

УДК 621.373:535

ФИЗИКА

А. В. ЕЛЕЦКИЙ, Ю. К. ЗЕМЦОВ, А. В. РОДИН, А. Н. СТАРОСТИН  
**ОПТИМАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРА НА ПАРАХ  
МЕТАЛЛОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ**

(Представлено академиком Б. В. Радолюевым 12 VI 1974)

1. Заметная тенденция в развитии физики газовых лазеров состоит в повышении давления активной среды, было достигнуто существенное увеличение выходных характеристик лазеров на  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{Xe}$ ,  $\text{HF}$  и др. (<sup>1</sup>). Поэтому значительный практический и научный интерес представляет создание лазеров высокого давления на парах металлов, дающих излучение в видимой области с высоким коэффициентом преобразования (<sup>2</sup>).

Условия, в которых работают описанные в литературе лазерные системы на парах металлов (<sup>3</sup>), далеки от оптимальных, что связано, главным образом, с тем, что длительность возбуждения активной среды в рассматриваемом классе лазеров ограничена временем спонтанного радиационного перехода  $\tau_{12}$  из верхнего лазерного состояния (1) в нижнее (2). Эта величина составляет  $\sim 10^{-7}$ — $10^{-8}$  сек. и оказывается того же порядка, что и время формирования импульсного разряда, возбуждающего активную среду. По этой причине такие важные параметры активной среды, как степень ионизации и средняя энергия электронов, определяются пробойными значениями напряженности внешнего электрического поля и далеки от наилучших в смысле создания инверсной заселенности значений.

В силу этого высокие потенциальные возможности лазеров на парах металлов, теоретический к.п.д. которых составляет десятки процентов, еще не реализованы. К.п.д. лучших установок (<sup>4-6</sup>) не превышает 1%, а плотность атомов активного вещества не более  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Между тем намечающееся в последние годы развитие техники наносекундного разряда в газе (<sup>7</sup>), а также создание мощных импульсных систем с несамостоятельным разрядом (<sup>8, 9</sup>) открывает возможности управления параметрами наносекундного импульсного разряда в газе высокого давления. В данной работе на примере лазера на парах меди эта возможность анализируется количественно.

2. Оценим оптимальные параметры активной среды лазера на парах металлов, возбуждаемого газовым разрядом. Будем полагать при этом, что время формирования разряда меньше времени  $\tau_{12}$ , определяющего максимальную длительность импульса генерации ( $\tau_{12} \sim A_{12}^{-1}$ ,  $A_{12}$  — вероятность спонтанного излучения изучаемого перехода), так что за время импульса генерации напряженность электрического поля практически не меняется. Оптимальное значение плотности электронов  $\bar{n}_e$  определяется из условия, чтобы за время импульса генерации не успели сказаться процессы разрушения верхнего лазерного уровня (группы уровней) электронным ударом:

$$\bar{n}_e \sim A_{12}/k_1 = 1/(\tau_{12}k_1), \quad (1)$$

где  $k_1$  — константа скорости разрушения верхнего лазерного уровня электронным ударом (сюда относятся процессы возбуждения более высоких состояний ( $3d^{10}4d$ )  $k_1'$  и тушения на нижний лазерный уровень ( $3d^94s^2$ )  $k_1''$ ,  $k_1 = k_1' + k_1''$ )

Сформулированное условие позволяет оценить оптимальную плотность металлического пара  $\bar{n}$  в рассматриваемой системе. Потребуем, чтобы за время импульса генерации  $\tau_{12}$  не произошло существенного роста плотности электронов вследствие процессов ионизации атомов электронным ударом. Будем исходить из уравнения баланса для плотности электронов без учета рекомбинации и ступенчатой ионизации, поскольку за характерные времена импульса эти процессы не играют заметной роли:

$$d\bar{n}_e/dt = \bar{n}_e \bar{n} k_{\text{ион}}; \quad (2)$$

здесь  $k_{\text{ион}}$  — константа скорости прямой ионизации.

Как следует из уравнения (2), характерное время возрастания электронной плотности составляет  $(\bar{n} k_{\text{ион}})^{-1}$ , так что оптимальное значение плотности газа дается соотношением

$$\bar{n} \sim 1/(\tau_{12} k_{\text{ион}}). \quad (3)$$

Сравнение соотношений (1) и (3) дает оптимальное значение степени ионизации  $\bar{n}_e/\bar{n} \sim k_{\text{ион}}/k_1$ .

Пользуясь выполненными оценками оптимальных параметров плазмы, оценим оптимальную удельную энергию  $\bar{\mathcal{E}}$  лазерного излучения, снимаемую за один импульс. Предположим, что все атомы, возбужденные в верхнее лазерное состояние, вносят свой вклад в энергию лазерного излучения. С учетом соотношений (1)–(3)

$$\bar{\mathcal{E}} \sim \bar{n}_e \bar{n} k_{01} \hbar \omega \tau_{12} \sim \hbar \omega k_{01} / (\tau_{12} k_{\text{ион}} k_1); \quad (4)$$

здесь  $k_{01}$  — константа возбуждения верхнего лазерного уровня,  $\hbar \omega$  — энергия кванта лазерного излучения. Используя характерные значения  $k_{01} \sim k_{\text{ион}} \sim 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/сек,  $k_1 \sim 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/сек,  $\tau_{12} \sim 10^{-7}$  сек,  $\hbar \omega \sim 3 \cdot 10^{-19}$  дж, получаем  $\bar{\mathcal{E}} \sim 10^{-5} - 10^{-4}$  дж/см<sup>3</sup>.

Выполненные выше оценки (1)–(4), справедливые по порядку величины, показывают, что максимальная удельная энергия лазера на парах металла определяется величиной отношения напряженности электрического поля  $E$  к плотности атомов  $n$  и обратно пропорциональна времени спонтанного излучения  $\tau_{12}$ . Последнее обусловлено тем, что оптимальная степень ионизации  $\bar{n}_e/\bar{n}$  от величины  $\tau_{12}$  не зависит, в то время как плотность электронов и атомов обратно пропорциональны  $\tau_{12}$ .

3. Для получения более точных количественных результатов, нежели выполненные выше оценки, необходимо, вообще говоря, последовательно рассчитать параметры нестационарного разряда и исходя из этого выходные параметры лазера. Надежность подобного расчета, однако, ограничена, что связано с недостаточной информацией об определяющих результатах расчета сечениях процессов электронно-атомных соударений и, следовательно, о виде функции распределения электронов и значениях констант  $k_{01}$ ,  $k_1'$ ,  $k_1''$ ,  $k_{\text{ион}}$ . Тем не менее подобный расчет полезен, так как сравнение его результатов с экспериментом служит обоснованием принятой кинетической модели лазера и несет некоторую информацию о характеристиках элементарных процессов, определяющих выходные параметры лазера.

В данной работе были рассчитаны на ЭВМ выходные характеристики лазера на парах меди. При этом исходная система уравнений включала в себя нестационарные уравнения баланса для плотности верхнего (группа  $3d^{10}(^1S)4p^2P_{1/2,3/2}^0$ ) и нижнего (группа  $3d^94s^2D_{3/2,5/2}$ ) лазерных уровней, плотности электронов, уравнение для световой интенсивности, а также квазистационарное кинетическое уравнение для функции распределения электронов.

Необходимые для расчета сечения возбуждения атомов меди из основного состояния, а также сечения ионизации нормальных атомов были взяты из работы (10), сечение упругого рассеяния электронов на атомах меди для оценки принималось равным  $4 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> (отметим, что при нулевой

энергии электронов это сечение, оцененное по энергии связи отрицательного иона меди  $\sim 3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$ ) В программе расчета предусматривалось варьирование константы скорости  $k_1'$  разрушения верхнего лазерного уровня, первоначальное значение которой оценено исходя из известного расчетного значения сечения перехода  $3d^{10}4p-3d^{10}4d$  (<sup>11</sup>).

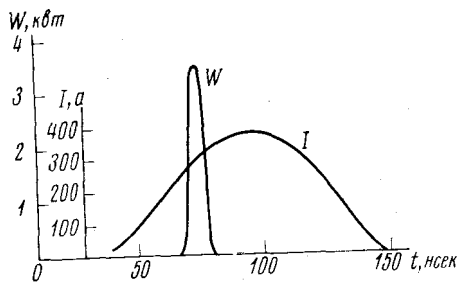


Рис. 1. Зависимость величины разрядного тока  $I$  и интенсивности генерации  $W$  от времени в условиях эксперимента (<sup>2</sup>) для трубки диаметром 1 см

На рис. 1 показана характерная временная зависимость разрядного тока  $I$  и интенсивности генерации  $W$ , рассчитанных для смеси  $\text{Cu}$  и  $\text{He}$  в условиях эксперимента (<sup>12</sup>). Вычисленные значения пиковой мощности, ширины импульса света, максимальной величины разрядного тока и к.п.д. согласуются с экспериментом для двух различных диаметров разрядной трубки (отличие наблюдается только в полной длительности импульса разрядного тока, что связано, очевидно, с недостаточно точно известными величинами индуктивности цепи и проводимости среды).

При этом согласие имеет место, если принять

$$k_1' \simeq 8,4 \cdot 10^{-6} e^{-2,36/\bar{u}} \frac{\sqrt{2,36+\bar{u}}}{2,36+0,12\bar{u}} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1},$$

где  $\bar{u}$  — средняя энергия электронов в электронвольтах. Значения  $\bar{u}$  ( $E/n$ ) получаются из решения кинетического уравнения для электронов и хорошо аппроксимируются в области  $6 \cdot 10^{-16} \leq E/n \leq 4,5 \cdot 10^{-15}$  формулой

$$\bar{u} \simeq 10^{15} (E/n) + 0,8 \quad (E/n \text{ в в} \cdot \text{см}^2).$$

Если положить  $k_1'=0$  (как в (<sup>10</sup>)), то характерная форма импульса света и его положение по отношению к разрядному току не соответствуют экспериментальным. Следует отметить, что при расчете лазера на парах меди низкого давления (<sup>10</sup>) ( $n_{\text{Cu}} \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) функция распределения электронов не успевает формироваться, что приводит к занижению роли неупругих процессов в балансе энергии электронов. При высоких давлениях отличие функции распределения электронов в электрическом поле от максвелловской с характерной средней энергией практически не сказывается на константах скоростей реакций.

В табл. 1 представлены вычисленные при значении  $k_1'$ , приведенном выше, параметры лазера в режиме генерации при различных плотностях атомов активной среды (чистая медь) и двух значениях отношения  $E/n^*$  (более подробные результаты расчета будут опубликованы в дальнейшем).

4. Проведенные оценки и расчеты показывают, что плотность пара в активной среде лазера на парах меди с газоразрядным возбуждением не имеет смысла поднимать выше величины  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Такая плотность может быть достигнута несколькими способами, из которых заслуживают внимания: взрыв проволочек (<sup>13</sup>); стационарный нагрев чистой меди до температуры  $\sim 2500^\circ \text{C}$  (<sup>14</sup>) (либо соединений меди  $\text{CuCl}$  (<sup>6</sup>) до более низких температур; вдув дисперсного металлического порошка в поток буферного газа (<sup>15</sup>).

Еще более высокое давление рабочего газа можно использовать в случае прямого возбуждения лазера пучком релятивистских электронов. Учиты-

\* При меньших значениях  $E/n$  средняя энергия электронов оказывается такой, что  $k_{01} < k_{02}$ . При больших  $E/n$  растет скорость ионизации, уменьшая оптимальное значение плотности пара.

Таблица 1

Плотность атомов активной среды, $\text{см}^{-3}$	Удельный энерго- съем, $\text{дж}/\text{см}^3$		Пиковая мощность, $\text{вт}/\text{см}^2$		К.п.д., %		Длительность импульса, нсек	
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>b</i>
$10^{18}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$	1	0,3	2	2
$10^{17}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$	3	2	20	15
$10^{16}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	7	6	160	130
$10^{15}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^2$	$7,5 \cdot 10^2$	3	4	1200	1100

Примечания. Значения параметров в графах *a* соответствуют  $E/n=2,2 \cdot 10^{-15}$  в·см<sup>2</sup> ( $\bar{n} \sim 3,2$  эв) в графах *b* —  $E/n=2,7 \cdot 10^{-15}$  в·см<sup>2</sup> ( $\bar{n} \sim 3,6$  эв). Для определенности расчеты проведены для резонатора с  $\Delta_0 = \frac{1}{2} \ln(1/R_1 R_2) \cdot (L_A n \sigma_{21})^{-1} \sim 10^{-8}$ , где  $\Delta_0$  — пороговое значение плотности инверсии,  $R_1, R_2$  — коэффициенты отражения зеркал резонатора,  $L_A$  — длина активной зоны,  $\sigma_{21}$  — сечение резонансного перехода.

вая силу осциллятора резонансного перехода атома (0,4), а также предельный квантовый к.п.д. перехода (38%)<sup>(3)</sup>, получаем, что предельный к.п.д. лазеров, возбуждаемых электронным пучком, может достигать 10%\*.

Выходная удельная энергия для таких лазеров ограничена, как и в рассмотренном выше случае, процессами разрушения верхнего лазерного уровня при соударениях с «холодными» вторичными электронами с константой  $k_1'$ . Если принять, что время развития генерации в лазере длиной 1 м составляет  $10^{-8}$  сек., то максимально достижимая величина удельной энергии в случае использования пучка электронов с энергией 1 Мэв и плотностью тока  $10^3$  а/см<sup>2</sup> составит  $3 \cdot 10^{-3}$  дж/см<sup>3</sup>\*\* . Это соответствует значению плотности металлического пара  $\sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, достижимой, например, при взрыве проволок. Следует отметить, что, как видно из представленных в табл. 1 результатов расчета, при возбуждении столь плотного пара электрическим разрядом генерация не достигается.

Научно-исследовательский институт ядерной физики  
Московского государственного университета  
им. М. В. Ломоносова

Поступило  
16 V 1974

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> O. R. Wood, Proc. IEEE, v. 62, № 3, 355 (1974). <sup>2</sup> W. T. Walter et al., IEEE J. Quant. Electronics, QE-2, № 9, 474 (1966). <sup>3</sup> Г. Г. Петраш, УФН, т. 105, в. 4, 645 (1974). <sup>4</sup> W. T. Walter, IEEE J. Quant. Electronics, QE-4, № 5, 355 (1968). <sup>5</sup> А. А. Исачев и др., Письма в ЖЭТФ, 16, в. 1, 40 (1972). <sup>6</sup> C. J. Chen, N. M. Nerheim et al., Appl. Phys. Lett., v. 23, № 9, 514 (1973). <sup>7</sup> Г. А. Месля, Генерирование мощных наносекундных импульсов, М., 1974. <sup>8</sup> C. A. Fenstermacher et al., Bull. Am. Phys. Soc., v. 16, 42 (1971). <sup>9</sup> Н. Г. Басов, Э. М. Беленов и др., Письма ЖЭТФ, т. 14, в. 7, 421 (1974). <sup>10</sup> D. A. Leonard, IEEE J. Quant. Electron., QE-3, № 9, 380 (1967). <sup>11</sup> Л. А. Вайнштейн, И. И. Соболевман, Е. А. Юков, Сечения возбуждения атомов и ионов электронами, М., 1973. <sup>12</sup> W. T. Walter et al., Bull. Am. Phys. Soc., v. 11, № 1, 113 (1966); v. 12, № 1, 90 (1967). <sup>13</sup> J. F. Asmus, N. K. Moncur, Appl. Phys. Lett., v. 13, № 11, 384 (1968). <sup>14</sup> А. Н. Несмеянов, Давление пара химических элементов, М., 1961. <sup>15</sup> G. R. Russel et al., Appl. Phys. Lett., v. 21, № 12, 565 (1972).

\* При этом мы учли как электроны пучка, так и вторичные электроны, скорость возбуждения которыми до остывания сравнима со скоростью ионизации пучком.

\*\* Для сравнения укажем, что в импульсных молекулярных лазерах высокого давления ( $\approx 10$  атм) достигнуты энергосъемы  $\approx 1$  дж/см<sup>-3</sup> (1<sup>-4</sup>).