

Г.В. Колбычев

## ГЕНЕРАЦИЯ ПУЧКОВ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ И НАКАЧКА ИМИ ЛАЗЕРОВ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Описан эффективный способ генерации электронных пучков с энергиями 2–10 кэВ в импульсном разряде в газе среднего давления и приведена уточненная картина процесса генерации. Установлена связь между эффективностью генерации пучка, размером межэлектродного промежутка и интенсивностью внешней УФ-подсветки. Показано, что в оптимальных для генерации условиях область катодного падения потенциала имеет аномально большой размер и заполняет весь разрядный промежуток. Рассмотрены разные варианты накачки этими пучками лазеров на парах металлов, что на порядок эффективней накачки импульсным разрядом. При радиальной накачке энерговклад может составить 10–20 Дж/м в импульсе. При продольной накачке возможна работа с частотой следования импульсов в несколько сотен килогерц со средней мощностью накачки ~ 50 кВт на каждые  $10^5$  Гц без снижения полного КПД лазера. Обсуждаются сильные и слабые стороны каждого из этих вариантов, показаны ограничения физического и технического характера на параметры пучков и лазеров.

В 80-е годы исследования в области физики электрических разрядов в газе привели к разработке эффективного метода генерации импульсных электронных пучков (ЭП) непосредственно в газе среднего давления [1–3]. Таким образом, отпало одно из главных препятствий применения ЭП в лазерной технике – необходимость использования разделительной фольги между рабочим объемом электронной пушки и объемом лазерной кюветы. Широкие функциональные возможности, компактность и пригодность для их питания стандартных устройств – это те положительные свойства, которые отличают новые электронные пушки от классических электронных генераторов. Кроме того, вполне естествен интерес к данным устройствам благодаря их эксплуатационным качествам, техническим характеристикам, пределам изменения параметров, а также способам применения ЭП. До сих пор сведения об этих пучках черпаются из оригинальных работ в основном П.А. Бохана и автора настоящего обзора (см. список литературы к статье), которые, конечно же, не дают целостного представления о рассматриваемом предмете. Более того, трактовка ими физики получения ЭП, причин нестабильностей и ограничений параметров пучков, способов решения технических проблем (см. там же) различна, что еще более запутывает ситуацию для стороннего исследователя. В настоящей статье дан системный анализ совокупности полученных результатов по физике генерации пучков, их характеристикам и применению ЭП для накачки лазеров на парах металлов.

### Способ генерации пучков убегающих электронов

ЭП получают в объемном импульсном разряде, который реализуют в узком газонаполненном промежутке между массивным холодным катодом из металла или керамики и сетчатым анодом [1–3]. На рис. 1 приведена простейшая схема генератора ЭП и осциллограммы импульсов напряжения  $U_d$  на катоде  $K$ , тока  $I_a$  в цепи анода  $A$  и тока ЭП  $I_e$  в цепи коллектора  $CF$ . Типичные исходные параметры:  $d = 0,2–1$  мм,  $L = 25$  мм и более,  $U_0 = 4–10$  кВ, давление  $P$  гелия – 1–20 кПа либо неона – 0,3–4 кПа, удельная величина разрядной емкости, приходящейся на единицу рабочей поверхности катода, равна 0,1–1 нФ/см<sup>2</sup>.

На рис. 2 показаны осциллограммы импульсов  $U_d$  и  $I_a$  и значения амплитуд импульсов  $I_a$ ,  $I_e$  при увеличении напряжения питания генератора ЭП. С изменением  $U_0$ , давления и сорта газа плотность тока ЭП меняется в диапазоне 0,1–100 А/см<sup>2</sup>, а длительность импульса тока ЭП по полувысоте – от 10 нс до 10 мкс. Количество электронов в импульсе ЭП, получаемое с единицы площади катода, обычно не превышает  $1 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>, хотя в отдельных экспериментах были достигнуты значения  $(3–5) \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Этот параметр слабо зависит от давления газа и определяется в основном напряжением  $U_0$ .

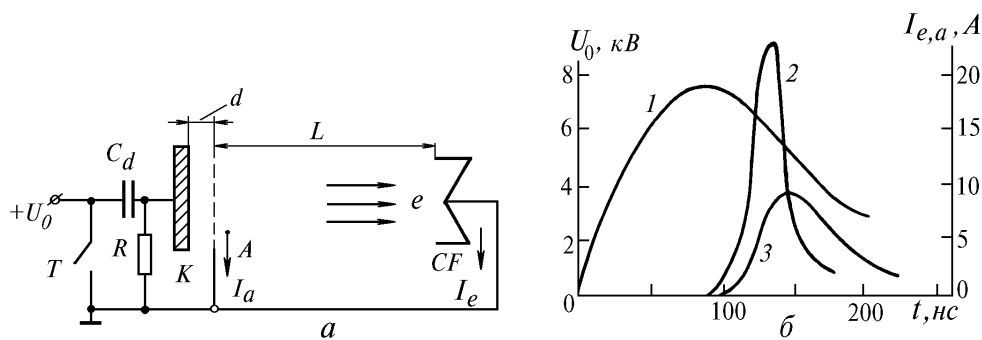


Рис. 1. Генератор электронного пучка: а – принципиальная схема; б – осциллограммы импульсов напряжения на катоде (1), тока ЭП на коллекторе (2) и тока в анодной цепи (3) при  $d = 0,5$  мм,  $P_{\text{He}} = 4$  кПа и площади катода  $S_k = 0,8$  см<sup>2</sup>

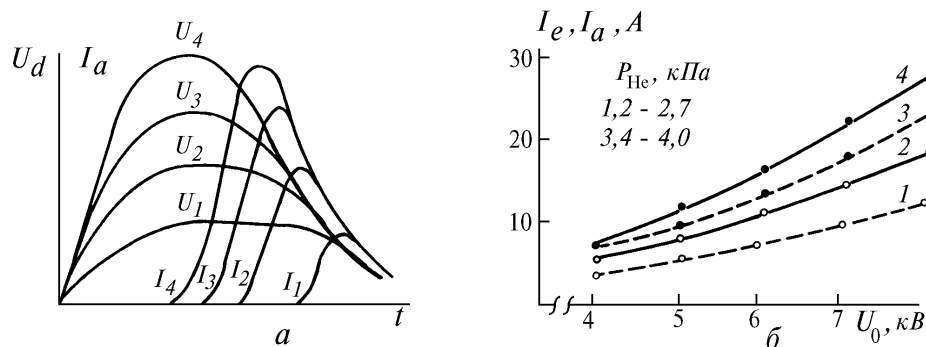


Рис. 2. Осциллограммы импульсов напряжения на катоде  $U_{1-4}$  и тока в анодной цепи  $I_{1-4}$  при увеличении напряжения питания (а) и зависимость амплитудных значений импульсов тока пучка (кривые 2, 4) и тока в анодной цепи (1, 3) от напряжения питания пушки  $U_0$  (б);  $d = 0,5$  мм,  $S_k = 0,8$  см<sup>2</sup>

Средняя энергия электронов в пучке  $\bar{\epsilon} \approx eU_{e/\text{max}}$ , где  $U_{e/\text{max}}$  – напряжение на межэлектродном промежутке (МП) в момент времени, когда ток в импульсе ЭП достигает своего максимального значения. Как правило,  $U_{e/\text{max}} = (0,7 - 0,8)U_0$  [4].

Развитие разряда в МП и генерация ЭП происходят со значительной задержкой относительно момента подачи напряжения на катод, достигающей сотен наносекунд. Это обстоятельство весьма благоприятно с технической точки зрения, так как накладывает довольно мягкие требования на коммутационные характеристики ключа  $T$  (см. рис. 1, а), в качестве которого обычно применяется водородный тиристор.

Эффективность генерации ЭП в разряде оценивается соотношением

$$\eta = \frac{Q_e}{\mu_a(Q_e + Q_a)}, \quad (1)$$

где  $Q_e$  и  $Q_a$  – заряды, переносимые в импульсе  $I_e$  и  $I_a$  соответственно,  $\mu_a$  – геометрическая прозрачность анодной сетки. Эффективность генерации растет с увеличением напряжения питания  $U_0$  и в типичных условиях составляет 60–80%. В условиях, далеких от оптимальных, например, при низких  $U_0$  или высоких  $P$ , величина  $\eta$  составляет лишь 30–40%. Наоборот, при оптимальных условиях  $\eta$  может достигать ~ 90–100%.

Описанный способ генерации ЭП имеет отличные частотные характеристики. Наши испытания показали, что параметры пучка мало меняются при увеличении частоты следования импульсов с 0,5 до 40 кГц. Эксперименты П.А. Бохана подтвердили это до частот 300 кГц и показали возможность получения пучков с частотой следования импульсов до 3 МГц [5, 6]. Частотный режим работы благоприятен для стабилизации зажигания и протекания объемного разряда в МП.

## 2. Физика получения пучков убегающих электронов

Генерация ЭП в газе среднего давления является результатом перевода электронов в режим убегания в электрическом поле между катодом и анодом. Эффект убегания имеет пороговый характер по параметру  $E/N$ , где  $E$  – напряженность поля;  $N$  – плотность газа. Для слабоионизованного газа  $(E/N)_{\text{пор}}$  определяется соотношением [2, 7]:

$$(E/N)_{\text{пор}} = 4\pi e^3 Z / (2,72 \varepsilon^*); \quad (E/P)_{\text{пор}} \approx 2,54 \cdot 10^3 Z/\varepsilon^*, \text{ В/(Па} \cdot \text{м)}, \quad (2)$$

где  $e$  и  $Z$  – заряд электрона и газовой частицы,  $\varepsilon^*$  – средняя энергия возбуждения (эВ). Величина  $(E/P)_{\text{пор}}$  составляет ~50, 90, 230 и 275 В/(Па·м) в гелии, водороде, ксеноне и азоте соответственно [8].

Получению пучка высокоэнергетичных убегающих электронов в газе среднего давления препятствует быстрое развитие сильноточного разряда в МП, т.к. величина  $(E/P)_{\text{пор}}$  значительно больше значений, необходимых для электрического пробоя МП. Происходящее в разряде перераспределение электрического поля и появление большого количества медленных электронов снижают эффективность генерации ЭП до значений [3]

$$\eta = \gamma/(1 + \gamma), \quad (3)$$

где  $\gamma$  – второй коэффициент Таунсенда. Поскольку обычно  $\gamma \lesssim 0,2$  [9], то  $\eta \lesssim 17\%$ . Во всех ранних экспериментах (см., например, [10]) значение  $\eta$  не превышало 1–3%.

Особенностями описанного в п. 1 способа, обуславливающими эффективность генерации ЭП на уровне 60–80%, являются:

а) наложение на МП очень сильного внешнего поля, более чем на порядок превышающего порог для убегания электронов;

б) наличие интенсивной внешней по отношению к МП УФ-подсветки, обеспечивающей эмиссию фотоэлектронов с катода;

в) короткий межэлектродный промежуток.

Рассмотрим влияние этих трех факторов на развитие разряда в МП и генерацию в нем пучка убегающих электронов.

Очень сильное электрическое поле. Наложение электрического поля на газовый промежуток размером  $d$ , заполненный газом с плотностью  $N$  ведет к появлению в МП электронных лавин. При  $(E/N) \gg (E/N)_{\text{пор}}$  каждый электрон лавины также является убегающим и уже на первой длине свободного пробега приобретает энергию, на порядок и более превышающую возможные потери в столкновениях с частицами газа. Вывод общего уравнения, описывающего развитие лавины убегающих электронов, сделан в [11]. С достаточной степенью точности его можно представить в виде [12]

$$\omega(x) = \beta N \int_0^x \omega(\xi) \sigma_i [\varphi(x) - \varphi(\xi)] d\xi \quad (4)$$

с начальным условием  $\omega(0) = \delta(0)$ , где  $\delta(0)$  – дельта-функция Дирака;  $\omega(x)$  – плотность ионизации газа лавиной убегающих электронов на расстоянии  $x$  от точки старта первого затравочного электрона;  $\beta$  – средний показатель удлинения пути пробега убегающего электрона по сравнению с длиной дрейфа вдоль поля;  $\sigma_i(x, \xi)$  – сечение ионизации газа в точке  $x$  убегающим электроном, рожденным в точке  $\xi$ ;  $\varphi(x)$  и  $\varphi(\xi)$  – потенциалы электрического поля в точках  $x$  и  $\xi$  соответственно. Значение  $\beta$  в нашем случае близко к единице, т.к. даже в относительно слабом поле 90 В/(Па·м) в гелии оно приблизительно равно 1,4 [13]. Коэффициент усиления электронного тока в газе имеет вид

$$K(d) = \int_{0 <}^d \omega(x) dx. \quad (5)$$

Функция  $\omega(x)$  введена потому, что в условиях убегания электронов первый коэффициент Таунсенда теряет универсальность, и описание с его помощью ионизации газа становится весьма сложным.

На рис. 3 приведены результаты численного расчета по формулам (4) и (5) функций  $W(z) = r \omega(x)$  (где  $z = e\phi(x)/J$ ,  $r = J/(eE)$ ,  $x = rz$ ,  $J$  – потенциал ионизации) и  $K(d)$  в гелии при  $\beta = 1$ . Сечение  $\sigma_i$  аппроксимировано формулой Дравина с единичными подгоночными коэффициентами. Из (4) и (5) видно, что  $\omega(x)$  и  $K(d)$  сохраняют свои значения при  $E/N = \text{const}$ , но линейная координата  $x$  при этом сокращается пропорционально увеличению  $E$ . Рис. 3 показывает, что рост лавины убегающих электронов в очень сильных электрических полях на начальных этапах своего развития кардинально отличается от известного экспоненциального закона Таунсенда. Но даже в этом случае на больших дистанциях, а также при ослаблении поля  $E$  нарастание лавины асимптотически стремится к экспоненте [11]. Более точные расчеты, проведенные в последние годы методом Монте-Карло [14], подтверждают справедливость выражения (4).

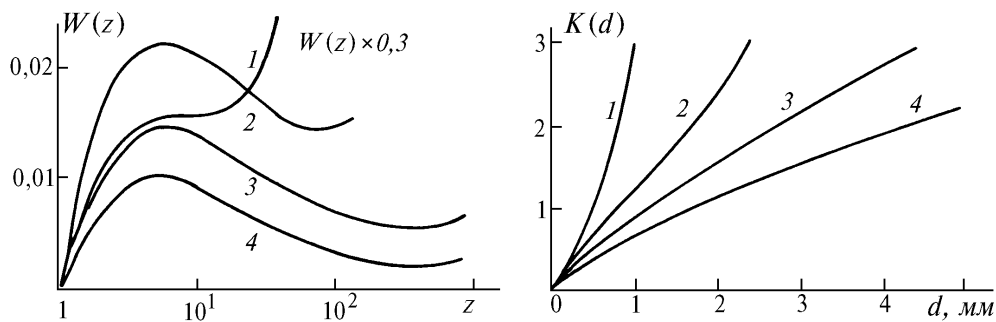


Рис. 3. Функция  $W(z)$  и  $K(d)$  в гелии при  $N = 4 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$  и  $E = 1$  (кривая 1), 2 (2), 3 (3), 4 (4)  $\times 10^6 \text{ В/м}$

Внешняя УФ-подсветка. Еще в первых работах [3, 11] было замечено, что на развитие разряда в МП и генерацию ЭП сильное влияние оказывают фотопроцессы, протекающие в заанодной области вследствие инжекции туда ЭП через сетчатый анод. Было показано [11, 15, 16], что УФ-подсветка инициирует интенсивный поток фотоэлектронов с катода и повышает эффективность генерации ЭП  $\eta$  в разряде.

На рис. 4 приведены экспериментально полученные зависимости  $\eta$  от исходных параметров МП и интенсивности УФ-подсветки из заанодной области. Последняя изменялась с помощью размещенных там ослабителей с калиброванной геометрической прозрачностью. При большей прозрачности ослабителей интенсивность подсветки выше.

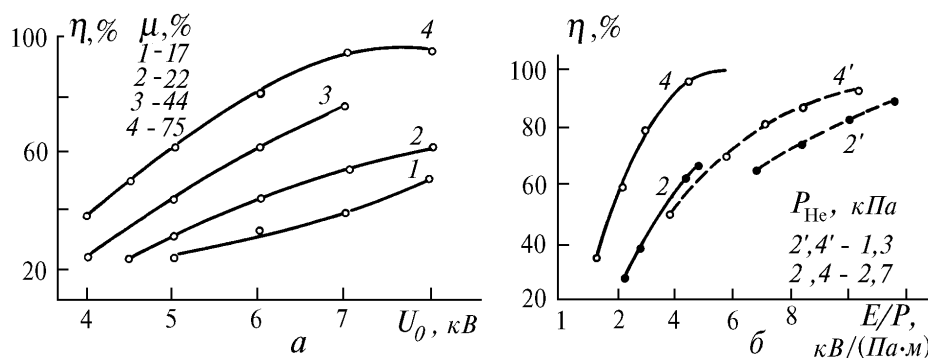


Рис. 4. Зависимость эффективности генерации ЭП от напряжения питания  $U_0$  (а) и  $E/P$  (б) при различной геометрической прозрачности ослабителя УФ-подсветки  $\mu$

Оценим вклад УФ-подсветки в развитие разряда в МП. Положим, что УФ-кванты возникают в результате прямого возбуждения газа в заанодной области проходящим через нее пучком убегающих электронов. Тогда коэффициент усиления тока в разряде за счет данного механизма можно записать в следующем виде:

$$k_v = \mu_a^2 \gamma_v \int_0^{eU_d} \omega(\varepsilon) d\varepsilon \int_0^{l_m(\varepsilon)} \Phi(x) \frac{\theta_v}{h\nu} \left( -\frac{d\varepsilon}{dx} \right)_e dx = \mu_a^2 \gamma_v \frac{\theta_v}{h\nu} \int_0^{eU_d} \omega(\varepsilon) d\varepsilon \int_0^\varepsilon \Phi[x(\varepsilon, \varepsilon')] d\varepsilon', \quad (6)$$

где

$$x(\varepsilon, \varepsilon') = \int_{\varepsilon'}^\varepsilon \frac{d\varepsilon}{(-d\varepsilon/dx)_e} \approx \frac{1}{16\pi e^4 ZN} \left[ \frac{\varepsilon^2}{\ln(4\varepsilon/\varepsilon^*)} - \frac{(\varepsilon')^2}{\ln(4\varepsilon'/\varepsilon^*)} \right].$$

Здесь  $\mu_a$  – геометрическая прозрачность анода;  $\gamma_v$  – коэффициент фотоэлектронной эмиссии катода;  $\Phi(x)$  – доля УФ-квантов, генерируемая на расстоянии  $x$  от анода и попадающая на катод;  $l_m(\varepsilon)$  – полная длина пробега электрона с начальной энергией  $\varepsilon$ ;  $\overline{h\nu}$  – средняя энергия УФ-квантов;  $(-d\varepsilon/dx)_e$  – потери энергии пучка электронов в газе [17];  $\theta_v$  – доля потерь энергии пучка, идущая на генерацию УФ-квантов. Подынтегральная часть  $\omega(\varepsilon) d\varepsilon$  учитывает начальное распределение по энергиям электронов в пучке. Оценки для конкретного случая (гелий с  $N = 8 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ;  $\theta_v = 0,2$ ;  $\overline{h\nu} = 5 \text{ эВ}$ ;  $\gamma_v = 0,1$ ;  $\mu_a = 0,8$ ;  $d = 0,5 \text{ мм}$ ;  $U_0 = 6 \text{ кВ}$ ; круглый анод диаметром 1 см) дают значение  $k_v = 2 \div 3$ . Наибольший вклад в УФ-подсветку дают электроны пучка, рожденные в МП и имеющие относительно небольшие энергии. Влияние УФ-подсветки возрастает с увеличением диаметра анода, т.к. функция  $\Phi(x)$  сильно зависит от геометрии МП.

Приведенные оценки позволяют определить характеристики начальной фазы разряда в МП. При испускании катодом одного электрона в результате развития в МП лавины убегающих электронов и УФ-подсветки из заанодной области с катода вновь эмиттируется  $k_v + k_i$  электронов, где  $k_i = \gamma_{i,a} K(d)$  – усиление тока, вызванное ионной бомбардировкой катода, а также бомбардировкой быстрыми атомами [14]. Тогда нарастание тока в МП будет

$$\frac{d(\ln I_e)}{dt} = \frac{k_v + k_i - 1}{t^*}, \quad (7)$$

где  $t^*$  – эффективное время обратной связи. Для ионного механизма  $t^*$  равно среднему времени ухода иона из МП ( $\sim 5-20 \text{ нс}$  в условиях эксперимента п. 1). Для фотоэлектронного механизма  $t^*$  равно времени высвечивания УФ-кванта (также  $\sim 10 \text{ нс}$ ). Приняв численные значения  $\gamma_{i,a}$  из [14],  $K(d)$  из рис. 3, б и  $k_v$  из (6), получаем численные значения правой части соотношения (7). Полученные таким образом оценки согласуются с экспериментально наблюдаемыми временами задержки пробоя МП. Уже на этом этапе вклад УФ-подсветки оказывается преобладающим:  $k_v/k_i = (2-3)/(0,3-0,5) = 6-8$ .

После пробоя МП во время развития разряда в нем интенсивность УФ-подсветки резко возрастает, поскольку появляется еще один механизм возбуждения газа в заанодной области. Это – генерация в заанодной области электрических полей и протекание по пучковой плазме обратного тока на анод [18]. Напряженность поля в пучковой плазме у анода составляет 20–100 В/см при токе ЭП  $\sim 1 \text{ А}$  и 200–400 В/см при токе 10–20 А (подробнее этот эффект будет рассмотрен в п. 3). Свечение пучковой плазмы в таких условиях оказывается выше интенсивности возбуждения газа непосредственно пучком. Вследствие этого временное поведение УФ-подсветки определяется процессами в заанодной области и зависит лишь косвенным образом от разряда в МП. К сожалению, получить количественные оценки УФ-подсветки в этих условиях пока не представляется возможным. Но очевидно, что во время развития разряда УФ-подсветка играет роль не меньшую, чем при пробое МП.

Короткий межэлектродный промежуток. Благодаря малой величине МП, ионизационные процессы в нем, согласно рис. 3, весьма малы:  $K(d) = 0,1-0,5$  в типичных условиях генерации ЭП. Это не позволяет развиваться в нем обычному тлеющему разряду (напряжение импульсного пробоя МП при отсутствии УФ-подсветки выше, чем рабочие напряжения на электронной пушке). В таких условиях эффект узкого МП проявляется в динамике развития разряда, его параметрах и эффективности генерации ЭП. Поэтому перейдем к их определению.

При узком МП и сильном внешнем электрическом поле обеспечивается быстрый уход ионов на катод, т.е. время жизни иона в газе  $\tau_i$  мало. Эксперименты [1–3, 15, 16] показали, что в широком диапазоне давлений газа и напряжений на катоде выполняется условие  $dI_e/dt \ll I_e/\tau_i$ , где  $I_e$  – импульс тока ЭП. Это означает, что распределение электрического поля в МП и ток ионов успевают подстраиваться под поведение тока ЭП. Последний же, поскольку определяется внешней УФ-подсветкой, является свободным параметром задачи. Перечисленные обстоятельства позволяют использовать приближения, типичные для расчетов газоразрядных электронных пушек низкого давления [19]. Пренебрегая ионизационными процессами в области катодного падения потенциала (полное решение задачи выходит за рамки данной работы), получаем следующую систему уравнений для разряда в МП:

$$\bar{v}_i(x) = \Gamma \sqrt{E(x)/N}, \quad \Gamma = \sqrt{e/(2\sigma_{\parallel} M_i)}, \quad (8)$$

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = \rho_i(x)/\varepsilon_0, \quad \varphi(\delta) = \left. \frac{d\varphi(x)}{dx} \right|_{x=\delta} = 0, \quad (9)$$

$$j_i = \bar{v}_i \rho_i = \frac{j_e}{\theta_e} \int_{\delta}^d \left( -\frac{d\varepsilon}{dx} \right)_e dx \approx j_e \frac{d-\delta}{1,7J} \frac{A}{eU_d} \ln(BeU_d), \quad (10)$$

где  $A = 1,3 \cdot 10^{-17} ZN$ , эВ<sup>2</sup>/м;  $B = 4/(15 Z^{4/3})$ , эВ<sup>-1</sup> [17];  $\bar{v}_i$  – дрейфовая скорость ионов в области катодного падения потенциала;  $\sigma_{\parallel}$  – сечение резонансной перезарядки;  $M_i$  – масса иона;  $\varphi(x)$  – потенциал электрического поля на расстоянии  $x$  от катода;  $\rho_i(x)$  – плотность ионов;  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная;  $\delta$  – размер области катодного падения потенциала;  $j_e$  – плотность тока электронов на катоде;  $\theta_e = 1,7J$  – затраты энергии электронного пучка на образование электрон-ионной пары;  $(d-\delta)$  – область плазмы в МП. Определение остальных величин дано ранее.

Система уравнений (8)–(10) дает следующие решения.

Распределение потенциала в области сильного поля

$$\varphi(x) = U_d(1 - x/\delta)^{5/3}. \quad (11)$$

Максимальное значение плотности ионного тока  $j_i$ , ограниченное полем собственного заряда:

$$j_i = 1,44 \varepsilon_0 \frac{\Gamma}{\sqrt{N}} \frac{U_d^{3/2}}{\delta^{5/2}}. \quad (12)$$

Уравнение для определения размера области катодного падения потенциала  $\delta$  при известной плотности тока ЭП  $j_e$ :

$$\delta(d-\delta)^{0,4} = U_d \left[ \frac{1,66 \cdot 10^6 \Gamma J}{Z j_e N^{3/2} \ln(BeU_d)} \right]^{0,4}. \quad (13)$$

Сравним полученные соотношения с результатами измерения профиля электрического поля, представленными в [20], для заполненного неона при давлении 800 Па, МП с  $d = 1,1$  мм ( $Z = 10$ ,  $J = 21,6$  эВ,  $N = 2 \cdot 10^{23}$  м<sup>-3</sup>,  $\Gamma = 3,16 \cdot 10^{12}$ ). Уравнение (13) приобретает следующий вид:

$$\delta(d-\delta)^{0,4} = U_d [1,27 \cdot 10^{-2}/j_e (2,52 + \ln U_d)]^{0,4}, \quad (14)$$

где  $\delta$  и  $(d-\delta)$  выражены в мм,  $j_e$  – А/см<sup>2</sup>,  $U_d$  – кВ. Так, в [20] установлено, что при  $U_0 \geq 3$  кВ и  $j_e \geq 1$  А/см<sup>2</sup> область катодного падения потенциала сосредоточена между катодом и зондом N 1, т.е.  $\delta \lesssim 0,2$  мм. Из (14) получаем (приняв  $U_d = U_{e/\max} = 2,4$  кВ)  $\delta = 0,256$  мм. С учетом профиля (11) величина сигнала на зонде N 1 [20] будет только 0,3 кВ, что меньше 1/8 его первоначального значения. Распределение поля (11) полностью совпадает с измеренными в [20]. Та-

ким образом, можно констатировать, что (11)–(13) правильно отражают реальную картину разряда в генераторе ЭП.

Эффективность генерации ЭП будет  $\eta = j_e / (j_e + j_i) = (1 + j_i / j_e)^{-1}$ , где  $j_i / j_e$  определяется из (10) при подстановке значений  $\delta$  из (13). Отсюда видно, что чем тоньше слой плазмы в МП, тем выше эффективность генерации в нем ЭП. Но толщина плазменного слоя в значительной степени определяется размером МП. В этом и заключается главный эффект узкого промежутка в рассматриваемом способе получения ЭП.

Отметим два важных следствия, вытекающих из полученных уравнений. Во-первых, из (13) следует, что в более узком МП напряженность электрического поля на катоде ниже, чем в МП большего размера. Этот эффект объясняет большую стабильность горения разряда в узком МП, меньшую вероятность развития в нем неустойчивостей и появления дуговых каналов. Во-вторых, расчеты  $\delta$  из уравнения (13) для МП с  $d = 0,5$  мм при различных значениях  $U_d$  и  $N$  показали, что как в гелии, так и в неоне при оптимальных для генерации ЭП условиях плазменный слой в МП отсутствует и весь разрядный промежуток занят областью катодного падения потенциала (в этом случае уравнения (13) и (14) не имеют решений). Таким образом, результаты измерений [20], проведенные при  $d = 1,1$  мм, где действительно  $d \leq d/4$ , не дают оснований утверждать, как сделано в [20], что генерация ЭП происходит только после сформирования узкой области сильного поля с  $\delta \ll d$ .

В заключение отметим, что при  $\delta \sim d$  принятое приближение, не учитывающее ионизацию в области сильного поля, уже некорректно, и задача требует нового решения.

### 3. Применение пучков убегающих электронов для накачки лазеров

Положительными свойствами описанных электронных пушек являются наносекундный диапазон длительностей импульсов ЭП, значительная пиковая мощность ( $\sim 100$  кВт/см<sup>2</sup>), возможность работы в режиме высоких частот повторения (до 100–500 кГц). Рабочий диапазон давлений газа в пушке и кюветах ряда лазеров одинаков. Поэтому понятно стремление применить эти пучки для накачки лазеров, что и было впервые сделано в 1981–1982 гг. [21, 22].

Ввод энергии накачки в активную среду лазера посредством ЭП и электрического разряда резко различны. Проходя через газ, ЭП генерирует лавины вторичных, третичных и т.д. электронов. Поэтому основная доля энергии ЭП идет на ионизацию газа: 60–70% – в инертных газах, до  $\sim 50\%$  – на ионизацию газа, состоящего из простых молекул [23]. Оставшаяся энергия идет на возбуждение электронных уровней и лишь 4–6% – на возбуждение колебательных состояний [24]. Распределение электронов по энергиям описывается деградиционным спектром [17], который в лазере на парах металлов определяется типом буферного газа [25]. Деградация происходит за время, близкое к времени пролета ЭП через активную среду, т.е. примерно 1–10 нс. Удельный энерговыход пучка в газ описывается формулой Бете–Миллера

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{4\pi e^4}{m_e v_e^2} NZ \ln \left( \frac{2 m_e v_e^2}{15 Z^{4/3}} \right), \quad (15)$$

или в удобном для расчета виде

$$\frac{d\varepsilon}{dx} \left( \frac{\text{эВ}}{\text{см}} \right) = \frac{1,3 \cdot 10^{-16}}{\varepsilon} ZN [5,59 + \ln \varepsilon \ln Z - 1,33 \ln Z], \quad (15a)$$

а средняя длина пробега

$$l(\varepsilon) \approx m_e^2 v_e^4 / (16\pi e^4 ZN) [\ln(2 m_e v_e^2 / 15 Z^{4/3})]^{-1} \quad (16)$$

или

$$l \approx \frac{3,84 \cdot 10^{18} \varepsilon^2}{ZN} / [5,59 + \ln \varepsilon - 1,33 \ln Z], \quad (16a)$$

где  $l$  измеряется в см,  $N$  в см<sup>-3</sup>,  $\varepsilon$  в кэВ.

Проведенные П.А. Боханом эксперименты по накачке лазера пучками убегающих электронов и импульсным электрическим разрядом паров металлов [26] показали существенное

преимущество пучков как по эффективности получения лазерного излучения, так и по его энергетическим параметрам. Так, в [6] оптимальная частота повторения импульсов в парах марганца и свинца при пучковой накачке превысила 80 кГц, что на порядок выше, чем при накачке импульсным разрядом. Физический КПД лазеров, отсчитанный от вложенной в активную среду энергии, также был на порядок выше. С помощью высокочастотного источника питания, имеющего выходную мощность до 50 кВт в режиме длинных цугов импульсов, получена лазерная генерация в парах марганца и свинца мощностью 120 и 60 Вт соответственно. Эти результаты на два порядка выше, чем полученные при газоразрядном способе возбуждения. С пучковой накачкой также получена квазинепрерывная лазерная генерация с высокими удельными характеристиками на переходах атомов и ионов ряда химических элементов [26, 27].

Осуществление накачки лазеров пучками убегающих электронов требует соответствующего технического исполнения, которое определяется геометрией ввода ЭП в газ. В лазере на парах металлов возможны варианты радиальной и продольной накачки.

**Радиальная накачка.** Поскольку в первых экспериментах энергия электронов в ЭП составляла лишь 3–5 кэВ, то единственным возможным вариантом их применения была поперечная накачка. Применительно к лазерам на парах металлов это означает необходимость размещения электронной пушки в горячей зоне кюветы. Работоспособной в таких условиях является геометрия электронной пушки в виде полых катода и анода [28], изображенная на рис. 5, а. Она была использована П.А. Боханом в его экспериментах. Накачка осуществлялась пушками с внутренним диаметром катода от 0,5 до 3 см и длиной до 100 см при зазоре между катодом и анодом 0,2–0,5 мм. Конструкция работоспособна при температурах вплоть до 1300°C [26]. Испытания показали, что применение этой геометрии требует принятия специальных мер для получения ЭП с хорошими параметрами. Оказалось, что на пушке с металлическим катодом нельзя поднять напряжение выше 3–3,5 кВ из-за искрения и развития дуговых каналов в МП. Соответственно и получаемые плотности тока ЭП невелики: при частоте повторения импульсов  $f = 20$  кГц удельная мощность пучка не превысила 2,5 Вт/см<sup>2</sup>, что намного ниже результатов, получаемых в плоско-параллельной геометрии. При столь низком напряжении также низка эффективность генерации ЭП (см. рис. 4). Применение катодов из резистивных и перколяционных материалов позволило поднять напряжение до 6–7 кВ и увеличить удельную энергию ЭП до 3 мДж/см<sup>2</sup>·имп. ( $j_e = 11$  А/см<sup>2</sup>) с катодом из Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – керамики и до 12 мДж/см<sup>2</sup>·имп. ( $j_e = 44$  А/см<sup>2</sup>) с перколяционным катодом. С последним на пушке диаметром 3 см и длиной 100 см получен ЭП с энергией 11,5 Дж/имп. при  $f = 1$  Гц и температуре кюветы 20°. Это – прекрасные результаты, демонстрирующие возможности генерации ЭП.

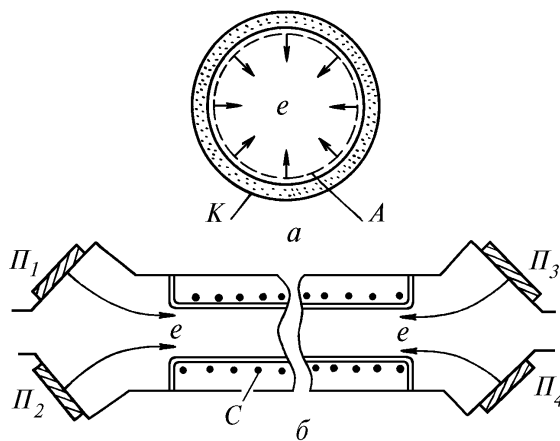


Рис. 5. Лазерная кювета с накачкой пучками убегающих электронов: а – радиальная накачка, б – продольная накачка. А – анод, К – катод, С – импульсный соленоид, П1–4 – электронные пушки

Применение описанных пушек для накачки паров металлов требует решения ряда новых проблем технологического, технического и физического характера. Наиболее сложной технологической проблемой является подбор керамики для катода, обладающей нужной электропроводностью в заданном температурном диапазоне и не растрескивающейся при пропускании через нее больших импульсных токов. Технические проблемы связаны прежде всего с



коммутацией тока 3–50 кА с высокой частотой повторения импульсов (~ 1–10 кГц и выше). Эта проблема остается нерешенной, и поэтому применяемые стандартные коммутаторы (водородные тиратроны, модуляторные лампы, разрядники) изначально задают режим работы и выходные параметры лазера.

Очень серьезной проблемой при накачке радиальным пучком является снижение эффективности генерации ЭП по сравнению с плоской геометрией (п. 1). Физика этого эффекта заключается в следующем. В реальной ситуации активный объем в радиальном направлении довольно прозрачен для ЭП. Поэтому пучок пересекает его и вновь влетает в МП (уже со стороны анода), тормозится во встречном поле, поворачивается назад, ускоряется и уходит в активный объем. Но пересекая дважды прианодную область МП, пучок ионизирует в ней газ, увеличивая тем самым ионный ток (см. п. 2). Поскольку влетающий в МП пучок обладал лишь  $n$ -частью его первоначальной энергии, то его удельная ионизационная способность в  $n^{-1}$  раз выше (см. формулу (15)). Следовательно, ионный ток в МП будет в  $(1 + 2/n)$  раз больше, чем в плоской пушке. Поэтому если в плоской пушке эффективность генерации ЭП была  $\eta_0$  ( $\eta_0 = (1 + j_i/j_e)^{-1}$ ), т.е.  $j_i/j_e = (1 - \eta_0)/\eta_0$ , то в геометрии полых катода и анода

$$\eta_p = \frac{\eta_0}{1 + 2(1 - \eta_0)/n}. \quad (17)$$

Так, в кювете диаметром 3 см, заполненной гелием с плотностью  $N = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , для ЭП с начальной энергией 4 кэВ  $(d\varepsilon/dx)_e = 0,4 \text{ кэВ/см}$  и  $n = 0,65$ . Тогда, если  $\eta_0 = 0,7$ , то  $\eta_p = 0,36$ , т.е. эффективность генерации ЭП в геометрии полых катода и анода при прочих равных условиях в 2 раза ниже, чем при плоской геометрии МП. Для реального лазера это недопустимо, поэтому необходимо обеспечить полное торможение ЭП в активном объеме.

Рассмотренный эффект, возможно, является главной причиной низкого порога по напряжению для искрения катода и дугообразования в разряде в МП с геометрией полых катода и анода, о чем сообщалось выше.

**Продольная накачка.** В этом случае электронная пушка (одна или несколько) располагается в холодной зоне кюветы, а генерируемый ею ЭП сжимается, поворачивается и проводится вдоль нагретой рабочей зоны (см. рис. 5, б). Таким образом, имеется свобода выбора конструктивных материалов для пушки, ее размеров, вариантов секционирования и т.д. Предельно упрощается конструкция пушки, имеется возможность ее замены без разборки всей кюветы. Однако в этом случае возникает необходимость в магнитной системе управления пучком, а также появляются ограничения на скорость ввода энергии ЭП в горячую зону кюветы. Рассмотрим вначале принципиальные вопросы.

При продольной инжекции импульсного пучка в протяженном пучково-плазменном шнуре возникают значительные электрические поля [18, 29], способные не только затормозить ЭП, но и вообще не пропустить пучок в узкий лазерный канал. Это обстоятельство весьма существенно для пучков убегающих электронов, имеющих низкую кинетическую энергию (~10 кэВ). Появление тормозного объемного потенциала, во-первых, связано с индуктивностью пучково-плазменного шнура:  $\varphi_{TL} = -L(dI_e/dt)$ , где  $L$  – индуктивность шнура;  $dI_e/dt$  – скорость нарастания тока ЭП. Так, при коаксиальной геометрии шнура и кюветы

$$\frac{\varphi_{TL}}{l} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{D}{D_e}\right) \frac{dI_e}{dt}, \quad (18)$$

где  $D_e$  – диаметр шнура;  $D$  – диаметр шины;  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума;  $l$  – длина шнура. При  $D/D_e = 3$  и  $dI_e/dt = 1 \cdot 10^{10} \text{ А/с}$   $\varphi_{TL}/l = 2 \text{ кВ/м}$ . Во-вторых, объемный потенциал возникает из-за неполной нейтрализации заряда ЭП в пучковой плазме. Элементарный расчет показывает, что потенциал пучково-плазменного шнура диаметром  $D_e$  и длиной  $l$ , заземленного на концах, максимален на длине  $l/2$  и составляет при  $l/D_e$

$$\varphi_{Te} = 9 \cdot 10^9 \frac{\Delta Q_e}{l} (0,5 + \ln(2l/D_e)), \quad (19)$$

где  $\Delta Q_e$  – нескомпенсированный заряд шнура. При  $l = 0,5$  м,  $D_e = 1$  см и токе ЭП 100 А нескомпенсированность заряда на 1% дает  $\varphi_{Te} = 1$  кВ. Приведенные соотношения показывают, что попытки осуществить продольную накачку пучками убегающих электронов с током  $> 1$  кА и временем нарастания  $\lesssim 10$  нс обречены на неудачу, что и было получено в [30]. Но уже вполне работоспособен лазер с двумя пушками (по одной с каждой стороны кюветы) по 500 А, фронтом 25 нс, длительностью 60 нс. При длине кюветы 1 м с заземленной центральной частью энергия в импульсе накачки составит  $\sim 0,5$  Дж для ЭП с начальной энергией 10 кэВ. При частоте повторения импульсов 50 кГц средняя мощность накачки будет 25 кВт, и проблем с коммутаторами в таком лазере нет. Заметим также, что при следовании импульсов ЭП с высокой частотой повторения нескомпенсированность заряда в плазменном шнуре существенно меньше, чем в режиме редких импульсов.

Из технических проблем наиболее существенные связаны с поиском оптимальных вариантов управления пучком с помощью магнитного поля. В [18] исследовано несколько вариантов и найдено эффективное решение для совмещения пучков от нескольких пушек с помощью одного узкого импульсного соленоида. Напряженность поля в нем должна быть 70–100 кА/м. Использование этого соленоида в лазерах на парах металлов вынуждает располагать его в горячей зоне. При рабочей температуре  $\sim 1700^\circ\text{C}$  рассеиваемая обмоткой соленоида мощность недопустимо велика, т.к. наиболее электропроводящий материал – молибден – имеет при этих температурах слишком высокое сопротивление. Проиллюстрируем сказанное. На соленоиде длиной  $l_s$  с толщиной обмотки  $h$  и коэффициентом заполнения  $k$  при пропускании тока, обеспечивающего напряженность поля  $H$  рассеивается мощность

$$\overline{W}_s = (\pi/2k) \rho_l (1 + D_e/h) H^2 l_s, \quad (20)$$

где  $\rho_l$  – удельное электросопротивление материала обмотки при рабочей температуре. Для молибдена при  $1700^\circ\text{C}$   $\rho_l = 4,2 \cdot 10^{-7}$  Ом·м. Тогда при  $H=70$  кА/м  $\overline{W}_s / l_s \approx (10/k)$  кВт/м. Такой лазер может работать лишь в режиме цугов импульсов со скважностью не менее 5–10, либо нужно использовать иные варианты управления пучком. В настоящее время продольная накачка пучками убегающих электронов реализована лишь для паров металлов с низкими рабочими температурами (цинк, кадмий) [18].

## Заключение

Проведенный анализ изложенного материала показал следующее.

Совершенно ясно, что генерация пучка убегающих электронов в газе среднего давления с высокой эффективностью происходит в объемном разряде с отличными от тлеющих разрядов характеристиками. Область катодного падения потенциала в нем имеет аномально большие размеры и, вероятно, вообще не успевает сформироваться. Строгое и детальное описание такого разряда – первоочередная задача.

Эксперименты по накачке паров металлов показали значительное преимущество пучков убегающих электронов по сравнению с традиционным газоразрядным методом. Радиальная накачка перспективна для получения лазерного излучения с энергией в импульсе на уровне 1 Дж в режиме низких частот повторения. Продольная накачка имеет все преимущества для получения излучения с высокой средней мощностью. Для этого, однако, необходимо решение ряда технических и технологических проблем.

1. Бохан П.А., Колбычев Г.В. // Письма в ЖТФ. 1980. Т.6. N 7. С. 418–421.
2. Бохан П.А., Колбычев Г.В. // ЖТФ. 1981. Т. 51. N 9. С. 1823–1831.
3. Колбычев Г.В., Самышкин Е.А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. N 10. С. 2032–2037.
4. Колбычев Г.В., Пташник И.В. // III Всесоюз. конф. по физике газового разряда. (Тезисы докл.). Часть 3. Киев: Изд-во КГУ, 1986. С. 366–368.
5. Бохан П.А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т.42. N 8. С. 335–337.
6. Бохан П.А. // Квантовая электроника. 1986. Т.13. N 9. С. 1837–1847.
7. Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В. // УФН. 1972. Т.107. Вып. 2. С. 201–228.
8. Павловский А.И., Бабиц Л.П., Лойко Т.В., Тарасова Л.В. // ДАН СССР. 1985. Т.281. N 6. С. 1359–1363.

9. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
10. Лойко Т. В., Тарасова Л. В., Цукерман В. А. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. № 3. С. 120–122.
11. Колбычев Г. В. Исследование эффекта убегающих электронов в газе среднего давления. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ. 1983. 141 с.
12. Kolbychev G. V. // XV-th Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases (Contrib. Pap.). Minsk. 1981, July 14–18. Part II. P. 619–620.
13. Алхазов Г. Д. // ЖТФ. 1974. Т. 44. № 5. С. 1044–1046.
14. Ульянов К. Н., Чулков В. В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 2. С. 328–334.
15. Колбычев Г. В., Пташник И. В. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 18. С. 1106–1110.
16. Колбычев Г. В., Пташник И. В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 9. С. 104–111.
17. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 256 с.
18. Колбычев Г. В., Колбычева П. Д., Забудский О. Б. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 3. С. 247–252.
19. Лондер Я. И., Ульянов К. Н. // ТВТ. 1979. Т. 17. № 5. С. 949–959.
20. Бохан П. А. // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 6. С. 61–68.
21. Колбычев Г. В., Самышкин Е. А. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 2. С. 437–438.
22. Бохан П. А., Сорокин А. Р. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 15. С. 947–950.
23. Кондратьев В. Н., Никитин Е. Е. Кинетика и механизм газофазных реакций. М.: Наука, 1975. 559 с.
24. Коновалов В. П., Сон Э. Е. // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 2. С. 300–306.
25. Борович Б. Л., Бучанов В. В., Молодых Э. И. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 5. С. 1007–1014.
26. Бохан П. А. Лазеры на парах металлов со столкновительным девозбуждением нижних рабочих состояний. Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 1988. 29 с.
27. Бохан П. А. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 8. С. 1595–1602.
28. Rozsa K., Janossy M., Scillag L., Bergou J. // Opt. Commun. 1977. V. 23. N 2. P. 162–164.
29. Валлис Г., Зауэр К., Зюндер Д. и др. // УФН. 1974. Т. 113. Вып. 3. С. 435–462.
30. Бохан П. А., Сорокин А. Р. // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 7. С. 187–190.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
17 марта 1993 г.

**G. V. Kolbychev. Generation of Runaway Electron Beams and Use of these Beams for Pumping Metal Vapor Lasers.**

An efficient way of generating electron beams with the energy from 2 to 10 keV in a gas discharge of a middle pressure is described. A detailed description of the generation process is also given. A relation of the beam generation to the length of the interelectrode gap and to the intensity of an external UV-illumination is derived. It is shown that under optimal generation conditions the cathode – fall region is anomalously long and covers the whole discharge gap. Different versions of using these beams to pump metal vapor lasers that provides on order of magnitude higher efficiency of pumping compared to a gas – discharge laser. In a radial arrangement of pumping the input e-beam energy can reach the value of 10–20 J/m per pulse. In a longitudinal arrangement of pumping the operation at a repetition rate of several hundred kilocycles and the mean power of pumping about 50 kW per every 10<sup>5</sup> cycles is possible without a decrease in the overall efficiency of the laser. Advantages and drawbacks of both versions of pumping arrangement are discussed and some limitations of physical and technical nature on the beam and laser parameters are revealed.