

Экспериментальное исследование многопроходных лазерных усилителей на парах меди

В.Т.Карпухин, М.М.Маликов

Приведены новые результаты экспериментального исследования многопроходных усилителей на парах меди, работающих в импульсно-периодическом режиме. В специальной схеме усилителя получено существенное увеличение пиковой мощности лазерных импульсов. Выявлены основные причины, препятствующие увеличению пиковой мощности при большом числе проходов луча: конкурентное развитие генерации из спонтанных затравок в паразитном резонаторе, образуемом поворотными зеркалами многопроходного усилителя, уменьшение усиления при последних проходах и возрастание длительности импульса излучения на выходе усилителя.

Ключевые слова: лазер на парах меди, многопроходный усилитель, пиковая мощность излучения.

1. Введение

Использование двухпроходных и четырёхпроходных усилителей [1–4], выполненных по особой схеме [5, 6], позволяет в принципе существенно увеличить пиковую мощность лазерных импульсов при сохранении средней мощности излучения и мощности накачки на прежнем уровне. Такие усилители могут найти применение во многих технологических приложениях, где требуется высокая пиковая мощность при низкой средней мощности. Эффект увеличения пиковой мощности в многопроходных усилителях на парах меди (МУПМ) достигается путём многократного прохождения через активную среду усилителя лазерного импульса задающего генератора (ЗГ) с длительностью τ_{os} , в два-четыре раза меньшей времени существования инверсии τ_{inv} в активной среде усилительного каскада. Предполагается, что короткий входной импульс отбирает от активной среды и аккумулирует в себе примерно столько же энергии, что и длинный входной импульс с $\tau_{os} \geq \tau_{inv}$ в однопроходной схеме (с одинаковым объёмом активной среды) и поэтому имеет примерно в τ_{inv}/τ_{os} раз большую амплитуду. Действительно, в экспериментах с двухпроходным усилителем [2, 3] это предположение полностью подтвердилось.

Ниже представлены результаты экспериментов с четырёхпроходным усилителем на парах меди. Проведено также сравнение процессов усиления в двух- и четырёхпроходных схемах усилителей и их анализ. В усилителе с четырьмя проходами мы столкнулись с явлениями, которые трудно было заранее оценить количественно. Поэтому увеличение пиковой мощности в условиях данного эксперимента оказалось существенно меньше ожидаемого (четырёхкратного). Подробные исследования выявили основные причины, ограничивающие увеличение пиковой мощности, что позволило наметить пути их

устранения. Полученные результаты полезны для анализа физических процессов, протекающих в МУПМ, и дальнейшего развития работ по их совершенствованию.

2. Описание эксперимента

Схема четырёхпроходного усилителя на парах меди со встречным ходом и с поляризационной развязкой лучей представлена на рис.1. Система состояла из задающего генератора (ЗГ) 1, пространственного фильтра 2, поляризационных разветвителей 3, 5, вращателя Фарадея 4, усилительного каскада (УК) 6 и блоков возврата лазерного пучка 7, 8. Блок возврата пучка 7 (после первого и третьего проходов) состоял из фазовращающей пластинки $\lambda/4$ 9 и плоского зеркала 10, а блок возврата пучка 8 (после второго прохода) представлял собой одно плоское зеркало. Поляризационный разветвитель 5 был повернут на 45° по отношению к разветвителю 3 в направлении поворота плоскости поляризации вращателем Фарадея.

ЗГ на основе лазерной трубки ЛТ-4 Си и неустойчивого резонатора с коэффициентом увеличения 200 был снабжен поляризатором. Он генерировал импульсы излучения с электрическим вектором \mathbf{E} в горизонтальной плоскости и длинами волн $\lambda_1 = 0.51$ мкм и $\lambda_2 = 0.578$ мкм. Телескопический коллиматор 2 (он же – пространственный фильтр) увеличивал диаметр пучка излучения до 20 мм и выделял ту его часть, расходимость которой была равна примерно четырём дифракционным расходимостям. Усилительный каскад 6 был выполнен на базе трубки ГЛ-201 с длиной рабочей камеры $L_{amp} = 80$ см и диаметром 20 мм.

На рис.1 направление первого и третьего проходов пучка по усилительному каскаду обозначено J^+ , а второго и четвёртого – J^- . Каждый пучок занимал всю площадь поперечного сечения трубки УК.

Импульс излучения ЗГ, последовательно пройдя через разветвитель 3, вращатель Фарадея 4 (он поворачивает вектор \mathbf{E} на 45°), второй разветвитель 5 и усилительный каскад 6, поступал в блок возврата 7. После поворота пучок излучения приобретал ортогональную исходной поляризацию, проходил второй раз через каскад

В.Т.Карпухин, М.М.Маликов. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, Ижорская ул., 13/19; e-mail: mmalikov@oivtran.iitp.ru

Поступила в редакцию 4 декабря 2007 г., после доработки – 29 апреля 2008 г.

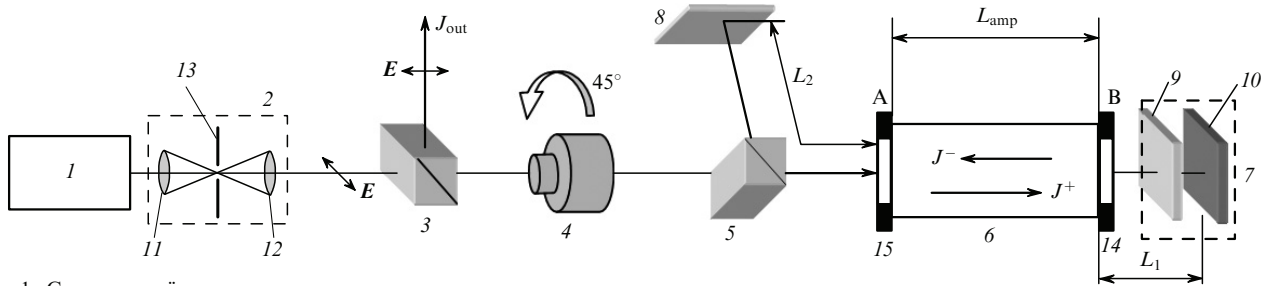


Рис.1. Схема четырёхпроходного усилителя на парах меди:

1 – задающий генератор; 2 – пространственный фильтр; 3, 5 – поляризационные разветвители; 4 – вращатель Фарадея; 6 – усилительный каскад; 7, 8 – блоки возврата пучков; 9 – пластинка $\lambda/4$; 10 – плоское зеркало; 11, 12 – линзы; 13 – диафрагма пространственного фильтра ЗГ; 14, 15 – окна усилительного каскада; А, В – сечения разрядной камеры.

6 в обратном направлении и выводился разветвителем 5 в сторону плоского зеркала 8. После отражения от этого зеркала (без изменения поляризации) пучок, пройдя в третий раз через усилитель 6, опять поступал в блок возврата 7, где приобретал исходную поляризацию первого пучка (прохода). Поэтому на четвёртом проходе пучок шёл в обратном направлении через призму 5 и вращатель Фарадея 4, который поворачивал плоскость поляризации ещё на 45° . Поляризация пучка излучения становилась ортогональной по отношению к исходящему от ЗГ пучку и он выводился разветвителем 3 из усилителя.

Отметим, что угол поворота плоскости поляризации вращателями Фарадея существенно зависит от длины волны излучения. Поэтому по нашему заказу был спроектирован и изготовлен вращатель Фарадея со специально подобранными параметрами магнитооптической среды, такими, чтобы углы поворота плоскости поляризации на двух длинах волн излучения лазера отличались от 45° незначительно – на $+7^\circ$ для зелёной линии и -7° для жёлтой. Поляризационные потери энергии излучения усилителя при прохождении через элементы 3, 4, 5 (рис.1) не превышали 2%. Такие же потери вносила фазовращающая пластинка $\lambda/4$, рассчитанная также на работу с двумя линиями излучения усилителя.

Для увеличения пиковой мощности величины τ_{os} , τ_{inv} , суммарная задержка лазерного импульса в блоках возврата τ_{del} , длина активной среды усилителя L_{amp} и число проходов N должны быть связаны определёнными соотношениями, полученными в [2, 5, 6]. При одинаковых задержках импульсов в обоих блоках возврата ($L_1 = L_2$)

$$\tau_{os} \approx \tau_{inv} - \frac{NL_{amp}}{c} - \tau_{del}, \quad (1)$$

$$\tau_{os} \geq \left(\frac{2L_{amp}}{c} + \tau \right), \quad (2)$$

где $\tau_{del} = \tau(N - 1)$; $\tau = 2L_1/c$; c – скорость света.

Выражение (1) получено из требования полного перекрытия одним импульсом излучения ЗГ (за N проходов) временного интервала, в течение которого существует инверсная населённость в усилительном каскаде. Выполнение условия (2) необходимо для полного заполнения рабочего объёма УК излучением одного импульса ЗГ в течение всего времени существования инверсии (см. [2]). Задержки импульса излучения τ_{del} и τ в блоках возврата и соответственно расстояния L_1 , L_2 от сечения А или В разрядной камеры с активной средой до зеркала 8 или 10 выбирались такими, чтобы удовлетворить приведенным соотношениям для четырёхпроходной схемы при $N = 4$ и

заданном значении τ_{os} . Двухпроходная схема усилителя отличается от схемы, приведенной на рис.1, отсутствием элементов 4, 5 и 8.

Средняя мощность W_{in} излучения перед входом в усилительный каскад 6 и средняя мощность усиленного излучения W_{out} измерялись калориметром ИМО-4С. Формы импульсов излучения соответствующих излучений $U_{in}(t)$, $U_{out}(t)$, а также форма импульса сверхизлучения $U_s(t)$ усилительного каскада регистрировались с помощью фотоэлементов ФЭК-22спу и стробоскопического осциллографа (с полосой 3.7 ГГц). Осциллограммы импульсов излучения привязывались к оси времени с учетом задержек в оптических измерительных трактах и для четырёхпроходного варианта соответствовали положению импульсов $U_{in}(t)$, $U_{out}(t)$, $U_s(t)$ в сечении А. Все указанные величины измерялись отдельно на зелёной и жёлтой линиях излучения.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

Уменьшение длительности импульса излучения ЗГ до определяемого условиями (1), (2) значения ($\tau_{os} \approx 8 - 10$ нс) осуществлялось путём увеличения расстояния между глухим зеркалом резонатора и трубкой ЗГ аналогично тому, как это делалось в [7]. Формы импульсов ЗГ на входе в усилительный каскад представлены на рис.2,а. Отношение амплитуд импульсов излучения ЗГ на жёлтой и зелёной линиях составило $\sim 1/3$. Длительность импульсов (по основанию) на зелёной линии равна 8–9 нс, на жёлтой – 14–15 нс. Средняя (суммарная по длинам волн) мощность излучения ЗГ на входе в усилительный каскад $W_{in} \approx 0.25$ Вт при частоте следования импульсов 10 кГц. За величину τ_{inv} усилителя принималась измеренная по осциллограммам длительность импульсов сверхизлучения УК (рис.2,б), полученных в отсутствие сигнала ЗГ и при закрытых зеркалах 8, 10 (см. рис.1). Время существования инверсии τ_{inv} в УК для зелёной линии составило ~ 35 нс, для жёлтой ~ 45 нс при типичной электрической мощности накачки 3.0–3.2 кВт. Наилучшее для работы четырёхпроходной схемы усилителя соотношение $\tau_{inv}/\tau_{os} \approx 4$ было достигнуто на зелёной линии, менее благоприятное – на жёлтой: $\tau_{inv}/\tau_{os} \approx 3$.

На рис.3,а представлен импульс излучения (суммарный по длинам волн) на выходе четырёхпроходного усилителя при оптимальной задержке между импульсами накачки ЗГ и УК. Центральный пик представляет собой усиленный импульс ЗГ после четырёх проходов. Он исчезает в отсутствие импульса ЗГ, тогда как амплитуды боковых пиков при этом заметно возрастают и сливаются в единый импульс. Измеренная в этом случае расхо-

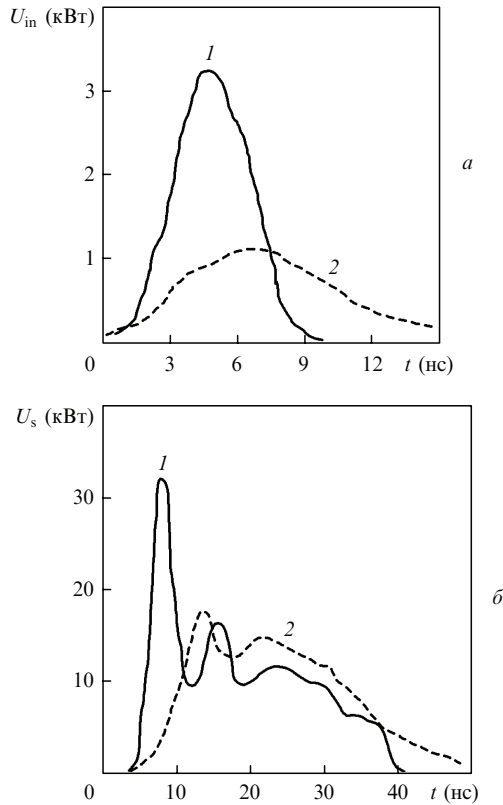


Рис.2. Импульсы излучения задающего генератора (а) и сверхизлучения усилительного каскада (б) при $\lambda_1 = 0.51$ мкм (1) и $\lambda_2 = 0.578$ мкм (2).

димось пучка излучения оказалась очень большой (7–10 мрад), а длительность равной ~ 30 нс, что типично для лазера на парах меди с плоскопараллельным резонатором. Если закрыть зеркало 10 или нарушить юстировку зеркал 8, 10, то слившиеся пики также исчезнут. Всё это говорит о том, что боковые пики излучения связаны с развитием генерации (из спонтанных затравок) в «паразитном» резонаторе, который образуется теми же поворотными зеркалами многопроходного усилителя. При этом происходит конкуренция между генерацией этого излучения и усилением входного импульса ЗГ.

Специальные измерения показали, что на паразитную генерацию в выходном пучке приходится примерно 50 % всей энергии излучения на выходе четырёхпроходного усилителя. Эту часть излучения (с большой расходимостью) удаётся отфильтровать на выходе УК с помощью дополнительного пространственного фильтра. Импульс отфильтрованного излучения показан на рис.3,б. Видно, что его пиковая мощность не увеличилась (ср. с рис.3,а), поскольку при фильтрации на выходе УК паразитная генерация внутри полости УК сохраняется и по-прежнему снижает энергию полезного импульса. Отметим, что длительность (по основанию) центрального пика τ_{out} заметно больше длительности τ_{os} импульса ЗГ (см. табл.1).

Для того чтобы проследить эволюцию усиления импульса ЗГ при его последовательных проходах через УК, мы использовали простой приём – установили зеркала 8, 10 (рис.1) с небольшим пропусканием (~ 1 %). Прошедшее сквозь зеркала излучение регистрировалось фотоэлементами, размещёнными за ними. Поскольку в сторону зеркала 10 луч идёт только после первого и третьего проходов, а в сторону зеркала 8 – только после второго

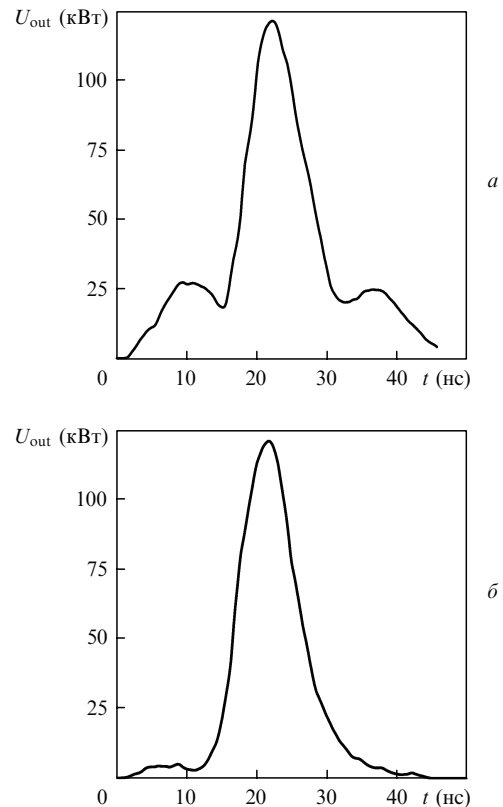


Рис.3. Импульс генерации (суммарный по длинам волн) на выходе четырёхпроходного усилителя (а) и тот же импульс, пропущенный через пространственный фильтр (б).

прохода, то регистрируемые за зеркалами импульсы излучения на осциллограммах хорошо, без наложений, разделены во времени.

На рис.4,а представлены осциллограммы импульсов излучения с длиной волны $\lambda_1 = 0.51$ мкм, полученные указанным способом и отражающие величину усиления импульсов на каждом проходе в четырёхпроходной схеме усилителя. На этом рисунке осциллограмма излучения, прошедшего зеркало 10 (жирная кривая), содержит не только пики излучения после первого и третьего проходов (1В и 3В соответственно), но и дополнительный небольшой пик 4'' на «хвосте» кривой. Аналогично осциллограмма излучения, прошедшего зеркало 8 (тонкая кривая), содержит пик 2А после второго прохода и следующий за ним дополнительный пик 4'. Кроме того, на рис.4,а штриховой кривой представлена осциллограмма, снятая на выходе усилителя (J_{out} на рис.1). На ней виден пик после последнего (четвёртого) прохода 4А и дополнительные пики – опережающий (2') и запаздывающий (4'''). Буквы А и В в маркировке пиков обозначают привязку положения импульсов излучения к соответствующему сечению разрядной камеры. С помощью пространственного фильтра, который устанавливался перед фотоэлементом, измерена расходимость излучения, соответствующего отдельным пикам на осциллограммах рис. 4,а. Оказалось, что основные пики усиленного сигнала 1В, 2А, 3В, 4А имеют расходимость излучения $(1.5 - 2) \times 10^{-3}$ рад, а расходимость излучения дополнительных пиков 2', 4', 4'', 4''' значительно больше, $(5 - 10) \times 10^{-3}$ рад. Существует слабая тенденция к увеличению расходимости излучения основных и дополнительных пиков при последовательных проходах лазерного

пучка через УК. Обращает на себя внимание тот факт, что пик $2'$ расположен точно под пиком $2A$, а пик $4'$ – под пиком $4A$. Это даёт основание интерпретировать наблюдаемую картину следующим образом.

В наших экспериментах при оптимальной задержке между импульсом тока накачки УК и импульсом излучения ЗГ передний фронт последнего входит в активную среду усилителя в момент времени, приблизительно соответствующий началу образования инверсии. Импульс ЗГ имеет малую длительность (8–10 нс) и, по-видимому, недостаточно высокую мощность. В первые 5–10 нс происходит большое усиление слабого сигнала в лазерах на самоограниченных переходах ($\sim 10^3 - 10^4$ [1, 2, 8]). По этой причине одновременно с усилением излучения ЗГ развивается сверхизлучение из спонтанных затравок, обладающее хаотической поляризацией и большой расходимостью, которая определяется апертурой разрядной трубки. При обратном (втором) проходе смешанное излучение усиливается и поляризационный разветвитель 5 выделяет из пучка после второго прохода две компоненты с ортогональными поляризациями. Одна компонента излучения $2A$ поступает на зеркало 8 и участвует в формировании пучков для следующих проходов УК. Вторая компонента проходит сквозь разветвитель 5 на выход усилителя, в результате чего на осциллограмме выходного импульса усилителя появляется пик $2'$, предшествующий основному пику $4A$. Пучок после третьего прохода перед входом в УК (в сечении А) очищен от хаотической поляризации, т.к. перед этим излучение

дважды прошло через поляризатор 5. Однако, если к началу третьего прохода усиление активной среды всё ещё достаточно большое, спонтанные затравки могут усиливаться и к линейно поляризованному пучку $3B$ снова будет подмешиваться хаотически поляризованное сверхизлучение. Кроме того, при двойном проходе импульса излучения ЗГ через окна $14, 15$ разрядной камеры, расположенные под углом 10° к оптической оси УК, происходит небольшой поворот плоскости поляризации излучения за счёт потерь на френелевское отражение. Поэтому разветвитель 5, пропуская большую часть излучения после четвёртого прохода на выход усилителя, заметную его долю отводит на зеркало 8, что приводит к образованию пика $4'$ на «хвосте» осциллограммы импульса $2A$. Далее, при последующих проходах, пик $4'$ последовательно трансформируется в пики $4''$ и $4'''$.

Отметим, что в двухпроходном усилителе подобная конкуренция между развитием «паразитной» генерации и полезным усилением импульса ЗГ практически не наблюдалась. По-видимому, это связано с тем, что в случае двухпроходного усилителя использовался только один блок возврата пучка (7), и он отстоял от торца разрядной камеры значительно дальше, что уменьшало обратную связь.

Таким образом, все приведенные выше результаты экспериментов говорят о конкуренции между усилением входного импульса ЗГ и развитием генерации в «паразитном» резонаторе, который образуется теми же поворотными зеркалами четырёхпроходного усилителя. Кроме того, на выходные характеристики усилителя могут отрицательно влиять следующие технические причины: большой угол наклона окон камеры УК к его оси, потери излучения на окнах и других оптических элементах, качество поляризационных элементов схемы, отражение излучения от стенок камеры и др. Наблюдаемое ухудшение расходимости пучка с увеличением числа проходов, по-видимому, в какой-то мере связано с действием типичной для лазера на парах меди тепловой линзы [8].

Рассмотрим теперь картину изменения пиковой мощности импульса излучения после каждого прохода через усилитель. Из рис.4,а видно, что на зелёной линии прирост пиковой мощности импульса излучения за один проход уменьшается по мере увеличения числа проходов (ср. амплитуды пиков $1B, 2A$ и $3B$). На четвёртом проходе наблюдается даже заметное уменьшение пиковой мощности (пик $4A$ меньше пика $3B$). Это свидетельствует о спаде усиления на последнем проходе до уровня, меньшего суммарных потерь в элементах оптического тракта, или даже о смене усиления на поглощение в активной среде. На жёлтой линии излучения ($\lambda_2 = 0.578$ мкм) картина эволюции усиления импульса излучения в целом аналогична (рис.4,б). Однако видно, что снижение усиления (от прохода к проходу) заметно меньше. На четвёртом проходе импульс $4A$ всё ещё увеличивается. Это связано, по-видимому, с меньшими для жёлтой линии скоростями кинетических процессов, приводящих к заселению нижнего и разрушению верхнего рабочего уровня, что обеспечивает более длительное существование инверсии.

Отметим, что пиковые мощности $U_{1B}, U_{2A}, U_{3B}, U_{4A}$, соответствующие пикам $1B, 2A, 3B$ и $4A$ на рис.4, и динамика их изменения зависят не только от усиления в активной среде, но и от потерь излучения на оптических элементах, причём для различных проходов пучка набор

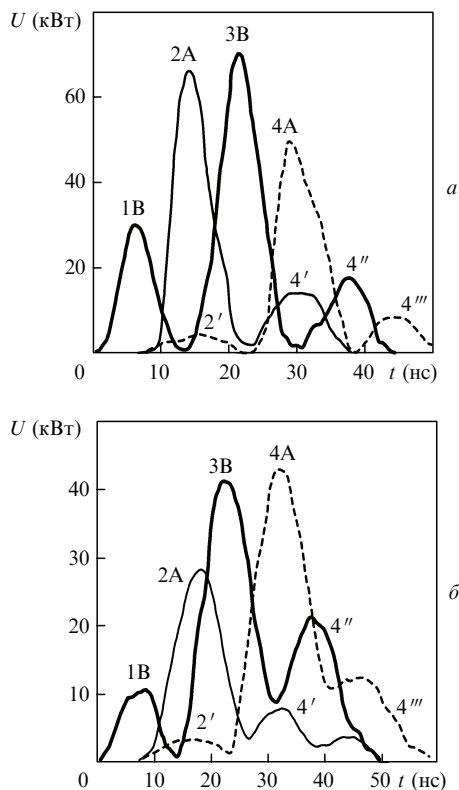


Рис.4. Осциллограммы усиленного в УК излучения на зелёной линии ($\lambda_1 = 0.51$ мкм), снятые за зеркалом 10 (жирная кривая), за зеркалом 8 (тонкая кривая) и на выходе усилителя J_{out} (штриховая кривая) (см. рис.1) (а) и то же на жёлтой линии излучения ($\lambda_2 = 0.578$ мкм) (б); $1B, 2A, 3B$ и $4A$ – пики излучения после первого, второго, третьего и четвёртого проходов УК соответственно; $2', 4', 4'', 4'''$ – дополнительные пики на осциллограммах.

этих элементов и связанные с ними потери неодинаковы (см. рис.1.). Поэтому при нахождении величины усиления в активной среде за один проход пиковые мощности U_{1B} , U_{2A} , U_{3B} , U_{4A} пересчитывались с учетом коэффициентов пропускания и отражения соответствующих оптических элементов, т.е. приводились к значениям внутри УК в сечении А или В. В нашем случае пропускание излучения для поляризационных ответвителей 3, 5 составляло 99 %, для вращателя Фарадея 4 – 97 %, для пластинки 9 – 98 % и для окон 14, 15 – около 0.92 %. Коэффициент отражения для зеркал 8, 10 был равен ~99 %.

Отношения пересчитанных пиковых мощностей импульса на выходе и входе активной среды для первого, второго, третьего и четвёртого проходов приведены в табл. 1. Там же представлены аналогичные отношения для двухпроходного усилителя, взятые из работ [1–3]. Для сравнения приведены результаты экспериментов с однопроходным усилителем, полученные в [1] на этом же усилительном каскаде при тех же мощностях накачки. Отметим, что в данном эксперименте на четвёртом проходе (для зелёной линии излучения) $U_{4A}/U_{3B} < 1$. Поскольку поглощение в оптических элементах учтено, то такой результат означает, что к моменту четвёртого прохода усиление в активной среде сменилось небольшим поглощением. Заметим, что для жёлтой линии излучения $U_{4A}/U_{3B} \geq 1$. В этом случае усиление за проход немного превысило потери на элементах оптического тракта.

Из табл.1 следует, что наибольшее увеличение пиковой мощности было получено при использовании двухпроходной схемы усиления [3]. Достигнута пиковая мощность импульсов излучения в 305 кВт (суммарная по длинам волн), что в 2.2 раза больше, чем при обычном однопроходном усилении с одинаковой мощностью накачки лазера (рис.5). Средняя мощность излучения осталась на прежнем уровне (22–25 Вт).

Проводились также детальные исследования характера зависимости усиления пучка излучения в двух- и четырёхпроходных усилителях от параметров, входящих в соотношения (1), (2), а также от мощности импульса излучения ЗГ в двухпроходном усилителе (см. [1, 2]). Один из важных результатов представлен на рис.6. Видно, что увеличение пиковой мощности максимально при оптимальных значениях как τ_{os} , так и τ_{del} , что соответствует смыслу оптимизационных соотношений (1), (2). Действительно, для заданного τ_{os} и при τ_{del} , существенно меньших тех значений, которые удовлетворяют указанным формулам, усиливаемый импульс излучения выйдет из УК раньше, чем закончится инверсная населенность. В результате часть энергии возбуждения не будет исполь-

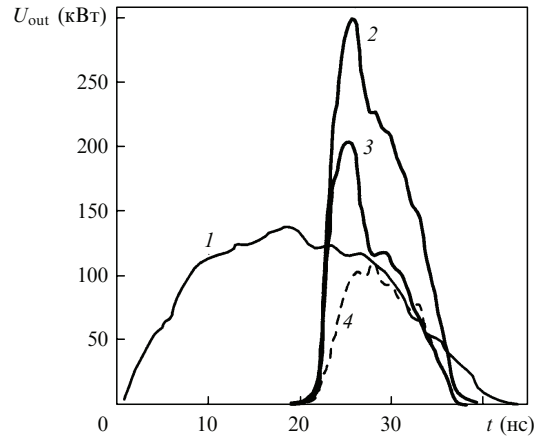


Рис.5. Импульсы излучения (суммарные по длинам волн) на выходе усилителей на парах меди при средней мощности излучения ~22 Вт и частоте следования импульсов 10 кГц в случае однопроходного УК при $\tau_{os} \approx \tau_{inv}$ (1), двухпроходного УК при $\tau_{os} \approx 0.4\tau_{inv}$ (2) и двухпроходного УК с $\lambda_1 = 0.51$ мкм (3) и $\lambda_2 = 0.578$ мкм (4).

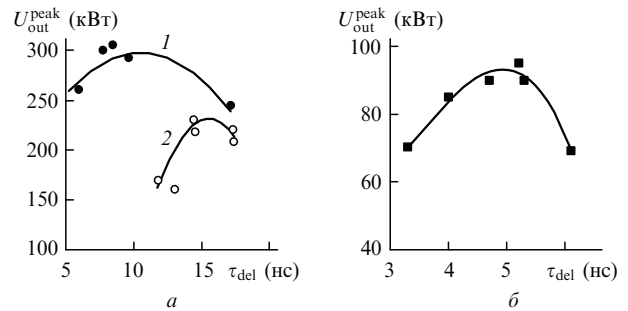


Рис.6. Зависимости пиковой мощности U_{out}^{peak} (суммарной по длинам волн) импульсов излучения усилителей от задержки τ_{del} и длительности τ_{os} импульса ЗГ для двухпроходного УК (1 – $\tau_{os} \approx 12.5$ нс, $U_{in}^{peak} = 5.7$ кВт; 2 – $\tau_{os} \approx 17$ нс, $U_{in}^{peak} = 3$ кВт) (а) и четырёхпроходного УК ($\tau_{os} \approx 8$ нс, $U_{in}^{peak} = 3.3$ кВт, $\lambda_1 = 0.51$ мкм и $\tau_{os} \approx 15$ нс, $U_{in}^{peak} = 1.1$ кВт, $\lambda_2 = 0.578$ мкм) (б).

зована. При τ_{del} , много больших оптимального значения, усиливаемый импульс не успеет целиком выйти из канала к моменту окончания инверсии и часть его энергии излучения будет поглощена. В обоих случаях происходит снижение энергии и амплитуды импульса излучения на выходе многопроходного усилителя. Максимумы на кривых рис.6 соответствуют оптимальным значениям τ_{del} . С другой стороны, при использовании более короткоимпульсного ЗГ необходимо, согласно (2), уменьшить оптимальное значение τ_{del} , что и подтверждается экспериментом (сдвиг максимумов кривых на рис.6,а влево). Это свидетельствует о справедливости качественной мо-

Табл.1. Сравнительные характеристики лазерных усилителей на парах меди ($\lambda_1 = 0.510$ мкм).

Тип УК	τ_{os} (нс)	U_{in}^{peak} (кВт)	U_{out}^{peak} (кВт)	W_{in} (Вт)	W_{out} (Вт)	δ	τ_{out} (нс)	U_{1B}/U_{in}^{peak}	U_{2A}/U_{1B}	U_{3B}/U_{2A}	U_{4A}/U_{3B}	τ_{del}^{opt} (нс)
Однопроходный												
[1]	35	3.7	90	0.7	15.3	2:1	35	14	–	–	–	–
Двухпроходный												
[1, 2]	10–12	~4.0	200	0.2	16.7	2:1	15	35	1.9	–	–	~10
[3]	17	6.0	150	0.47	9	1:1	20	55	2.2	–	–	~15
Четырёхпроходный												
(настоящая работа)	8–10	3.2	50	0.17	6	1:1	14	12	2.5	1.4	0.9	~5

Примечание: δ – отношение энергии импульса излучения на зелёной линии к энергии импульса на жёлтой линии ($\lambda_2 = 0.578$ мкм) на выходе усилителей (для импульсов ЗГ $\delta \approx 2 - 1.5$); мощность накачки УК 3.1 – 3.3 кВт, частота следования импульсов 10 кГц, рабочий объём 250 см³, $\tau_{inv} \approx 30 - 40$ нс.

дели [2], лежащей в основе предложенного способа увеличения пиковой мощности.

Следует отметить, что в (1) имеется значительная неопределённость в выборе величины τ_{inv} , поскольку она зависит от динамики усиления и плотности энергии лазерного излучения в активной среде лазеров на самоограниченных переходах. Кроме того, в (1) и (2) не учитывается некоторое увеличение длительности импульса на выходе усилителя (см. табл.1). Вероятно, за максимальное значение τ_{inv} можно принять длительность импульса сверхизлучения (в нашем случае 35–40 нс). Для хорошо развитого индуцированного излучения с плотностью световой энергии в рабочей среде на порядок и более высокой, чем плотность энергии сверхизлучения, нужно, скорее, ориентироваться на длительность импульса излучения лазера с плоским резонатором (для наших условий это 25–30 нс). В многопроходной схеме усилителя плотность энергии излучения в какой-либо точке активной среды определяется суммой интенсивностей встречных пучков и при этом нарастает во времени немонотонно (пучки J^+ и J^- периодически встречаются и расходятся). Известно [9], что и энергия импульса излучения на выходе многопроходных усилителей может нарастать немонотонно с ростом энергии входного импульса. Для более точного описания поведения пиковой мощности и энергии импульса излучения в рассматриваемом многопроходном усилителе необходимо самоогласованное решение нестационарных кинетических уравнений для населённостей уровней, баланса энергии в плазме и нестационарных уравнений переноса усиленного излучения. При этом нужно учесть условия, определяемые выражениями (1), (2). Такие работы для многопроходной схемы усилителя на парах меди нам не известны.

Что касается конкурентного развития сверхизлучения по отношению к «полезной» генерации, то такой процесс подробно рассматривался в численных расчётах для лазеров на парах меди с плоским резонатором [10, 11]. Было показано, что конкурирующее усиленное спонтанное излучение в неаксиальных пучках может уносить на боковые стенки разрядной камеры до половины всей энергии, что подтверждается многочисленными экспериментами. В работе [12] с использованием нульмерных уравнений переноса излучения и кинетики населённостей уровней рассмотрена конкуренция усиления в активной среде на парах меди спонтанного излучения и подаваемого качественного пучка ЗГ. Показано, что при достаточно больших интенсивностях входного излучения ЗГ, меньших или сравнимых с интенсивностью насыщения, доля качественного излучения в пучке, который выходит из усилителя, может приближаться к 90 % – 100 %. Наилучший результат в наших экспериментах с двухпроходным усилителем получен при больших интенсивностях входных импульсов ЗГ (см. [2]). В экспериментах же с четырёхпроходным усилителем мы не имели возможности варьировать амплитуду импульса ЗГ и входная интенсивность могла быть недостаточной для эффективного усиления качественного входного излучения.

4. Заключение

Проведены физические исследования по обоснованию и реализации особых схем МУПМ с целью повыше-

ния пиковой мощности лазерного импульса при сохранении его энергии. Успешно реализован двухпроходный вариант усилителя на парах меди (двукратное увеличение пиковой мощности).

Разработана и создана экспериментальная схема четырёхпроходного усилителя на парах меди. Выявлен характер усиления излучения в этой схеме. Важнейшую роль играет, во-первых, конкурентное развитие генерации из спонтанных затравок в «паразитном» резонаторе, образуемом поворотными зеркалами четырёхпроходного усилителя. Доля энергии, приходящаяся на такую генерацию, составляет более половины всей энергии импульса излучения. Во-вторых, с ростом числа проходов наблюдается существенное снижение усиления за проход, сменяющееся на последнем проходе небольшим поглощением (для зелёной линии). В-третьих, длительность выходных импульсов излучения значительно увеличивается, что, возможно, связано с недостаточной крутизной фронтов импульса ЗГ. На работу же двухпроходного усилителя эти факторы влияют не сильно.

С паразитной генерацией можно бороться, на наш взгляд, техническими приёмами, используя различие между ее расходимостью и расходимостью усиленного пучка ЗГ, а также различие в поляризациях. С целью снижения усиления спонтанных затравок можно варьировать амплитуду и форму импульса ЗГ, оптимизировать режимы возбуждения, параметры рабочей среды и геометрические размеры УК. На наш взгляд, реализация подобных мер позволит решить задачу повышения выходной мощности в четырёхпроходном усилителе на парах меди.

Полученные результаты подтверждают справедливость качественной физической модели [2], описывающей предложенный в [5] способ увеличения амплитуды импульса излучения МУПМ без существенного изменения удельной средней мощности.

Для уточнения перспективы обсуждаемого МУПМ необходимо дальнейшее проведение как экспериментальных, так и расчётных работ. Рассматриваемые МУПМ могут быть востребованы в тех технологических применениях, где требуется высокая пиковая мощность импульсов излучения, например в системах нелинейного преобразования частоты света, лазерного разделения изотопов, для накачки лазеров на красителях и др.

1. Карпухин В.Т., Конев Ю.Б., Маликов М.М. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **66**, 7, 934 (2002).
2. Карпухин В.Т., Маликов М.М. *Квантовая электроника*, **33** (5), 411 (2003).
3. Карпухин В.Т., Маликов М.М. *ЖТФ*, **75** (10), 69 (2005).
4. Карпухин В.Т., Леонов П.Г., Маликов М.М. *Тезисы докл. симп. «Лазеры на парах металлов»* (Ростов-на-Дону, 2006, с. 46).
5. Карпухин В.Т., Маликов М.М. Патент № 2197042 по заявке 2001104528 от 20.02.01. *БИПМ*, № 2 (2003).
6. Карпухин В.Т., Маликов М.М. Свид. РФ на полезную модель № 19612 по заявке № 2001110644 от 24.04.01. *БИПМ*, № 25 (2001).
7. Евтушенко Г.С., Кириллов А.Е., Кругляков В.Л., Полунин Ю.П., Солдатов А.Н., Филонова Н.А. *ЖПС*, **49** (5), 745 (1988).
8. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. *Лазеры на парах меди* (М.: Физматлит, 2005, с. 159).
9. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **24** (2), 115 (1997).
10. Бучанов В.В., Молодых Э.И., Юрченко Н.И. *Квантовая электроника*, **10** (8), 1553 (1983).
11. Борович Б.Л., Юрченко Н.И. *Квантовая электроника*, **12** (7), 1377 (1985).
12. Boichenko A.M., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **15** (11), 1528 (2005).