

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. М. Батенин, П. А. Вахмин, И. И. Климовский,
Г. А. Кобзев, О роли буферных газов в лазерах на
парах меди,
ТВТ, 1976, том 14, выпуск 6, 1316–1319

<https://www.mathnet.ru/tvt9593>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.169

30 апреля 2025 г., 16:53:07



О РОЛИ БУФЕРНЫХ ГАЗОВ В ЛАЗЕРАХ НА ПАРАХ МЕДИ

*В. М. Батенин, П. А. Вохмин, И. И. Климовский,
Г. А. Кобзев*

Существующее в настоящее время несоответствие между оценочными и достигнутыми на практике выходными параметрами, и в первую очередь к.п.д., лазеров на парах металлов заставляет обратить более пристальное внимание на кинетику процессов, определяющих эти параметры. Как правило, в лазерах на парах металлов используется двухкомпонентная смесь, состоящая из паров металла и буферного газа. До последнего времени предполагалось, что основная роль буферного газа заключается в иницировании разряда, создании теплового режима работы трубки и в уменьшении потока атомов металла за счет диффузии из области разряда в холодные области разрядной трубки. Так, например, в работе [1], посвященной расчету параметров лазера на парах меди, влияние буферного газа не обсуждается, хотя проводится сопоставление расчета с экспериментом [2], в котором использовался буферный газ гелий. О том, что буферный газ может играть существенную роль в процессах, происходящих в лазерах на парах металлов, генерирующих на переднем фронте импульса тока, свидетельствуют результаты работы [3]. Зависимость выходной мощности от давления паров меди, приведенная в этой работе, близка к линейной, а это возможно только в том случае, если электроны в разряде образуются в основном за счет ионизации атомов гелия.

Кроме того, соответствующие оценки показывают, что применительно к условиям работы [3] квазистационарность функции распределения электронов по скорости может быть обеспечена только в результате неупругих соударений электронов с атомами гелия, приводящих к возбуждению резонансных уровней атома гелия или его ионизации.

Ниже приводится расчет выходных параметров лазера на парах меди с учетом потерь энергии на ионизацию и возбуждение атомов гелия. Последовательность расчета такова: вначале рассчитывали импульс тока, затем импульс генерации.

Для расчета импульса тока использовалось уравнение разрядного контура

$$LQ'' + RQ' + \frac{1}{C}Q = 0, \quad (1)$$

$$R = \frac{l_{rp}}{S} \frac{m\nu}{n_0 e^2}, \quad (2)$$

где, кроме общепринятых обозначений, Q' – ток разряда; l_{rp} , S – соответственно длина и сечение разрядного промежутка, и уравнения для плотности электронов

$$\frac{dn_0}{dt} = \nu_I n_0, \quad (3)$$

где ν_I – частота ионизации смеси атомов гелия и меди. В свою очередь, ν_I определялась из уравнения баланса энергии электрона в электрическом поле в пренебрежении упругими потерями

$$\frac{e^2 E^2}{m\nu} = \sum_j \nu_j(E) \epsilon_j, \quad (4)$$

где ν_j , ϵ_j – соответственно частота и энергия j -го процесса. Для смеси He и Cu, учитывая возбуждение и ионизацию основных состояний, имеем

$$\nu_I = \nu_{IHe} + \nu_{ICu} = \nu_{IHe}(1 + \beta) \frac{e^2 E^2}{m\nu I'}, \quad (5)$$

где

$$I' = I_{He} + \chi_{He} I_{He}^* + \beta(I_{Cu} + \chi_{Cu} I_{Cu}^*); \quad \chi_{He, Cu} = \frac{\nu_{He, Cu}'}{\nu_{He, Cu}}, \quad \beta = \frac{\nu_{ICu}}{\nu_{IHe}}. \quad (6)$$

Величины χ и β вычислялись с модельной функцией распределения электронов по скоростям в виде ступеньки

$$f(v) = \begin{cases} 0 & v < v_1 = \sqrt{2\varepsilon_1/m}, \\ \text{const} & v_1 \leq v \leq v_2, \\ 0 & v > v_2 = \sqrt{2\varepsilon_2/m} \end{cases} \quad (7)$$

$$\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = I_{\text{He}} = 24,6 \text{ эв.}$$

Связь между ε_2 и напряженностью электрического поля в разряде определяется условием

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \frac{N_{\text{He}}}{v_{\text{неупр}}} dt = N_{\text{He}} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \sigma_{\text{неупр}}(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} \frac{mv}{e^2 E^2} d\varepsilon = 1, \quad (8)$$

где $\sigma_{\text{неупр}}$ — суммарное сечение возбуждения и ионизации атома гелия из основного состояния; N_{He} — концентрация атомов гелия. Средние энергии электронов, вычисленные с функцией распределения (7), (8), согласуются с результатами численных расчетов [4] в диапазоне E/p от 20 до 60 в/см-тор. Частоты ионизации, вычисленные в приближении мгновенной ионизации возбужденных атомов гелия, согласуются с данными [5], вычисленные без учета ионизации возбужденных атомов — с [6]. С учетом (1), (2), (4), (5) уравнение (3) приводится к виду

$$\frac{dn_e}{dt} = (1 + \beta) \frac{e^2 E^2}{mv_e I'} n_e = \frac{1 + \beta}{I' l_{\text{тр}} S} R(Q')^2, \quad (9)$$

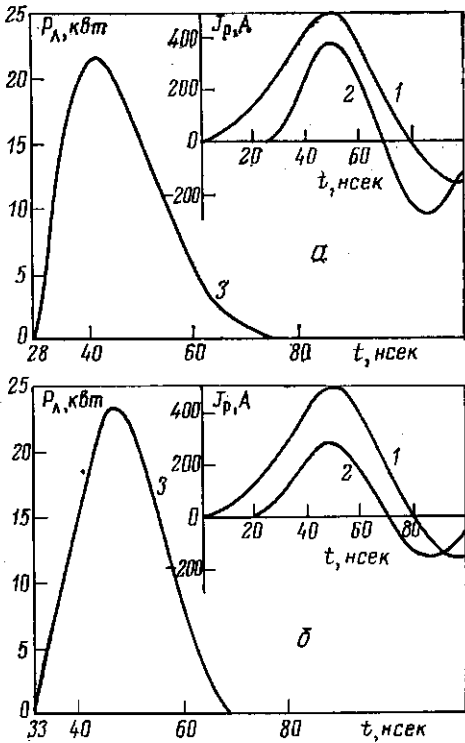
Путем несложных преобразований из (1), (2), (9) получаем уравнение разрядного контура с величиной сопротивления*

$$LQ'' + \frac{Q'}{\frac{1}{R_0} + \frac{B}{2C} (Q_0^2 - Q^2) - \frac{BL}{2} (Q')^2} + \frac{1}{C} Q = 0, \quad (10)$$

где

$$B = \frac{1 + \beta}{l_{\text{тр}}^2} \frac{e^2}{mv_e I'}, \quad R_0 = R|_{t=0}.$$

Начальные условия $Q(t=0) = Q_0$, $Q'(t=0) = 0$. Необходимые для расчетов сечения ионизации и возбуждения атомов гелия заимствованы из [8], сечения ионизации меди — из [7], сечения возбуждения меди рассчитывались по [8], с учетом переходов с силами осцилляторов, превышающими 0,05 [9]. Напряженность электрического поля определялась как отношение напряжения на разрядном промежутке к его длине: $E = U/l_{\text{тр}}$.



Импульс тока и импульс генерации на длине волны $\lambda = 5105 \text{ \AA}$, рассчитанные в приближении мгновенной ионизации (а) и без учета ионизации (б) возбужденных атомов гелия:

1 — импульс тока — эксперимент [3]; 2 — импульс тока — расчет; 3 — импульс генерации — расчет

* Для безындуктивного контура ($R^2 \gg L/C$) уравнение (10) решается аналитически. Решение имеет вид $Q = Q_0 \left(1 + \frac{2}{v_{10} RC} \exp\{v_{10} t\} \right)^{-1/2}$, где $v_{10} = BU_0^2$ — частота ионизации в начальный момент времени.

Результаты численного расчета уравнения (10) для условий работы [3] ($L=0,5$ мкм, $C=250$ нф, $Q_0=6 \cdot 10^{-8}$ к, $U_0=24$ кэ, $U_{Cu}=10^{15}$ см $^{-3}$, $N_{He}=2,5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$) представлены на рис. 1. Здесь же приведены импульсы генерации на длине волны 5105 Å, рассчитанные в приближении режима насыщенной мощности с учетом изменения концентрации атомов меди в основном состоянии N_{0Cu} и в пренебрежении спонтанными переходами. При расчете использовалась следующая система уравнений:

$$\frac{dN_r}{dt} = q_{0r} n_e N_0 - q_r n_e N_r - P, \quad (11)$$

$$\frac{dN_m}{dt} = P, \quad (12)$$

$$N_r = \xi N_m, \quad (13)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = -q_0 n_e N_0, \quad (14)$$

индекс r относится к верхнему лазерному уровню, m – к нижнему, $q_0 = \sum_k q_{0k}$.

$q_r = \sum_k q_{rk}$; q_{0k} , q_{rk} – соответственно скорости рассеяния вверх (возбуждения

ионизации) основного и верхнего лазерного уровней; ξ – отношение статвесов уровней r и m . Решение этой системы с начальными условиями при $t=0$, $n_e=0$, $N_r=0$, $N_0=N_0^0$ в предположении, что отношения q_{0r}/v_I , q_0/v_I , q_r/v_I не меняются за время генерации, имеет вид

$$N_r = N_0^0 \frac{q_{0r}}{\xi + 1} \frac{e^{-\frac{q_0}{v_I} n_e(t)} - e^{-\frac{\xi}{\xi + 1} \frac{q_r}{v_I} n_e(t)}}{q_r - \frac{q_0}{\xi}}. \quad (15)$$

Соответственно для мощности генерации единицы объема

$$P = \hbar \omega \frac{q_{0r} N_0^0}{v_I (1 + \xi)} \frac{dn_e(t)/dt}{1 - \frac{\xi + 1}{\xi} \frac{q_0}{q_r}} \left[e^{-\frac{\xi}{\xi + 1} \frac{q_r}{v_I} n_e(t)} - \frac{\xi + 1}{\xi} \frac{q_0}{q_r} e^{-\frac{q_0}{v_I} n_e(t)} \right], \quad (16)$$

где $\hbar \omega$ – энергия лазерного кванта. Функции $n_e(t)$ и $dn_e(t)/dt$ вычислялись при нахождении тока. Если предположить, что v_I слабо меняется за время генерации, и положить ее константой, то из (16) нетрудно получить выражение для максимальной удельной мощности P_{\max} , энергии в импульсе W и длительности импульса генерации $\tau_{1/2}$

$$P_{\max} \approx \hbar \omega \frac{N_0^0}{\xi} \frac{q_{0r}}{q_r} v_I \cdot 0,4, \quad (17)$$

$$W \approx \hbar \omega \frac{N_0^0}{\xi} \frac{q_{0r}}{q_r} \cdot 0,3, \quad (18)$$

$$\tau_{1/2} \approx 2/v_I. \quad (19)$$

Согласно (19) оценка частоты ионизации в условиях работы [10] показывает, что в данном случае буферный газ может играть существенную роль в кипетике.

Таким образом, при оценке максимально возможного к.п.д. лазеров на парах металлов следует учитывать потери энергии на ионизацию и возбуждение буферного газа. При этом реальный к.п.д. будет отличаться от предельного множителя типа

$$\alpha = \frac{I_{Cu} \cdot v_I \cdot Cu}{I_{He} v_I He + I_{He} \cdot v_I \cdot He + I_{Cu} v_I Cu + I_{Cu} \cdot v_I \cdot Cu}.$$

В условиях работы [3] $\alpha \approx 0,08$, так что максимально возможный к.п.д. оказывается $\sim 2-2,5\%$.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
10 III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Елецкий, Ю. К. Земцов, А. В. Родин, А. И. Старостин. Докл. АН СССР, 220, 318, 1975.
2. W. T. Walter et al. Bull. Amer. Phys. Soc. 7, № 1, 113, 1966; IEEE J. Quant. Electron, QE-2, № 9, 474, 1966.
3. П. А. Бозан, В. Н. Николаев, В. И. Соломонов. Квантовая электроника, 2, 159, 1975.
4. A. J. Postma. Physica 43, 581, 1969.
5. R. Meve. Physica, 47, 373, 1970.
6. С. Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Госатомиздат, 1961.
7. С. И. Павлов, В. И. Раховский, Р. И. Федорова, Ж. эксперим. и теор. физ., 24, 1029, 1967.
8. A. E. S. Green. AIAA J., 4, 769, 1966.
9. Г. А. Касабов, В. В. Елисеев. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. Атомиздат, 1973.
10. А. А. Исаев, М. А. Казарян, Г. Г. Петраш. Письма в ЖЭТФ, 16, 40, 1972.

УДК 536.221

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ЖИДКИХ НАТРИЙ-КАЛИЕВЫХ СПЛАВОВ

И. Ф. Крайнова, Э. Э. Шпильрайн

Теплопроводность жидких натрий-калиевых сплавов исследовалась нами и ранее, результаты опубликованы в [1]. Уже в этой работе отмечалось anomальное поведение изотерм теплопроводности на диаграмме теплопроводность — состав в окрестностях составов NaK_2 и Na_2K и был сделан вывод о необходимости дополнительных исследований с целью уточнения характера поведения изотерм вблизи этих точек.

Эти новые исследования теплопроводности натрий-калиевых сплавов проведены, как и ранее [2], методом осевого теплового потока с относительным измерением его величины по эталону с известной теплопроводностью. В качестве эталона использовался образец из нержавеющей стали. Измерение температур проводилось платинопородий-платиновыми термопарами с диаметром электродов 0,3 мм. Эксперименты для всех составов сплавов проводились без демонтажа установки. Для этого по окончании исследования сплава одного состава металл удалялся из рабочей трубки шприцем, затем остатки металла вытравливались водой и спиртом, трубка хорошо промывалась и просушивалась, после чего производилось следующее заполнение.

На данной сборке установки исследованы три состава сплава натрий — калий с содержанием калия в вес. % : $45,8 \pm 0,2$; $77,2 \pm 0,5$; 63,0 (или в ат. % соответственно: 33,2; 66,6 и 50,0). Сплавы изготовлены Институтом химии и технологии редких элементов и минерального сырья. Для изготовления сплавов применялись чистые натрий и калий с содержанием примесей менее 0,01 %.

В работе [1] исследовались шесть сплавов натрий-калий следующих составов (в вес. % К) : 17,1; 30; 49,8; 70; 77,2; 85,2; (или в ат. % соответственно: 10,8; 20,1; 36,8; 57,8; 66,6 и 77,2).

На рис. 1 представлены экспериментальные точки для сплава эвтектического состава как первой серии эксперимента (старые данные, 33 точки), так и второй серии (новые данные, 39 точек). Как показывает график, результаты хорошо согласуются между собой. Расхождение между ними не превышает в среднем 1%. Такое хорошее согласование данных первой и второй серий, сделанных на разных сборках установки, дает возможность при сопоставлении результатов исследований различных сплавов почувствовать достаточно тонкие эффекты.

На рис. 1 представлены для сравнения данные Эвинга [3] для сплава состава 77,7 вес. % К (67,2 ат. %) и Лайона [4] для состава 78 вес. % К (68 ат. %). Как видно из графика, результаты Эвинга и Лайона хорошо согласуются с нашими данными.

Экспериментальные точки полученные нами для сплавов 33,2 и 50 ат. % К, представлены на рис. 2.

Результаты экспериментов обработаны методом наименьших квадратов и получены следующие уравнения, описывающие зависимость теплопроводности от температуры:

для эвтектики (66,6 ат. % К)

$$\lambda = 17,64 + 18,94 \cdot 10^{-3} t - 17,63 \cdot 10^{-6} t^2, \quad (1)$$

для перитектики (33,2 ат. % К)

$$\lambda = 16,43 + 49,76 \cdot 10^{-3} t - 78,70 \cdot 10^{-6} t^2 + 39,33 \cdot 10^{-9} t^3, \quad (2)$$

для состава 50 ат. % К

$$\lambda = 17,30 + 14,22 \cdot 10^{-3} t - 13,76 \cdot 10^{-6} t^2, \quad (3)$$

где λ — ккал/м·час·град t — °С.