

Критерии пространственной однородности активных сред катафорезных импульсно-периодических лазеров на парах металлов

Г.Д.Чеботарев, О.О.Пруцаков, Е.Л.Латуш

Проанализированы процессы формирования поперечного распределения концентрации паров металла в импульсно-периодических лазерах. Найден критерий однородности этого распределения. Определены оптимальные условия возбуждения активных сред катафорезных импульсно-периодических лазеров на парах металлов, при которых реализуется высокая степень как продольной, так и поперечной однородности.

Ключевые слова: лазеры на парах металлов, импульсно-периодический разряд, катафорез, тепловая диффузия.

1. Введение

Катафорез давно и успешно используется в непрерывных ионных лазерах на парах металлов (ЛПМ) для создания однородного распределения паров вдоль активной среды [1, 2]. Самым распространенным лазером такого типа является He–Cd-лазер ($\lambda = 441.6$ и 325 нм). Вследствие простоты и надежности конструкции, немногим более сложной, чем у He–Ne-лазера, и удобства эксплуатации он имеет наибольший из всех ЛПМ коммерческий успех и применяется в самых различных областях.

В наших работах [3–5] впервые был использован катафорезный способ ввода паров в активные среды импульсно-периодических ЛПМ, в частности He–Cd- ($\lambda = 533.7$ и 537.8 нм) и He–Sr- ($\lambda = 430.5$ нм) лазеров, и была показана перспективность использования катафореза для импульсно-периодических лазеров. Так, для малогабаритного He–Sr-лазера с диаметром разрядного канала 3 мм и длиной активной части 26 см при катафорезной прокачке паров стронция была получена рекордная удельная средняя мощность генерации $P_{av}^{sp} = 277$ мВт/см³.

В работах [6, 7] мы провели оценки скорости прокачки паров металла в импульсно-периодическом режиме и времени установления продольного распределения концентрации паров металла и получили критерий его однородности. Цель настоящей работы – исследование процессов формирования поперечного распределения концентрации паров металла за счет радиального катафореза и тепловой диффузии в импульсно-периодическом разряде и определение критерия однородности этого распределения, а также поиск оптимальных условий возбуждения активных сред катафорезных импульсно-периодических ЛПМ, обеспечивающих высокую степень их однородности.

Г.Д.Чеботарев, О.О.Пруцаков, Е.Л.Латуш. Ростовский государственный университет, физический факультет, Россия, 344090 Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5; e-mail: latush@phys.rsu.ru

Поступила в редакцию 31 марта 2005 г.

2. Поперечное распределение паров металла

В импульсно-периодическом разряде радиальное распределение концентраций частиц эволюционирует в течение всего межимпульсного периода. Зададимся целью найти среднее за межимпульсный период установившееся радиальное распределение концентрации паров металла. Это распределение, как и продольное, устанавливается не сразу, а через некоторое время, которое в лазерах, возбуждаемых продольным разрядом, намного меньше времени установления продольного распределения, т. к. диаметр газоразрядного канала $2R$ много меньше его длины. Поэтому будем считать, что усредненные за межимпульсный период радиальные распределения параметров плазмы квазистационарно подстраиваются под продольные распределения. Введем в рассмотрение концентрацию атомов металла $N_M(r)$, концентрацию ионов металла $N_{M^+}(r)$ и температуру газа $T_g(r)$, усредненные за межимпульсный период. Примем следующие упрощающие допущения: 1) преимущественно ионизируется металл, т. е. $N_{M^+}(r) = N_e$, где N_e – концентрация электронов; 2) энергия вводится в разряд равномерно по радиусу; 3) длительность импульса тока τ_i много меньше межимпульсного периода T ; 4) коэффициенты диффузии атомов и ионов металла равны: $D_M = D_{M^+} = D$. При оптимальных для генерации условиях в импульсно-периодических ЛПМ эти допущения выполняются с достаточной степенью точности.

Запишем уравнения диффузии для $N_M(r)$ и $N_{M^+}(r)$, учитывая последнее упрощающее допущение:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{D}{T_g} \frac{d}{dr} (N_M T_g) \right] = Q, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{D_a}{T_g} \frac{d}{dr} (N_{M^+} T_g) \right] = -Q, \quad (2)$$

где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, связанный с D соотношением

$$D_a = D \left(1 + \frac{T_e}{T_g} \right). \quad (3)$$

Температуру электронов T_e здесь также следует рассматривать как усредненную за межимпульсный период. В межимпульсный период радиальное распределение T_e примерно повторяет радиальное распределение T_g , поэтому параметр

$$\xi = 1 + \frac{T_e}{T_g} \quad (4)$$

можно считать не зависящим от радиальной координаты r .

Функция радиальной координаты r

$$Q = \alpha N_M N_e - \beta N_{M^+} N_e^2, \quad (5)$$

где α , β – усредненные за межимпульсный период константы скоростей ионизации атомов металла и тройной рекомбинации ионов металла соответственно.

Коэффициент диффузии D является функцией температуры газа и концентрации буферного газа N_b . В большинстве случаев

$$D = a \frac{\sqrt{T_g}}{N_b}, \quad (6)$$

где a – константа, своя для каждой смеси металл–буферный газ (для стронция в гелии $a = 9.44 \times 10^{19} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-0.5}$ [8]); здесь и далее T_g измеряется в электронвольтах.

Для удобства введем безразмерную пространственную переменную

$$x = \frac{r}{R} \quad (7)$$

и пронормируем концентрации частиц на концентрацию паров металла у стенки трубки $N_{M,w}$:

$$n_M = \frac{N_M(r)}{N_{M,w}}, \quad n_{M^+} = \frac{N_{M^+}(r)}{N_{M,w}}, \quad n_b = \frac{N_b(r)}{N_{M,w}}, \quad n_e = \frac{N_e(r)}{N_{M,w}}. \quad (8)$$

С учетом (6)–(8) уравнения (1) и (2) можно переписать следующим образом:

$$\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left[x \frac{1}{n_b \sqrt{T_g}} \frac{d}{dx} (n_M T_g) \right] = \frac{QR^2}{a}, \quad (9)$$

$$\xi \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left[x \frac{1}{n_b \sqrt{T_g}} \frac{d}{dx} (n_{M^+} T_g) \right] = -\frac{QR^2}{a}. \quad (10)$$

Решения уравнений (9) и (10) должны удовлетворять граничным условиям

$$\frac{dn_M(0)}{dx} = \frac{dn_{M^+}(0)}{dx} = 0, \quad n_M(1) = 1, \quad n_{M^+}(1) = 0. \quad (11)$$

Проинтегрировав уравнение (9), получим

$$x \frac{1}{n_b \sqrt{T_g}} \frac{d}{dx} (n_M T_g) = \frac{R^2}{a} \int Q(x) x dx + C_1; \quad (12)$$

из граничного условия (11) для n_M на оси (при $x = 0$) следует, что $C_1 = 0$. Возьмем интеграл от обеих частей уравнения (12) и получим

$$n_M T_g = \frac{R^2}{a} \int \left[\frac{n_b \sqrt{T_g}}{x} \int Q(x) x dx \right] dx + C_2. \quad (13)$$

Аналогично поступим с уравнением (10):

$$\xi n_{M^+} T_g = -\frac{R^2}{a} \int \left[\frac{n_b \sqrt{T_g}}{x} \int Q(x) x dx \right] dx + C_2^*. \quad (14)$$

Сложив (13) и (14), получим

$$(n_M + \xi n_{M^+}) T_g = C_2 + C_2^*. \quad (15)$$

Из граничных условий (11) на стенке (при $x = 1$) следует

$$C_2 + C_2^* = T_w, \quad (16)$$

где T_w – температура стенки трубки.

Таким образом, используя (15) и (16), приходим к следующему выражению для радиального распределения концентрации атомов металла:

$$n_M(x) = \frac{T_w}{T_g(x)} - \xi n_{M^+}(x). \quad (17)$$

Первый член в правой части уравнения (17) есть радиальный профиль, являющийся результатом неоднородного радиального распределения газовой температуры и формирующийся за счет тепловой диффузии; обозначим его следующим образом:

$$n_M^{(T)}(x) = \frac{T_w}{T_g(x)}. \quad (18)$$

В случае однородного распределения T_g по радиусу уравнение (17) представляет собой радиальный профиль $n_M(x)$, формирующийся за счет радиального катафореза:

$$n_M^{(D)}(x) = 1 - \xi n_{M^+}(x). \quad (19)$$

В итоге (17) можно представить в следующем виде:

$$n_M(x) = n_M^{(T)}(x) + n_M^{(D)}(x) - 1. \quad (20)$$

2.1. Радиальный катафорез

Радиальный профиль концентрации атомов металла, формируемый радиальным катафорезом, имеет вид (19). Положим, что радиальный профиль ионов $n_{M^+}(x)$ представляет собой параболу, ветви которой направлены вниз [9]:

$$n_{M^+}(x) = n_{M^+}(0)(1 - x^2). \quad (21)$$

Заменяя в (21) $n_{M^+}(0)$ на $n_e(0)$ (первое упрощающее допущение) и подставив результат в (19), получим

$$n_M^{(D)}(x) = 1 - \xi n_e(0)(1 - x^2). \quad (22)$$

Временная зависимость концентрации электронов в послесвечении определяется тройной рекомбинацией и амбиполярной диффузией. На оси трубки это уравнение можно записать в следующем виде:

$$\frac{dN_e}{dt}(0, t) = -\beta N_e^3(0, t) - \gamma_a N_e(0, t), \quad (23)$$

где

$$\gamma_a = \xi\gamma = \xi \frac{6D}{R^2} \quad (24)$$

– частота амбиполярной диффузии; коэффициент тройной рекомбинации β определяется формулой [10]

$$\beta = 3.192 \times 10^{-27} T_e^{-4.5}. \quad (25)$$

Приняв за начало послесвечения момент времени $t = 0$ (третье упрощающее допущение), получим $N_e(0, 0) = N_{e,\max}(0)$; тогда решение уравнения (23) будет иметь следующий вид:

$$N_e(0, t) = \left[\left(\frac{1}{N_{e,\max}^2(0)} + \frac{\beta}{\gamma_a} \right) \exp(2\gamma_a t) - \frac{\beta}{\gamma_a} \right]^{-1/2}. \quad (26)$$

Усредним $N_e(0, t)$ за межимпульсный период T :

$$\begin{aligned} \langle N_e(0, t) \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T N_e(0, t) dt \\ &= \frac{f}{(\gamma_a \beta)^{1/2}} \left\{ \arctan \left[\left(\frac{\gamma_a}{\beta N_{e,\max}^2(0)} + 1 \right) \exp\left(\frac{2\gamma_a}{f}\right) - 1 \right]^{1/2} \right. \\ &\quad \left. - \arctan \left[\frac{\gamma_a}{\beta N_{e,\max}^2(0)} \right]^{1/2} \right\}, \quad (27) \end{aligned}$$

где $f = 1/T$ – частота следования импульсов.

Поскольку обычно $\beta N_{e,\max}^2(0) \gg \gamma_a$, выражение (27) можно упростить:

$$\langle N_e(0, t) \rangle = \frac{f}{(\gamma_a \beta)^{1/2}} \arctan \left[\exp\left(\frac{2\gamma_a}{f}\right) - 1 \right]^{1/2}. \quad (28)$$

Так как согласно (8)

$$n_e(0) = \frac{\langle N_e(0, t) \rangle}{N_{M,w}}, \quad (29)$$

то $n_M^{(D)}(x)$ можно преобразовать к следующему виду:

$$\begin{aligned} n_M^{(D)}(x) &= 1 - \sqrt{\xi} \left(\frac{f}{\beta N_{M,w}^2} \right)^{1/2} \left(\frac{f}{\gamma} \right)^{1/2} \\ &\quad \times \arctan \left[\exp\left(\frac{2\xi\gamma}{f}\right) - 1 \right]^{1/2} (1 - x^2); \quad (30) \end{aligned}$$

здесь мы учли, что $\gamma_a = \xi\gamma$.

2.2. Тепловая диффузия

Чтобы найти радиальный профиль концентрации атомов металла $n_M^{(T)}(x)$, возникающий вследствие неоднородности газовой температуры, нужно решить уравнение теплопроводности

$$\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left(x \lambda_{th} \frac{dT_g}{dx} \right) = - \frac{R^2 \omega f}{e}, \quad (31)$$

где $\omega = W/V$ – удельный энерговыдел; $e = 1.6 \times 10^{-19}$ Кл – заряд электрона;

$$\lambda_{th} = AT_g^B \quad (32)$$

– коэффициент теплопроводности буферного газа

Для гелия $A = 1.55 \times 10^{21} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-B}$, $B = 0.787$ [11].

Температура $T_g(x)$ должна удовлетворять граничным условиям

$$\frac{dT_g(0)}{dx} = 0, \quad T_g(1) = T_w. \quad (33)$$

Решение уравнения (31), удовлетворяющее условиям (33), при втором упрощающем допущении имеет вид

$$T_g(x) = \left[T_w^{B+1} + \frac{R^2 \omega f (B+1)}{4eA} (1-x^2) \right]^{1/(B+1)}. \quad (34)$$

Таким образом, согласно (18) формируемый тепловой диффузией радиальный профиль

$$n_M^{(T)}(x) = \left[1 + \frac{R^2 \omega f (B+1)}{4eAT_w^{B+1}} (1-x^2) \right]^{-1/(B+1)}. \quad (35)$$

2.3. Предымпulseный радиальный профиль концентрации атомов металла

Мы рассматриваем радиальное распределение атомов металла, усредненное за межимпульсный период. Поскольку в импульсно-периодических ЛПМ длительность импульса тока, в течение которого происходят резкие изменения параметров плазмы, много меньше длительности межимпульсного периода, то усредненное радиальное распределение атомов металла будет примерно соответствовать их предымпulseному распределению.

Используя (30) и (35), запишем предымпulseное радиальное распределение профиля атомов металла в следующем виде:

$$\begin{aligned} n_M(x) &= [1 + k_1(1-x^2)]^{-1/(B+1)} - (\xi k_2 k_3)^{1/2} \\ &\quad \times \arctan \left[\exp\left(\frac{2\xi}{k_3}\right) - 1 \right]^{1/2} (1-x^2). \quad (36) \end{aligned}$$

Здесь введены безразмерные параметры, характеризующие свойства импульсно-периодического разряда:

$$k_1 = \frac{R^2 \omega f (B+1)}{4eAT_w^{B+1}} \quad (37)$$

– отношение между вводимой в разряд электрической мощностью и выводимой из него за счет теплопроводности буферного газа тепловой мощностью;

$$k_2 = \frac{f}{\beta N_{M,w}^2} \quad (38)$$

– отношение частоты следования импульсов к максимальной частоте рекомбинации (при этом $N_{M,w}$ переходит в N_e);

$$k_3 = \frac{f}{\gamma} = \frac{R^2}{6D} f \quad (39)$$

– отношение частоты следования импульсов к частоте диффузии атомов металла.

3. Результаты расчетов радиальных распределений

Для того чтобы убедиться в применимости полученных формул (30), (35), (36) к реальным условиям функционирования импульсно-периодических лазеров на парах металлов, были проведены сравнительные расчеты

для восьми различных саморазогревных трубок He–Sr-лазеров, исследованных в работах [3–5, 9, 12–14]. В качестве тестовых взяты результаты расчетов, полученные с помощью подробной математической модели He–Sr-лазера [15]. Результаты расчетов приведены на рис.1; в табл.1 даны рабочие параметры лазеров, соответствующие им значения параметров k_1 , k_2 , k_3 и рассчитанные с использованием формул (30), (35), (36) перепады концентраций атомов металла на стенке и на оси трубки. Приведены также рассчитанные с помощью модели средние за межимпульсный период значения ξ и T_e .

Из рис.1 видно достаточно хорошее согласие между результатами расчетов по формулам (30), (35), (36) и дан-

ными детальными моделированием плазмы импульсно-периодического разряда He–Sr-лазера. В частности наблюдается хорошее согласие соотношений вкладов радиального катафореза и тепловой диффузии в предимпульсный радиальный профиль концентрации атомов стронция, при этом для всех трубок вклад тепловой диффузии является преобладающим. Во всех случаях формула (30) дает несколько меньшее значение провала концентрации атомов металла на оси, чем детальный расчет. Это происходит потому, что при выводе (30) мы полагали, что в плазме есть только ионы стронция, а на самом деле там присутствуют и ионы гелия, которые дают небольшой вклад в N_e . Некоторые различия в теп-

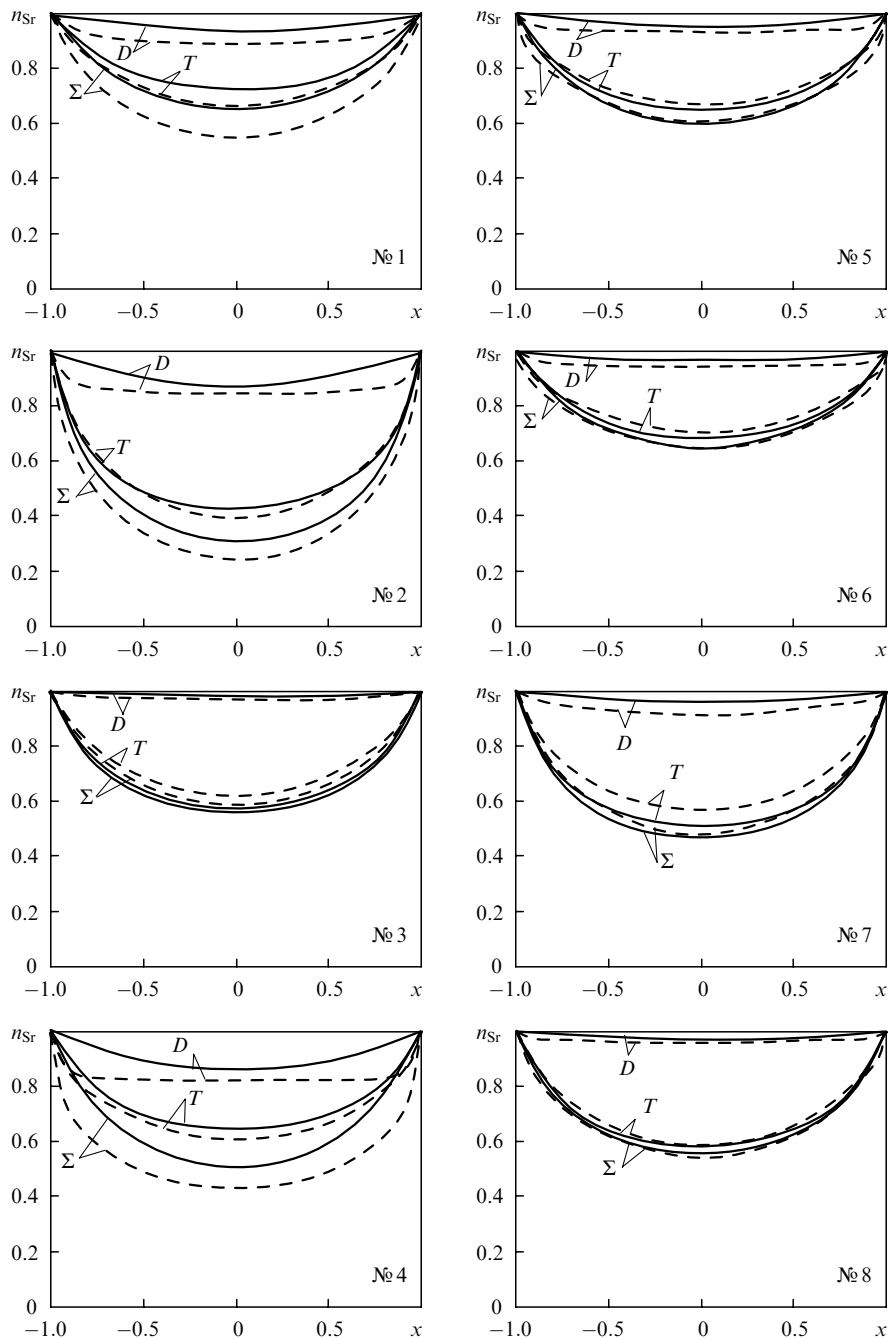


Рис.1. Сравнение радиальных профилей концентрации атомов стронция, рассчитанных по формулам (30), (35), (36) (сплошные кривые), с профилями, рассчитанными по математической модели He–Sr-лазера (штриховые кривые); номера на рисунках соответствуют номерам трубок в табл.1, буквами D и T обозначены профили, обусловленные радиальным катафорезом и тепловой диффузией, Σ – суммарный профиль.

Табл.1. Параметры He–Sr лазеров, исследованных в работах [3–5, 9, 12–14], соответствующие им значения k_1 , k_2 , k_3 и рассчитанные по формулам (30), (35), (36) перепады между концентрациями на стенке и на оси трубки, обусловленные радиальным катафорезом ($\Delta n_M^{(D)}$) и тепловой диффузией ($\Delta n_M^{(T)}$); $\Sigma \Delta n_M$ – суммарный перепад.

Номер трубки	Литература	R (см)	w (мДж/см ²)	f (кГц)	P_{He} (Тор)	T_w (эВ)	$N_{\text{Sr}}(R)$ (10 ¹⁴ см ⁻³)	T_e (эВ)	ξ	k_1	k_2 (10 ⁻³)	k_3	$\Delta n_M^{(D)}$ (%)	$\Delta n_M^{(T)}$ (%)	$\Sigma \Delta n_M$ (%)
1	[9]	0.635	2.7	3.77	112	0.073	2.75	0.097	2.33	0.79	0.44	12.7	6.7	27.8	34.5
2	[12]	0.775	5.2	6	250	0.075	2	0.1	2.35	3.4	1.4	64.2	12.4	56.6	69.0
3	[13]	1.25	7.8	0.7	200	0.073	2.5	0.08	2.06	1.7	0.04	16.4	1.8	42.2	44.0
4	[3, 4]	0.15	21	30	608	0.075	6.7	0.12	2.62	2.3	0.17	106.6	14.2	35.5	49.7
5	[5, 14]	0.275	4.8	18	684	0.076	8.5	0.098	2.3	1.19	1.5	29.2	4.9	35.3	40.2
6	[5, 14]	0.3	5.9	10	608	0.076	7.5	0.09	2.2	1.17	0.23	65.2	3.2	31.5	34.7
7	[5, 14]	0.75	4.5	5	532	0.075	6.7	0.11	2.3	1.61	0.08	95.8	4.2	48.9	53.1
8	[5, 14]	0.5	4.5	8	684	0.076	6.7	0.084	2.1	0.96	0.01	38.6	2.7	41.6	44.3

ловых профилях, рассчитанных по (35) и с помощью модели, обусловлены небольшими отличиями реального энергоклада в каждую трубку от однородного по радиусу энергоклада, использованного при выводе (35).

Реальное распределение концентрации атомов металла по радиусу трубки можно лишь условно назвать однородным. На самом деле радиальный профиль $n_M(x)$, как видно из рис.1, в условиях работы импульсно-периодических ЛПМ будет всегда неоднородным, хотя бы из-за неоднородности T_e , которая вследствие конечной теплопроводности буферного газа будет иметь максимум на оси трубки, а распределение активных частиц – минимум.

Уменьшение концентрации атомов металла в центре трубки не может не сказаться на характеристиках генерации лазера. И когда провал в распределении $n_M(x)$ большой, ухудшение генерации становится заметным, а неоднородность $n_M(x)$ оказывается решающим фактором, который мешает получить большие выходные мощности из больших объемов и на высоких частотах. При этом неоднородность $n_M(x)$ приводит к неоднородности характеристик генерации ЛПМ как на атомных переходах [16], так и на ионных. В частности в He–Sr-лазере, в котором накачка ионных лазерных переходов осуществляется комбинацией ионов Sr^{++} , радиальное распределение концентрации Sr^{++} в условиях почти полной двукратной ионизации атомов Sr практически повторяет их предимпульсное радиальное распределение (за исключением пристеночных областей).

Воспользуемся равенством (36) для получения критерия однородности радиального распределения концентрации атомов металла. Из (36) следует, что глубина провала концентрации атомов металла на оси

$$\Delta n_M(0) = 1 - (1 + k_1)^{-1/(B+1)} + (\xi k_2 k_3)^{1/2} \arctan \left[\exp \left(\frac{2\xi}{k_3} \right) - 1 \right]^{1/2}. \quad (40)$$

Из табл.1 видно, что параметр ξ в различных условиях изменяется не сильно: $\xi = 2 - 2.6$ (при оценках будем считать, что $\xi = 2.3$). Рассмотрим функцию

$$F(k_3) = (\xi k_3)^{1/2} \arctan \left[\exp \left(\frac{2\xi}{k_3} \right) - 1 \right]^{1/2}, \quad (41)$$

график которой изображен на рис.2. На графике за начало диапазона изменения k_3 взята единица, т. к. значение γ_a принято считать нижней границей частоты им-

пульсно-периодического разряда [17]. Из рис.2 следует, что при $k_3 > 10$ можно положить $F(k_3) = 3.2$, т. е. функция перестает зависеть от k_3 . Из табл.1 видно, что для всех рассмотренных трубок условие $k_3 > 10$ выполняется. Более того, даже при $k_3 < 10$ замена $F(k_3)$ числом 3.2 не сильно скажется на оценках. Поэтому будем считать, что

$$\Delta n_M(0) = 1 - (1 + k_1)^{-1/(B+1)} + 3.2\sqrt{k_2}. \quad (42)$$

В качестве критерия радиальной однородности концентрации атомов металла примем условие

$$\Delta n_M(0) \leq \frac{2}{3} n_M(1) \approx 0.67, \quad (43)$$

которое означает, что глубина провала концентрации атомов металла на оси $\Delta n_M(0)$ не должна превышать 2/3 ее значения на стенках. Предельная допустимая глубина провала на оси была выбрана на основе анализа результатов математического моделирования He–Sr-лазера. Распределение атомов металла, удовлетворяющее критерию (43), будем условно называть однородным. Из (42) следует, что для выполнения условия (43) должно выполняться неравенство

$$k_1 \leq (0.33 + 3.2\sqrt{k_2})^{-(B+1)} - 1. \quad (44)$$

Условие (44), графически изображенное на рис.3, означает, что для радиальной однородности концентрации атомов металла необходимо, чтобы точка (k_1, k_2) , соответствующая параметрам лазера, находилась ниже или на кривой

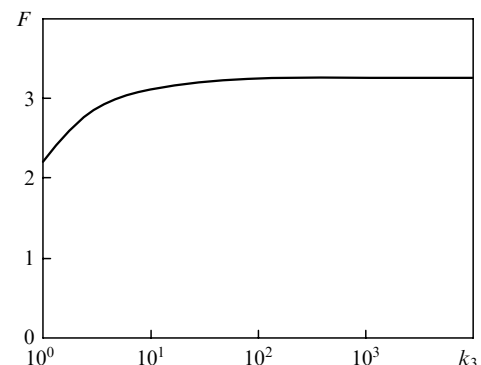


Рис.2. График функции $F(k_3)$.

$$k_1 = (0.33 + 3.2\sqrt{k_2})^{-(B+1)} - 1; \quad (45)$$

область допустимых значений (k_1, k_2) выделена серым. Цифрами на рис.3 обозначены точки (k_1, k_2) , соответствующие различным трубкам (см. табл.1). Для всех трубок, кроме трубки №2, условие (44) выполняется, что также видно из кривых на рис.1. Точка же, соответствующая трубке №2, находится вблизи границы области допустимых значений k_1 и k_2 . Это обусловлено тем, что в данной трубке реализован независимый ввод паров стронция путем прокачки гелия, что позволяло авторам [12] увеличивать частоту f до тех пор, пока радиальная неоднородность паров металла не стала существенной.

Подставим в (44) выражения для k_1 и k_2 из (37) и (38) и получим критерий поперечной однородности активных сред импульсно-периодических ЛПМ в следующем виде:

$$\left[0.33 + 3.2 \left(\frac{f}{\beta N_{M,w}^2} \right)^{1/2} \right]^{-(B+1)} - \frac{B+1}{4eA} \frac{R^2 \omega f}{T_w^{B+1}} \geq 1. \quad (46)$$

Для конкретного буферного газа коэффициенты A и B являются константами, величину β также приближенно можно считать постоянной, потому что среднее значение T_e в послесвечении при различных условиях изменяется слабо (см. табл.1). В связи с этим неравенство (46) накладывает ограничения на параметры R , ω , f , T_w и N_w . Отношение $f/(\beta N_{M,w}^2)$ в первом слагаемом левой части (46) определяет, насколько глубоким будет провал в $n_M(x)$ из-за радиального катафореза. Чем больше f , тем больше ионов металла успеет покинуть разряд благодаря амбиполярной диффузии, уменьшив при этом содержание паров металла в разряде, особенно на оси газоразрядной трубки. Второе слагаемое в левой части (46) определяет глубину провала в радиальном распределении паров металла вследствие нагрева газа. Чем больше произведение ωf , т.е. мощность, вводимая в единицу объема активной среды, тем больше температура газа на оси и глубже провал в концентрации атомов металла. И чем больше радиус трубки R , тем дольше тепловая энергия выводится из разряда, что также вызывает рост T_g на оси и углубление провала в $n_M(0)$.

Как видно из рис.3, в большинстве случаев условие (46) выполняется. Однако возможны режимы, в которых оно нарушается (трубка №2). Достижение пространственной однородности активной среды становится особенно актуальным при реализации лазеров большого объема с большим диаметром газоразрядного канала. Тут исследователи сталкиваются с проблемой радиальной неоднородности паров металла [13, 18–20]. Как вид-

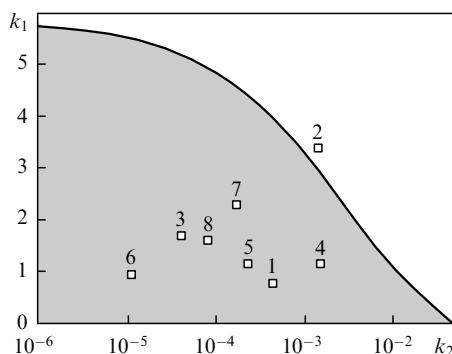


Рис.3. Область допустимых значений параметров k_1 и k_2 , соответствующая критерию (44).

но из (46), вблизи кривой (45) увеличение R приводит к необходимости резкого снижения $f \propto 1/(\omega R^2)$ для сохранения пространственной однородности активной среды. При этом погонная средняя мощность генерации будет насыщаться:

$$\frac{P_{av}}{L} = \frac{\eta \omega V}{L} f \propto \frac{\eta \omega \pi R^2 L}{L} \frac{1}{\omega R^2} \propto \eta \approx \text{const}, \quad (47)$$

где η – КПД. В этом случае импульсные энергетические характеристики могут достигать высоких значений. Так, энергия импульса $\varepsilon = \eta \omega V \propto \eta R^2$. Для трубок же сравнительно небольшого диаметра, когда пространственная неоднородность активной среды еще не сказывается на генерации, в саморазогревном режиме частота определяется условием теплоотвода, $f \propto 1/(\omega R)$, а погонная мощность растет с увеличением R : $P_{av}/L \propto \eta R$ [14, 21]. Заметим, что в He–Sr-лазере в условиях роста T_g (и T_e) на оси будет уменьшаться скорость рекомбинационной накачки, что приведет к снижению η и всех энергетических характеристик. Этот фактор, наряду с формированием пространственной неоднородности активной среды, также способствует замедлению роста энергетических характеристик при увеличении R .

4. Оптимальные режимы возбуждения катафорезных импульсно-периодических ЛПМ

При реализации эффективных катафорезных импульсно-периодических лазеров необходимо одновременно выполнить два условия: создать однородное распределение паров металла вдоль газоразрядного канала и обеспечить достаточную для эффективной генерации степень однородности концентрации паров металла по радиусу трубки. Как следует из работ [6, 7], для выполнения первого условия необходимо выполнить неравенство

$$\frac{\theta E_0 L}{\langle T_g \rangle} f \tau_i \geq 10. \quad (48)$$

Здесь E_0 – начальная напряженность на накопительной емкости; θ – степень ионизации паров металла;

$$\begin{aligned} \langle T_g \rangle &= 2T_w \int_0^1 [1 + k_1(1 - x^2)]^{1/(B+1)} x dx \\ &= \frac{T_w}{k_1} \frac{B+1}{B+2} \left[(1 + k_1)^{(B+2)/(B+1)} - 1 \right] \end{aligned} \quad (49)$$

– средняя по радиусу температура газа, полученная усреднением (34);

$$\tau_i = \zeta (L_{ind} C)^{1/2} \quad (50)$$

– длительность импульса тока; $\zeta \approx 4.25$ – эмпирический коэффициент; L_{ind} – индуктивность разрядного контура, которую можно рассчитать по формуле [11]

$$L_{ind} = \left[2L \left(\ln \frac{2L}{R} - 1 \right) + L_{ext} \right] \times 10^{-9} \text{ Гн}; \quad (51)$$

L_{ext} – индуктивность внешних цепей, обычно равная ~ 0.5 мкГн. Для выполнения второго условия нужно обеспечить выполнение неравенства (46).

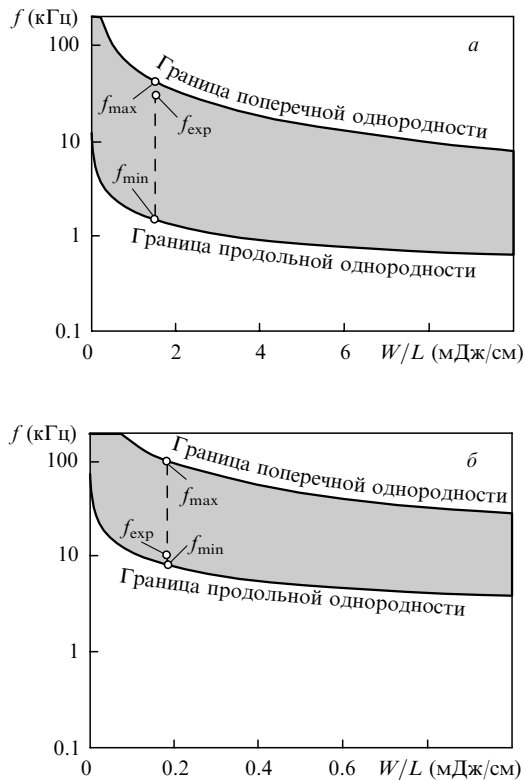


Рис.4. Зоны допустимых значений W/L и f для He–Sr- (а) и He–Cd- (б) лазеров, исследованных в [3, 4] (серые области); вертикальными штриховыми линиями обозначены диапазоны частот, удовлетворяющие условиям (46) и (48) при погонном энерговкладе, которому соответствуют условия работ [3, 4] (для He–Sr-лазера $W/L = 1.52$ мДж/см, $f_{\min} = 1.5$ кГц, $f_{\max} = 42$ кГц, $f_{\text{exp}} = 30$ кГц; для He–Cd-лазера $W/L = 0.18$ мДж/см, $f_{\min} = 8.3$ кГц, $f_{\max} = 100$ кГц, $f_{\text{exp}} = 10$ кГц).

Таким образом, мы имеем два условия, накладывающих ограничения на параметры возбуждения катафорезных импульсно-периодических ЛПМ. Например, для обеспечения эффективной прокачки паров катафорезом и создания равномерного по длине трубки распределения активных частиц нужно, как следует из (48), увеличивать частоту f , но условие (46) ограничивает ее значение сверху из-за уменьшения концентрации металла в центре трубки вследствие его тепловой диффузии и радиального катафореза на стенки.

Используя (46) и (48), можно рассчитать верхнюю и нижнюю границы области оптимальных параметров возбуждения катафорезных импульсно-периодических ЛПМ, обеспечивающих высокую степень однородности их активных сред. Эти границы изображены на рис.4,а для He–Sr-лазера и на рис.4,б – для He–Cd-лазера. Видно, что реализованные в [3, 4] режимы возбуждения обоих лазеров находятся в области оптимальных параметров. В частности, в экспериментах [3, 4] He–Sr-лазер работал на частоте $f_{\text{exp}} = 30$ кГц, и из рис.4,а видно, что она близка к максимально возможной частоте $f_{\max} = 42$ кГц, которую допускает условие (46) при погонном энерговкладе $W/L = 1.52$ мДж/см. При этом критерий продольной однородности (48) выполняется с большим запасом, т. к. $f_{\min} = 1.5$ кГц. Из рис.4,б следует что импульсно-периодический катафорезный He–Cd-лазер в [3, 4] также работал в режиме, соответствующем области оптимальных параметров ($f_{\text{exp}} = 10$ кГц, $W/L = 0.18$ мДж/см), и имел существенный запас по частоте f .

5. Выводы

В работе исследованы механизмы формирования радиального профиля концентрации паров металла в импульсно-периодических ЛПМ. Показано, что перегрев приосевых областей разряда и радиальный катафорез приводят к дефициту активных частиц в центре лазерной трубки, что может негативно сказаться на характеристиках генерации. Получен критерий, выполнение которого гарантирует, что концентрация паров металла на оси трубки составит не менее 1/3 ее значения на стенке. Это условие применимо как к катафорезным, так и к традиционным импульсно-периодическим ЛПМ. Полученные результаты подтверждены расчетами с использованием детальной математической модели рекомбинационного He–Sr-лазера.

Показано, что для катафорезных импульсно-периодических ЛПМ должны одновременно выполняться критерии продольной и радиальной однородности концентрации паров металла. Определены границы области оптимальных параметров возбуждения активных сред, обеспечивающих высокую степень их однородности.

Полученные результаты позволяют осуществлять целенаправленный выбор режимов возбуждения, обеспечивающих высокую степень однородности активных сред импульсно-периодических ЛПМ и, как следствие, высокие выходные характеристики.

Работа поддержана РФФИ (грант № 04-02-96804).

1. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Ионные лазеры на парах металлов* (М.: Энергоатомиздат, 1990).
2. Little C.E. *Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications* (Chichester, New York: John Wiley & Sons, 1999).
3. Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Васильченко А.В. *Оптика атмосферы и океана*, **11** (2–3), 171 (1998).
4. Latush E.L., Chebotarev G.D., Vasilchenko A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3403**, 141 (1998).
5. Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Сэм М.Ф. *Квантовая электроника*, **30** (6), 471 (2000).
6. Чеботарев Г.Д., Пруцаков О.О., Латуш Е.Л. *Оптика атмосферы и океана*, **14** (11), 1011 (2001).
7. Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4747**, 187 (2002).
8. Redko T.P., Kosinar I. *Czech. J. Phys. B*, **30**, 1293 (1980).
9. Kunemeyer R., McLucas C.W., Brown D.J.W., McIntosh A.I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23** (11), 2028 (1987).
10. Веселовский И.С. *ЖТФ*, **39** (2), 271 (1969).
11. 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).
12. Loveland D.G., Webb C.E. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **25**, 597 (1992).
13. Little C.E., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (5), 903 (1990).
14. Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л. *Квантовая электроника*, **30** (5), 393 (2000).
15. Чеботарев Г.Д., Пруцаков О.О., Латуш Е.Л. *Тез. докл. симп. «Лазеры на парах металлов»* (Ростов-на-Дону, 2004, с. 24).
16. Солдатов А.Н., Шапарев Н.Я., Кирилов А.Е., Глизер В.Я., Полуниин Ю.П., Федоров В.Ф. *Изв. вузов. Сер. Физика*, № 10, 38 (1980).
17. Клишкин В.М. *Препринт ИОА СО РАН № 1* (Томск, 1999).
18. Butler M.S., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21** (10), 1563 (1985).
19. Little C.E., Piper J.A. *Opt. Commun.*, **68** (4), 282 (1988).
20. Little C.E., Piper J.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1041**, 167 (1989).
21. Chebotarev G.D., Latush E.L., Sotnikov R.Yu. *J. Moscow Phys. Soc.*, No 7, 129 (1997).