

В.П. Демкин, А.Н. Солдатов, Н.А. Юдин

### ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ (ЛПМ)

Определены условия работы импульсно-периодических лазеров на парах меди, при которых влияние индуктивности разрядного контура на практический КПД этих лазеров мало. Показано, что для эффективной накачки рабочих переходов этих лазеров необходимо формировать импульс возбуждения с крутым фронтом импульса напряжения на активном элементе, длительность которого обрывается в момент окончания импульса генерации, при соблюдении условия аperiodического характера развития разряда за время действия импульса возбуждения. Формировать такой импульс возбуждения можно только при частичном разряде накопительной емкости в цепи разрядного контура лазера. Показано, что при таких условиях возбуждения КПД ЛПМ по энерговыкладу в активную среду лазера может достигать 10%.

В данной статье исследовалась зависимость эффективности работы ЛПМ от длительности и формы импульса возбуждения. Рост длительности импульса возбуждения осуществлялся за счет увеличения накопительной емкости в цепи разрядного контура ЛПМ. Исследования проводились с активным элементом ЛПМ, рабочий канал которого изготовлен из ВеО-трубки длиной 400мм и диаметром 10мм. Буферный газ – неон. В качестве коммутатора использовался тиратрон ТГИ1–1000/25.

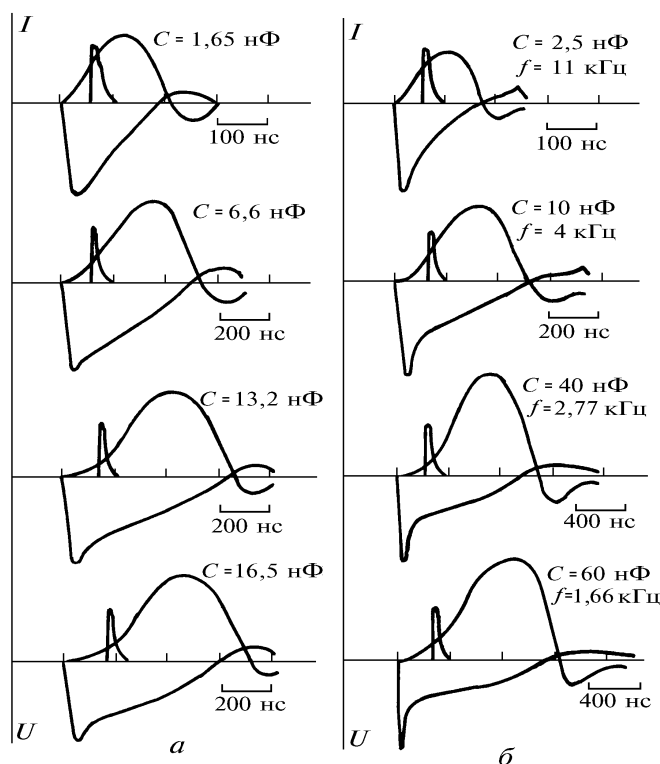


Рис. 1. Зависимость импульсов тока  $I$ , напряжения – 2, генерации – 3 от величины рабочей емкости:  $a$  – при постоянной частоте следования – 10 кГц;  $b$  – при изменении частоты следования

Как видно из осциллограмм (рис. 1), с увеличением накопительной емкости растут энерговыклад в активную среду и длительность импульса возбуждения. Затягивается фронт импульса тока. Генерация появляется значительно позже по времени. При относительно высоких значениях накопительной емкости форма импульса тока указывает, что на начальной ста-

дии развития разряда последний имеет аperiодический характер. При этом наблюдается не уменьшение, а незначительный рост энергии импульса при уменьшении энерговклада в активную среду до окончания импульса генерации (рис. 2). При осуществлении <отсечки> энергии, вкладываемой в активную среду после импульса генерации, можно получить кпд ЛПМ ~4–6%.

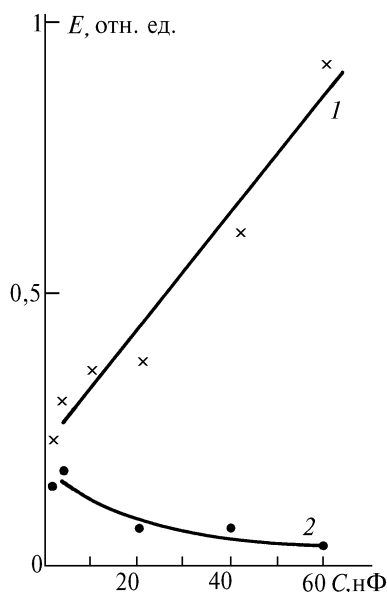


Рис. 2. Закономерность изменения энерговклада в активную среду ЛПМ от величины накопительной емкости: 1 – за весь импульс возбуждения; 2 – до окончания генерации

Для понимания механизма увеличения физического кпд ЛПМ в выше описанном случае, проанализируем работу разрядного контура ЛПМ, представленного на рис. 3. Контур включает в себя активное сопротивление разряда  $R$ , индуктивность разрядного контура  $L$ , идеальный ключ  $K$  и накопительный конденсатор  $C$ . Предположим, что замыкание и размыкание ключа происходит за время, много меньшее длительности импульса возбуждения  $\tau_{\text{и}}$ , равной времени пребывания ключа в замкнутом состоянии. Длительность  $\tau_{\text{и}}$  совпадает с моментом окончания импульса генерации. Влияние индуктивности  $L$  незначительно за время действия импульса возбуждения. Такое предположение можно ввести, если за время действия импульса возбуждения разряд имеет аperiодический характер. С энергетической точки зрения это означает, что при разряде накопительной емкости отдаваемая им энергия лишь в малой доле переходит в энергию магнитного поля индуктивности, а большая часть выделяется на активной нагрузке. Из экспериментальных данных видно, что разряд до генерации имел аperiодический характер при больших значениях накопительной емкости.

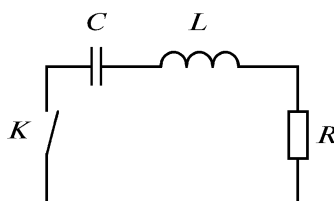


Рис. 3. Разрядный контур ЛПМ

Как известно, аperiодическое решение дифференциального уравнения имеет место, если корни характеристического уравнения вещественны, т.е. если  $R^2 / 4 L^2 > 1 / LC$  или  $R > 2\sqrt{L/C}$ . Поэтому будем считать, что накопительная емкость  $C$  достаточно велика, вследствие чего во время импульса возбуждения напряжение на накопительной емкости остается практически постоянным. Можно считать, что за время действия импульса возбуждения на индуктивности  $L$  и сопротивлении  $R$  формируется прямоугольный импульс напряжения с амплитудой  $U$ , равной величине напряжения на накопительной емкости. При аperiодическом характере разви-

тия разряда можно пренебречь напряжением на индуктивности и считать, что напряжение на активном сопротивлении  $R$  равно по величине напряжению на накопительной емкости.

В предположении, что параметры плазмы по сечению рабочего канала активного элемента распределены однородно и частота ионизации  $\nu_i$  в разряде не зависит от средней энергии электронов, можно записать систему уравнений и оценить концентрацию электронов, при которой выполняется условие апериодичности разряда.

$$U = IR, \quad R = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{\pi r^2}, \quad \sigma = \frac{n_e e^2}{m\nu}; \quad \frac{dn_e}{dt} = \nu_i n_e, \quad R > 2\sqrt{L/C}, \quad \nu = \nu_{ei} + \nu'_{eCu} + \nu''_{eCu} + \nu_{eNe},$$

где  $l, r$  – длина и радиус активного элемента;  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона;  $n_e$  – концентрация электронов;  $\nu_{ei}$  – частота столкновений электронов с ионами,  $\nu'_{eCu}$  и  $\nu''_{eCu}$  – частота упругих и неупругих соударений электронов с атомами меди,  $\nu_{eNe}$  – частота столкновений электронов с атомами неона. Предполагается, что во время импульса возбуждения частота  $\nu$ , а также индуктивность разрядного контура постоянны. Отсюда

$$n_e < \frac{m\nu}{2e^2\sqrt{L/C}} \frac{l}{\pi r^2}. \quad (1)$$

Типичные значения сопротивления плазмы в момент импульса генерации равны примерно 10 Ом, а значения индуктивности, которые приводятся в различных работах,  $\sim 10^{-6} \div 10^{-7}$  Гн. В этом случае апериодический характер разряда будет наблюдаться при значении накопительной емкости  $C > 4L/R^2 = 4 \cdot 10^{-9} \div 4 \cdot 10^{-8}$  Ф, что согласуется с полученными экспериментальными результатами. Приведенные оценки показывают, что в реальных условиях работы ЛПМ можно всегда выбрать параметры контура, при которых будет выполняться условие апериодичности разряда. Оценим концентрацию электронов в момент импульса генерации (в случае апериодического характера развития разряда) для следующих параметров контура ( $L = 2 \cdot 10^{-7}$  Гн,  $C = 10^{-8}$  Ф,  $l = 0,40$  м,  $r = 5$  мм) в предположении, что  $\nu_{ei}$ ,  $\nu'_{eCu}$  и  $\nu''_{eCu}$  малы по сравнению с частотой столкновения электронов с атомами неона  $\nu_{eNe}$ . Значение частоты упругих соударений электронов с атомами неона  $\nu_{eNe}$ , определенное по данным [1], составляет  $\sim 3 \cdot 10^9$  с $^{-1}$ . Исходя из вышеперечисленных допущений, концентрация электронов в момент импульса генерации не должна превышать значение  $n_e \sim 6 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , что согласуется с оценками и измерениями концентрации электронов, при которых реализуется генерация в ЛПМ [2, 3].

Для обсуждения особенностей процессов, протекающих в активной среде, обратимся к теоретической модели ЛПМ. Параметры разряда, приведенные выше, вместе с термодинамическими характеристиками плазмы: давлением буферного газа  $P_{Ne}$ , давлением паров меди  $P_{Cu}$  и температурой газа  $T_r$ , использованы для оценки роли элементарных процессов, происходящих за импульс возбуждения. Предымпульсные значения концентрации и температуры электронов, определенные по проводимости плазмы и графикам из [4] составляют:  $N_e^{(0)} = 2 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ ,  $T_e = T_r = 0,25$  эВ. Концентрации паров буферного и рабочего газов равны соответственно  $N_{Ne} = 3 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  и  $N_{Cu} = 2 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ .

Оценка скоростей процессов дает основание полагать, что во время импульса возбуждения функция распределения электронов по скоростям формируется за счет упругих электрон-атомных и электрон-электронных соударений. В основе расчета кинетики заселения рабочих уровней атома Cu лежат следующие положения.

1. Функция распределения электронов по скоростям максвелловская.
2. Распределение атомов меди по энергии выше энергии резонансного уровня определяется формулой Саха.
3. Тонкой структурой рабочих уровней пренебрегается.
4. В уравнении баланса частиц и энергий электронов учитываются:
  - а) упругие и неупругие столкновения атомов Cu с электронами;
  - б) ступенчатое возбуждение и ионизация электронами атомов меди;
  - в) амбиполярная диффузия и диффузия метастабильных состояний Cu;
  - г) неупругие столкновения электронов с ионами меди и буферным газом неона;

д) радиационные процессы учитываются только на резонансном переходе с учетом самопоглощения.

Система кинетических уравнений выглядит следующим образом:

$$\frac{dN_1}{dt} = N_e [(N_3 k_{31} + N_2 k_{21}) - N_1(k_{12} + k_{13} + k_{1\infty})] - N_e N_1 \sum_{i=4}^{\infty'} k_{1i} + N_e \sum_{i=4}^{\infty'} N_i k_{i1} + N_e^3 k_{\infty 1} + N_3 A_{31} F; \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} = & N_e [(N_3 k_{32} + N_1 k_{12}) - N_2(k_{23} + k_{21} + k_{2\infty})] - 5,76 \frac{N_2 D_2}{R_2} + B_{32} \rho g(v_{32}) (N_3 - \frac{g_3}{g_2} N_2) - N_e N_2 \sum_{i=4}^{\infty'} k_{2i} + \\ & + N_e \sum_{i=4}^{\infty'} N_i k_{i2} + N_e^3 k_{\infty 2}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} = & N_e [(N_1 k_{13} + N_2 k_{23}) - N_3(k_{32} + k_{31} + k_{3\infty})] - B_{32} \rho g(v_{32}) (N_3 - \frac{g_3}{g_2} N_2) - N_e N_3 \sum_{i=4}^{\infty'} k_{3i} + N_e \sum_{i=4}^{\infty'} k_{i3} N_i + \\ & + N_e^3 k_{\infty 3} - N_3 A_{31} F; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e (N_1 k_{1\infty} + N_{2\infty} + N_{3\infty}) + N_e \sum_{i=4}^{\infty'} N_i k_{i\infty} - \frac{N_e D_\alpha}{R^2} - N_e^3 (k_{\infty 1} + k_{\infty 2} + k_{\infty 3}) - N_e^3 \sum_{i=4}^{\infty'} k_{\infty i}; \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} k \frac{dT_e}{dt} = & \frac{jE}{N_e} - \frac{3}{2} k T_e \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dt} + N_2 (k_{21} \varepsilon_{21} - k_{23} \varepsilon_{23} - k_{2\infty} \varepsilon_{\infty 2}) + N_3 (k_{31} \varepsilon_{31} + k_{32} \varepsilon_{32} + k_{3\infty} \varepsilon_{3\infty}) - \\ & - N_1 (k_{12} \varepsilon_{21} + k_{13} \varepsilon_{13} + k_{1\infty} \varepsilon_{\infty 1}) - \frac{3}{2} k (T_e - T_r) \frac{2m}{M_r} v_{en} - N_1 \sum_{i=4}^{\infty'} k_{1i} \varepsilon_{i1} - N_2 \sum_{i=4}^{\infty'} k_{2i} \varepsilon_{i2} - N_3 \sum_{i=4}^{\infty'} k_{3i} \varepsilon_{i3} + \\ & + \sum_{i=4}^{\infty'} N_i (k_{i1} \varepsilon_{i1} + k_{i2} \varepsilon_{i2} + k_{i3} \varepsilon_{i3}) - \sum_{i=4}^{\infty'} N_i k_{i\infty} \varepsilon_{\infty i} + N_e^2 \left[ k_{\infty 1} \left( \frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_{\infty 1} \right) + \right. \\ & \left. + k_{\infty 2} \left( \frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_{\infty 2} \right) + k_{\infty 3} \left( \frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_{\infty 3} \right) + \sum_{i=4}^{\infty'} k_{\infty i} \left( \frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_{\infty i} \right) \right] - \left( N_{Ne} k_{Ne}^{pe3} \varepsilon_{Ne}^{pe3} + N_e k_{Cu^+}^{pe3} \varepsilon_{Cu^+}^{pe3} \right); \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{d\tau}{dt} = N_3 A_{32} h\nu_{32} \frac{\Omega}{4\pi} + \tau \left[ B_{32} h\nu_{32} g(v_{32}) \left( N_3 - \frac{g_3}{g_2} N_2 \right) - \frac{1}{\tau_{pe3}} \right]. \quad (7)$$

В этих уравнениях  $N_1, N_2, N_3$  – концентрации основного, метастабильного и резонансного уровней меди;  $k_{ij}$  – скорости переходов при неупругих электрон-атомных столкновениях;  $D_2, D_\alpha$  – коэффициенты диффузии метастабильных состояний и амбиполярной диффузии;  $A_{32}, B_{32}$  – коэффициенты Эйнштейна для спонтанного и вынужденного радиационных переходов;  $j, E$  – плотность тока и напряженность электрического поля, определяемые из импульсов тока и напряжения на плазме;  $g(v_{32})$  – фактор, учитывающий контур линии генерации;  $\varepsilon_{ij} = |E_i - E_j|$  – разность энергий уровней;  $N_e, T_e$  – концентрация и температура электронов;  $\rho$  – плотность энергии электромагнитного поля в активной среде;  $m, M_r$  – массы электрона и атома газа;  $v_{en}$  – частота упругих столкновений электронов с атомами;  $k_{Ne}^{pe3}, k_{Cu}^{pe3}$  – скорости резонансного перехода при столкновении атома неона и иона меди с электронами;  $\varepsilon_{Ne}^{pe3}, \varepsilon_{Cu}^{pe3}$  – соответственно энергии этих переходов;  $F$  – фактор, учитывающий самопоглощение резонансной линии;  $\tau_{pe3}$  – время жизни фотона в резонаторе;  $\Omega$  – телесный угол, определяемый размером ГРТ.

Коэффициенты диффузии рассчитывались согласно формулам из [5]. Скорости процессов возбуждения и ионизации определялись по формулам квазиклассической теории [6]. Система уравнений (2)–(7) решалась численно.

Расчеты по кинетической модели проводились для двух случаев:

1) для реализованного в эксперименте саморазогревного режима;  
 2) для случая модельной <отсечки> импульса возбуждения перед окончанием импульса генерации. (Очевидно, что во втором случае существенно изменяются скорости процессов возбуждения и разрушения всей рассматриваемой совокупности уровней, т.к. амплитуда тока уменьшается в  $5 \div 20$  раз).

Концентрация электронов в саморазогревном разряде достигает гораздо больших значений, чем в <модельном> при пониженных энерговкладах. Соответственно, степень ионизации достигает к 160 нс 80 и 5%. Во втором случае снимаются ограничения мощности генерации, связанные со ступенчатой ионизацией основного и резонансного состояний, появляется возможность увеличения длительности импульса генерации, значительно возрастает кпд. В таблице даны результаты сравнения энергетических затрат для саморазогревного и <модельного> режимов. Коэффициент преобразования достигает во втором случае 10%.

Значение энерговклада  $P$ , средней мощности генерации  $W$  и кпд  $\eta$  для саморазогревного и модельного разряда

Параметр	Режим	
	Обычный разряд	Модельный разряд с пониженным энерговкладом
$P$ , Вт	330	30
$W$ , Вт	4	2,9
$\eta$ , %	1,2	10

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Для эффективной накачки рабочих переходов ЛПМ необходимо формировать импульс возбуждения с крутым фронтом напряжения на активном элементе лазера, длительность которого обрывается в момент окончания импульса генерации, при соблюдении условия аперидического характера развития разряда за время действия импульса возбуждения.

2. Такой импульс возбуждения можно формировать только при частичном разряде накопительной емкости. Поэтому для эффективной накачки рабочих переходов ЛПМ предпочтительнее использовать в качестве коммутаторов электронные лампы или транзисторные ключи.

3. Повышение эффективности ЛПМ за счет уменьшения энерговклада в активную среду за импульс, в сочетании с диффузионным механизмом разрушения нижних лазерных уровней и заряженных частиц, позволит увеличить также частоту следования импульсов генерации, энергосъем с единицы объема активной среды и среднюю мощность генерации.

1. Baille P., Change J-S., Glaude A. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1981. V. 14. P. 1485.  
 2. Батенин В.И., Бурмакин В.А., Вохмин П.А. и др. // Квантовая электроника, 1977. Т. 4. С. 1572.  
 3. Елаев В.Ф., Мельченко В.С., Поздеев В.В., Солдатов А.Н. // Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов. Томск. ИОА СО АН СССР, 1978. С. 179 – 188.  
 4. Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В., Штернов Н.П. // Квантовая электроника, 1978. Т. 5. С. 597.  
 5. Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явление переноса в плазме. М.: Атомиздат, 1975, 220 с.  
 6. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юнов Е.А. Сечение возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973. 213 с.

Томский государственный университет  
 им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию  
 2 марта 1993 г.

V.P. Demkin, A.N. Soldatov, N.A. Yudin. **Efficiency of Copper Vapor Lasers.**

Conditions, under which the influence of a discharge circuitry inductance on the efficiency of pulse-periodic copper vapor lasers is weak are determined. It is shown in this paper that for efficient pumping of the lasing transitions of Cu atom in these lasers it is advisable to form an excitation pulse having steep edges of voltage applied to the discharge tube with the duration spanning the pumping period and termination of the lasing process fulfilling at the same time conditions of aperiodic behavior of the discharge during the excitation pulse. Such a pumping pulse can be formed only if the storage capacitor of the discharge circuitry is discharged partially. It is shown that under such conditions of excitation the efficiency of copper vapor laser with respect to energy pumped into the active medium can reach 10 per cent.