

При вышеперечисленных условиях ввода энергии в активную среду был получен рекордный физический КПД $\sim 9\%$ для лазера на парах меди, близкий к предельному значению, указанному выше. Однако общий практический КПД всей установки был значительно ниже, потому что часть энергии, запасаемая в конденсаторах, не вводилась в рабочий объем и не сохранялась в системе, например, за счёт процессов рекуперации энергии в электронной системе накачки. Кроме того, возбуждение лазерной системы происходило при пониженных удельных энергозатратах, что приводит к ограничению выходных энергетических параметров прибора.

Следует сказать, что серийно выпускаемые лазеры на парах меди обладают средней выходной мощностью около 10–40 Вт с достаточно короткой длительностью импульсов излучения (30–50 нс) и высокой частотой повторения (до 5–15 кГц). При этом КПД лазера может составлять около 1 %. Более высокие значения КПД (2–3 %) в чистых парах [26] и мощности ~ 100 Вт были получены в работе [27] при использовании гибридных медных лазеров.

К настоящему времени высокие энергетические характеристики получены в лазерах на самоограниченных переходах в парах стронция и кальция. Основные результаты опубликованы в [28–30].

4.1. Лазеры на переходах кальция и стронция (Ca и Sr)

На данный момент только лазеры на электронных переходах атомов Ca и Sr, работающие в непрерывном режиме с резонансных $^1P_1^0$ - на метастабильные 1D_2 -уровни, можно отнести к столкновительным лазерам [31–38]. Эти атомы имеют подобные схемы нижних энергетических уровней, и упрощенная схема нижних уровней атома стронция представлена далее.

Генерация на электронном переходе в атоме кальция $^1P_1^0 - ^1D_2$ происходит на длине волны $\lambda = 5,547$ мкм. Непрерывная генерация наблюдалась при добавлении небольших количеств водорода. Для этого лазера разрушение нижнего лазерного уровня объясняется «химической очисткой», т.е. удалением атомов на нижнем лазерном уровне 1D_2 в процессе химической реакции [35]



Эта реакция имеет относительно высокую скорость, поскольку она носит резонансный характер, так как в этом случае ΔE сравнимо с kT_g . Непрерывная генерация в экспериментах наблюдалась при давлении водорода 1–3 Торра. При оптимизации параметров электрической и оптических систем возбуждения мощность генерации равнялась $\sim 0,1$ Вт. Это соответствовало эффективности $\sim 1\%$.

Такую эффективность следует считать довольно высокой, так как отношение энергии кванта на лазерном переходе к энергии верхнего лазерного уровня составляет всего $\sim 7,6\%$. Однако в этом режиме лазер работал несколько часов из-за того, что кусочки кальция превращались в белый порошок гидроксида кальция. При меньшем давлении водорода генерация наблюдалась в течение нескольких часов при уровне мощности $\sim 0,07$ Вт. Непрерывная генерация наблюдалась также на аналогичном переходе атома стронция.

Следует отметить, что лазерные переходы в атомах Ca и Sr не являются, строго говоря, метастабильными переходами, так как с нижних лазерных 1D_2 -уровней существуют интеркомбинационные переходы на состояния 3P_0 [39]. В парах Sr наблюдалась даже импульсная генерация на длине волны $\lambda = 1,771$ мкм, что свидетельствует о значительной по величине вероятности перехода между уровнями. К сожалению, на данный момент не удалось найти для Ca и Sr надежных данных о вероятностях лазерных переходов и переходов вниз с нижних лазерных уровней. Поэтому

вопрос о влиянии спонтанного распада нижних уровней на наличие непрерывной генерации с резонансных на метастабильные уровни Са и Sr остается открытым. Отметим только, что для Са эта вероятность должна быть меньше, чем для Sr, поскольку вероятности интеркомбинационных переходов больше для более тяжелых атомов.

4.2. He–Eu-лазер

He–Eu-лазер, первая публикация о котором относится к 1973 г. [40], имел особое значение в развитии работ по столкновительным лазерам. В его активной среде впервые был продемонстрирован переход от чисто импульсного самоограниченного режима генерации к квазинепрерывному [41]. Это вызвало заметный рост интереса к проблеме создания столкновительных лазеров и вселило надежды на его осуществление. В дальнейшем He–Eu-лазеру было посвящено наибольшее число публикаций. Здесь только кратко изложим основные результаты этих работ. Схема уровней и переходов в ионе европия приведена на рис. 1. Генерация наблюдалась на многих линиях Eu^+ , показанных на схеме стрелками, но наибольшее внимание уделялось генерации на линии 1,0019 мкм, на которой наблюдалась квазинепрерывная генерация.

В [40] было показано, что мощность генерации растет с ростом давления He примерно до 600 Торр, а ее длительность свидетельствует о квазинепрерывном режиме.

В дальнейшем были проведены подробные исследования He– Eu^+ -лазера как в квазинепрерывном, так и в импульсном режимах [41–45]. Методом модуляции генерации и наблюдения изменений населенностей различных уровней изучался процесс столкновительного переноса между лазерными и другими уровнями. Были измерены времена релаксации нижних лазерных уровней [43–45], оказавшиеся аномально малыми. При давлении He 1 атм оцененное время релаксации нижнего лазерного уровня $^7D_4^0$ составило 4 нс. Были проведены исследования характеристик импульсной генерации при увеличении давления He до 5 атм [46–49] и ряд других измерений. Авторы [41–43] предполагали, что квазинепрерывный характер генерации обеспечивается разрушением нижних лазерных уровней столкновениями с атомами He. В этом случае $\Delta E \approx 9kT_g$. Из этого делались

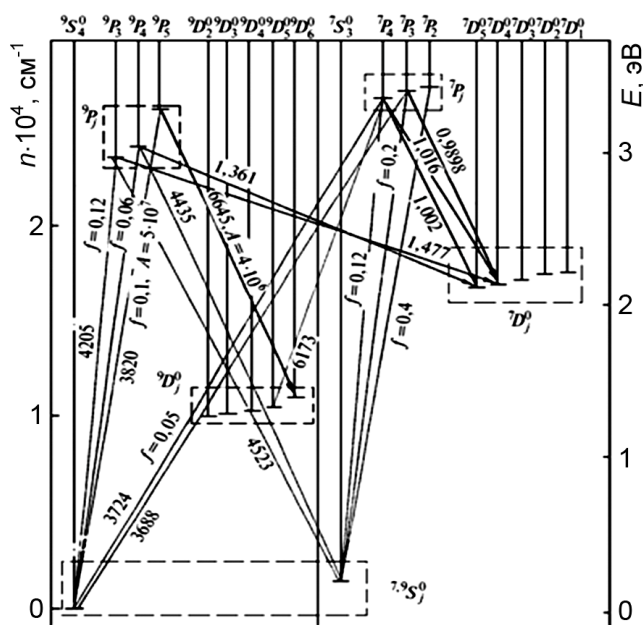


Рис. 1. Схема уровней и переходов в Eu^+ . Переходы, на которых наблюдалась генерация, отмечены стрелками

выводы, что большие сечения разрушения метастабильных уровней могут быть и при $\Delta E \gg kT_g$. Первые исследования этого лазера, в особенности вывод о том, что достаточно быстрое разрушение метастабильных уровней столкновениями с тяжелыми частицами возможно при $\Delta E \gg kT_g$, вызвали большой интерес к проблеме создания столкновительного лазера на атомных переходах. В дальнейшем был предложен другой механизм релаксации нижних лазерных уровней, предполагающий рекомбинационный механизм быстрой релаксации 7D_f -уровней через автоионизационные состояния атома. Впервые этот механизм рассматривался в [44], а детально проанализирован в [36], где сделан вывод, что He– Eu^+ -лазер следует отнести к новому типу лазеров – ионизационно-рекомбинационному. Возможные пути релаксации в рамках этого механизма показаны на рис. 2. Однако следует сказать, что детальных экспериментальных доказательств изложенного выше механизма до сих пор нет.

Кроме изложенных выше работ, были предприняты многочисленные попытки создания столкновительных лазеров на переходах в атомных системах с участием Sn [50], Tm [51], Ba [52–54] и т.д. В ряде случаев заявлено о создании таких лазеров. Все эти работы подробно рассмотре-

ны в [38], и поэтому мы не будем останавливаться на этом вопросе. Попытки создания столкновительных лазеров в рамках концепции работ [19, 20] продолжаются и сейчас [55].

Исходя из вышеизложенного, приходится констатировать, что за 40 лет с момента опубликования концепции столкновительных лазеров успехи на пути их реализации весьма скромные.

Практический КПД этих лазеров оказался меньше 1 %, а средняя мощность излучения не превышала 15 Вт (из рабочего объема приемлемых размеров). Этот факт, в частности в лазерах на атомах Ca и Sr, связан с тем, что в созданных [31, 40] системах нижний лазерный уровень расположен очень далеко от основного состояния атома.

Релаксация нижнего лазерного уровня в основном происходит при большом ΔE не через лесенку промежуточных уровней. Заселение верхнего лазерного уровня, как правило, происходит прямым электронным ударом, а не с другого лежащего выше уровня и не от атома донора.

Непрерывная генерация осуществлена только в средней ИК-области спектра (1–10 мкм) и с лазерами, которые не вполне соответствуют первоначальной концепции. В ряде случаев квазинепрерывная генерация декларируется без достаточного обоснования.

С определенностью можно сказать, что основная задача – создание эффективных и мощных газоразрядных лазеров, работающих в стационарном режиме на переходах в атомах и атомарных ионах, – так и не была решена.

5. Столкновительные газовые лазеры на парах металлов в смесях с инертными газами с оптической накачкой

Незначительные результаты, полученные для газовых лазеров на переходах атомов и ионов с оптической накачкой, связаны, в частности, с тем, что в спектрах атомов газов (паров) отсутствуют широкие полосы поглощения, и поэтому для создания необходимой инверсии на рабочих переходах требуются большие мощности узкополосного возбуждающего света. Кроме того, газовые лазеры, как правило, используют высоколежащие энергетические уровни и обладают существенными недостатками: низкими значениями предельного квантового КПД и КПД оптической накачки, низким практическим КПД и малой мощностью выходного излучения.

Ситуация значительным образом изменилась после создания мощных светодиодных источников лазерного излучения с высоким КПД и управляемым спектром излучения. Это привело, как уже сказано выше, не только к созданию большого числа твердотельных лазерных систем с относительно высокими выходными энергетическими параметрами, но и стимулировало интерес к лазерам на переходах атомов щелочных металлов с оптической накачкой. Эти лазерные системы были экспериментально реализованы в начале 80-х годов прошлого века советскими исследователями [56, 57]. При этом интерес, проявляемый со стороны научного сообщества, связан с надеждами, которые возлагаются на лазеры такого типа. А именно есть основания предполагать, что в недалеком будущем такие лазеры окажутся способными генерировать непрерывное оптическое излучение с очень высокой мощностью (порядка 100 кВт и выше) при КПД не менее 50 %, являясь при этом очень компактными, простыми в конструкции и несложными в эксплуатации.

Физический принцип действия лазеров на парах щелочных металлов очень прост (рис. 3) [57, 58]. Излучение накачки резонансно поглощается на переходе из основного состояния атома металла $n^2S_{1/2}$ в состояние $n^2P_{3/2}$ (D_2 -линия): для лития, натрия, калия, цезия, рубидия $n = 2, 3, 4, 5$ и 6 соответственно. Одно из принципиально необходимых условий работы лазера – достаточно высокое давление буферного газа. Столкновения с частицами буферного газа вызывают переходы между компонентами тонкой структуры $n^2P_{3/2} - n^2P_{1/2}$. Энергетическое расстояние между ними не очень велико (меньше или порядка kT_g – энергии теплового движения атомов), поэтому переходы происходят с большой вероятностью. При высоких давлениях буферного газа (порядка несколько

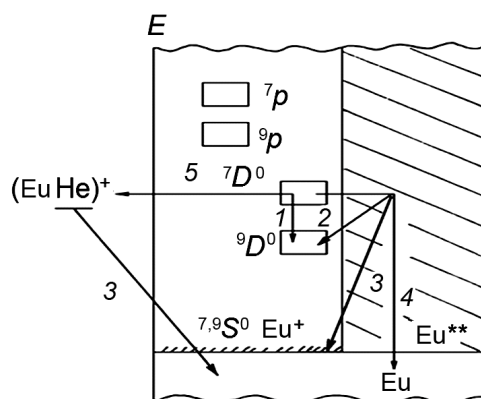


Рис. 2. Схема релаксации нижних лазерных уровней Eu^+ (показаны вместе с автоионизационными уровнями атома Eu): 1 – тушение; 2, 3 – захват и автоионизация; 4 – рекомбинация; 5 – образование молекулярного иона

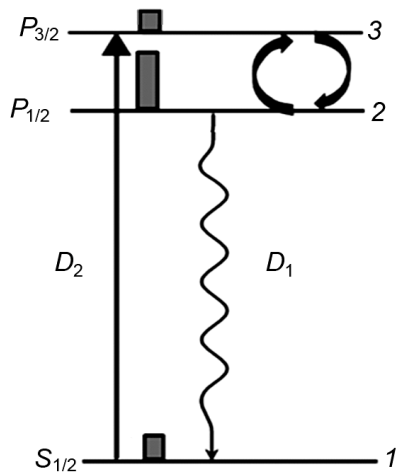


Рис. 3. Схема рабочих уровней и переходов в атомах щелочных металлов с оптической накачкой. Прямой стрелкой обозначен переход под действием накачки, волнистой – лазерный переход, изогнутой – переходы под действием столкновений. Вертикальные столбики показывают относительные заселенности уровней. Аналогичной схемой уровней и механизмом генерации обладают такие щелочные элементы, как Li, K, Rb, Cs [57]

перспективы практического применения исследуемого явления, хотя оно и представлялось интересным, не просматривались, поскольку когерентное лазерное излучение преобразовывалось в аналогичное с небольшим сдвигом частоты в красную область.

При этом надо отметить, что возможность получения эффективной непрерывной генерации в лазерах на самоограниченных переходах с оптической накачкой с помощью ламповых газоразрядных источников впервые была рассмотрена в [59, 60]. В этих работах в качестве источника излучения должны были применяться газоразрядные лампы, работающие на резонансных линиях активной части лазера, однако на практике такая возможность не была реализована.

Ситуация радикально изменилась после появления идеи В.Ф. Крупке [61, 62], которая возникла благодаря большому прогрессу в технологии лазерных светодиодов. Эта идея заключается в использовании лазерных светодиодов в качестве оптической накачки в D_2 -линиях атомов щелочных металлов. При использовании светодиодных лазеров всегда можно подобрать источник накачки с необходимой длиной волны и шириной линии и, меняя параметры спектральной линии поглощения атомов путём изменения концентрации активных и буферных частиц, а также размера рабочего объёма, добиться очень высокого коэффициента преобразования энергии оптической накачки в лазерное излучение атомов и ионов [63].

Нетрудно заметить, что предложенная лазерная система в этом случае повторяет трехуровневую схему работы рубинового лазера с оптической накачкой, где для создания инверсии населенности и вынужденного излучения в трехуровневой квантовой системе вместо газоразрядной лампы используется светодиодный источник с относительно большим КПД. Например, в работе [64] на резонансном переходе атома цезия в смеси с гелием сообщается о создании лазера на парах цезия с прокачкой лазерной среды по замкнутому циклу, при этом мощность излучения лазера составила ~ 1 кВт при эффективности преобразования «свет в свет» ~ 48 %. Считая, что типичный КПД инжекционного лазера в красной и ИК-области достигает 50–60 %, эффективность передачи порядка 70 %, эффективность поглощения около 70–80 %, квантовый КПД системы порядка 90 %, если рассматривать четырёхуровневую схему уровней атома Sm, и с учётом дополнительных потерь энергии (мощности), связанных с перегревом нижнего лазерного уровня, близкого к основному состоянию, КПД всей системы может достигать 15–20 %.

Лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой, с учётом возможностей масштабирования, претендуют на то, чтобы быть источниками когерентного излучения очень высокой мощности (более 100 кВт [62]), которые могут найти широкое применение в различных приложениях. Эти оценки основаны на известных преимуществах использования газовых рабочих в каче-

сотен миллиметров ртутного столба) между компонентами тонкой структуры за время меньше времени жизни успевает установиться равновесное больцмановское распределение. В соответствии с этим распределение населенности уровня $n^2P_{1/2}$ оказывается выше заселенности $n^2P_{3/2}$ на больцмановский фактор $\exp(\Delta E/kT_g)$, где ΔE – энергетическое расстояние между уровнями. Если теперь обеспечить высокую интенсивность излучения накачки, ведущую к насыщению уровней и выравниванию населенностей основного состояния $n^2S_{1/2}$ и $n^2P_{3/2}$, то заселенность уровня $n^2P_{1/2}$ станет выше заселенности основного состояния (на больцмановский фактор). Таким образом, на переходе D_1 получим условие для лазерной генерации на частоте этого перехода, верхний уровень которого заселяется в результате неупругих столкновительных переходов из возбуждённого состояния атома металла, создаваемого в результате оптической накачки с атомами при столкновениях с инертным газом, как правило, атомами гелия.

Все указанные выше принципиальные экспериментальные работы производились с накачкой когерентным лазерным излучением. В связи с этим

стве активной среды. Газовая среда, как правило, является оптически и термически стойкой и однородной (отсутствуют центры термического и оптического повреждения, как в твердых телах, и химической деградации, как в красителях). Параметрами рабочей среды (концентрацией активного и буферного компонентов, температурой, объемом, геометрией и т.д.) легко управлять. С помощью внешних электрических и магнитных полей, в определенных пределах, можно менять спектроскопические характеристики рабочих уровней. В газовой среде имеются большие возможности для охлаждения, в частности в результате использования прокачки или увеличения давления легких частиц, например гелия. Использование атомных переходов в смеси паров металлов с буферным газом с малым дефектом энергии $\Delta E \leq kT_g$, или лесенки уровней, как в столкновительных лазерах при преобразовании фотонов накачки в лазерное излучение, появляется возможность получения высокого КПД и мощности. Малый дефект энергии особенно важен для минимизации тепловыделения в рабочем объеме при больших мощностях накачки.

В известной нам литературе в качестве активных рабочих сред обсуждаются в основном пары щелочных металлов в смеси с гелием. Однако даже беглый анализ энергетических уровней различных химических элементов [64, 65] показывает на возможность получения лазерной генерации с высоким КПД по трехуровневой схеме на электронных переходах этих элементов в смеси с инертными газами при оптической светодиодной накачке. Очевидно, что инверсию населенностей в трёхуровневой схеме можно реализовать в результате как столкновительного заселения верхнего лазерного уровня (как в случае щелочно-земельных металлов), так и столкновительного тушения нижнего.

Причем в качестве конкретной лазерной системы могут использоваться, например, те же рабочие активные среды паров щелочноземельных металлов Ca и Sr в смеси с инертными газами или водородом, но с оптической накачкой верхнего лазерного уровня по схеме, показанной на рис. 4.

Кроме того, рассмотренная выше схема четырехуровневой столкновительного лазера с газоразрядной накачкой, предложенная в работах [17, 18], может быть также реализована при светодиодной оптической накачке. В этом случае проблемы, связанные с неселективным заселением электронных энергетических уровней атомов электронами и возникновением неустойчивостей газового разряда в рабочей среде, при повышенных давлениях будут сняты, что приведет к расширению количества активных сред и длин волн лазерного излучения. В качестве потенциальных активных сред с оптической накачкой могут быть использованы, например, редкоземельные элементы и актиноиды, которые имеют богатую систему низколежащих энергетических уровней, в том числе и резонансных. Последние можно эффективно возбуждать (накачивать) с помощью светодиодных источников. На рис. 5, для примера, приведены возможные пути реализации лазерной генерации с оптической накачкой в парах самария (Sm I). Длины волн оптической накачки и лазерного излучения рассчитаны на основе банка данных NIST [66].

На рис. 5, а оптическая накачка происходит с основного уровня 7F_0 на уровень терма $^9G_1^0$ противоположной четности излучением с $\lambda = 714,3$ нм. Энергия этого состояния переносится при столкновениях с атомами гелия (или другого инертного газа) на нижележащий энергетический уровень той же четности $^9G_1^0$ с $\Delta E \leq kT_g$, с которого возникает генерация в основное состояние 7F_0 с длиной волны излучения $\lambda = 724,8$ нм.

На рис. 5, б оптическая накачка происходит с основного уровня 7F_0 на уровень терма $^9G_0^0$ противоположной четности излучением с $\lambda = 724,8$ нм, с которого происходит излучение в первое возбужденное состояние сверхтонкой структуры самария 7F_1 с $\lambda = 740,5$ нм. Инверсия возникает в результате быстрого расселения этого состояния в столкновении с гелием.

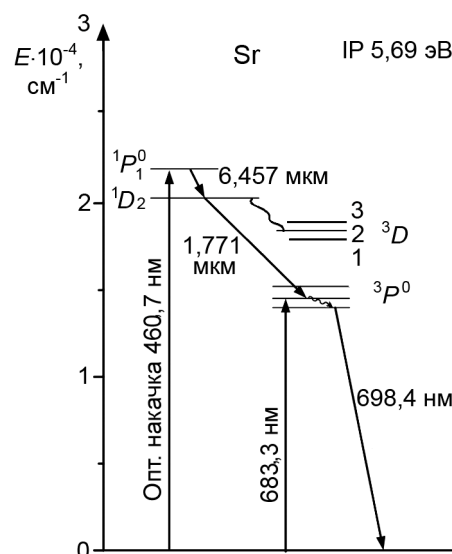


Рис. 4. Схема уровней и переходов для атома Sr с оптической накачкой [57]

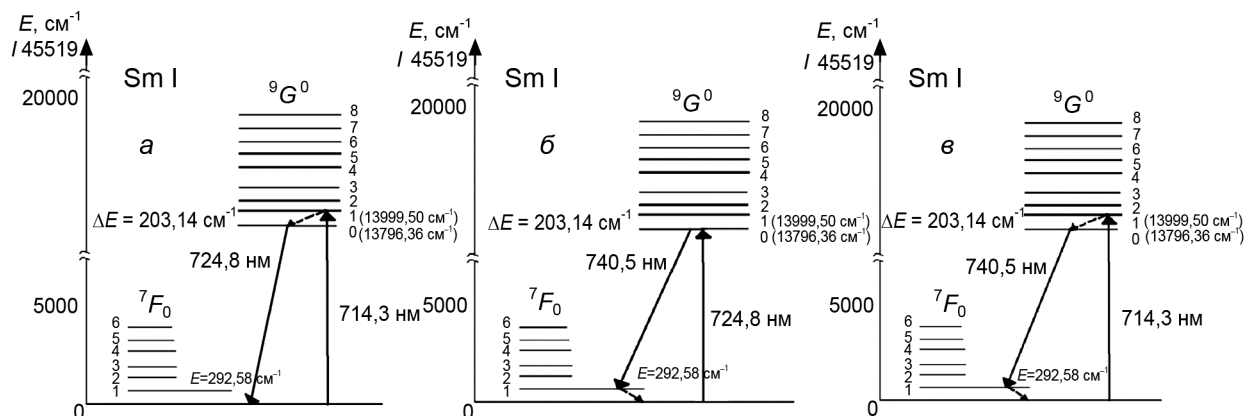


Рис. 5. Упрощённые схемы оптической накачки атома самария Sm. Аналогичными схемами нижних уровней обладают атомы La, Pr, Nd, Pm, Gd, Tb

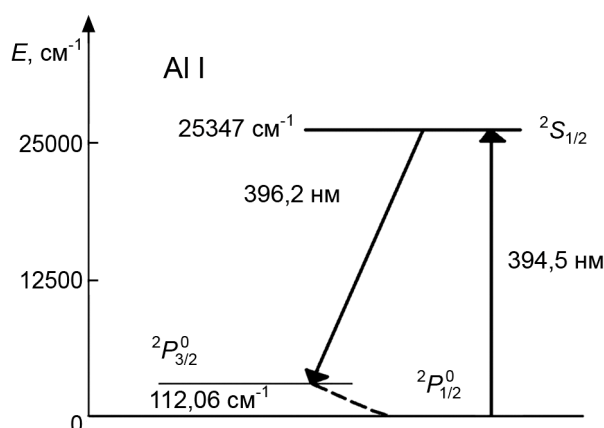


Рис. 6. Трёхуровневая схема оптической накачки атома алюминия. Аналогичными схемами уровней с дублетным расщеплением основного состояния обладают атомы Ga, In и Y

На рис. 5, в оптическая накачка происходит с основного уровня $7F_0$ на уровень термина $9G_1^0$ противоположной четности излучением с $\lambda = 714,3$ нм. Энергия этого состояния переносится при столкновении с атомами гелия (или другого инертного газа) на нижележащий энергетический уровень той же четности $9G_0^0$ с $\Delta E \leq kT_g$ с которого происходит излучение в первое возбуждённое состояние сверхтонкой структуры самария $7F_1$ с $\lambda = 740,5$ нм. Далее этот уровень быстро разрушается в основное состояние при столкновениях с гелием.

Подобные схемы оптической накачки существуют и для других редкоземельных металлов, например Gd, а также для актиноидов и элементов III группы, например алюминия (рис. 6).

Заключение

1. Все имеющиеся публикации по исследованию газоразрядных лазеров на атомах и атомарных ионах говорят об их малых КПД и низких удельных энергетических характеристиках. Однако такие фундаментальные преимущества газовых лазеров по сравнению с твердотельными и полупроводниковыми лазерами, как большие рабочие объёмы активной среды при их высокой степени однородности, высокая спектральная яркость, стабильное положение лазерных линий в шкале частот, предельно низкая расходимость лазерного излучения – позволяют надеяться, что если будет существенно повышен КПД газовых лазеров, то их практические применения будут значительно более разнообразными.

2. Проведённый в работе обзор литературы показывает, что основной причиной низкого КПД и выходной мощности столкновительных газоразрядных лазеров являются принципиальные недостатки неселективного возбуждения верхнего лазерного уровня электронами и тушения нижнего лазерного уровня в газовом разряде.

3. Рассмотренная концепция столкновительного лазера на парах металлов, сформулированная Гулдом и Беннетом как наиболее приемлемая схема построения газового лазера с большим КПД и энергетическими характеристиками, оказалась нереализованной на практике.

4. Предложено использовать концепцию столкновительных лазеров с оптической накачкой верхних уровней для решения основной проблемы столкновительных лазеров и возможности реализации лазера с высоким КПД и высокими энергетическими характеристиками.

5. В работе предложен ряд конкретных схем реализации лазерной генерации на переходах атомов редкоземельных металлов, актиноидов и элементов III группы в смеси с инертными газами

методом оптической накачки, в которых используются схемы трёхуровневой и четырёхуровневой лазерной генерации.

Таким образом, в работе проведён анализ КПД трёхуровневых и четырёхуровневых лазерных квантовых систем с оптической и газоразрядной накачкой. Показано, что практический КПД газоразрядных лазеров на электронных переходах атомов в парах металлов в смеси с инертными газами при столкновительном механизме создания инверсии населённостей не превышает 1–3 %. Этот факт объясняется неселективным характером возбуждения энергетических уровней атомов и ионов в плазме газового разряда.

Поэтому метод оптической селективной накачки верхних уровней атомов и ионов с помощью светодиодных лазеров в сочетании со столкновительным механизмом создания инверсии населённостей позволит значительно повысить КПД, по предварительным оценкам до 15–20 %, что на порядок выше, чем при использовании других источников оптической накачки, например эксимерных лазеров [67]. В работе рассмотрена возможность использования оптической накачки в трёхуровневой схеме со столкновительным разрушением нижнего рабочего уровня и в четырёхуровневой схеме со столкновительным заселением верхнего и расселением нижнего уровней активных частиц в смеси с инертными газами.

Впервые предложено использовать активные среды, работающие на переходах атомов в парах редкоземельных металлов (Sm, Gd, Tb, La, Pr, Nd, Pm), элементов III группы (Al, Ga, In и Y) в смеси с инертными газами и актиноидов (например, U, Cm), схемы уровней последних аналогичны схемам редкоземельных металлов.

В заключение авторы выражают благодарность П.А. Бохану, В.Г. Соковику и С.Ю. Мирзе за обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Basov N.G. and Prokhorov A.M. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. – 1954. – V. 27. – P. 431.
2. Gordon J.P., Zeiger H.J., and Townes C.H. // Phys. Rev. – 1954. – V. 95. – P. 282.
3. Maiman T. H. // Nature. – 1960. – V. 187. – P. 493–494.
4. Javan A., Bennett W.R., and Herriott D.R. // Phys. Rev. Lett. – 1961. – V. 6. – No. 3. – P. 106–110.
5. Sawlow A.L. and Towns C.H. // Phys. Rev. – 1958. – V. 112. – P. 1940–1949.
6. Kastler A. // J. Phys. – 1950. – V. 11. – P. 255.
7. Jacobs S.F., Rabinowitz P.J., and Gould G. // J. Opt. Soc. Am. – 1961. – V. 51. – P. 477.
8. Jacobs S.F., Gould G., and Rabinowitz P.J. // Phys. Rev. Lett. – 1961. – V. 7. – P. 415–417.
9. Rabinowitz P., Jacobs S., and Gould G. // Appl. Opt. – 1962. – V. 1. – Is. 4. – P. 513–516.
10. Раутиан С.Г., Собельман И.И. // ЖТЭФ. – 1960. – Т. 39. – Вып. 1(7). – С. 1.
11. Раутиан С.Г., Собельман И.И. // Опт. и спектр. – 1961. – Т. 10. – № 1. – С. 134–134.
12. Раутиан С.Г., Собельман И.И. // ЖЭТФ. – 1961. – Т. 41. – № 6. – С. 2018–2019.
13. DeMaria A.J. and Ultee C.J. // Appl. Phys. Lett. – 1966. – V. 9. – P. 67.
14. Geusic J.E., Marcos H.M., and Van Uitert L.G. // Appl. Phys. Lett. – 1964. – V. 4(10). – P. 182.
15. Бертолотти М. История лазеров: пер. с англ. П.Г. Крюкова. – Долгопрудный: Издат. дом «Интеллект», 2011. – С. 336.
16. Звелто О. Принципы лазеров: пер. под науч. ред. Т.А. Шмаонова. – 4-е изд. – СПб.: Лань, 2008. – С. 720.
17. Bennett W. R. // Appl. Opt. Suppl. 2. Chemical Lasers. – 1965. – P. 3–33.
18. Gould G. // Appl. Opt. Suppl. 2. Chemical Lasers. – 1965. – P. 59–67.
19. Бугаев С.П., Бычков Ю.И., Карлова Е.К. и др. // Письма в ЖТФ. – 1975. – Т. 1. – Вып. 10. – С. 492–409.
20. Walter W.T., Solimene N., Piltch M., and Gould G. // IEEE J. Quant. Electr. – 1966. – V. 2. – P. 474–479.
21. Silfast W.T. and Fowles G.R. Jr. // J. Opt. Soc. Am. – 1966. – V. 56. – No. 6. – P. 832–833.
22. Fowles G.R. and Silfast W.J. // Appl. Phys. Lett. – 1965. – V. 6. – P. 236.
23. Петраш Г.Г. // УФН. – 1971. – Т. 105. – Вып. 4. – С. 645–676.
24. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. – Новосибирск: Наука, 1985. – С. 152.
25. Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. // Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21. – № 8. – С. 733–734.
26. Бохан П.А., Герасимов В.А. // Квантовая электроника. – 1979. – Т. 6. – С. 451.
27. Елаев В.Ф., Лях Г.Д., Пеленков В.П. // Оптика атмосферы. – 1989. – Т. 2. – № 11. – С. 1228–1229.
28. Солдатов А.Н., Латуш Е.Л., Чеботарёв Г.Д. и др. Импульсно-периодические лазеры на парах стронция и кальция / под ред. проф. А.Н. Солдатов и Е.Л. Латуша. – Томск: Изд-во ТНЛ-пресс, 2012. – С. 525.
29. Солдатов А.Н. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 5/2. – С. 91–100.
30. Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В. и др. // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42(1). – С. 31–33.
31. Клишкин В.М., Монастырев С.С., Прокопьев В.Е. // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 20(4). – С. 251–253.

32. Климкин В.М., Монастырев С.С., Прокопьев В.Е. // Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов. – Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 1978. – С. 6–12.
33. Климкин В.М., Колбычева П.Д. // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4(8). – С. 1818–1821.
34. Климкин В.М., Колбычева П.Д. // Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов. – Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 1978. – С. 13–17.
35. Klimkin V.M. and Prokopyev V.E. // Proc. SPIE. – 1998. – V. 3403. – P. 155–160.
36. Климкин В.М. Газоразрядные процессы в импульсных лазерах на парах металлов: дис. ... д.ф.-м.н. – Томск: ИОА СО РАН, 2004. – 233 с.
37. Петраш Г.Г. Столкновительные лазеры. Проблемы и перспективы // Препринт ФИАН № 20. – М., 2006. – С. 36.
38. Петраш Г.Г. // Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39. – № 2. – С. 111–124.
39. Бохан П.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е. // Письма в ЖЭТФ. – 1973. – Т. 18(2). – С. 80–82.
40. Бохан П.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е. // Квантовая электроника. – 1974. – Т. 1(6). – С. 1365–1369.
41. Бохан П.А., Климкин В.М., Прокопьев В. // Квантовая электроника. – 1974. – Т. 1(6). – С. 1370–1374.
42. Bokhan P.A., Burlakov V.D., Klimkin V.M., and Prokopyev V.E. // Opt. Commun. – 1976. – V. 18(1). – P. 474–475.
43. Климкин В.М., Прокопьев В.Е., Соколов В.Г. // Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов. – Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 1978. – С. 27–34.
44. Климкин В.М., Мальцев А.Н., Прокопьев В.Е., Соколов В.Г. // Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов. – Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 1978. – С. 35–45.
45. Bokhan P.A., Klimkin V.M., Maltsev A.N., et al. // J. Phys. – 1979. – V. 40. – No. 7. – P. 115–116.
46. Бохан П.А. Лазеры на парах металлов со столкновительным деэксцитацией нижних рабочих состояний: дис. ... д.ф.-м.н. – Новосибирск, 1988. – 417 с.
47. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Письма в ЖТФ. – 1991. – Т. 23. – С. 89–91.
48. Bokhan P.A. and Zakrevsky D.E. // Opt. Quantum Electron. – 1991. – V. 23(4). – P. 513–522.
49. Bokhan P.A. and Zakrevsky D.E. // Proc. SPIE. – 1993. – V. 2110. – P. 220–235.
50. Bokhan P.A. and Zakrevsky D.E. // Proc. SPIE. – 1995. – V. 2619. – P. 113–122.
51. Бохан П.А. // Квантовая электроника. – 1987. – Т. 14 (4). – С. 705–706.
52. Герасимов В.А., Павлинский А.В. // Оптика атмосферы и океана. – 2003. – Т. 16(4). – С. 383–384.
53. Batenin V.M., Kalinin S.V., and Klimovskiy I.I. // Opt. Commun. – 1982. – V. 43(5). – P. 347–349.
54. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И. // ДАН СССР. – 1983. – Т. 283. – №1. – С. 101–103.
55. Бельская Е.В., Бохан П.А., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А. // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42(2). – С. 99–106.
56. Глушко Б.А., Мовсисян М.Е., Овакумян Т.О. // Опт. и спектр. 1982. – Т. 52. – С. 458.
57. Атутов С.Н., Плеханов А.И., Шалагин А.М. // Опт. и спектр. 1984. – Т. 56. – С. 134.
58. Шалагин А.М. // УФН. – 2011. – Т. 181. – № 9. – С. 1011–1016.
59. Батенин В.М., Голгер А.Л., Климовский И.И. // Квантовая электроника. – 1979. – Т. 6. – № 5. – С. 1077.
60. Батенин В.М., Голгер А.Л., Климовский И.И. // ТВТ. – 1981. – Т. 19. – № 5. – С. 937–944.
61. Krupke W.F. // U.S. Patent No. 6643311 B2. – 2003.
62. Krupke W.F. et al. // Opt. Lett. – 2003. – V. 28. – P. 2336.
63. Бохан П.А. // Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. – М.: Физматлит, 2011. – Т. 2. – С. 494–495.
64. Богачев А.В., Гаранин С.Г., Дудов А.М. и др. // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42. – № 2. – С. 95–98.
65. Прокопьев В.Е., Яценко А.С. Диаграммы Гроттриана нейтральных атомов // Препринт ИАиЭ СО АН СССР. № 160. – Новосибирск, 1981. – С. 90.
66. NIST, Atomic Spectra Database Ver. 3.0 (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/>).
67. Klimkin A.V., Prokopyev V.E., Sokovikov V.G., and Troitskiy V.O. // The 9th International Conference «Atomic and Molecular Pulsed Lasers». – Tomsk: IAO SB RAS, 2009. – P. 38.

*Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 09.10.13.

**Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия
E-mail: general@tic.tsu.ru

Солдатов Анатолий Николаевич, д.ф.-м.н., профессор, декан факультета инновационных технологий;
Прокопьев Владимир Егорович, д.ф.-м.н., ст. науч. сотр., профессор;
Логинов Сергей Сергеевич, магистрант.