

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ

Национальный исследовательский Томский государственный университет
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
Болгарская Академия наук
ООО «ЛИТТ»

ИННОВАТИКА-2015

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ

**XI Международной школы-конференции студентов,
аспирантов и молодых ученых
21–23 мая 2015 г.
г. Томск, Россия**

Под ред. проф. А.Н. Солдатова, доц. С.Л. Минькова

Scientific & Technical Translations



ИЗДАТЕЛЬСТВО

Томск – 2015

ВЛИЯНИЕ РАЗРЯДА НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРОВ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Н.Н. Юдин

*Национальный исследовательский Томский государственный университет
e-mail: rach3@yandex.ru*

INFLUENCE OF DISCHARGE ON THE ENERGY CHARACTERISTICS OF METAL VAPOR LASER

N.N. Yudin

National Research Tomsk State University

Electrophysical approach is used to assess the conditions for the effective pumping active medium of laser on the self-terminating metal atoms. The main factors limiting the efficiency of the pump in the discharge tubes with electrodes in cold buffer zones and with electrodes in the hot zone of the discharge channel have been identified.

Key words: metal vapor, laser, discharge.

Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов (ЛПМ) являются одним из наиболее эффективных источников когерентного излучения в видимой области спектра среди газовых лазеров с практическим КПД $\sim 1\%$. Однако достигнутые значения эффективности ЛПМ на порядок ниже прогнозируемого КПД [1]. Для эффективной накачки ЛПМ, согласно [1], необходимо формировать импульс возбуждения с крутым фронтом и длительностью импульса, соизмеримой со временем существования инверсии в активной среде, т.е. условие эффективной накачки сформулировано как электрофизические параметры импульса возбуждения. Для анализа электрофизических процессов в электрической цепи, согласно теории электрических цепей, необходимо составить эквивалентную схему электрической цепи. Проведенные исследования [2] позволили определить эквивалентную схему газоразрядной трубки (ГРТ) с электродами расположенными в холодных буферных зонах (ХБЗ) и, соответственно, разрядного контура лазера. Внесение электродов в горячую зону разрядного канала ГРТ шунтирует холодные зоны, а эквивалентная схема разрядного контура лазера преобразуется к простому колебательному контуру. Соответственно, оценка возможности реализации эффективной накачки должна проводиться независимо для каждой из перечисленных выше конструкций ГРТ.

Цель настоящей работы – оценить возможность реализации условий эффективной накачки активной среды ЛПМ, используя соответствующую эквивалентную схему ГРТ.

Газоразрядные трубки с электродами расположенными в холодных буферных зонах

Развитие разряда в таких конструкциях ГРТ происходит со стадией “пробоя”, на наличие которого впервые было указано в [3]. Результаты исследований [2] указывают на наличие подготовительного этапа перед накачкой активной среды, в течение которого осуществляется зарядка емкостных составляющих разрядного контура от накопительного конденсатора. В результате после “пробоя” возникают три связанных контура накачки, образованные накопительным конденсатором C , обостряющей емкостью C_0 и собственной емкостью $C_{ГРТ}$. При этом коммутатор вынесен из контуров накачки, образованных конденсаторами – C_0 и $C_{ГРТ}$. Это обеспечивает возможность осуществлять накачку активной среды в режиме высокой частоты свободных колебаний в условиях низкой допустимой скорости нарастания тока в тиратронах, что устраняет паразитный эффект заселения метастабильных состояний на фронте импульса возбуждения [4].

Дальнейшие исследования показали [5], что в процессе зарядки емкостных составляющих разрядного контура в ХБЗ зажигается аномальный тлеющий разряд. Развитие тепловых неустойчивостей приводит к падающей вольтамперной характеристике (ВАХ) и как следствие – к срыву стабильного горения разряда. Наблюдается контракция разряда в ХБЗ, происходит быстрый нагрев катодного пятна, возникает термоэмиссия, и за короткое время (до момента “пробоя”) резко снижается сопротивление ХБЗ. В этом случае ВАХ аномального тлеющего разряда в ХБЗ развивается по правой кривой Пашена с сильным ростом тока и резким падением напряжения. При этом “пробой” указывает в действительности лишь на процесс перехода от подготовительного этапа к накачке активной среды (псевдопробой – *pseudo breakdown*), поскольку всегда наблюдается в максимуме амплитуды напряжения на ГРТ. Соответственно, данный процесс, названный условно “пробоем”, в действительности не является пробоем в его классическом понимании.

Рассмотрим процесс зарядки C_0 и $C_{ГРТ}$ от накопительного конденсатора с учетом специфических особенностей конструкции $C_{ГРТ}$. Активная среда импульсно-периодических ЛПМ характеризуется высокой проводимостью плазмы с предимпульсной концентрацией электронов $n_{eo} \sim$

10^{13} см^{-3} . При этом активная среда, разрядный канал ГРТ и обратный токопровод конструктивно представляют собой конденсатор – $C_{ГРТ}$ в котором активная среда является одной из пластин конденсатора. Однако плазма по определению является квазинейтральной. Поэтому непосредственно в активной среде не может накапливаться избыточный заряд в процессе зарядки $C_{ГРТ}$. Избыточный заряд должен располагаться на поверхности керамического разрядного канала, шунтируя активную среду в процессе зарядки $C_{ГРТ}$, что подтверждают экспериментальные результаты [3], а именно, отсутствие ионизации и накачки активной среды во время протекания фантомного тока.

Однако в реальных условиях работы лазера всегда существует остаточная предимпульсная проводимость плазмы в ХБЗ из-за неполной рекомбинации и эта проводимость тем выше, чем выше частота следования импульсов (ЧСИ) возбуждения. Соответственно, зарядка C_0 и $C_{ГРТ}$ от C осуществляется в лазере в условиях шунтирования емкостных составляющих контура активной составляющей ХБЗ со стороны анода R_2 . Это обуславливает снижение напряжения на ГРТ и, как следствие, приводит к перераспределению скоростей заселения лазерных уровней в пользу метастабильных во время накачки с ростом ЧСИ возбуждения независимо от процессов в активной среде. Из вышесказанного следует, что ограничение энергетических характеристик ЛПМ возникает уже на подготовительном этапе перед накачкой активной среды.

Рассмотрим теперь процесс разрядки емкостных составляющих контура, т.е. непосредственно процесс формирования инверсии в активной среде. В результате, после зарядки емкостных составляющих образуется три контура содержащие: 1) $C_{ГРТ}$; 2) C_0 ; 3) C . Рассмотрим вклад каждого контура в процесс формирования инверсии. Наибольшую частоту свободных колебаний будет иметь первый контур. В результате сопротивление ХБЗ со стороны анода упадет практически до нуля ($R_2 \sim 0$) в процессе разрядки $C_{ГРТ}$, поскольку объем плазмы в ХБЗ составляет $\sim 1 \text{ см}^3$ из-за контракции разряда. Это приведет к шунтированию $C_{ГРТ}$ и возникновению разности потенциалов на активной среде. Генерация в ЛПМ, при оптимальных условиях возбуждения, реализуется через $\sim 4\text{--}6 \text{ нс}$ после достижения максимальной амплитуды напряжения на ГРТ. Соответственно, время разрядки $C_{ГРТ}$ составляет $\sim 4\text{--}10 \text{ нс}$, а непосредственно в накачке активной среды ЛПМ участвуют 2 – и 3 – контура. Очевидно, что длительность импульса накачки от третьего контура как минимум в три раза превышает длительность импульса накачки от второго контура даже

в идеальном случае, когда сопротивление тиратрона в открытом состоянии ~ 0 . Соответственно, формирование инверсии в активной среде определяется вторым контуром возбуждения. Энерговклад от второго контура возбуждения составляет $\sim 10\%$ от общего энерговклада двух контуров накачки, что определяет низкий практический КПД ЛПМ $\sim 1\%$.

Газоразрядные трубки с электродами в горячей зоне разрядного канала

Внесение электродов в горячую зону разрядного канала, как отмечалось выше, приводит к шунтированию ХБЗ и собственной емкости ГРТ без изменения ее индуктивности. Очевидно, что шунтирование ХБЗ устраняет подготовительный этап накачки активной среды и, соответственно, дополнительные энергозатраты. В этом случае можно использовать обостряющую емкость C_0 в качестве накопительного конденсатора несколько изменив электрическую схему генератора накачки лазера (см. рис. 1).

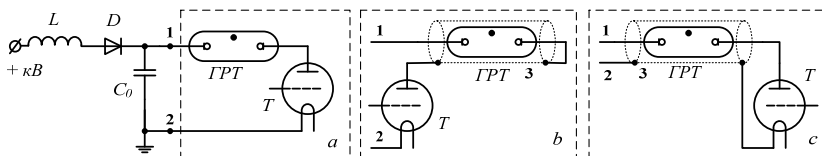


Рис. 1. Схема генератора накачки лазера: а) без обратного токопровода; б) с потенциальным обратным токопроводом 3 и в) с заземленным обратным токопроводом 3; L и D – зарядные дроссель и диод соответственно; C_0 – накопительный конденсатор; ГРТ – газоразрядная трубка; T – тиратрон, типа ТПИ1-10к/20

Однако внесение электродов в горячую зону разрядного канала устраняет в данной схеме накачки (рис.1а) только ХБЗ ГРТ, но не шунтирует ее собственную емкость $C_{ГРТ}$, поскольку электроды ГРТ находятся под высоким потенциалом. При этом расположение ГРТ в коаксиальном обратном токопроводе приводит к экранировке $C_{ГРТ}$, в случае подключения коммутатора и ГРТ к C_0 (рис.1б) и к увеличению величины емкости $C_{ГРТ}$ в случае (рис.1с). Минимальные энергозатраты на формирование инверсии в активной среде обеспечивает схема накачки, представленная на рис.1б. При этом экранировка $C_{ГРТ}$ позволяет располагать обратный токопровод непосредственно на внешней стороне керамического разрядного канала, обеспечивая тем самым минимальную индуктивность импеданса активной среды. Моделирование дает ожидаемый результат, по-

скольку в данном случае отсутствует третий контур накачки, снижающий практический КПД лазера. На рис.2-3 приведены зависимости изменения параметров накачки активной среды в зависимости от индуктивности ($L_{ток.}$) тоководов ГРТ (рис.2) и среднего сопротивления R_a активной среды (рис.3) при напряжении на накопительном конденсаторе $U = 15$ кВ и индуктивной составляющей импеданса активной среды $L_{ac} = 0,2$ мкГн. Под средним сопротивлением, полагается сопротивление, на котором должно выделяться такое же количество энергии, как и в реальном процессе.

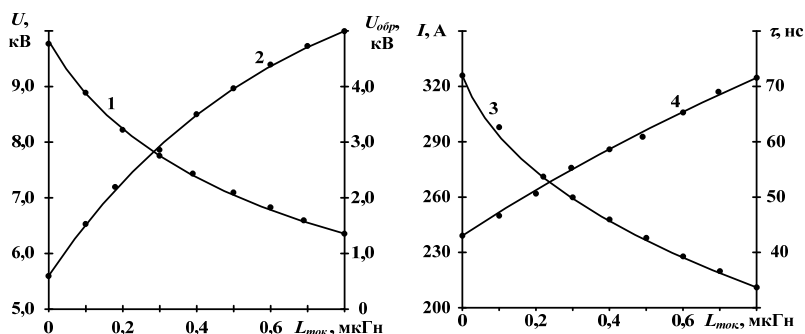


Рис. 2. Зависимость изменения параметров накачки активной среды в зависимости от индуктивности ($L_{ток.}$) тоководов ГРТ при $C_0 = 470$ пФ, $R_a = 30$ Ом: 1 – амплитуда напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ, 2 – обратное напряжение на аноде тиратрона, 3 – амплитуда тока, протекающего через ГРТ, 4 – длительность импульса возбуждения (по основанию)

Полученные зависимости (рис.2 – рис.3) указывают на то, что анализируемая конструкция ГРТ является практически идеальной для обеспечения условий эффективной накачки активной среды [1].

Однако существуют, по крайней мере, две возможные причины препятствующие достижению прогнозируемого уровня эффективности накачки. Первая из них связана с тем, что добротность разрядного контура, возрастает с ростом n_{eo} , что приводит к перераспределению скоростей заселения лазерных уровней в пользу метастабильных и энергоём в ЛПМ должен снижаться с ростом ЧСИ возбуждения. Соответственно проблема в оценке достижимого уровня эффективности накачки связана с определением ЧСИ возбуждения, когда действие данного механизма ограничения будет определяющим. Решение данной проблемы демонст-

рируют экспериментальные результаты [6], где показано, что энергия генерации лазера на парах меди не зависит от ЧСИ возбуждения (по крайней мере, до ЧСИ ~ 30 кГц) при использовании дополнительного быстродействующего ключа на основе “открытого разряда” – кивотрона, аналога тиратрону ТПИ1-10к/20 по скорости нарастания тока. Данный тиратрон необходимо использовать в качестве коммутатора с анализируемой конструкцией ГРТ.

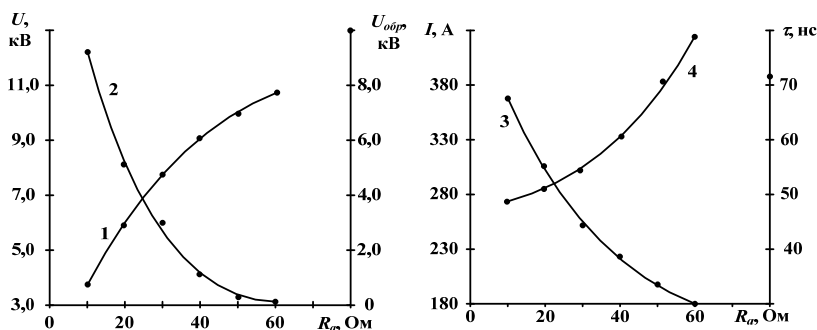


Рис. 3. Зависимость изменения параметров накачки активной среды в зависимости от сопротивления (R_a) активной составляющей импеданса ГРТ при $C_0 = 470$ пФ, $L_{ток} = 0,3$ мкГн: 1 – амплитуда напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ, 2 – обратное напряжение на аноде тиратрона, 3 – амплитуда тока, протекающего через ГРТ, 4 – длительность импульса возбуждения (по основанию)

Вторая из возможных причин, препятствующих достижению прогнозируемого уровня эффективности накачки, связана с расположением электродов в горячей зоне разрядного канала ГРТ. Расположение электродов в ХБЗ ГРТ, определяет наличие подготовительного этапа перед накачкой активной среды, в течение которого осуществляется зарядка емкостных составляющих разрядного контура. При этом в ХБЗ зажигается аномальный тлеющий разряд. Наблюдается контракция разряда в ХБЗ, происходит быстрый нагрев катодного пятна до температуры ~ 3000 °К, возникает термоэmission, и за короткое время (до момента “пробоя”) резко снижается сопротивление ХБЗ. Термоэлектронная эмиссия дает 0,7-0,9 полного тока, обуславливая малое падение потенциала в катодном слое. Соответственно, непосредственно накачка активной среды в этих условиях осуществляется при незначительном катодном падении потенциала и практически все напряжение приложено к положительному столбу раз-

ряда. Напротив, отсутствие в анализируемом случае подготовительного этапа (при температуре стенки разрядного канала ~ 1850 °К в лазере на парах меди и, соответственно, катода ГРТ) обуславливает накачку активной среды в условиях значительного катодного падения потенциала. Это связано с тем, что в тлеющем разряде коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии составляет лишь $\gamma_p \sim 10^{-3} - 10^{-1}$. Прогрев катода в процессе накачки активной среды должен обуславливать перераспределение напряжения между катодным падением и положительным столбом разряда (активной средой) в пользу последнего. Это определяет заселение метастабильных состояний на фронте импульса возбуждения в анализируемой конструкции ГРТ даже в случае использования высокоскоростных коммутаторов. Соответственно, ограничение энергетических характеристик, обусловленное электрофизическими процессами в разрядном контуре лазера, дополняется в анализируемой конструкции ГРТ процессами развития разряда.

Закключение

Электрофизический подход к оценке условий эффективной накачки активной среды ЛПМ позволил определить основные факторы, ограничивающие эффективность накачки. Ограничение энергетических характеристик в ГРТ с электродами в ХБЗ обусловлено шунтированием емкостных составляющих разрядного контура со стороны анода ГРТ в условиях неполной рекомбинации плазмы в ХБЗ. Это приводит к снижению напряжения на активной среде во время накачки и, как следствие, обуславливает перераспределение скоростей заселения лазерных уровней в пользу метастабильных с ростом ЧСИ возбуждения. При этом накачка активной среды ЛПМ осуществляется вторым контуром возбуждения, энерговклад от которого составляет $\sim 10\%$ от общего энерговклада в активную среду, что определяет низкий практический КПД ЛПМ $\sim 1\%$.

Причиной ограничения энергетических характеристик в ГРТ с электродами в горячей зоне является заселение метастабильных состояний на фронте импульса возбуждения. При этом заселение метастабильных состояний на фронте импульса возбуждения обусловлено не только электрофизическим процессом в разрядном контуре лазера, но и процессом развития разряда в ГРТ. Обострить фронт нарастания напряжения можно при условии обеспечения термоэмиссии катода ГРТ и использовании высокоскоростных коммутаторов. Это определяет необходимость модернизации конструкции ГРТ для реализации энергетического потенциала ЛПМ.

Данное научное исследование (проект № 8.1.72.2015) выполнено при поддержке Программы «Научный фонд ТГУ им. Д.И. Менделеева» в 2015 г.

Литература

1. Петраш Г.Г. Импульсные газоразрядные лазеры // УФН. – 1971. – Т.105. – №4. – С. 645–676.
2. 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. 23–28.
3. Hogan G.P., Webb C.E. Pre-ionization and discharge breakdown in the copper vapour laser: the phantom current // Optics Communication. – 1995. – Vol. 117. – P. 570–579.
4. 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.
5. Юдин Н.А., Костыря И.Д., Полуниин Ю.П., Юдин Н.Н. Формирование ВЧ-разряда в активной среде лазеров на парах металлов // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – №2. – С. 51–59.
6. Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А., Казарян М.А., Лябин Н.А. Влияние уменьшения длительности фронта импульса напряжения на частоту следования импульсов генерации лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 2013. – Т. 43(8). – С. 715–719.

ЛАЗЕРНЫЙ ТЕРМОРАСКОЛ СТЕКЛА В.Ю. Юрин¹, А.С. Шумейко¹, Чжу Юн²

¹*Национальный исследовательский Томский государственный университет*

²*Национальный технический университет, г.Ухань, КНР
e-mail: Vova17.1993@bk.ru*

LASER GLASS THERMOCLEAVAGE V.Y. Yurin¹, A.S. Shumeyko¹, Zhu Yun²

¹*National Research Tomsk State University*

²*National University of Technology, Wuhan, China*

The process of thermocleavage is based on thermal expansion of the material. In this process, due to nonuniform heating of glass with a laser beam, the formation of cracks. Unlike classical laser thermocleavage in our technology is not used refrigerant, and as there is no need subsequently until, as immediately goes through the separation material. This is largely due to the fact that we are using strontium vapor laser, which emits at several wavelengths. Thus, we have a multi-wavelength laser cutting technology. It is due to effects on multiwave material, heating occurs throughout the thickness of the workpiece.

Key words: glass cutting, laser thermocleavage glass, strontium vapor laser, glass handling.