

Н.А. Юдин

## Оптимальные режимы работы лазера на парах меди в условиях эффективной накачки

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск

Поступила в редакцию 7.10.2001 г.

Проведен анализ экспериментально наблюдаемых зависимостей энергетических характеристик ЛПМ от условий возбуждения, обуславливающих достоверность критерия эффективной накачки. Показано, что энергетические характеристики ЛПМ соответствуют критерию эффективной накачки в случае, когда в период формирования инверсной населенности преобладающим является процесс прямой ионизации атомов меди. Основной причиной ограничения частотно-энергетических характеристик лазера является зависимость скорости нарастания напряжения на активной составляющей импеданса газоразрядной трубки от концентрации электронов в активной среде. На основе проведенного анализа сделан вывод, что условия эффективной накачки активной среды ЛПМ могут быть реализованы в двух режимах.

### Введение

Современный уровень понимания физики лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, а также состояние экспериментального и теоретического исследования наиболее подробно изложены в [1]. В то же время, несмотря на большое число работ по исследованию этого класса лазеров, ряд экспериментально наблюдаемых зависимостей не получил надлежащего объяснения даже на качественном уровне. Это относится, во-первых, к экспериментально наблюдаемым зависимостям энергетических характеристик лазеров от условий возбуждения, обуславливающих достоверность критерия эффективной накачки активной среды. Более подробно, чтобы не повторяться, наблюдаемые зависимости будут приведены ниже. Подобное положение определяет неоднозначность или неопределенность в оценке перспектив дальнейшего развития этого класса лазеров. В данной статье попытаемся объяснить на качественном уровне наблюдаемые зависимости и оценить возможные пути улучшения энергетических характеристик лазера на парах меди (ЛПМ).

### 1. Критерий эффективной накачки активной среды

Этот критерий, согласно которому для эффективной накачки активной среды ЛПМ необходимо формировать импульс возбуждения с крутым фронтом возбуждения длительностью, соизмеримой со временем существования инверсной населенности, был сформулирован Г.Г. Петрашом в 1971 г. [2]. Полагалось, что фронт нарастания напряжения в ЛПМ определяется коммутатором. Следовательно, для конкретного коммутатора, например тиратрона, улучшение энергетических характеристик лазера можно получить только за счет увеличения скорости нарастания тока в разрядном контуре лазера. Действительно, с увеличением напряжения на накопительной емкости и уменьшением величины последней в схемах с полным разрядом накопительной емкости наблюдается увеличение скорости нарастания тока в разрядном контуре лазера и энергии импульса генерации, что подтверждает справедливость сформулированного критерия. Увеличение частоты следования импульсов (ЧСИ) возбуждения приводит также к увеличению скорости нарастания тока в разрядном контуре, но к уменьшению энергии импульса генерации, а увеличение накопительной емкости обуславливает спад скорости нарастания тока до начала импульса генерации, но увеличение энергии импульса генерации (см., например, [1]).

Вышеприведенные зависимости вносят неоднозначность в оценку справедливости сформулированного критерия. Частично положительный ответ в пользу справедливости данного критерия дается в [3], где показано, что фронт нарастания напряжения на активной составляющей импеданса газоразрядной трубки (ГРТ) определяется не только коммутатором, но и параметрами разрядного контура. Действительное время нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ определяется, как следует из [3], соотношением

$$\tau = \sqrt{\tau_{\text{ком}}^2 + \tau_{\text{кон}}^2}, \quad (1)$$

где  $\tau_{\text{ком}}$  – время открывания коммутатора;  $\tau_{\text{кон}}$  – время нарастания напряжения, определяемое параметрами контура. С увеличением ЧСИ возбуждения возрастает концентрация электронов ( $n_e$ ) в активной среде, что приводит к увеличению  $\tau_{\text{кон}}$ , фронт нарастания напряжения затягивается, и наблюдается уменьшение энергии импульса генерации.

С увеличением накопительной емкости, согласно [3, 4], процесс разряда накопительной емкости в разрядном контуре лазера переходит из колебательного в апериодический. Это приводит к увеличению амплитуды и скорости нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ и росту энергии в импульсе генерации. С уменьшением накопительной емкости и соответствующим увеличением напряжения для поддержания теплового режима ГРТ, когда разрядный процесс в контуре имеет колебательный характер, возрастают частота свободных колебаний в контуре и соответственно скорость нарастания напряжения и энергия импульса генерации.

Из [3] и вышесказанного следует, что энергетические характеристики ЛПМ находятся в прямой зависимости от амплитуды и скорости нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ. Это согласуется с выводом [1], что электронная температура, которая определяет скорости заселения верхних и нижних лазерных уровней в ЛПМ, отслеживает изменение напряженности поля на активной среде. Однако непонятно, почему не наблюдается прямой зависимости скорости нарастания тока и напряжения в ЛПМ?

Наиболее наглядно такое несоответствие проявляется при увеличении накопительной емкости в разрядном контуре ЛПМ [4]. ЛПМ, работающий в импульсно-периодическом режиме с ЧСИ возбуждения  $\sim 10$  кГц, имеет высокую предимпульсную  $n_e \sim 10^{13}$  см $^{-3}$ . В этих условиях отсутствует предпробойная стадия развития разряда, а ток через активную среду лазера определяется процессами ионизации.

Экспериментально наблюдаются две характерные стадии развития разряда в ЛПМ. Первая характеризуется медленной скоростью нарастания тока в разрядном контуре лазера, а вторая – более высокой. С увеличением накопительной емкости наблюдается увеличение времени развития первой стадии разряда, увеличивается длительность импульса возбуждения, генерация начинается в переходный момент разряда из первой во вторую стадию. Переход из первой стадии во вторую, согласно [4], соответствует переходу разрядного процесса из апериодического в колебательный. На рис. 1 приведены импульсы тока, напряжения и генерации ЛПМ для накопительной емкости 1,6 и 16,5 нФ соответственно.

Измерения проводились при ЧСИ возбуждения 10 кГц, одинаковых значениях напряжения на накопительной емкости и температуры стенки разрядного канала ГРТ. На рис. 2 показано изменение проводимости плазмы ЛПМ, соответствующее осциллограммам на рис. 1. Максимальная разница в скорости изменения проводимости до начала импульса генерации в импульсе возбуждения с накопительной емкостью 1,6 нФ составляла почти два порядка по сравнению с накопительной емкостью 16,5 нФ.

Известно, что ионизационный процесс в активной среде может быть обусловлен процессами прямой или ступенчатой ионизации, скорости которых могут различаться на два порядка. Можно предположить, что

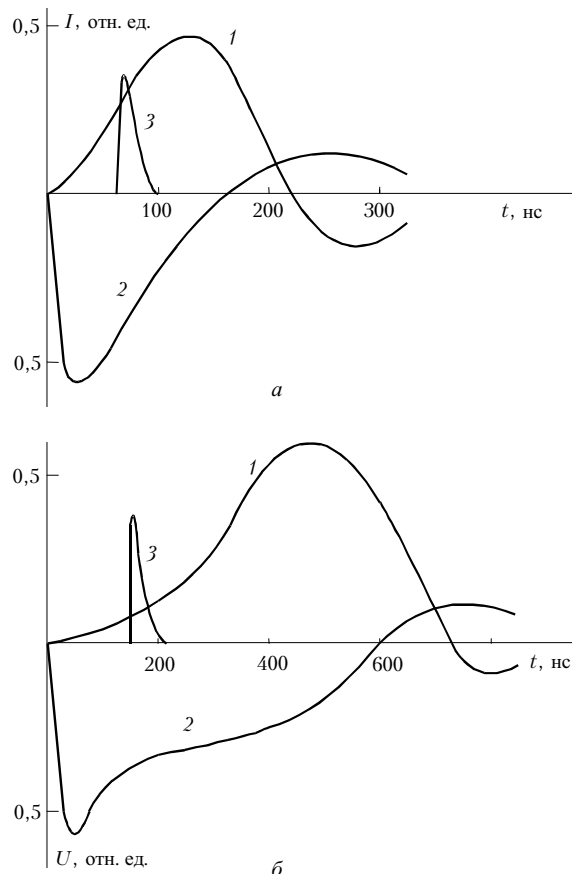


Рис. 1. Импульсы тока (1), напряжения (2) и генерации (3) с накопительной емкостью в разрядном контуре лазера: а – 1,6; б – 16,5 нФ

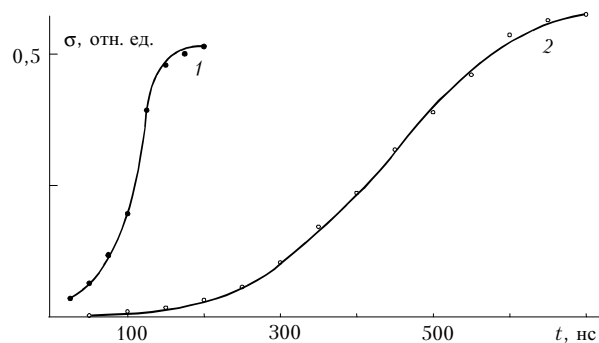


Рис. 2. Изменение проводимости плазмы за время действия импульса возбуждения при накопительной емкости в разрядном контуре: 1 – 1,6; 2 – 16,5 нФ

первая стадия развития разряда осуществляется, когда преимущественным процессом является прямая ионизация. Вторая стадия протекает, когда преимущественным процессом является ступенчатая ионизация, согласно [5], в основном с резонансных уровней атома меди с характерной скоростью  $\sim 10^{-7}$ – $10^{-6}$  см $^3$ /с. Из вышесказанного следует, что энергетические характеристики ЛПМ увеличиваются в случае, когда фронт нарастания тока определяется увеличением скорости прямой ионизации атомов меди. В противном случае, когда преобладающим процессом является ступенчатая ионизация, наблюдается спад энергетических

характеристик ЛПМ. Это подтверждает не только вышеперечисленная зависимость энергетических характеристик ЛПМ от условий возбуждения, но и соответствующее изменение в свечении ионных линий меди. Как известно, возбуждение иона может происходить прямым путем, т.е. в результате соударения электрона с атомом в основном состоянии; при этом атом одновременно ионизуется и возбуждается. Кроме того, возбуждение иона может происходить ступенчатым способом: сперва образуется ион в основном состоянии, а затем он возбуждается. При наличии и прямого, и ступенчатого процесса интенсивность ионной линии выразится соотношением

$$I \approx N_0 n_e q_1 \Phi_1(\tau_{e1}) + N_i n_e q_2 \Phi_2(\tau_{e2}), \quad (2)$$

где  $N_0$ ,  $N_i$  – концентрации атомов и ионов в основном состоянии;  $q_1$ ,  $q_2$  – эффективные сечения в максимуме для соударений, ведущих к прямому возбуждению иона и к возбуждению иона, находящегося в основном состоянии;  $\Phi_1(\tau_{e1})$ ,  $\Phi_2(\tau_{e2})$  – функции возбуждения. В зависимости от соотношения между  $q_1$  и  $q_2$  и от условий разряда роль первого и второго членов в формуле (2) будет различной. В разряде низкого давления, когда электронная температура  $T_e$  высока, основную роль должны играть прямые возбуждения, и по формуле (2) зависимость  $I$  от  $n_e$  будет близка к линейной. При более высоких давлениях, когда  $T_e$  ниже, существенное значение приобретает второй член в формуле (2); тогда зависимость  $I$  от  $n_e$  принимает параболический характер. Возбуждение ионных линий в разряде в парах ртути при разных условиях исследовали Ю.М. Каган и В.М. Захарова [6] и наблюдали вышеописанную зависимость. Подобная зависимость свечения ионных линий меди наблюдалась при работе ЛПМ в режиме «отсечки» энерговыклада в активную среду (рис. 3) [7]. Проведенный анализ экспериментально наблюдаемых зависимостей энергетических характеристик ЛПМ от ус-

ловий возбуждения подтверждает абсолютную справедливость критерия эффективной накачки активной среды лазеров на самоограниченных переходах в случае, когда преобладающим процессом во время формирования инверсной населенности является процесс прямой ионизации атомов активной среды. Становятся понятными и механизмы ограничения частотно-энергетических характеристик (ЧЭХ) ЛПМ, связанные с предимпульсной концентрацией электронов и релаксацией нижних лазерных уровней [8, 9].

## 2. Ограничение частотно-энергетических характеристик ЛПМ

Ограничение ЧЭХ ЛПМ связано с концентрацией электронов в активной среде, когда  $\tau_{\text{роп}} > \tau_{\text{ком}}$ , поскольку с увеличением  $n_e$  снижается скорость нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ. В противном случае определяющим может являться релаксация нижних лазерных уровней. Действительно, в случае, когда фронт нарастания напряжения определяется временем открывания коммутатора, не должны меняться скорости заселения лазерных уровней. С увеличением ЧСИ будет возрастать  $n_e$  и пропорционально последней населенности лазерных уровней, но не их инверсия. Наглядно это продемонстрировано в экспериментах с «отсечкой» энерговыклада в активную среду (рис. 3) [7].

Экспериментальные исследования данного режима проводились с ГРТ малых геометрических размеров, малой индуктивностью ГРТ  $L < 0,5 \mu\text{Гн}$  и волновым сопротивлением  $\rho \sim 10 \text{ Ом}$ . Следовательно, в широком диапазоне изменения предимпульсной концентрации электронов реализуется аperiодический разряд до начала генерации. Постоянная времени разрядного контура  $\sim 5\text{--}20 \text{ нс}$  во всех режимах работы лазера, что меньше времени открывания коммутаторов. В этом случае, как видно из осциллограмм,

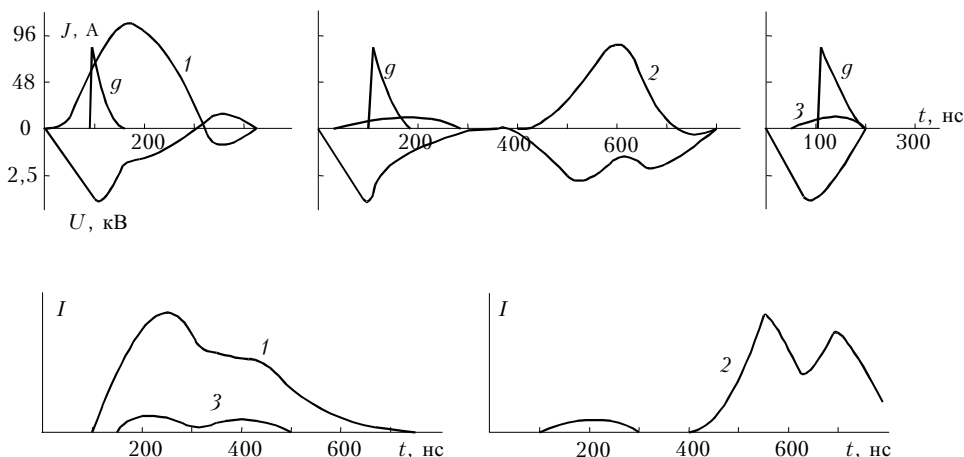


Рис. 3. Импульсы тока  $J(t)$ , напряжения  $U(t)$ , генерации  $g$  и спонтанного излучения  $I$  ионной линии 490,7 нм CuII в трех режимах работы лазера [7]: 1 – саморазогревной режим; 2 – режим с «рассечкой» энерговыклада; 3 – режим с «отсечкой» энерговыклада

не наблюдалось изменения временного расположения и энергии импульса генерации при существенном изменении энерговклада в активную среду и  $n_e$ .

Вышеприведенное разграничение весьма условно. В рамках критерия эффективной накачки, когда преобладающим процессом во время формирования инверсной населенности является прямая ионизация,  $n_e$  не может являться непосредственно ограничивающим фактором ЧЭХ ЛПМ. Действительно, увеличение  $n_e$  или уменьшение скорости нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ приводят к увеличению заселения нижних лазерных уровней и повышению пороговых условий для возникновения инверсной населенности. Для достижения этих пороговых условий необходимо увеличивать энерговклад в активную среду, что входит в противоречие с принципом саморазогревного режима работы ЛПМ. Иными словами, в вышеприведенном случае наблюдается уменьшение эффективности работы лазера, что непосредственно следует из критерия эффективной накачки.

Увеличение  $n_e$  или уменьшение скорости нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ при ограниченном энерговкладе в активную среду за импульс возбуждения приводят не только к увеличению заселения нижних лазерных уровней, но и к тому, что во время формирования инверсной населенности существенную роль начинает играть ступенчатая ионизация. Наличие процесса ступенчатой ионизации во время формирования инверсной населенности ограничивает населенности верхних лазерных уровней [5, 10], что и обуславливает действие механизма ограничения ЧЭХ ЛПМ [8].

В случае  $\tau_{\text{кон}} < \tau_{\text{ком}}$  увеличение  $n_e$  приводит также к дополнительному заселению нижних лазерных уровней на фронте нарастания напряжения и увеличению пороговых условий по генерации, что требует дополнительных энергозатрат и снижает эффективность ЛПМ (см. рис. 3). Компенсировать влияние  $n_e$  можно только за счет увеличения скорости нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ. С увеличением скорости нарастания напряжения на активной составляющей ГРТ будет возрастать эффективность ЛПМ, а с увеличением напряженности поля – энергия импульса генерации, поскольку напряженность электрического поля определяет скорости заселения верхних и нижних лазерных уровней. Увеличение скорости нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ принципиально возможно осуществлять за счет увеличения амплитуды напряжения на ГРТ или за счет уменьшения времени нарастания напряжения  $\tau$ . С увеличением амплитуды напряжения на ГРТ возрастает энерговклад в активную среду, что требует для сохранения теплового режима работы лазера снижение ЧСИ возбуждения. Уменьшение времени нарастания напряжения можно осуществлять за счет  $\tau_{\text{кон}}$  и  $\tau_{\text{ком}}$ .

В случае  $\tau_{\text{кон}} < \tau_{\text{ком}}$  увеличение быстродействия коммутатора приводит к снижению пороговых условий по генерации ЛПМ и, соответственно, требует меньших энергозатрат. Снижение энерговклада в активную среду уменьшает степень ионизации последней, а следовательно, и  $\tau_{\text{кон}}$ . Это дает принципиальную возможность реализации высоких энергетических характеристик за счет увеличения ЧСИ возбуждения.

## Заключение

Для эффективной накачки активной среды ЛПМ необходимо, чтобы в период формирования инверсной населенности преобладающим процессом являлась прямая ионизация атомов меди. Для этого необходимо формировать импульс возбуждения с крутым фронтом напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ длительностью порядка времени существования инверсии.

Преобладающим механизмом ограничения ЧЭХ ЛПМ будет являться предимпульсная концентрация электронов, когда  $\tau_{\text{кон}} > \tau_{\text{ком}}$ , поскольку в этом случае с увеличением  $n_e$  снижается скорость нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ. В противном случае, когда  $\tau_{\text{кон}} < \tau_{\text{ком}}$ , определяющим может являться релаксация нижних лазерных уровней.

При этом условия эффективной накачки могут реализовываться в двух режимах работы ЛПМ. Первый – режим пониженного энерговклада. В этом режиме предпочтительнее использовать управляемые коммутаторы типа электронной лампы. Величина накопительной емкости выбирается из условия, чтобы за время действия импульса возбуждения напряжение на накопительной емкости практически не менялось, т.е. должно выполняться условие

$$CU^2/2 \gg E,$$

где  $C$  – накопительная емкость;  $U$  – напряжение на накопительной емкости;  $E$  – энергия импульса возбуждения. Величина  $U$  выбирается минимальной, при которой определяющим процессом во время импульса возбуждения является прямая ионизация атомов меди. Длительность импульса возбуждения будет определяться временем достижения пороговых условий по генерации и длительностью последней и может составлять согласно [5] сотни наносекунд. Учитывая, что в этих условиях возбуждения энерговклад за импульс не превышает 10% от типично реализуемых, саморазогревного режим работы и высокий практический кпд могут быть реализованы только на высоких частотах следования импульсов возбуждения ~ 100 кГц. Поскольку в таком режиме работы ЛПМ к концу импульса возбуждения реализуется концентрация электронов ~  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>, ЧСИ генерации ЛПМ будет определяться скоростью расселения нижних

лазерных уровней. Следовательно, оптимальная ЧСИ генерации ~ 100 кГц для данного режима работы ЛПМ вполне достижима, а практический КПД составляет примерно 7–8%, на что указывают результаты [7, 11–13].

Второй режим, по аналогии с первым, можно назвать режимом повышенного энерговыклада. Представим, что в приведенном выше режиме увеличиваем напряжение на накопительной емкости. Это приводит к увеличению скорости прямой ионизации меди, увеличению скорости нарастания концентрации электронов и скорости возбуждения верхних лазерных уровней. При этом будут сокращаться время достижения пороговых условий по генерации и длительность импульса возбуждения. Однако с ростом концентрации электронов и увеличением энерговыклада должна уменьшаться оптимальная ЧСИ генерации.

Одним из наиболее важных параметров в лазерах на самоограниченных переходах атомов металлов является ЧСИ генерации, поскольку она во многом определяет среднюю мощность генерации и практический КПД лазера. Поэтому очень важно для оценки энергетического потенциала лазеров на самоограниченных переходах знать причины или механизмы ограничения ЧСИ генерации.

В работах П.А. Бохана обосновывается и утверждается, что ограничение ЧСИ генерации в ЛПМ возникает из-за малой скорости ввода энергии в плазму вследствие наличия индуктивности в разрядном контуре, что приводит к недостаточной скорости разогрева оставшихся от предыдущего импульса электронов при газоразрядном способе возбуждения. Последнее, в свою очередь, вызывает увеличение паразитного заселения метастабильных уровней и снижает скорость возбуждения резонансных состояний атома меди [8, 14].

В работах Г.Г. Петраша, напротив, обосновывается и утверждается, что главным фактором, ограничивающим ЧСИ генерации для этого класса лазеров, является высокая предимпульсная населенность метастабильных уровней [9], и в качестве доказательства приводятся прямые измерения кинетики возбуждения рабочих уровней ЛПМ в режиме сдвоенных импульсов [15]. Отсутствие единого мнения по ключевому вопросу для лазеров на самоограниченных переходах вызвало и вызывает многочисленные дискуссии. В действительности, если рассмотреть работы П.А. Бохана на основе вышеизложенного в настоящей работе, то в них изначально постулируется, что нарастание напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ определяется «параметрами разрядного контура». При такой постановке исключается из рассмотрения режим пониженного энерговыклада. В работах Г.Г. Петраша, напротив, изначально постулируется, что скорость нарастания напряжения определяется коммутатором [9, 16]. В этом случае цепочка «логических рассуждений» должна привести к

соответствующему выводу. Более фундаментальный характер ограничения ЧЭХ лазеров, очевидно, связан с влиянием предимпульсной концентрации электронов, поскольку с ее увеличением падает эффективность лазера. Однако скорость ее спада будет различной в зависимости от режима работы лазера и, возможно, в режиме пониженного энерговыклада может быть реализован случай, когда ограничением ЧСИ генерации будет являться предимпульсная населенность нижнего лазерного уровня. Очевидно, что режим пониженного энерговыклада необходимо исследовать, поскольку именно в этом режиме может быть реализован высокий практический КПД ЛПМ при газоразрядном способе возбуждения активной среды.

1. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. М.: Научная книга, 1998. 554 с.
2. Петраш Г.Г. Импульсные газовые лазеры // Успехи физ. наук. 1971. Т. 105. Вып. 4. С. 645–676.
3. 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.
4. Демкин В.П., Солдатов А.Н., Юдин Н.А. Эффективность лазера на парах меди // Оптика атмосфер. и океана. 1993. Т. 6. № 6. С. 659–665.
5. 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.
6. Казан Ю.М., Захарова В.М. Возбуждение ионов в ртутном разряде низкого давления // Ж. эксперимен. и теор. физ. 1952. Т. 22. Вып. 4. С. 400–405.
7. Солдатов А.Н., Суханов В.Б., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. Исследование лазера на парах меди с повышенным КПД // Оптика атмосфер. и океана. 1995. Т. 8. № 11. С. 1626–1636.
8. Бохан П.А. О механизме ограничения оптимальной частоты следования импульсов генерации в лазерах на самоограниченных переходах в парах металлов // Квант. электрон. 1985. Т. 12. № 5. С. 945–952.
9. Петраш Г.Г. Процессы, определяющие достижимую частоту повторения импульсов в импульсных лазерах на парах металлов и их соединений. Препр. / ФИРАН. 1999. № 28. С. 1–36.
10. Пиотровский Ю.А., Реутова Н.М., Толмачев Ю.А. О роли ступенчатой ионизации в процессах формирования инверсной заселенности в лазерах на самоограниченных переходах // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 57. Вып. 1. С. 99–104.
11. Бохан П.А., Герасимов В.А. Оптимизация условий возбуждения в лазерах на парах меди // Квант. электрон. 1979. Т. 6. № 3. С. 451–455.
12. Климовский И.И. О возможности создания импульсно-периодических лазеров на парах меди с удельной средней мощностью генерации 1 Вт/см<sup>3</sup> и практическим КПД на уровне 8% // Теплофиз. высок. температур. 1989. Т. 27. № 6. С. 1190–1198.
13. Солдатов А.Н., Федоров В.Ф. Лазер на парах меди с частотой следования импульсов 230 кГц // Изв. вузов. Физ. 1983. № 9. С. 80–84.

14. *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.
15. *Исаев А.А., Мехкельсоо В.Т., Петраш Г.Г., Пезт В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б.* Кинетика возбуждения рабочих уровней лазера на парах меди в режиме двоекных импульсов // Квант. электрон. 1988. Т. 10. № 12. С. 2510–2513.
16. *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.

***N.A. Yudin. Optimum modes of operation of the copper vapor laser in the efficient pumping conditions.***

Dependence of energy parameters of the CVL on excitation conditions, determining a certainty of the criterion of the efficient pumping, has been analyzed experimentally. The energy parameters are shown to correspond to the criterion in the case that the process of direct ionization of copper atoms is prevailing during formation of the inverse population. Main factors limiting the frequency-energy characteristics of the laser is a pre-pulse concentration of electrons, when the front of the increasing voltage at the active component of impedance of the gas-discharge tube is determined by parameters of the discharge circuit. Relaxation of low laser levels can take place in the case that the front of the increasing voltage is determined by the time of opening the beam-switching tube. Based on the analysis conducted, a conclusion is made that conditions of the efficient pumping of the CVL active medium can have two modes of their realization.