

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 535:371.623

Исследование работы двухсекционного лазера на парах бромида меди

А.Г. Филонов*

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

Поступила в редакцию 28.06.2013 г.

Впервые рассмотрены вопросы эффективности синхронной работы секций двухсекционного лазера на парах бромида меди. Проведено сравнение с системой «генератор–усилитель». На основе явления поглощения зондирующего излучения перед фазой усиления показана роль остаточных электронов в заселении метастабильного уровня.

Ключевые слова: лазер, бромид меди, газовый разряд; laser, cuprum bromide, gas discharge.

Введение

Для зондирования атмосферы удобно использовать лазеры на парах металлов и их солей. Импульсный режим работы и высокая мощность генерации обеспечивают оперативность и дальность мониторинга атмосферы. Разработки последних лет [1, 2] позволили наряду с увеличением мощности генерации и импульсной мощности автоматизировать работу лазера с организацией цугового и ждущего режимов [3], что делает его более удобным в эксплуатации. Использование оригинальных схем питания [4] позволило компьютеризировать процесс работы.

Тем не менее, как и прежде, стоит задача увеличения мощности генерации лазера, а также совершенствования его работы. Перспективным направлением решения этой задачи в лазерах на самоограниченных переходах является секционирование активного элемента. Оно улучшает условия возбуждения активной среды, что приводит к увеличению мощности генерации и КПД работы лазера [5]. Кроме того, становится возможным управление формой результирующего импульса генерации [6], что бывает полезным в некоторых применениях лазеров на парах бромида меди.

Однако при этом возникает ряд вопросов, на которые надо ответить. Это, во-первых, определение влияния величины задержки возникновения пробоя в двух секциях друг относительно друга на результирующий импульс генерации. Во-вторых, с этим же связана эффективность работы лазера в зависимости от величины этой задержки. И, в-третьих, определение физических процессов, влияющих на работу активной среды.

Эти аспекты работы секционированного лазера на парах бромида меди и рассмотрены в предлагаемой статье.

Экспериментальная установка

Принципиальная схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Газоразрядная трубка (ГРТ) 2 диаметром 38 мм с расстоянием между электродами 5150 см делится дополнительным электродом 6 на две равные части, образуя тем самым две секции. В каждой секции в боковых отрезках 7 располагается бромид меди, нагрев которого независимыми печками T_{Cu} приводит к появлению паров бромида меди необходимого давления в каждой секции. Весь разрядный объем расположен в термостате, поддерживающем внешнюю температуру стенки разрядного канала на фиксированном уровне с помощью регулятора нагрева термостата T_W . Такое решение позволяет стабилизировать энергию в импульсе генерации вследствие стабилизации температурного режима.

Резонатор Фабри–Перо 1 формирует излучение, одна часть которого с помощью светоделительной пластинки 4 направляется на фотоприемник ФЭК, а другая на измеритель мощности Орлиг. С помощью линий задержки ЛЗ1 и ЛЗ2 создается определенное рассогласование в прохождении разряда по секциям ГРТ, и тогда излучение из одной секции проходит во вторую секцию, диагностируя ее состояние. Питание секций осуществлялось с помощью высоковольтного источника ИП. В качестве коммутаторов используются два тиратрона ТГИ1-1000/25. При поступлении сигналов на сетки тиратронов они открываются и рабочие емкости C_1 и C_2 , разряжаясь, формируют с помощью повышающих импульсных трансформаторов Тр1 и Тр2 с коэффициентом трансформации 1:2 напряжение на секциях ГРТ, как это показано на рис. 1. Такое решение продиктовано необходимостью исключения электрического влияния прохождения разряда в одной секции на разряд во второй, как это проведено в работе [7].

* Филонов Александр Григорьевич (qel@asd.iao.ru).

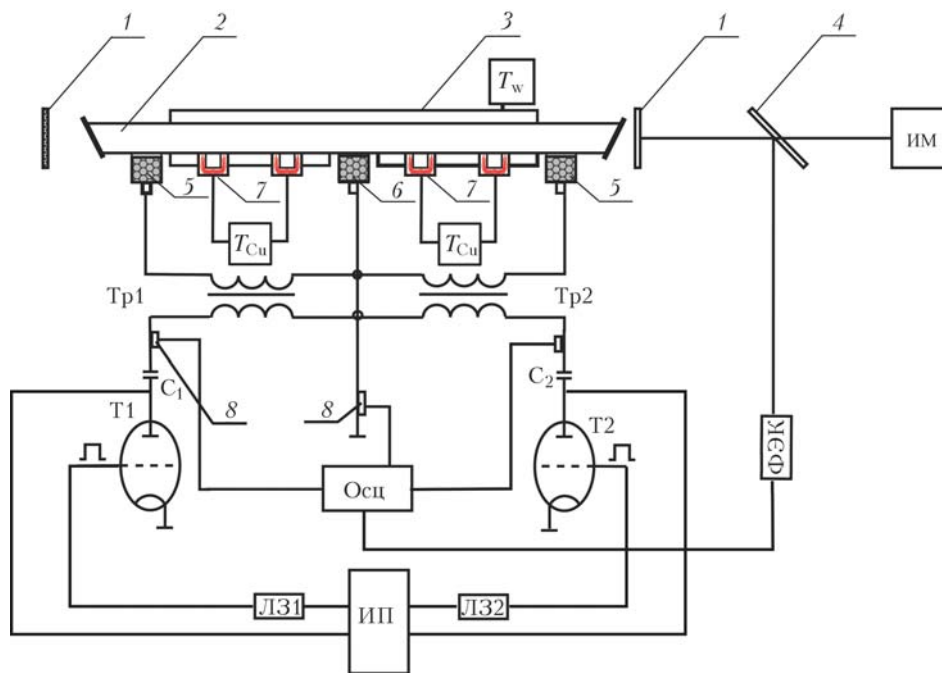


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – резонатор; 2 – газоразрядная трубка; 3 – термостат; 4 – светоделительная пластинка; 5 – электроды ГРТ; 6 – дополнительный центральный электрод; 7 – боковые отрезки с бромидом меди и нагревательными элементами; 8 – делители напряжения и пояса Роговского; T_{Cu} – регулятор нагрева бромида меди; Т1 и Т2 – тиратроны ТГИ1-1000/25; C_1 и C_2 – рабочие емкости; T_w – регулятор нагрева термостата; ИП – высоковольтный источник; ИМ – измеритель мощности Ophir 20C-SH; ФЭК – фотоприемник ФЭК-19; Осц – осциллограф Tektronix TDS 3032; ЛЗ1 и ЛЗ2 – линии задержки запуска тиратронов; Тр1 и Тр2 – импульсные кабельные трансформаторы

Разряд между электродами возбуждался в атмосфере буферного газа неона давлением 50 торр. Частота следования импульсов возбуждения составляла 20 кГц.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Проблема синхронизации работы секций в лазере на самоограниченных переходах возникает вследствие того, что активная среда, в зависимости от стадии процесса работы, бывает оптически прозрачна для излучения. Кроме того, она может работать в режиме усиления или поглощения излучения. Условно оптически прозрачна среда перед импульсом возбуждения. На переднем фронте импульса возбуждения, как известно [8], осуществляется фаза усиления. После фазы усиления какое-то время реализуется фаза поглощения. Длительность и механизм фазы поглощения рассмотрены в [7], а некоторые аспекты фазы усиления – в работе [9], в которой описана система «генератор–усилитель». Слабый сигнал от генератора проходил через усилитель. Изменение относительной задержки между импульсом генератора и импульсом возбуждения усилителя отразилось на амплитуде и форме результирующего импульса. Рис. 2 взят из работы [9] с добавлением к нему огибающей амплитуды усиленного импульса.

Огибающая амплитуды показывает эффективность работы системы в зависимости от синхронно-

сти работы генератора и усилителя. При этом существует сильная зависимость от величины задержки с областью оптимальных задержек между импульсом генератора и импульсом усилителя, выход за которую приводит к резкому снижению результирующей энергии импульса генерации.

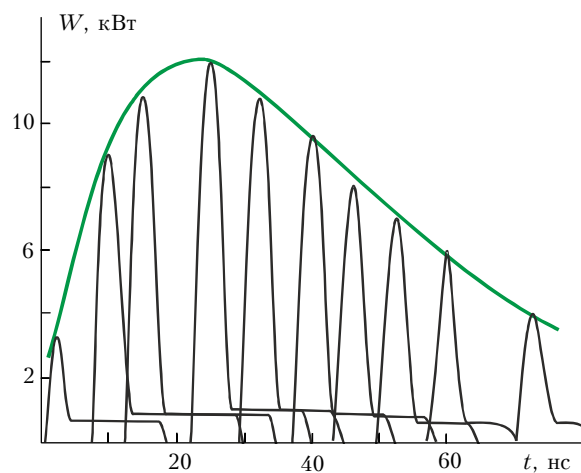


Рис. 2. Поведение амплитуды результирующего импульса генерации в системе «генератор–усилитель» лазера на парах меди в зависимости от времени задержки между импульсами возбуждения генератора и усилителя [9]

Существует некоторая аналогия между режимом «генератор–усилитель» и секционным включением газоразрядной трубки, хотя, конечно, есть

существенные отличия. В нашем эксперименте в роли генератора выступает одна секция, а в роли усилителя — другая. Можно провести сравнение этих двух режимов работы. Максимум огибающей в системе «генератор–усилитель» (рис. 2) довольно широк, поэтому требования к синхронности работы системы ослаблены. Однако в нашем случае «усилитель» — вторая секция, стоит в резонаторе, что делает его работу не совсем адекватной системе «генератор–усилитель».

В эксперименте энергия в импульсе генерации была застabilизирована. Для этого использовалась система термостата, которая поддерживала температуру внешней стенки разрядного канала на заданном уровне (~ 680 °С) с соответствующим снижением влияния изменения состояния внешней среды на энергию генерации в импульсе, поскольку известно, что в лазере на парах брома меди мощность генерации сильно зависит от температуры стенки разрядного канала [2]. Для минимизации влияния работы секций друг на друга возбуждение каждой секции производилось от отдельного коммутатора, нагруженного на свой импульсный трансформатор, как это показано на рис. 1. Аналогичная схема была применена в [7] и хорошо себя зарекомендовала в работе. Изменение положения во времени зондирующего импульса генерации первой секции относительно импульса возбуждения второй секции приводит к тому, что он будет попадать в различные фазы состояния зондируемой секции, т.е. перед импульсом генерации, в фазу усиления, в период после усиления. При этом изменяется амплитуда зондирующего импульса генерации. Ее поведение отражено на рис. 3 (кривая 1).

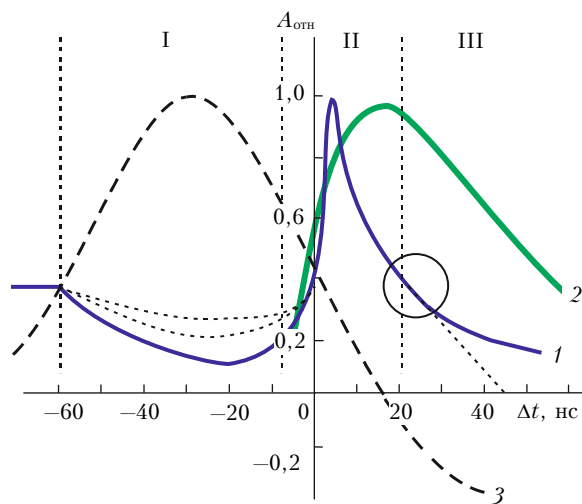


Рис. 3. Поведение амплитуды зондирующего импульса при изменении его временного положения относительно импульса генерации второй секции (1) и импульса возбуждения усилителя в системе «генератор–усилитель» [9] (2). Показан импульс напряжения (3), приложенный к зондируемой секции

В лазерах на парах металлов, работающих в самоограниченном режиме, поведение амплитуды

импульса генерации однозначно связано с его энергией. Длительность импульса генерации зависит от большого количества параметров: от характеристик резонансного и метастабильного уровней, индуктивности разрядного контура, температуры активной среды, от вкладываемой в разряд мощности, и, как следствие, от мощности генерации. Однако при изменении мощности генерации от 1 до 100 Вт длительность импульса генерации может возрастать в пределах от 40 до 80 нс. То есть практически все основные изменения сказываются на амплитуде импульса генерации. Учитывая, что с ростом амплитуды растет и длительность импульса, можно заключить, что $W_p \sim A_p$, где W_p — энергия в импульсе; A_p — амплитуда импульса генерации.

Учитывая вышесказанное, а также предпринятые меры к стабилизации энергии в импульсе генерации, отслеживая изменение его амплитуды, можно говорить о соответствующем изменении энергии в импульсе генерации. В работе [9] также указывается на возможность такой интерпретации. В [10] этот метод позволил отследить динамику концентрации паров меди в цуговом режиме в активной среде. Таким образом, однозначно связав амплитуду импульса с энергией в импульсе, по ее изменению можно судить об увеличении или уменьшении энергии в импульсе, т.е. о процессах усиления или поглощения в активной среде.

Представляет интерес сравнить результаты нашего исследования и работы [9]. Для этого совместим кривую поведения огибающей амплитуды (см. рис. 3, кривая 2) с кривой результатов нашей работы (рис. 3, кривая 1). В эксперименте интересно было посмотреть не только фазу усиления сигнала, но и состояние активной среды перед импульсом генерации, а также и после фазы усиления. (На рис. 3 участок перед фазой усиления обозначен I, участок эффективного усиления — II, участок перехода от усиления к поглощению — III.) Поскольку в работе [9] рассматривалась только фаза усиления, то мы могли сравнить только на участке II нашу кривую. Из сравнения следует, что наличие резонатора существенно влияет на эффективность работы лазера. Она в большей степени зависит от синхронности работы секций, что хорошо видно из поведения кривой 1 (рис. 3, участок II). Максимум по полувысоте сужается примерно в 3 раза, что накладывает повышенные требования на синхронность и стабильность работы секций. С физической точки зрения это вполне понятно, поскольку наличие резонатора способствует более эффективному снятию инверсии населенностей рабочих уровней по сравнению с простым усилением в системе «генератор–усилитель». В нашем случае при изменении задержки на 20 нс зондирующий импульс генерации выходит из фазы усиления зондируемой секции. Кроме того, фаза поглощения наступает существенно раньше. Таким образом, результаты нашего исследования показывают, что требования к синхронности в работе секций намного выше, чем это следует из [9].

Далее рассмотрим поведение кривой 1 (см. рис. 3) на участке III, который отражает переход от усиления к поглощению. Физическая причина поглощения проходящего излучения рассмотрена в работе [7] и связана с заселением нижнего метастабильного уровня рабочего перехода. При этом показано, что эффект поглощения заканчивается примерно через 1 мкс после прохождения импульса и определяется временем разгрузки метастабля.

Понятно, что увеличение концентрации паров бромида меди в зондируемой секции приводит к увеличению концентрации паров меди на метастабильном уровне и сопровождается соответствующим увеличением поглощения излучения активной средой. Например, если мы убрали пары бромида меди из активного объема (отключали нагрев печек поглощающей секции с сохранением разряда), то излучение от зондирующей секции проходило через рабочий объем второй секции без поглощения.

Поскольку коэффициент усиления отличается от коэффициента поглощения, то при переходе от усиления к поглощению на кривой 1 (см. рис. 3) формируется точка перегиба (обведена кружком). При этом мы можем менять коэффициент поглощения, увеличивая концентрацию паров меди в поглощающей секции за счет усиления нагрева печек контейнеров с бромидом меди. Увеличение концентрации паров меди приводит к резкому росту поглощения, при этом кривая 1 (рис. 3, участок III) быстрее опускается до нуля (показано штриховой линией на участке III).

Интересно рассмотреть поведение амплитуды зондирующего импульса в области задержек перед усилением (рис. 3, I). По мере приближения к участку II амплитуда зондирующего импульса уменьшается, т.е. идет поглощение. Полагая, что физическая причина, приводящая к поглощению излучения, та же, что и на участке III, можно прийти к заключению, что в этот период времени идет эффективное заселение метастабильного уровня рабочего перехода. Причем поглощение достаточно сильное: амплитуда импульса падает почти в 4 раза в условиях нашего эксперимента.

В эксперименте была возможность с помощью дополнительного устройства [11], работа которого описана в [12], подавать в активный объем небольшие добавки паров HBr. Известно, что такие добавки HBr приводят к увеличению мощности генерации [13, 14] и снижению предимпульсной концентрации остаточных электронов. Изменение амплитуды зондирующего импульса в области I по мере появления паров HBr в активной области показано на рис. 3 пунктирными линиями. Видно, что с увеличением концентрации HBr провал амплитуды зондирующего импульса резко уменьшился. В эксперименте, в силу большой инерционности процесса заполнения HBr активного объема, можно было проследить только качественную зависимость поведения амплитуды импульса от концентрации HBr. С увеличением температуры источника HBr роста концентрации паров HBr, о чем свидетельствовало увеличение мощности генерации [2]. Таким образом, появление паров HBr привело к снижению

поглощения излучения. Поскольку мы связали эффект поглощения излучения с заселенностью метастабильного уровня, то можно сказать, что его заселенность с вводом в разряд паров HBr снизилась. Вполне естественно связать это уменьшение с падением концентрации предимпульсных электронов. То есть при усилении напряжения на разрядном промежутке остаточные электроны начинают набирать энергию, достаточную для заселения метастабильного уровня, что находит свое выражение, по аналогии с участком III, в поглощении зондирующего импульса. Положение импульса напряжения на зондируемой секции показано кривой 3 на рис. 3. Ранее было экспериментально показано [10], что остаточные электроны эффективно участвуют в диссоциации паров бромида меди. Активное участие остаточных электронов в заселении метастабильного уровня мы полагаем вполне естественным явлением, учитывая, что энергия диссоциации CuBr составляет 2,5–3 эВ, а метастабильные уровни атома меди расположены на уровне 1,39 и 1,64 эВ.

В работе [15] сообщается, что «фантомный» ток, сформированный остаточными электронами, протекает в период от приложения напряжения на разрядный промежуток до возникновения пробоя и при этом не вызывает свечения активной среды. Однако в этот период «фантомный» ток, как следует из работы [10], активно участвует в диссоциации паров бромида меди и, соответственно, в формировании паров чистой меди, а также активно заселяет метастабильный уровень рабочего перехода, как это показано в настоящей статье.

Заключение

Секционирование активного элемента в лазерах на парах бромида меди является одним из важных путей повышения как мощности генерации, так и эффективности работы лазера. С учетом этого впервые рассмотрены вопросы синхронизации работы секций двухсекционного лазера. Проведено сравнение с системой «генератор–усилитель». На основе явления поглощения зондирующего излучения перед фазой усиления экспериментально показана роль остаточных электронов в заселении метастабильного уровня рабочего перехода атома меди. Результаты работы будут востребованы при построении многосекционных систем, а также при моделировании физических процессов лазера на парах бромида меди.

1. Андриенко О.С., Губарев Ф.А., Димаки В.А., Иванов А.И., Левицкий М.Е., Суханов В.Б., Троицкий В.О., Федоров В.Ф., Филонов А.Г., Шиянов Д.В. Лазеры на парах бромида меди нового поколения // Оптика атмосф. и океана. 2009. Т. 22, № 10. С. 999–1009.
2. Димаки В.А., Суханов В.Б., Троицкий В.О., Филонов А.Г. Лазер на парах бромида меди со стабилизацией температуры стенок активного объема // Изв. Томского политехн. ун-та. 2009. Т. 315, № 4. С. 152–155.
3. Димаки В.А., Суханов В.Б., Троицкий В.О., Филонов А.Г., Шестаков Д.Ю. Лазер на бромиде меди с компьютерным управлением импульсно-периодического, цугового и ждущего режимов // Приборы и техн. эксперим. 2008. № 6. С. 119–122.

4. Димаки В.А., Суханов В.Б., Троицкий В.О., Филонов А.Г. Стабилизированный лазер на бромиде меди с автоматизированным управлением режимами работы со средней мощностью генерации 20 Вт // Приборы и техн. эксперим. 2012. № 6. С. 95–99.
5. Vuchkov N.K., Sabotinov N.V., Temelkov K.A. Two-arm CuBr laser with a central electrode // IEEE. J. Quant. Electron. 1997. V. 33, N 4. P. 541–543.
6. Димаки В.А., Суханов В.Б., Филонов А.Г., Шиянов Д.В. Секционированный лазер на парах бромида меди с управляемой формой импульса генерации // Оптика атмосфер. и океана. 2012. Т. 25, № 5. С. 460–464.
7. Бохан П.А., Закревский Д.Э. О предельных частотах следования импульсов генерации в лазерах на парах меди // Ж. техн. физ. 1997. Т. 67, № 5. С. 54–60.
8. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. М.: Науч. книга, 1998. 544 с.
9. Ештушенко Г.С., Кирилов А.Е., Кругляков В.Л., Полунин Ю.П., Солдатов А.Н., Филонова Н.А. Управление длительностью генерации лазера на парах меди // Ж. прикл. спектроскопии. 1988. Т. 49. С. 745–751.
10. Филонов А.Г. О влиянии НВг на кинетику активной среды лазера на парах CuBr // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 7. С. 623–629.
11. Андриенко О.С., Суханов В.Б., Троицкий В.О., Шестаков Д.Ю., Шиянов Д.В. Патент РФ № 2295811. МПК 7 H01S 3/22. // Бюл. 2007. № 8.
12. Филонов А.Г., Шиянов Д.В. Реверсивный источник НВг для лазера на парах бромида меди // Приборы и техн. эксперим. 2013. № 3. С. 112–115.
13. Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г. Роль отрицательных ионов в плазме импульсных лазеров на парах металлов и их соединений // Квант. электрон. 1997. Т. 24, № 7. С. 596–600.
14. Филонов А.Г. О влиянии добавки НВг на характеристики излучения лазера на парах CuBr // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 7. С. 608–613.
15. Hogan G.P., Webb C.E. Pre-ionization and discharge breakdown in the copper vapor laser: the phantom current // Opt. Commun. 1995. V. 117, N 5. P. 570–579.

A.G. Filonov. Investigation of the two-sectional copper bromide vapor laser operation.

In the paper we first considered the problems of the efficiency of the synchronous operation of sections of the two-sectional copper bromide vapor laser. A comparison with the “generator–amplifier” system was made. For the first time, on the basis of the sounding radiation absorption phenomenon before the amplification phase the role of residual electrons in the population of the metastable level is shown.