

А.Н. Солдатов, В.Б. Суханов, В.Ф. Федоров, Н.А. Юдин

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ С ПОВЫШЕННЫМ КПД

Экспериментально исследована эффективность возбуждения рабочих переходов лазера на парах меди импульсом возбуждения с крутым фронтом напряжения, обрывающимся в момент окончания импульса генерации, при аperiodическом характере развития тока за время действия импульса возбуждения. Получен КПД лазера на парах меди ~9%.

Приводятся первые результаты изучения процессов, происходящих в плазме такого разряда. Разработан метод управления формой и длительностью импульса генерации ЛПМ. Исследована эффективность преобразования излучения ЛПМ в пучок с дифракционной расходимостью, и получено увеличение коэффициента преобразования излучения от 28 до 83% при переходе от обычного режима к режиму управления.

При использовании режима управления формой импульса генерации ЛПМ получено трехкратное сужение спектра генерации лазера на красителе.

1. Введение

История развития лазеров на парах меди (ЛПМ) насчитывает более 25 лет [1]. За это время мощности генерации возросли от десятков мВт до сотен Вт, частоты повторения импульсов – от единиц до сотен кГц, КПД – от десятых долей до единиц процента [1–7]. Вместе с тем потенциальные возможности ЛПМ, судя по последним теоретическим работам [5, 8], далеко не исчерпаны. И в первую очередь это касается одной из наиболее важных лазерных характеристик – КПД. В последние годы было предложено несколько путей достижения более высокого КПД [9, 10], но до настоящего времени вопрос о практическом использовании этих путей остается открытым. В [10] было показано, что для эффективной накачки рабочих переходов лазера необходимо формировать на газоразрядной трубке (ГРТ) импульс возбуждения с крутым фронтом напряжения, обрывающимся в момент окончания импульса генерации, при этом развитие тока за время действия импульса возбуждения должно носить аperiodический характер. Описанию результатов исследования работы ЛПМ в таком режиме, а также эффективности формирования излучения такого ЛПМ в дифракционно направленный пучок с последующей накачкой лазера на красителях посвящена настоящая статья.

2. Экспериментальное исследование слаботочного режима накачки ЛПМ

Схема исследуемого ЛПМ показана на рис. 1. Рабочий канал ГРТ 3 был изготовлен из керамической (BeO) трубки длиной 170 мм и диаметром 6 мм. Давление буферного газа неона составляло 6,7 кПа. Составной газоразрядный коммутатор позволял осуществлять обрыв тока на уровне 20 А. Коммутатор состоял из последовательно включенных тиратрона ТГИ1–270/12 1 и таситрона ТГУ1–27/7 2, который первоначально находился в открытом состоянии. При запуске тиратрона на таситрон через регулируемую линию задержки подавался отрицательный импульс, запирающий таситрон. Это позволяло регулировать длительность импульса возбуждения и осуществлять обрыв энерговвода в лазерную трубку после окончания импульса генерации.

Такая схема также позволяла осуществлять «рассечку» энерговклада, когда после обрыва тока перед концом импульса генерации для поддержания теплового режима ЛПМ производился дополнительный энерговвод в ГРТ оставшейся в накопительной емкости энергии. Этим достигалась оптимизация условий возбуждения активной среды ЛПМ в режиме саморазогрева.

Наиболее важный результат, полученный нами, свидетельствует, что режим ограничения тока резко снижает энерговклад в разряд без потери мощности генерации. Эффективность работы ЛПМ в режиме полного обрыва энерговклада в ГРТ после импульса генерации составляла 9%. Из-за ограниченных возможностей работы составного коммутатора нам не удалось провести более детальное исследование эффективности работы ЛПМ. На рис. 2 обычный са-

морозогревной разряд соответствует режиму 1, слаботочный разряд – режиму 3. Визуальное наблюдение разряда показало, что интегральное излучение в последнем случае значительно ослаблено. Детальное рассмотрение спектра спонтанного излучения, по аналогии с [11], позволило (рис. 2, 3) определить каналы ухода энергии, затрачиваемой на возбуждение и ионизацию рабочей среды. В слаботочном режиме 3 существенно ослаблено излучение с верхних состояний атомов меди, ионов меди и буферного газа (см. рис. 2, 3). Причем чем выше расположен излучающий уровень, тем слабее его возбуждение. О меньшей степени ионизации атомов меди можно судить как из величины амплитуды импульса тока разряда, так и из хода интенсивностей ионных линий меди.

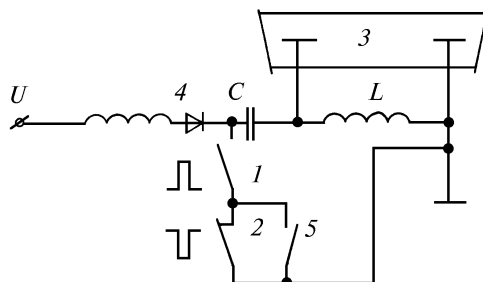


Рис. 1. Схема ЛПМ: 1, 2 – коммутаторы; 3 – ГРТ; 4 – цепь резонансно-диодной зарядки; C – накопительная емкость; L – зарядная индуктивность; 5 – ключ (вакуумное реле)

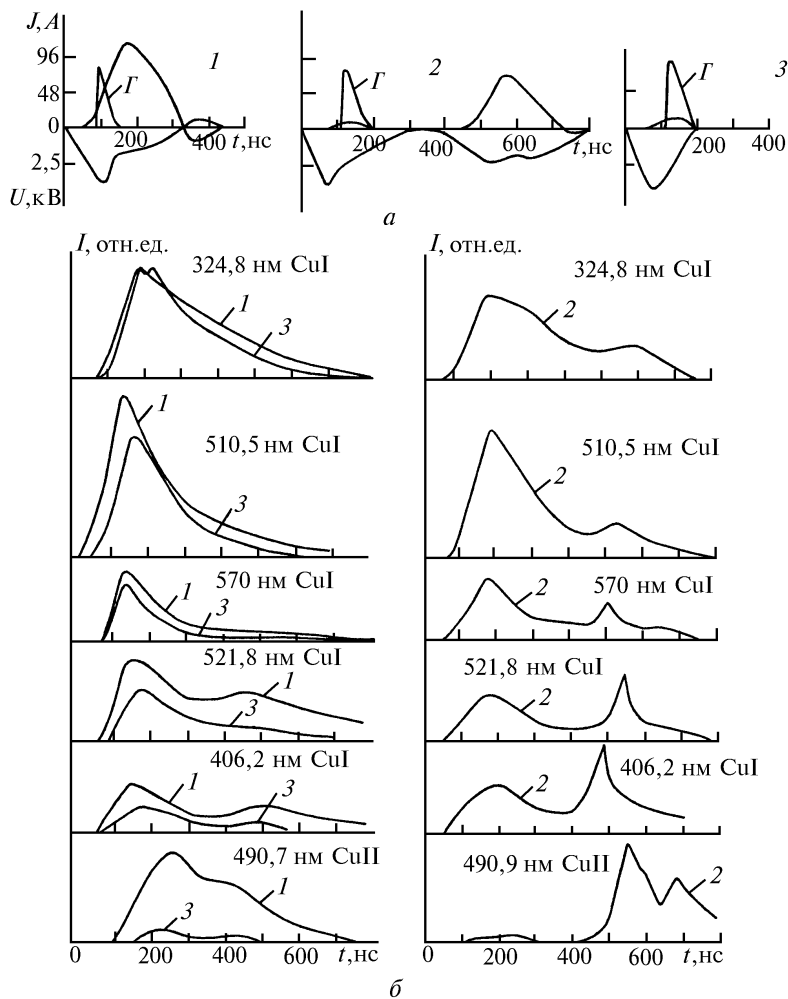


Рис. 2. Осциллограммы импульсов тока $J(t)$, напряжения $U(t)$, генерации $\Gamma(t)$ (а) и (б) спонтанного излучения $I(t)$ в трех режимах работы лазера на парах меди: 1 – обычный саморазогревный разряд (сильноточный разряд); 2 – режим разряда с «рассечкой» тока; 3 – слаботочный разряд

Исследование лазера на парах меди с повышенным кпд

На рис. 2 наряду с обычным и слаботочным режимами представлен также режим с «рас-сечкой» тока (режим 2). Первая фаза этого разряда моделирует слаботочный разряд, вторая – сильноточный. Суммарный за обе фазы вклад средней мощности равен вкладу в обычном саморазогревном разряде и составляет 150 Вт/см^3 . Этот режим оказался очень удобным для определения роли прямых и ступенчатых процессов в заселении излучающих уровней, поскольку временная задержка между импульсами слаботочной и сильноточной фаз составляла всего $2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ и вкладом рекомбинации в заселение излучающих уровней можно было пренебречь. Рекомбинация, как это видно из рис. 3, б, становится существенной при $10^{-6} - 10^{-5} \text{ с}$.

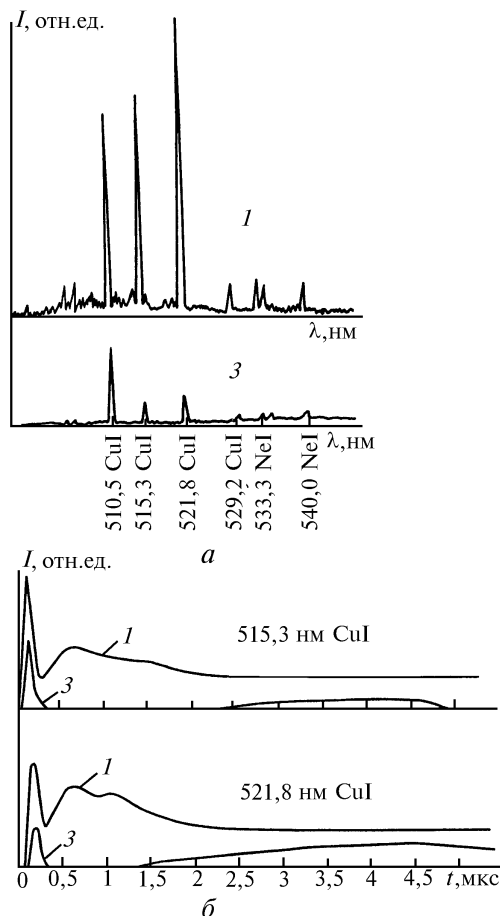


Рис. 3. Интегральный во времени (а) и временной характер спектра излучения (б) в сильноточном (1) и слаботочном (3) режимах разряда

В сильноточном разряде имеем дело с существенным вкладом ступенчатого возбуждения в заселение уровней атома меди, лежащих выше первых резонансных состояний, и ступенчатой ионизацией, посредством разрушения верхних генерационных уровней. На роль этих процессов указывалось ранее [12–14]. В представленных здесь изменениях роль их заметна в явном виде. Во-первых, как следует из интенсивностей спонтанных линий $\lambda = 510,6; 570,0; 578,2 \text{ нм}$ в токовой фазе и непосредственно из мощности генерации зеленой и желтой линий, ступенчатые процессы ограничивают рост населенности $4p$ -уровней. Во-вторых, после прохождения импульса генерации значительно увеличивается концентрация электронов, замедляются процессы дезактивации и деионизации плазмы в межимпульсный период. Рис. 3, б хорошо иллюстрирует тот факт, что большие отличия между двумя режимами разряда проявляются в стадии послесвечения. Естественно, что больший энерговклад в разряд, который соответствует сильноточному режиму, приводит к большим радиальным неоднородностям разряда и генерации (рис. 4).

Следует, однако, иметь в виду, что ограничение тока разряда, сохраняя неизменным напряжение на газоразрядном промежутке, а следовательно, и температуру электронов в момент

накачки, не является простым снижением энерговклада в разряд, а позволяет осуществлять селективность возбуждения резонансных уровней. В противном случае это неизбежно привело бы к снижению мощности генерации.

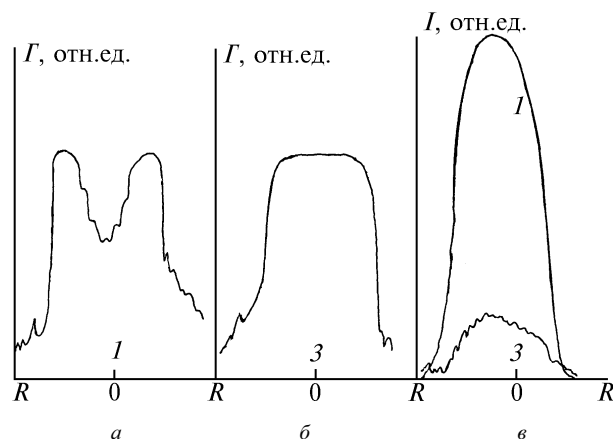


Рис. 4. Радиальное распределение мощности генерации и яркости спонтанного излучения в режимах 1 и 3

3. Результаты модельной оценки кинетики слаботоочного ЛПМ

Параметры слаботоочного разряда, приведенные на рис. 2 вместе с термодинамическими характеристиками плазмы (давлением буферного газа P_{Ne} , давлением паров меди P_{Cu} и температурой газа T_g), использованы для оценки роли элементарных процессов, происходящих за импульс возбуждения. Предымпulseные значения концентрации и температуры электронов, определенные по проводимости плазмы и графикам из работы [15], составляют $N_e^{(0)} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_g = 0,25 \text{ эВ}$. Концентрации паров буферного и рабочего газов равны соответственно $N_e = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_{Cu} = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Коэффициенты диффузии рассчитывались по формулам из [16]. Скорости процессов возбуждения и ионизации определялись по формулам квазиклассической теории [17]. Система уравнений теоретической модели, описанной в [10, 18], решалась численно.

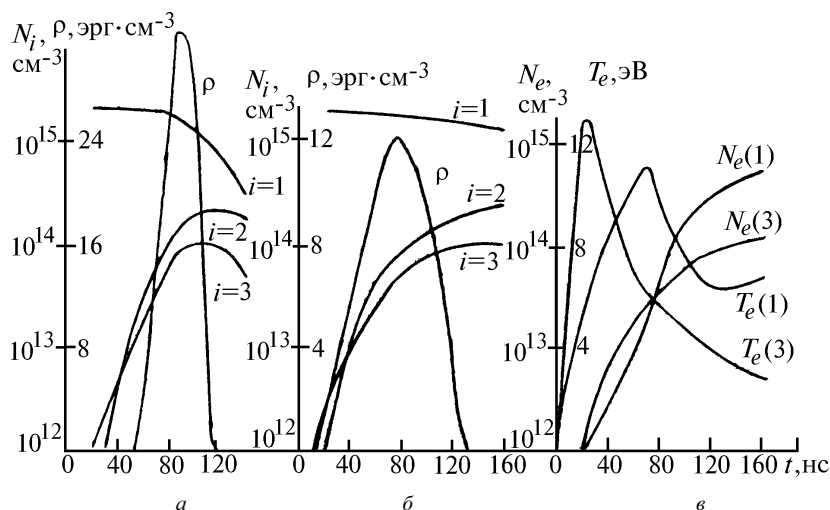


Рис. 5. Результаты расчета временной зависимости параметров плазмы ЛПМ: а – режим 1; б – режим 3; в – зависимость N_e и T_e от времени для случаев (а) и (б)

Результаты расчетов представлены на рис. 5 и 6. На рис. 5 приведены зависимости от времени концентрации электронов и атомов меди на рабочих уровнях, температуры электронов и энергии стимулированного излучения. Случай (а) соответствует сильноточному разряду (режим 1 на рис. 2); (б) – слаботоочному разряду (режим 3).

Как видно на рис. 5, в, концентрация электронов в обычном сильноточном разряде достигает гораздо больших значений, чем в слаботочном разряде. Соответственно степень ионизации достигает к 160 нс 25 и 5%. Это является причиной ослабления интенсивностей ионных линий и атомных линий с высоковозбужденных состояний (см. рис. 2–3).

Ограничение тока не сказывается резко на поведении заселенностей рабочих уровней. Разница состоит в том, что для слаботочного разряда инверсия сохраняется более длительное время. Для обычного разряда в результате ступенчатого возбуждения и ионизации заселенности рабочих уровней резко убывают, что и объясняет более короткий импульс генерации, чем для слаботочного разряда. Аналогичный расчет (см. рис. 6) проведен для другого случая (режим 2 с «рассечкой» тока). Как видно, различия сильноточного и слаботочного разрядов сохраняются. Энергия, вкладываемая в разряд в сильноточном режиме, существенно превышает вложенную энергию при слаботочном разряде. В то же время, как следует из экспериментальных данных и расчетов, энергии генерации за импульс в том и другом случаях приблизительно одинаковы. Следовательно, кпд слаботочного разряда значительно выше.

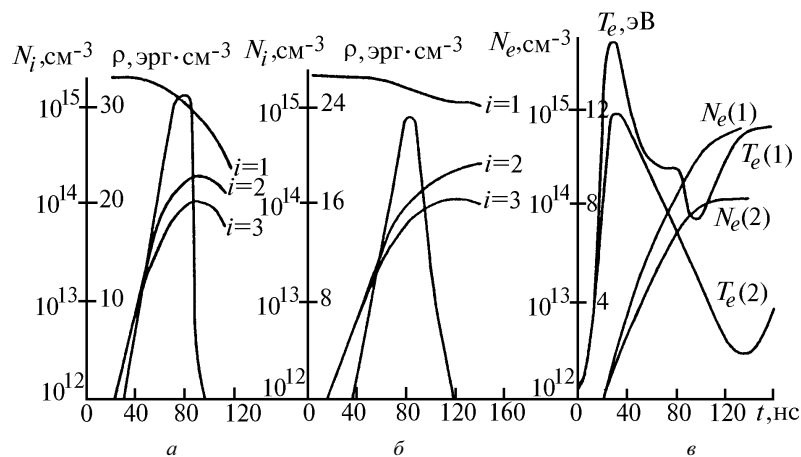


Рис. 6. Результаты расчета временной зависимости параметров плазмы ЛПМ: а – режим 1; б – режим 2; в – зависимость N_e и T_e от времени для случаев (а) и (б)

В таблице приведены данные расчета вкладываемой в разряд мощности W_a , мощности лазерного излучения W_g и кпд η для условий разряда (см. рис. 5). Таким образом, на основе экспериментальных и теоретических данных показано, что значительное увеличение кпд лазера на парах меди при ограничении тока разряда достигается в результате снижения энергии, расходуемой на возбуждение уровней выше $4p$ -уровней и на ионизацию рабочей среды. Вместе с тем остается неизменной накачка на рабочие уровни. В таком режиме сохраняется однородность разряда и генерации, возможно существенное увеличение частоты следования импульсов и удельной мощности генерации.

| Параметры | Режим | |
|-----------|----------------|--|
| | Обычный разряд | Модельный разряд с пониженным энерговыделением |
| P , Вт | 330 | 30 |
| W , Вт | 4 | 2,9 |
| кпд, % | 1,2 | 10 |

4. Режим формирования дифракционно направленного пучка ЛПМ управляемой формой и длительностью генерации

Импульсные лазеры на парах меди, благодаря своим характеристикам, высокой импульсной и средней мощности генерации и кпд, находят все более широкое применение. Недостатком ЛПМ является большая расходимость излучения, связанная в первую очередь с короткой длительностью импульса генерации $\sim 10\div 20$ нс. В типичных экспериментальных условиях расходимость ЛПМ с плоскопараллельным резонатором на два порядка, а с неустойчивым резонатором на порядок хуже дифракционной. Из-за высоких коэффициентов усиления, ко-

роткой длительности существования инверсии и больших осевых размеров активной среды формирование дифракционно направленного пучка происходит с большими энергетическими потерями. Применение неустойчивого резонатора с увеличением $M = 200$ позволило уменьшить число проходов в резонаторе, необходимых для формирования дифракционно направленного пучка, до одного, двух и получить коэффициент преобразования энергии излучения импульса генерации в энергию излучения пучка с дифракционной расходимостью до 55% [19]. Увеличение M , однако, приводит к монотонному падению средней мощности генерации [20] и к возрастанию технических трудностей изготовления оптических элементов неустойчивого резонатора с большим значением M . Применение оптимального неустойчивого резонатора с $M = 30$ [20] в ЛПМ с короткой длительностью импульсов генерации колоколообразной формы с крутым передним фронтом позволило получить коэффициент преобразования лазерного излучения в излучение с дифракционной расходимостью не более 12% [19].

Таким образом, при типичных режимах возбуждения ЛПМ не удается эффективно с малыми энергопотерями сформировать дифракционно направленный пучок. Уменьшить расходимость можно за счет увеличения длительности импульса генерации. В работе [10] показана возможность увеличения длительности импульса генерации ЛПМ от 20 до 130 нс при изменении величины накопительной емкости в контуре возбуждения лазера. В наших экспериментах в случае слаботоочного разряда также наблюдается увеличение длительности импульса генерации. Осуществляя комбинацию слаботоочного и сильноточного разрядов, можно управлять формой и длительностью импульсов генерации.

Для существенного увеличения коэффициента преобразования лазерного излучения в дифракционно направленный пучок необходимо так сформировать импульс возбуждения ЛПМ, чтобы начальный участок импульса генерации представлял собой полку с минимальной амплитудой и длительностью, равной времени формирования пучка с дифракционной расходимостью. В этом случае доля энергии излучения, затрачиваемая на формирование дифракционно направленного пучка, будет минимальна, что позволит получить предельные значения коэффициента преобразования лазерного излучения в излучение с дифракционной расходимостью.

В данном разделе проведем исследование возможности повышения коэффициента преобразования лазерного излучения в дифракционно направленный пучок за счет использования комбинации слаботоочного и сильноточного разрядов для изменения формы импульса генерации.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. При замкнутом выключателе 5 работает обычная схема питания ЛПМ (режим 1). Для управления формой импульса генерации и увеличения его длительности использовались последовательно включенные таситроны ТГУ1-60/7 или ТГУ1-5/12. Управление таситроном 2 (см. рис. 1) осуществлялось изменением отрицательного напряжения на его сетке. При нулевом напряжении смещения (при разомкнутом выключателе 5) таситрон открыт и практически реализуется (режим 1). При увеличении напряжения смещения на сетке таситрона происходит ограничение тока разряда через ГРТ до начала и в течение формирования импульса генерации, что позволяет более длительное время поддерживать напряжение на ГРТ и приводит к изменению длительности и формы импульса генерации (режим 4).

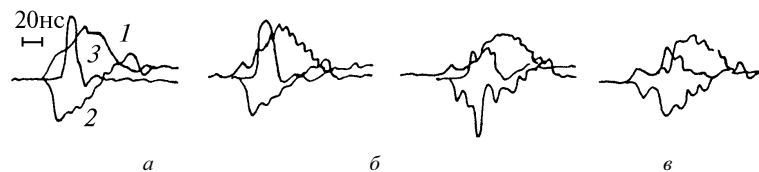


Рис. 7. Осциллограммы импульсов тока 1, напряжения 2 и генерации 3 в режиме 1 (а) и в режиме 2 при напряжении смещения на сетке таситрона 0 В (б), 190 В (в), 210 В (г)

В наших экспериментах использовался ЛПМ, имеющий ГРТ с активной длиной $L = 100$ см и внутренним диаметром $D = 2$ см. Предварительные исследования ЛПМ с плоскопараллельным резонатором показали, что использование для возбуждения режима 4 позволяет изменять форму импульса генерации и увеличивать его длительность. Включение схемы с нулевым напряжением на таситроне 2 не вызывает изменений импульсов тока, напряжения и генерации по сравнению с обычным сильноточным разрядом (рис. 7, а, б, режим 1). Увеличение напряжения смещения приводит к ограничению тока на начальном участке импульса, изменению формы и длительности импульса напряжения и генерации (рис. 7, в, г). Дальнейшее

увеличение напряжения на сетке таситрона приводит к деформации формы импульса генерации вплоть до разделения его на два и более импульсов.

Кроме того, исследовались характеристики ЛПМ с неустойчивым резонатором длиной $L = 162$ см и увеличением $M = 30$. Расчетное время формирования дифракционно направленного пучка в таком резонаторе составляет 42 нс [21]. Измерения проводились на длине волны излучения 510,6 нм. Излучение с длиной волны 578,2 нм отфильтровывалось интерференционным фильтром. При работе лазера в режиме 1 наблюдался импульс генерации с характерной пиковой структурой длительностью 70 нс по основанию, основная часть энергии которого излучалась в первые 40 нс (рис. 8, а).

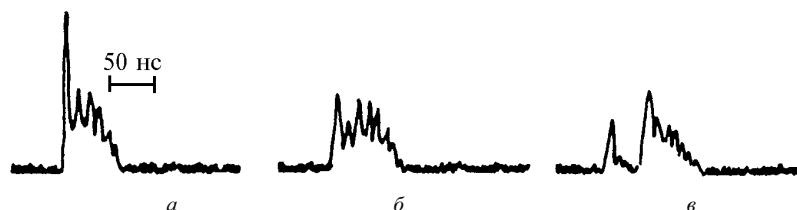


Рис. 8. Осциллограммы импульсов генерации (510,6 нм) в режиме 1(а) и в режиме 2 при напряжении смещения на сетке таситрона 180 В (б), 210 В (в)

Увеличение напряжения смещения на сетке таситрона 2 в режиме 4 приводило к уменьшению энергии излучения в начале импульса генерации в течение некоторого времени, после чего излучалась основная энергия генерации (рис. 8, б, в), благодаря чему увеличивалось количество энергии, излучаемой в дифракционно направленном пучке (рис. 9, кривая 1). Отношение (P_g/P_0) средней мощности излучения в дифракционно направленном пучке к суммарной средней мощности излучения ЛПМ определялось из отношений площади осциллограммы импульса генерации после 42 нс к общей площади осциллограммы импульса генерации. Достоверность этого метода проверялась путем непосредственного измерения средней мощности излучения в дифракционно направленном пучке, выделяемого с помощью пространственного фильтра. Увеличение напряжения смещения на сетке таситрона 2 от 0 до 240 В приводит к увеличению коэффициента преобразования от 28 до 83% (рис. 9, кривая 2). Несмотря на снижение общей средней мощности при постоянном среднем энергокладе (рис. 9, кривая 3) на 22%, наблюдается рост средней мощности в дифракционно направленном пучке более чем в 2 раза.

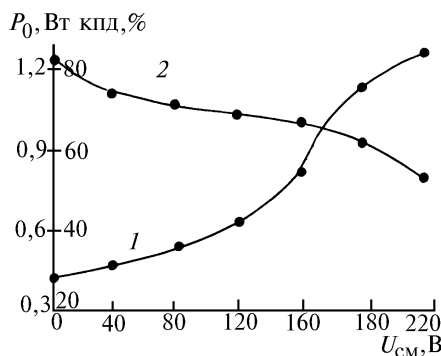


Рис. 9. Зависимость относительного кпд (1) и мощности генерации (2) от напряжения смещения на сетке таситрона

Уменьшение мощности излучения, которое возникает за счет падения напряжения на таситроне, можно компенсировать увеличением напряжения источника питания. Рост мощности излучения в дифракционно направленном пучке до 83% является, на наш взгляд, не предельным. Увеличение доли излучения в пучке с дифракционной расходимостью может быть достигнуто за счет более точного управления начальным участком и длительностью импульса генерации при импульсном управлении таситроном.

В качестве основного результата, полученного в ходе экспериментов, следует отметить существенное увеличение (более 80%) мощности излучения в дифракционно направленном пучке при работе ЛПМ с дополнительным коммутатором в режиме управления. Применение режима управления формой импульса генерации ЛПМ может найти чрезвычайно широкое

приложение. В качестве примера можно привести возможность существенного улучшения спектральных характеристик лазеров на красителях с накачкой ЛПМ при формировании специальной формы начального участка импульса накачки.

5. Эффективность накачки лазера на красителях ЛПМ в режиме управления импульсом генерации

При формировании узкого спектра генерации лазера на красителе благоприятной ситуацией является начальная стадия импульса накачки ЛПМ в виде полки, амплитуда которого близка к пороговому значению, а длительность равна времени формирования стационарного спектрального состава излучения. В конечной стадии импульса накачки должна быть сосредоточена основная часть энергии, поскольку она определяет КПД преобразования системы. В настоящем сообщении приводятся результаты по исследованию спектрального состава излучения лазера на красителе в зависимости от формы импульса накачки. В качестве источника накачки использовался ЛПМ с ГРТ диаметром и длиной активной зоны 2 и 60 см соответственно, установленной в трехзеркальный неустойчивый резонатор с коэффициентом увеличения $M=30$. Для накачки красителя использовалось излучение 510,6 нм, отфильтрованное дисперсионной призмой из стекла ТФ-6. Лазер на красителе с квазипродольной схемой накачки состоял из проточной кюветы, установленной в резонатор, близкий к концентрическому. В качестве спектрального селектора использовались две дифракционные решетки 1200 шт/мм. Излучение лазера на красителе выводилось в нулевой порядок решетки, установленной в схеме скользящего падения. Увеличение резонатора в плоскости дисперсии решеток составляло $M=32$. Этанольный раствор родамина 6Ж прокачивался через кювету со скоростью до 5 м/с.

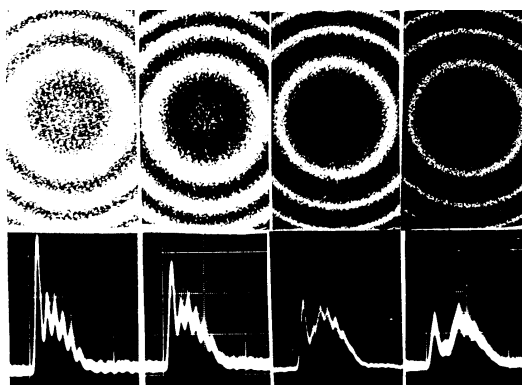


Рис. 10. Спектрограммы импульсов генерации лазера на красителе (верхний ряд) и соответствующие им осциллограммы импульсов накачки лазера на парах меди (нижний ряд). База интерферометра – 3 см, скорость развертки – 50 нс/дел

На рис. 10 показаны интерферограммы спектра генерации красителя (верхний ряд) и соответствующие им осциллограммы импульсов накачки (нижний ряд) при частоте следования импульсов 4 кГц. Видно, что в зависимости от ограничения тока разряда передний фронт импульса накачки претерпевает существенные изменения, при этом общая длительность импульса генерации возрастает и форма импульса накачки приближается к оптимальной. С изменением формы импульса накачки коррелирует и ширина спектра генерации красителя, уменьшаясь по мере приближения формы импульса накачки к оптимальной. График зависимости ширины спектра генерации от величины отрицательного смещения на сетке таситрона 2 (см. рис. 1) показан на рис. 11.

Кривые 1, 2, 3 получены при длинах резонатора лазера на красителе 100, 80, 60 см соответственно. Минимальная ширина спектра составила $0,037 \text{ см}^{-1}$ при длине резонатора 60 см. Использование режима управления формой импульса накачки приводило к трехкратному сужению спектра генерации. Сужение ширины спектра в режиме 4 сопровождалось также уменьшением уровня фона (неселективного излучения) в импульсе генерации. В обычном режиме он составлял 40%, а в режиме 4 снижался до 12%. Отметим также, что возможности сужения спектра генерации, достигнутые в этих экспериментах, далеко не исчерпаны. Техника управления формой импульса не позволяла достаточно точно изменять начальную стадию импульса накачки и не обеспечивала высокой повторяемости результатов. В дальнейшем мы предполагаем ввести активное импульсное управление режимом ограничения тока разряда,

что позволит существенно расширить возможности этого метода.

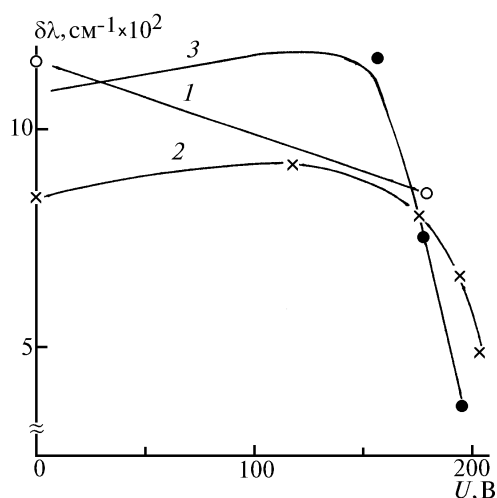


Рис. 11. Зависимость ширины спектра генерации лазера на красителе от глубины ограничения разрядного тока через ГРТ ЛПМ. Кривые 1, 2, 3 получены при длинах резонатора лазера на красителе 100, 80 и 60 см соответственно

1. Солдатов А. Н., Соломонов В. И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. Новосибирск: Наука, 1985. 151 с.
2. Исаев А. А., Леммерман Г. Ю. // Квантовая электроника. 1977. Т. 7. С. 799–802.
3. Бохан П. А., Герасимов В. А. // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. С. 451–454.
4. Smilaski I., Kerman A., Levin L. A., Erez G. // Optics Commun. 1979. V. 30. P. 70–75.
5. Kushner M. L., Warner B. E. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 2970.
6. Piltsh M., Walter W. T., Solimene N., Gould G. // Bull. Amer. Phys. Soc. 1966. V. 11. P. 112–114.
7. Солдатов А. Н., Федоров В. Ф. // Изв. вузов. Физика. 1983. № 9. С. 80–85.
8. Арланцев С. В., Бучанов В. Б., Васильев Л. А. и др. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. С. 2319–2321.
9. Климовский И. И. // ТВТ. 1989. Т. 27. С. 1190–1198.
10. Демкин В. П., Солдатов А. Н., Юдин Н. А. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 6. С. 659–665.
11. Гриднев А. Г., Горбунова Т. М., Елаев В. Ф. и др. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. С. 1147–1151.
12. Прокопьев В. Е., Клишкин В. М. // Изв. вузов. Физика. 1978. Т. 5. С. 152.
13. Елецкий А. В., Земцов Ю. К., Родин А. В. и др. // ДАН СССР. 1975. Т. 220. С. 318–321.
14. Walter W. T., Solimene N., Kull G. M. Computer modeling to direct Copper Vapor Laser development // Conf. on Laser'80, New Orleans, Louisiana. ETS Press. Mc. Lean. 1980. P. 148–156.
15. Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В., Штернов Н. П. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. С. 597–602.
16. Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М. Явление переноса в плазме. М.: Атомиздат, 1975. 220 с.
17. Ванштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Сечение возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973. 213 с.
18. Демкин В. П., Купчинский Н. Л., Солдатов А. Н., Федоров В. Ф. // X Всесоюзная конференция по физике электронных и атомных столкновений (Тезисы докл.). Ужгород, 1988. Ч. 2. С. 193.
19. Беляев В. П., Зубов В. В., Исаев А. А. и др. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 74–78.
20. Ананьев Ю. А., Аникичев С. Г. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 10. С. 1959–1962.
21. Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. А. и др. // Квантовая электроника. 1974. № 4. С. 863–865.

Томский государственный университет

Поступила в редакцию
18 мая 1995 г.

A. N. Soldatov, V. B. Sukhanov, V. F. Fedorov, N. A. Judin. **Investigation of Cu-vapor Laser of Improved Efficiency.**

An effectiveness of Cu-vapor laser working transitions excitation by the excitation pulse with the voltage rise rate, which stops in the moment of the pulse termination, is investigated experimentally under aperiodic behaviour of the current during the excitation pulse action. The 9% efficiency of the Cu-vapor laser is obtained. The first results of investigation of the processes taking place in plasma of such discharge are presented. A method for the shape and duration of the laser generation pulse control is developed. An effectiveness of the laser radiation transformation into beam with diffractive divergence is studied; the gain in the radiation transformation coefficient from 28 to 83% is obtained when passing from the standard mode of operation to the controlling one. Three fold narrowing of the dye laser generation spectrum is achieved when using the controlling mode of operation.