

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 621.375.826

Н.А. Юдин

Влияние предимпульсных параметров активной среды на характеристики генерации лазера на парах меди

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск

Поступила в редакцию 27.01.2004 г.

Рассмотрено влияние предимпульсных параметров активной среды на частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди (ЛПМ). Показано, что основным физическим фактором, определяющим частоту следования импульсов генерации, является процесс релаксации нижних лазерных уровней в межимпульсный период. Быстрая релаксация этих уровней обуславливает высокий энергетический потенциал лазера. Предимпульсная плотность электронов является, по сути, техническим фактором ограничения эффективности накачки активной среды. Влияние предимпульсной плотности электронов обусловлено многими причинами, которые в совокупности могут определять существенную зависимость энергетических характеристик ЛПМ от ее величины. Выяснение и устранение этих причин позволят улучшать характеристики генерации.

Введение

Одним из основных параметров, определяющих энергетические характеристики лазера на парах меди (ЛПМ), является частота следования f импульсов генерации. В настоящее время известны два основных фактора ее ограничения: Г.Г. Петраш и др. [1–3] основное ограничение связывают с релаксационными процессами нижних лазерных уровней в межимпульсный период.

В противоположность этому П.А. Бохан и др. [4–8] основную причину ограничения видят в высокой предимпульсной концентрации электронов n_{e0} , обусловленной конечной скоростью рекомбинационного процесса в плазме. Высокое значение n_{e0} препятствует быстрому разогреву электронов из-за наличия индуктивности в разрядном контуре лазера, что приводит к заселению нижних лазерных уровней на переднем фронте импульса возбуждения и к перераспределению скоростей заселения верхних и нижних лазерных уровней в пользу последних во время импульса возбуждения.

Какая из этих причин является определяющей, вызывает споры и многочисленные дискуссии среди специалистов, занимающихся исследованием ЛПМ. Влияние n_{e0} может быть обусловлено следующим. Электронная температура в активной среде ЛПМ, определяющая скорости заселения лазерных уровней, отслеживает изменение напряженности поля на активной составляющей R импеданса газоразрядной трубки (ГРТ) [9, 10].

Скорость нарастания напряженности поля на R определяется не только временем открывания коммутатора и напряжением на накопительном конденсаторе, но и параметрами разрядного контура лазера [11]. Это обуславливает зависимость скорости нарастания напряжения на R и, соответст-

венно, электронной температуры от величины n_{e0} . Однако прямые измерения кинетики рабочих уровней ЛПМ в режиме сдвоенных импульсов не подкрепляют утверждение, что скорость релаксации метастабильных уровней не оказывает влияния на параметры генерации, а характеристики генерации ограничены заселением этих уровней в импульсе возбуждения [2]. В условиях данной работы именно предимпульсное заселение метастабильного уровня в основном определяет характеристики генерации при малых задержках.

Несмотря на прямые измерения кинетики рабочих уровней, в последнее время появились работы [12, 13], в которых рассматривается механизм срыва инверсии в ЛПМ, обусловленный высокой предимпульсной плотностью электронов. Это происходит при некоторой критической плотности электронов n_{ecr} . Если предимпульсная плотность электронов превышает n_{ecr} , то температура электронов в течение импульса нагрева плазмы не достигает значений, необходимых для возникновения генерации. По сути, эти работы открывают заново дискуссию по данному вопросу [12–16].

Настоятельная необходимость получения однозначного ответа на этот вопрос продиктована в первую очередь необходимостью оценки энергетического потенциала ЛПМ и, соответственно, определяет перспективность и направление дальнейшего развития класса лазеров на самоограниченных переходах. Для однозначного ответа необходимо определить условия, при которых заселение нижних лазерных уровней на фронте импульса возбуждения является существенным фактором ограничения инверсии в ЛПМ или оно отсутствует, а существуют другие «каналы ограничения», обусловленные n_{e0} .

1. Возбуждение нижних лазерных уровней

Во время импульса возбуждения в активной среде ЛПМ формируется инверсная населенность

$$\Delta N = N_r - (g_r/g_m)N_m, \quad (1)$$

обусловленная разностью населенностей между верхним и нижним лазерными уровнями (здесь N_r и N_m – населенности резонансного и метастабильного состояний; g_r , g_m – соответственно статвеса этих состояний). Преобладающее заселение нижних лазерных уровней предимпульсными электронами на переднем фронте импульса возбуждения имеет место, пока электронная температура ниже 1,7 эВ и скорость заселения нижних лазерных уровней превышает скорость заселения верхних [17, 18]. Чтобы ответить на вопрос, является ли заселение нижних лазерных уровней на фронте импульса возбуждения существенным или определяющим фактором ограничения, необходимо выяснить условия, при которых заселение этих уровней изменяется на величину ΔN за время нарастания электронной температуры до значения 1,7 эВ. Сравнение этих условий с условиями накачки, типичными для ЛПМ, позволит судить о наличии данного ограничения.

Идея экспериментальной проверки заключалась в следующем. Как отмечалось, электронная температура, определяющая скорости заселения лазерных уровней, отслеживает изменение напряженности поля на R импеданса газоразрядной трубки. Преимущественное заселение нижних лазерных уровней в ЛПМ происходит, пока электронная температура не достигнет значения 1,7 эВ. В этот период времени ионизационным процессом в плазме можно пренебречь, а заселение нижних лазерных уровней осуществляется предимпульсными электронами. Очевидно, что энергия, вводимая в активную среду за это время, составляет лишь часть от общего энерговклада за импульс возбуждения. Причем за это время осуществляются как заселение нижних лазерных уровней, так и нагрев активной среды. Если перед каждым импульсом возбуждения формировать дополнительный импульс, осуществляющий заселение только нижних лазерных уровней до населенностей, приводящих к прекращению генерации в основном импульсе возбуждения, т.е. чтобы выполнялось условие

$$\Delta N \leq n_{e0} N_{Cu} \langle \sigma_m v \rangle \tau, \quad (2)$$

где N_{Cu} – плотность атомов меди в основном состоянии; $\langle \sigma_m v \rangle$ – константа скорости заселения нижних лазерных уровней; τ – длительность дополнительного импульса, то по отношению энерговклада дополнительного импульса (E_d) к энергии, вводимой за импульс возбуждения (E_n), можно судить о том, является ли существенным фактором ограничения заселение нижних лазерных уровней на фронте импульса возбуждения. В случае если

отношение $E_d/E_n \geq 1$ – рассматриваемое ограничение отсутствует. Если $E_d/E_n < 1$, то в этом случае данное ограничение можно рассматривать как реально возможное.

Экспериментальная проверка проводилась в ЛПМ с ГРТ УЛ-102, разрядный канал которой имеет внутренний диаметр 2 см и длину 40 см. Буферный газ – неон. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1.

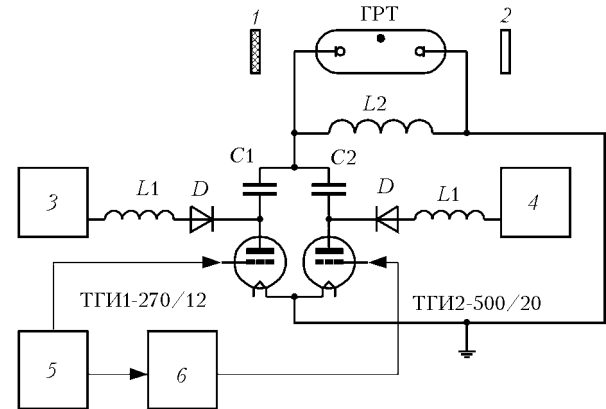


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1, 2 – зеркало резонатора; 3 – выпрямитель дополнительного источника питания; 4 – выпрямитель источника возбуждения; 5 – задающий генератор; 6 – регулируемая линия задержки; C1, C2 – накопительные конденсаторы; L1 и D – зарядный дроссель и диод соответственно; L2 – шунтирующая индуктивность

В качестве коммутаторов, формирующих возбуждающий и дополнительный импульсы, использовались тиратроны ТГИ2-500/20 и ТГИ1-270/12. Исследования проводились при следующих параметрах: величина накопительных конденсаторов $C1 = C2 = 2,2$ нФ; $f = 10$ кГц; напряжение на выпрямителе и средний потребляемый ток – 4,9 кВ и 340 мА соответственно; напряжение на выпрямителе и средний потребляемый ток дополнительного источника – 1 кВ и 40 мА. Максимальная средняя мощность генерации лазера с плоскопараллельным резонатором в установившемся тепловом режиме и задержке между импульсами больше 10 мкс составляла ~ 5 Вт.

2. Экспериментальные результаты

Были проведены две серии экспериментов. Первая серия демонстрирует зависимость энергетических характеристик лазера от релаксации нижних лазерных уровней в межимпульсный период, вторая – влияние предимпульсной концентрации электронов.

Проведенные исследования показали, что уменьшение средней мощности генерации от 5 Вт до 0 происходит при сближении дополнительного и возбуждающего импульсов, как показано на рис. 2.

Более резкий спад средней мощности генерации наблюдается на линии генерации с $\lambda = 510,6$ нм.

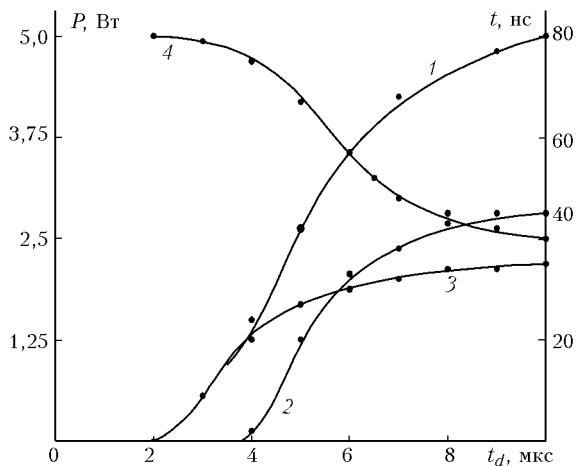


Рис. 2. Изменение суммарной средней мощности (1), средней мощности генерации на $\lambda = 510,6$ нм (2) и $\lambda = 578,2$ нм (3), а также времени задержки генерации от начала импульса возбуждения (4) в зависимости от времени задержки t_d между импульсами

Происходит изменение радиального распределения плотности излучения лазера. С уменьшением задержки между импульсами наблюдается вначале переход к кольцевой структуре генерации с $\lambda = 510,6$ нм, затем генерация на этой линии исчезает и при дальнейшем сближении импульсов подобная картина наблюдается на линии с $\lambda = 578,2$ нм. Генерация полностью исчезает на обеих линиях при задержке между импульсами ~ 2 мкс. Данный эксперимент отражает особенность ограничения f генерации, обусловленную процессом релаксации нижних лазерных уровней в ЛПМ. В случае если бы это являлось единственной причиной ограничения генерации, то ограничения должны были бы проявляться с $f \sim 100$ кГц, а предельная f достигала бы значений ~ 500 кГц. Реально ограничения энергетических характеристик в ГРТ УЛ-102 наблюдаются при f возбуждения намного меньше 100 кГц.

Отношение энергокладов в ГРТ указывает, что выполняется условие $E_d/E_n < 1$ и заселение нижних лазерных уровней на фронте импульса возбуждения можно рассматривать как реально возможное ограничение. Тем более что заселение нижних лазерных уровней в дополнительном импульсе может существенно превышать величину ΔN , поскольку оно согласно (2) пропорционально длительности дополнительного импульса. Срыв инверсии в активной среде происходит при выравнивании населенностей лазерных уровней

$$\Delta N = n_{e0} N_{Cu} (\sigma_m \nu) \tau. \quad (3)$$

Для выполнения этого условия производилось частичное наложение дополнительного и возбуждающего импульсов (как показано на рис. 3) до момента появления генерации в импульсе возбуждения. Генерация появлялась вновь в импульсе возбуждения при задержке от начала дополнительного импульса до начала импульса возбуждения ~ 120 нс, что составляло примерно треть длительности дополнительного импульса.

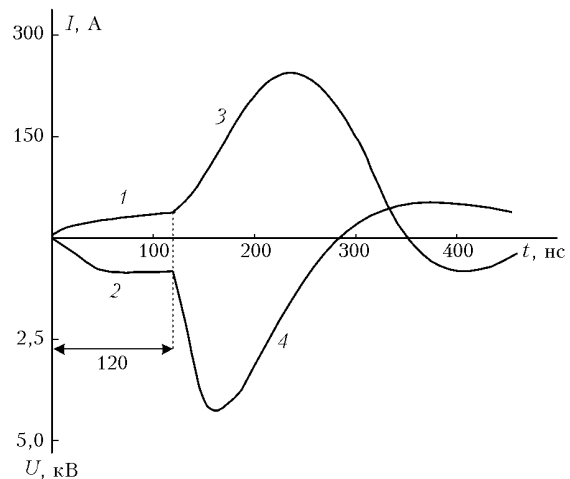


Рис. 3. Импульсы тока (1) и напряжения (2) дополнительного импульса и соответственно (3) и (4) импульса возбуждения при задержке между импульсами 120 нс

Ввиду того что потребляемая мощность от дополнительного выпрямителя составляла ~ 40 Вт, с учетом потерь в коммутаторе, оказывается достаточно $\sim 10-30$ Вт энергоклада в активную среду, чтобы осуществить срыв инверсии в лазере. Зная ΔN , N_{Cu} , n_{e0} и $\tau = 120$ нс, можно оценить из (2) константу скорости заселения метастабильных уровней в дополнительном импульсе. Поскольку в рамках данной работы не проводилось непосредственное измерение ΔN , N_{Cu} , n_{e0} , можно лишь провести грубую оценку $\langle \sigma_m \nu \rangle$, используя типичные для ЛПМ значения $\Delta N \sim (2-2,4) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_{Cu} \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $n_{e0} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, для которых получаем значение $\langle \sigma_m \nu \rangle \sim (0,8-1,0) \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$.

Полученные результаты позволяют предполагать, что заселение нижних лазерных уровней на фронте импульса возбуждения является существенным фактором ограничения.

3. Обсуждение результатов

Согласно [11] время нарастания напряжения на R импеданса ГРТ определяется постоянной времени L/R (где L — индуктивность ГРТ) для схем с частичным разрядом накопительной емкости и частотой свободных колебаний в разрядном контуре лазера для схем с полным разрядом накопительной емкости. Следовательно, время нарастания напряжения на R в начальный момент, пока электронная температура не достигнет значения 1,7 эВ, должно увеличиваться пропорционально изменению n_{e0} , а заселение нижних лазерных уровней должно изменяться соответственно пропорционально n_{e0}^2 . На это указывают и полученные экспериментальные результаты. Однако прямые измерения кинетики рабочих уровней ЛПМ не подтверждают наличие такой зависимости [2].

Наблюдаемое противоречие между полученными экспериментальными результатами и прямыми

измерениями кинетики рабочих уровней ЛПМ можно объяснить только тем, что в реальном лазере имеются дополнительные условия (которые не учтены в [11]), приводящие к обострению фронта нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ. Действительно, ГРТ рассматривается в [11] как нагрузка, состоящая из последовательно включенных элементов L и R . В качестве такой нагрузки можно рассматривать непосредственно только газоразрядный канал ГРТ, за пределами которого в холодных буферных зонах расположены цилиндрические электроды. Кроме того, ГРТ имеет собственную емкость $C_s \sim 0,1-0,2$ нФ [19].

Поскольку в данной работе рассматривается начальная стадия развития разряда, необходимо учитывать изменение во времени сопротивления прикатодной области и холодных концевых зон, где нет меди. Как показывает анализ этих процессов [20], именно начальная стадия развития импульсного разряда, применяемого для возбуждения ЛПМ, играет важную роль в процессах возбуждения уровней и создания нестационарной инверсии. К сожалению, процессы на электродах и в холодных приэлектродных областях ЛПМ почти не изучались. Поэтому в рамках данного анализа отметим лишь экспериментально наблюдаемое в типичных условиях работы ЛПМ запаздывание импульса тока по отношению к импульсу напряжения.

Наличие задержки обуславливает возможность заряда собственной емкости ГРТ или часто используемой с этой целью обостряющей емкости до напряжения, сравнимого (как показывает компьютерное моделирование этого процесса) с напряжением на накопительном конденсаторе. Если дальнейший процесс на электродах и приэлектродных зонах развивается лавинообразно, то по аналогии [11] его можно рассматривать как единичный отклик. Скорость нарастания напряжения на разрядном промежутке ГРТ будет определяться частотой свободных колебаний в контуре, состоящем из элементов L , R , C_s , что определяет существенное обострение фронта напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ.

По-видимому, именно конструктивными различиями газоразрядных трубок можно объяснить различие в выводах о механизме ограничения f [2, 4]. В то же время заселение нижних лазерных уровней на фронте импульса возбуждения предимпульсными электронами имеет под собой основу, его можно назвать «каналом ограничения». Этот канал ограничения может быть определяющим, когда переходный процесс на электродах и приэлектродных зонах медленно развивается, что наглядно демонстрируют экспериментальные результаты. Однако устранение данного канала ограничения не означает исключение влияния предимпульсной концентрации электронов. Не вдаваясь в детальный анализ, отметим лишь хорошо известный факт, что с уменьшением сопротивления возрастает добротность колебательного контура.

В рассматриваемом случае с ростом n_{e0} будет уменьшаться абсолютное значение электронной температуры, что приводит к перераспределению скоростей заселения верхних и нижних лазерных уровней в пользу последних. Следовательно, должна существовать $n_{e,cr}$, при которой температура электронов в течение импульса нагрева плазмы не достигает значений, необходимых для возникновения генерации [12, 13]. Собственно, эти доводы приводят нас на исходные позиции.

4. Определяющая роль предимпульсной населенности нижних лазерных уровней. Предельная частота следования импульсов генерации

Для ответа на основной вопрос обратимся к работам [12, 13], в которых рассматривалась природа ограничений на примере простой кинетической модели, непосредственно опирающейся на экспериментальные зависимости временного поведения плотности тока. Это позволило получить простую оценку критической плотности электронов.

В качестве необходимого условия создания инверсии использовалось известное ограничение температуры электронов снизу. Кинетическая модель ионизации смеси паров импульсом возбуждения включала в себя в том числе уравнения для плотности ионов меди и неона N_{iCu} , N_{iNe} :

$$\frac{dN_{iCu}}{dt} = k_{iCu}n_e(N_{Cu} - N_{iCu}), \quad (4)$$

$$\frac{dN_{iNe}}{dt} = k_{iNe}n_e(N_{Ne} - N_{iNe}), \quad (5)$$

где $n_e = N_{iCu} + N_{iNe}$ — плотность электронов; k_{iCu} , k_{iNe} ($\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$) — константы скорости ионизации атомов меди и неона; N_{Cu} , N_{Ne} — плотности тяжелых частиц (меди и неона). При этом скорости ионизации меди и неона считались равными скорости возбуждения резонансных состояний, что справедливо в режиме квазистационарной ионизации, когда каждый акт возбуждения сопровождается актом ионизации возбужденного состояния [12]. Такая форма описания процессов в активной среде наиболее наглядна для определения условий, ограничивающих энергетические характеристики, но не причин.

Уравнения (4), (5) записаны для процесса прямой ионизации атомов меди и неона. Скорость прямой ионизации, по крайней мере атомов меди, почти на два порядка меньше скорости девозбуждения резонансных уровней в состоянии ионизации. Поэтому режим квазистационарной ионизации определяется процессами ступенчатой ионизации, когда каждый акт возбуждения сопровождается актом девозбуждения в состоянии ионизации, в основном с резонансных уровней меди [21]. Следовательно, уравнение (4) должно быть записано в виде

$$\frac{dN_{iCu}}{dt} = k_{iCu}n_e(N_{Cu} - N_{iCu}) + k_{riCu}n_eN_{rCu}, \quad (6)$$

$$\frac{dN_{rCu}}{dt} = k_r n_e(N_{Cu} - N_{iCu}) - k_{riCu}n_eN_{rCu}, \quad (7)$$

где k_{iCu} , k_{riCu} , k_r — константы скорости прямой (из основного), ступенчатой (с резонансного состояний) ионизации атомов меди и возбуждения резонансных уровней соответственно; N_{rCu} — плотность населенности резонансных состояний атома меди.

На справедливость описания физического процесса в активной среде уравнениями (6), (7) указывают экспериментальные результаты, приведенные на рис. 2. В случае, когда не меняются условия накачки активной среды в течение импульса возбуждения, не меняются и скорости процессов возбуждения и ионизации. Изменение задержки между импульсом возбуждения и дополнительным импульсом приводит к изменению предимпульсной населенности нижних лазерных уровней и изменению пороговых условий для возникновения генерации. Это обуславливает наблюдаемую задержку появления генерации и изменение энергии генерации, поскольку населенности резонансных состояний ограничены сверху ступенчатыми процессами девозбуждения в состоянии ионизации.

Подобный характер изменения задержки и энергии импульса генерации наблюдается в случае, показанном рис. 4, если оставить неизменной задержку между импульсами ~ 120 нс, а изменять напряжение на выпрямителе дополнительного источника возбуждения или продолжать сближать импульсы до полного наложения. В этом случае изменение предимпульсной населенности нижних лазерных уровней осуществляется за счет изменения $\langle \sigma_{m0} \rangle$ или τ .

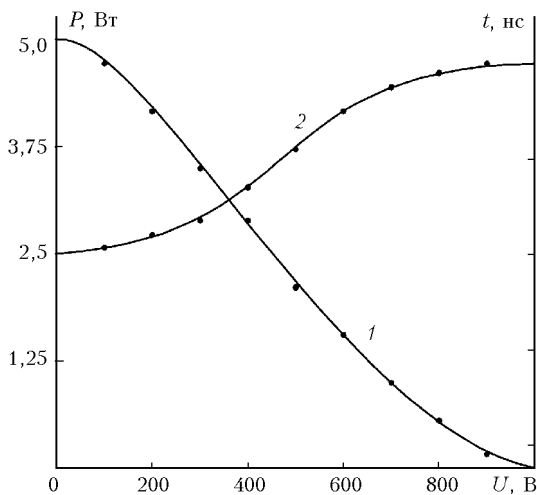


Рис. 4. Изменение средней мощности генерации (1) и задержки начала импульса генерации (2) от напряжения на выпрямителе дополнительного источника питания

Вышеприведенные реально существующие процессы (6), (7) в активной среде определяют наличие определенного времени до квазистационарной ионизации, за которое электроны

можно разогреть до температуры выше 1,7 эВ и реализовать генерацию в ЛПМ. Если в систему уравнений, приведенных в [12, 13], ввести уравнения (6), (7) и оценить основные причины ограничения, то мы получим примерно тот же результат — наличие критической плотности электронов $n_{e cr} \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, но несколько иной вывод, а именно: при этих значениях эффективность ЛПМ становится практически нулевой.

Действительно, если не учитывать тепловой режим работы ЛПМ, проводя исследования методом сдвоенных импульсов, то во втором импульсе мы можем изменить условия накачки, например увеличив напряжение на накопительном конденсаторе, и реализовать генерацию для $n_{e0} \sim n_{e cr}$ и $N_m \sim 0$. Однако из-за ограничения населенности верхних лазерных уровней в импульсе возбуждения процессом их девозбуждения в состоянии ионизации мы не сможем реализовать генерацию ни при каких условиях накачки, если изначально высока населенность нижних лазерных уровней. То есть по аналогии должна существовать критическая предимпульсная населенность нижних лазерных уровней $N_{m cr}$, при которой генерация в ЛПМ невозможна. Именно это определяет, что предимпульсная населенность нижних лазерных уровней является основной фундаментальной причиной ограничения f генерации в ЛПМ.

Перераспределение скоростей заселения верхних и нижних лазерных уровней в пользу последних с ростом n_{e0} является еще одним «каналом ограничения» эффективности ЛПМ, но он также не может являться основным определяющим фактором ограничения f генерации, поскольку всегда можно сформировать условия накачки, при которых степень ионизации активной среды непосредственно в импульсе возбуждения меньше $n_{e cr}$. Это обуславливает тот факт, что с ростом f падает эффективность лазера, но предельная частота следования импульсов генерации достигает сотен кГц [22] и определяется процессом релаксации нижних лазерных уровней. В этом случае выйдут несколько неожиданным существенное различие (почти на порядок) в оценке предельной f генерации между результатами, приведенными выше и в [2].

Измерение кинетики рабочих уровней ЛПМ в [2] проводились в режиме сдвоенных импульсов. Генерация в лазере исчезала при задержке между импульсами 15 мкс, когда предимпульсная населенность метастабильного уровня N_{m0} достигала $\sim 4,0 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Причины высокой N_{m0} в работе не анализируются, так как предполагается, что она определяется релаксацией метастабильных уровней в межимпульсный период. При этом отмечается, что эксперименты проводились с обычной схемой возбуждения. Хорошо известно, что в таких схемах (независимо от используемого коммутатора — лампы или тиратрона) через активную среду протекают межимпульсные токи, обусловленные зарядом накопительного конденсатора [23]. Кроме того, непосредственно после импульса возбуждения существует дополнительный вклад энергии, запасенной

в шунтирующей индуктивности [19]. Суммарный вклад энергии в активную среду после импульса возбуждения может ограничивать релаксацию нижних лазерных уровней и обеспечивать высокое значение N_{m0} .

Компьютерное моделирование этого процесса показало, что данный энерговклад поддерживает на плазме напряжение $\sim 50\text{--}70$ В в течение $10\text{--}12$ мкс после импульса возбуждения, а его длительность определяется временем заряда накопительного конденсатора. Хотя длительность энерговклада в активную среду соответствует времени задержки между импульсами, далеко не очевидно, что дополнительный энерговклад будет существенно влиять на процесс релаксации нижних лазерных уровней при такой напряженности поля. С целью проверки данного предположения на активную среду ЛПМ, работающего в импульсно-периодическом режиме, накладывалось постоянное напряжение (рис. 5).

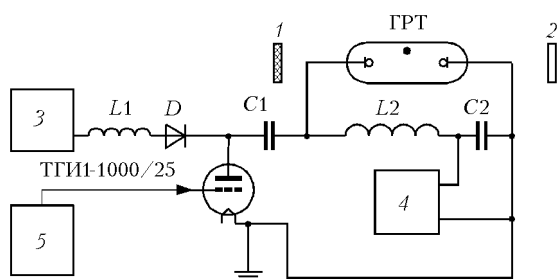


Рис. 5. Схема экспериментальной установки: 1, 2 – зеркало резонатора; 3 – выпрямитель источника возбуждения; 4 – дополнительный источник питания; 5 – задающий генератор; $C1$ – накопительный конденсатор; $C2$ – емкость фильтра дополнительного источника питания 4; $L1$ и D – зарядный дроссель и диод соответственно; $L2$ – шунтирующая индуктивность

Исследования проводились с ГРТ ГЛ201 (разрядный канал диаметром 20 мм и длиной 80 см). В качестве коммутатора использовался тиратрон ТГИ1-1000/25. Дополнительная емкость $C2 = 10^4$ мкФ являлась емкостью фильтра дополнительного выпрямителя, от которого напряжение накладывалось на ГРТ.

Изменение напряжения на дополнительном выпрямителе от 0 до 60 В приводило к изменению амплитуды импульса генерации от максимального значения до нуля при следующих параметрах накачки: $C1 = 2200$ пФ; $f = 12$ кГц; напряжение на высоковольтном выпрямителе $\sim 5,6$ кВ; потребляемый ток от высоковольтного выпрямителя ~ 450 мА. Характер изменения средней мощности генерации от величины напряжения на дополнительном выпрямителе соответствует изменению средней мощности, приведенной на рис. 4. С увеличением напряжения до 60 В более резкое изменение генерации наблюдается на линии $\lambda_1 = 510,6$ нм, чем на $\lambda_2 = 578,2$ нм. При этом изменяется также и радиальный профиль генерации.

Экспериментально наблюдаемый результат наглядно демонстрирует влияние энерговклада в активную среду после импульса возбуждения на релаксационный процесс нижних лазерных уровней. Объективно этот процесс определяется электронной компонентой плазмы, и, соответственно, его можно рассматривать как дополнительный канал ограничения эффективности ЛПМ. Устранить его влияние можно, устранив дополнительный энерговклад в активную среду после импульса возбуждения, например используя схему накачки, предложенную в [23]. Оценка предельной f генерации в настоящей работе осуществлялась в лазере, работающем в импульсно-периодическом режиме со скважностью импульсов 100 мкс. При этом время заряда накопительной емкости было $70\text{--}75$ мкс. В этом случае непосредственно перед импульсом возбуждения в течение $25\text{--}30$ мкс отсутствовал какой-либо энерговклад в активную среду и, следовательно, полученные результаты демонстрируют влияние релаксации нижних лазерных уровней в «чистом виде».

Заключение

Приведенные экспериментальные результаты и их анализ позволяют утверждать, что основной фундаментальной причиной, ограничивающей предельную частоту следования импульсов генерации ЛПМ, является предимпульсная населенность нижних лазерных уровней. Это позволяет разорвать «порочный круг» многолетней дискуссии по данному вопросу. Утверждение, что предимпульсная плотность электронов является определяющим фактором ограничения эффективности ЛПМ, указывает на необходимость дальнейшего исследования этого вопроса, поскольку ее проявление обусловлено многими причинами, которые в совокупности определяют существенную зависимость энергетических характеристик ЛПМ от величины n_{e0} . Выявление этих причин («каналов ограничения») позволяет выбирать соответствующие условия, устраняющие их негативное влияние.

Можно считать, что устранение каждого «канала ограничения» является шагом к достижению предельных энергетических характеристик ЛПМ, которые определяются процессом релаксации нижних лазерных уровней в межимпульсный период. Выяснение причин, обуславливающих возникновение «каналов ограничения», позволяет целенаправленно осуществлять модернизацию лазерной техники. Так, канал ограничения, обуславливающий заселение нижних лазерных уровней на фронте импульса возбуждения, определяет необходимость модернизации лазерных трубок, а перераспределение скоростей и заселение лазерных уровней в пользу метастабильных определяют необходимость дальнейшей оптимизации условий возбуждения. Ограничение скорости релаксации нижних лазерных уровней в межимпульсный период определяет необходимость модернизации схем возбуждения. К вышесказанному можно добавить еще

один известный канал ограничения, обусловленный тем, что с ростом предимпульсной концентрации электронов возрастают скорость нарастания и амплитуда тока в разрядном контуре лазера. Если эти параметры превышают предельно допустимые значения для коммутатора, то сам коммутатор становится фактором ограничения [24]. Наличие такого канала ограничения определяет необходимость разрабатывать коммутаторы со скоростью нарастания тока > 10 кА/мкс.

1. *Исаев А.А., Казаков В.В., Лесной М.А., Маркова С.В., Петраш Г.Г.* Распад метастабильных состояний и его влияние на характеристики генерации лазера на парах меди // Квант. электрон. 1986. Т. 13. № 11. С. 2302–2309.
2. *Исаев А.А., Михельсон В.Т., Петраш Г.Г., Петт В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б.* Кинетика возбуждения рабочих уровней лазера на парах меди в режиме сдвоенных импульсов // Квант. электрон. 1988. Т. 15. № 12. С. 2510–2513.
3. *Petrash G.G.* Kinetic processes determining attainable pulsed repetition rate in pulsed metal vapour lasers // Proc. SPIE. 1998. V. 3403. P. 110–119.
4. *Бохан П.А., Герасимов В.А., Соломонов В.И., Щеглов В.Б.* О механизме генерации лазера на парах меди // Квант. электрон. 1978. Т. 5. № 10. С. 2162–2173.
5. *Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И.* О механизме ограничения частоты следования импульсов генерации в лазере на парах меди // Квант. электрон. 1980. Т. 7. № 7. С. 1264–1269.
6. *Бохан П.А.* О механизме ограничения оптимальной частоты следования импульсов генерации в лазерах на самоограниченных переходах паров металлов // Квант. электрон. 1985. Т. 12. № 5. С. 945–952.
7. *Бохан П.А.* Процессы релаксации и влияние метастабильных состояний атомов и ионов металлов на механизм генерации и энергетические характеристики лазеров // Квант. электрон. 1986. Т. 13. № 9. С. 1837–1847.
8. *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.
9. *Елаев В.Ф., Солдатов А.Н., Суханова Г.Б.* Определение температуры электронов в лазере на парах меди // Теплофиз. высок. температур. 1980. Т. 18. № 5. С. 1090–1092.
10. *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.
11. *Юдин Н.А.* Влияние параметров разрядного контура на частотно-энергетические характеристики генерации лазера на самоограниченных переходах атома меди // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 7. С. 583–586.
12. *Яковленко С.И.* Критическая плотность электронов при ограничении частоты следования импульсов в лазере на парах меди // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 6. С. 501–505.
13. *Бойченко А.М., Яковленко С.И.* Критическая плотность электронов при ограничении частоты следования импульсов в лазере на парах меди // Квант. электрон. 2002. Т. 32. № 2. С. 172–178.
14. *Петраш Г.Г.* Об ограничении частоты повторения импульсов в лазере на парах меди, связанном с предимпульсной плотностью электронов // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 5. С. 407–411.
15. *Петраш Г.Г.* Влияние предимпульсной плотности электронов и населенности нижнего лазерного уровня на достижимую частоту повторения импульсов в лазере на парах меди // Квант. электрон. 2002. Т. 32. № 2. С. 179–182.
16. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Влияние согласования генератора накачки с лазерной трубкой и условий накачки на релаксацию метастабильных состояний и частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди // Квант. электрон. 2002. Т. 32. № 7. С. 602–608.
17. *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.
18. *Carman R.J., Brown Daniel J.W., Piper J.A.* A self-consistent model for the discharge kinetics in a high-repetition-rate copper-vapor laser // IEEE J. Quantum Electron. 1994. V. 30. № 8. P. 1876–1895.
19. *Елаев В.Ф., Солдатов А.Н., Юдин Н.А.* Исследование поведения проводимости плазмы лазера на парах меди // Оптика атмосф. и океана. 1996. Т. 9. № 2. С. 169–173.
20. *Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г.* Развитие разряда в импульсных лазерах на парах металлов // Квант. электрон. 1999. Т. 27. № 2. С. 183–187.
21. *Юдин Н.А., Клишкин В.М., Прокопьев В.Е.* Оптогальванический эффект в лазере на самоограниченных переходах атома меди // Квант. электрон. 1999. Т. 28. № 3. С. 273–276.
22. *Солдатов А.Н., Федоров В.Ф.* Лазер на парах меди с частотой следования импульсов 230 кГц // Изв. вузов. Физ. 1983. Т. 26. № 1. С. 80–84.
23. *Климовский И.И., Селезнева Л.А.* О некоторых особенностях работы схемы с резонансной перезарядкой накопительной емкости, используемой для возбуждения лазеров на самоограниченных переходах // Теплофиз. высок. температур. 1979. Т. 17. № 1. С. 27–30.
24. *Юдин Н.А.* Влияние параметров коммутатора на эксплуатационные характеристики лазера на парах меди // Квант. электрон. 2002. Т. 32. № 9. С. 815–819.

N.A. Yudin. Effect of prepulse parameters of active medium on performance of a copper vapor laser.

The effect of the prepulse parameters of the active medium on the frequency and energy characteristics of a copper vapor laser (CVL) is considered. The process of relaxation of the lower lasing levels in the period between pulses is shown to be the main physical factor determining the pulse repetition frequency of the laser. Fast relaxation of the lower levels determines the high energy potential of CVL. The prepulse electron density is, in essence, a technical factor limiting the efficiency of pumping of the active medium. The effect of the prepulse electron density is caused by many reasons. In combination, they can determine the significant dependence of the CVL energy characteristics on the prepulse electron density. Revealing and excluding these reasons will enhance the CVL performance.