

УДК 621.373.826.038.823.533.9

Исследование положительного столба слаботоочного разряда в гелии / А. П. Головицкий, В. В. Елагин, А. Я. Лукин, А. Э. Фотиади // Научное приборостроение.-1992.-Т. 2. -N 2.-С. 37-53.

В рамках теории Франклина, Фореста обсуждаются результаты измерения плазменных характеристик положительного столба капиллярного разряда постоянного тока в гелии. Особое внимание уделяется вопросам, связанным с переходом разряда при малых значениях разрядного тока в субнормальный режим и, в частности, влиянию процессов перехода на величину отрицательной крутизны вольт-амперной характеристики капиллярных разрядов, используемых в качестве активной среды малогабаритных гелийсодержащих лазеров. Библ.-32 назв. Ил.-7. Табл.-2.

---

А. П. Головицкий, В. В. Елагин, А. Я. Лукин, А. Э. Фотиади  
(Государственный технический университет, С.-Петербург)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА СЛАБОТОЧНОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ

Исследования физических процессов в плазме положительного столба капиллярного тлеющего разряда постоянного тока вызывают в настоящее время повышенный интерес в связи с многочисленными приложениями в лазерной технике и, в частности, в связи с решением задачи создания малошумящих малогабаритных газовых лазеров для целей метрологии, навигации, связи. Нестабильность параметров плазмы активной среды газоразрядных лазеров является принципиальной причиной, приводящей к флуктуациям лазерных характеристик. В рабочем диапазоне изменения давления и тока в разряде малогабаритных, особенно волноводных, лазеров возникают и развиваются приводящие к модуляции интенсивности и девиации частоты лазерного излучения релаксационные колебания, возбуждение которых связывается с характерной для таких разрядов отрицательностью величины дифференциального сопротивления [1-6].

Изучению физики падающего участка статической вольтамперной характеристики (ВАХ) тлеющего разряда посвящено большое число как теоретических, так и экспериментальных работ [7-11]. Однако их результаты вряд ли могут быть непосредственно использованы для выяснения причин, обуславливающих отрицательность крутизны ВАХ разряда малогабаритных лазеров, поскольку получены для разрядных условий, далеких от лазерных. Вопрос о падающем участке ВАХ разряда малогабаритных гелийсодержащих газовых лазеров (диаметр разрядного канала 1—3 мм, давление 100—1500 Па, ток 1—10 мА) специально изучался (в основном теоретически) лишь в работах [12, 13], в которых на основании анализа диффузионных процессов в слаботочной газоразрядной плазме [14] в рамках классической теории положительного столба (ПС) Шоттки получено аналитическое выражение для ВАХ таких разрядов и сделан вывод, что отрицательность её крутизны связана с переходом разряда при уменьшении тока в субнормальный режим. Но два обстоятельства — использование без серьезной аргументации для описания процессов в ПС капиллярного разряда малогабаритных лазеров теории Шоттки и полное отсутствие данных о результатах экспериментального исследования такого разряда ставят под сомнение справедливость сделанных в работах [12, 13] выводов.

В настоящей статье, посвященной исследованию положительного столба капиллярного разряда постоянного тока в гелии — основе активной среды большинства распространенных малогабаритных лазеров — результаты проведенных экспериментов обсуждаются в рамках теории, предложенной Франклином и Форестом (ТФФ) [15], для описания явлений в ПС неконтрагированного разряда, включая пристеночный слой, в широком диапазоне изменения давления газа и плотности тока.

Согласно работе [15], лежащие в основе теории уравнения движения ионов, непрерывности, баланса электронов и Пуассона можно свести к системе самосогласованных дифференциальных уравнений 1-го порядка, численное интегрирование которых позволяет определить для заданных значений неза-

висимых параметров  $\delta$  и  $\alpha$  радиальные зависимости приведенных концентраций электронов  $n_e : n_e(r) = N_e(r)/N_{e0}$ ; ионов  $n_i : n_i(r) = N_i(r)/N_{e0}$ ; потенциала плазмы  $U : U(r) = e\varphi(r)/V_e$ ; направленной скорости ионов  $C_i : C(r) = c_i(r)/(V_e/M_i)^{0.5}$ , а также величины фактора  $G_e : G_e = \bar{N}_e/N_{e0}$ . Здесь  $e, V_e, N_e(r)$  — заряд, температура и концентрация электронов, соответственно;  $c_i(r), N_i(r), M_i$  — соответственно, направленная скорость, концентрация и масса ионов;  $\varphi$  — потенциал плазмы;  $\bar{N}_e, N_{e0}$  — средняя по объему концентрация электронов и концентрация электронов на оси разряда, соответственно;  $r$  — текущий радиус;  $R$  — радиус разрядного канала.

При численном интегрировании исходной системы как функции параметров  $\alpha$  и  $\delta$  определяется и значение безразмерного радиуса столба  $f(\delta, \alpha)$ :

$$f(\delta, \alpha) = Z_i R [M_i/V_e]^{0.5}, \quad (1)$$

соответствующего боковой поверхности плазмы, на которой выполняется граничное условие равенства электронного и ионного потоков (табл. 1).

$$\delta = v_{i\alpha}/(2Z_i), \quad (2)$$

где  $v_{i\alpha}$  — частота ион-атомных столкновений;  $Z_i$  — частота ионизации. Параметр  $\delta$  учитывает влияние на характер движения ионов в разряде их столкновения с атомами, а  $\alpha$  — степень отклонения плазмы разряда от условия квазинейтральности.

$$\alpha^2 = \lambda_D^2 M_i Z_i^2 / V_e = f^2(\delta, \alpha) \lambda_D^2 / R^2, \quad (3)$$

где  $\lambda_D$  — дебаевский радиус.

Очевидно, что в отсутствие процессов ступенчатой ионизации величина  $\delta$  не зависит явно от концентрации атомов в разряде:

$$\delta = S_{ia}/(2S_{i0}), \quad (4)$$

где  $S_{ia}, S_{i0}$  — скоростные коэффициенты процессов ион-атомных столкновений и прямой ионизации атома электронным ударом, соответственно. В усло-

Таблица 1

$\alpha/\delta$	0	0.5	1.0	1.5	5.0	10	50	100	500
0	1.111	0.965	0.862	0.791	0.561	0.434	0.217	0.160	0.076
0.001	1.168	1.011	0.907	0.837	0.598	0.467	0.248	0.176	0.088
0.005	1.227	1.055	0.956	0.885	0.632	0.505	0.279	0.216	0.126
0.010	1.245	1.089	0.992	0.921	0.683	0.552	0.322	0.259	
0.050	1.607	1.439	1.329	1.251	0.987	0.838	0.571		
0.100	1.959	1.768	1.648	1.557	1.257	1.088			
0.500	3.677	3.299	3.034	2.862	2.304	2.007			
1.000	4.915	4.338	4.002	3.758	3.03				

виях разряда, характерных для малогабаритных лазеров, величину  $S_{ia}$  для гелия можно считать постоянной:  $S_{ia} = 1.66 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  [16], а  $S_{i0}$  зависит от вида функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). В случае максвелловской ФРЭЭ  $\delta$  для гелия хорошо аппроксимируется выражением

$$\delta = 0.395 \exp(eV_i/V_e) / [V_e^{0.5} (1 + 0.081V_e)] \quad (5)$$

и является функцией только электронной температуры. При  $\alpha \rightarrow 0$  и  $\delta \rightarrow 0$   $f = 1.109$  и ТФФ переходит в теорию ПС Ленгмюра-Тонкса ( $\lambda_i \gg R$ , где  $\lambda_i$  — длина свободного пробега иона), а при  $\delta \rightarrow \infty$  (реально при  $\delta > 500$ )  $f = 2.405/(2\delta)^{0.5}$  — в теорию Шоттки ( $\lambda_i \ll R$ ). Нетрудно видеть, что в случае  $\alpha \rightarrow 0$  ширина области нескомпенсированного заряда, характеризующаяся, согласно [14], величиной отношения  $\lambda_D/R$

$$\lambda_D/R = \alpha / f(\delta, \alpha), \quad (6)$$

также стремится к нулю при любых значениях функции  $f(\delta, 0)$ , а следовательно, и  $\delta$ . При  $\alpha$ , отличном от нуля, ширина пристеночного слоя с нарушенным условием квазинейтральности плазмы  $N_e \neq N_i$  будет возрастать по мере увеличения как  $\alpha$ , так и  $\delta$ . Действительно, из формулы (6) следует, что величина отношения  $\lambda_D/R$ , вследствие падающего характера зависимости  $f(\delta)$  при  $\alpha = \text{const}$  (см. табл. 1), является возрастающей функцией обоих параметров. Об этом свидетельствуют и полученные в результате численного интегрирования уравнений работы [15] радиальные распределения величины  $n_e/n_i$  (рис. 1). Значение пристеночного радиуса столба  $r/R$ , при котором  $n_e/n_i \geq 0.5$ , принимаемое за границу области с нарушенным условием квазинейтральности [17],

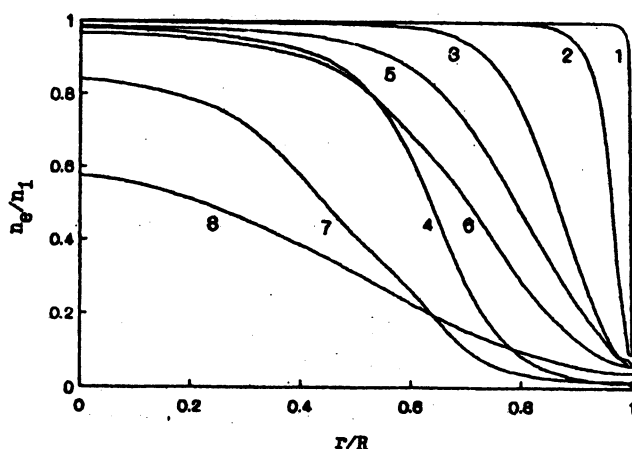


Рис. 1. Радиальное распределение отношения концентраций электронов и ионов в положительном столбе разряда для различных значений  $\alpha$  и  $\delta$ : 1 —  $\alpha = 10^{-3}$ ; 2—4 —  $\alpha = 10^{-2}$ , 5—7 —  $\alpha = 0.1$ , 8 —  $\alpha = 1$ , 1, 2, 5, 8 —  $\delta = 0$ ; 6 —  $\delta = 1$ ; 3, 7 —  $\delta = 10$ ; 4 —  $\delta = 100$

уменьшается как с увеличением  $\alpha$  при  $\delta = \text{const}$ , так и с увеличением  $\delta$  при  $\alpha = \text{const}$ . Анализ подобных распределений для различных значений  $\alpha$  и  $\delta$ , характера зависимости от них безразмерного радиуса столба  $f$  показал, что влияние нарушения условия квазинейтральности плазмы при малых  $\delta$  становится заметным, если  $\alpha > 10^{-2}$ . По аналогии с работами [17, 18] основные уравнения, связывающие внешние характеристики ПС: разрядный ток  $i$  и радиус капилляра, с его внутренними параметрами — концентрацией электронов, средней по объёму концентрацией атомов  $\bar{N}_a$ , электронной температурой  $V_e$  и продольным электрическим полем  $E_z$  могут быть записаны в соответствии с [15] в следующем виде.

Уравнение подвижности электронов:

$$j = i / \pi R^2 = \sigma E_z = e^2 N_{e0} G_e(\delta, \alpha) / m_e N_a S_{ea}, \quad (7)$$

где  $S_{ea}$  — константа скорости упругих электрон-атомных столкновений. Для гелия в диапазоне изменения средней энергии электронов 3—12 эВ  $S_{ea}$  хорошо аппроксимируется выражением

$$S_{ea} = 5 \cdot 10^{-8} V_e / (1 + 0.2 V_e^{1.5}) \quad (8)$$

и практически не зависит от вида ФРЭЭ. (Здесь  $S_{ea}$  в  $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ ,  $V_e$  в эВ).

Уравнение баланса заряженных частиц:

$$2\pi e \int_0^R N_e(r) N_a(r) S_{0r} r dr = 2\pi R j_{\text{ст}},$$

где  $N_a(r)$  — концентрация атомов в разряде;  $j_{\text{ст}}$  — плотность ионного тока на стенку. Если  $N_a(r) = N_{a0} n_a(r)$  ( $N_{a0}$  — концентрация атомов на оси разряда), то

$$\bar{N}_a = (2/R^2) N_{a0} \int_0^R r n_a(r) dr.$$

Полагая, что  $V_e = \text{const}(r)$  и используя формулу (1), это уравнение легко преобразовать к виду:

$$\bar{Z}_i R / \beta = \frac{2j_{\text{ст}}}{e N_{e0} G_e(\delta, \alpha)} = f(\delta, \bar{\alpha}) (V_e / M_i)^{0.5}, \quad (9)$$

где  $\bar{Z}_i = \bar{N}_a S_{0i}$ ;  $\bar{\alpha}$  и  $\delta$  определяются данными значениями  $\bar{Z}_i$  и  $V_e$  в соответствии с формулами (3) и (4).

$$\beta = \left[ G_e \int_0^R r n_a(r) dr \right] / \left[ \int_0^R r n_a(r) n_e(r) dr \right] \quad (10)$$

зависит от вида распределения электронов и атомов по сечению разряда. Очевидно, что при  $n_a(r) \equiv 1$  для любого вида распределения  $n_e(r)$   $\beta = 1$ . Если же  $n_a$  является гладкой функцией  $r$ , то при симметричном радиальном распределении концентрации электронов с максимумом на оси разряда величина  $\beta > 1$ , если  $d^2 n_a / dr^2 |_{r=0} > 0$ , и меньше 1, если  $d^2 n_a / dr^2 |_{r=0} < 0$ , причем в последнем случае  $\beta$  тем сильнее отличается от единицы, чем острее в центре капилляра максимум как функции  $n_a(r)$ , так и  $n_e(r)$ .

Уравнение баланса энергии электронов на единицу длины столба:

$$iE_Z = iE_{ct} + iE_{ny} + iE_y, \quad (11)$$

где  $iE_{ct}$  — мощность, уносимая заряженными частицами на стенку трубки. С учетом (9)

$$iE_{ct} = \pi R^2 N_{e0} G_e(\delta, \bar{\alpha}) V_e \frac{f(\delta, \bar{\alpha})}{R} (V_e / M_i)^{1/2} (eV_i / V_e + 2 + U_i), \quad (12)$$

где  $V_i$  — потенциал ионизации атома;  $V_e U_i$  — энергия положительных ионов, падающих на стенку трубки. В пределах применимости ТФФ

$$U_i = U_{ct}(\delta, \alpha) + 0.5F(\delta, \alpha), \quad (13)$$

где первый член — энергия, приобретаемая ионами, при прохождении слоя пространственного заряда ( $U_{ct}(\delta, \alpha)$  — приведенный потенциал плазмы на границе столба), а второй член — кинетическая энергия ионов, приобретаемая ими при движении в плазме. Согласно ТФФ функция  $F(\delta, \alpha)$  зависит от приведенной скорости иона на границе плазмы  $C_{ict}$ : если при данных  $\delta$  и  $\alpha$   $C_{ict}(\delta, \bar{\alpha}) \geq 1$ , то  $F(\delta, \bar{\alpha}) = 1$ , а если  $C_{ict}(\delta, \bar{\alpha}) < 1$ , то  $F(\delta, \bar{\alpha}) = C_{ict}^2(\delta, \bar{\alpha})$ .

Мощность, расходуемая электронами на возбуждение атомов,  $iE_{ny}$ :

$$iE_{ny} = \pi R^2 N_{e0} G_e(\delta, \alpha) V_e K_{ny}, \quad (14)$$

где  $K_{ny}$  сложным образом зависит от населенности возбужденных уровней атомов, констант скоростей различных столкновительных процессов и их пороговых энергий.

Мощность, идущая на нагрев газа,  $iE_y$ :

$$iE_y = 4\pi R^2 N_{e0} G_e(\delta, \bar{\alpha}) \bar{N}_a S_{ea} m_e / M_a, \quad (15)$$

где  $m_e$ ,  $M_a$  — массы электрона и атома, соответственно. Тогда из формулы (11) с учетом (7) — (9), (12) — (15) получаем выражение:

$$E_Z = 2.37 \cdot 10^{-8} (S_{ea} \bar{N}_a V_e)^{0.5} \left\{ \frac{f(\delta, \bar{\alpha}) V_e^{0.5}}{R_i^{1/2}} \times \left[ \frac{eV_i}{V_e} + 2 + 0.5F(\delta, \bar{\alpha}) + U_{ct}(\delta, \bar{\alpha}) \right] + K_{ny} + 4 \frac{m_e}{M_a} \bar{N}_a S_{ea} \right\}^{0.5}, \quad (16)$$

в котором величина продольного электрического поля  $E_z$  (В/см) в ПС зависит только от внутренних параметров разряда  $\bar{N}_a$  (см<sup>-3</sup>),  $V_e$  (эВ) и величин, получаемых из ТФФ для значений  $\delta$  и  $\bar{\alpha}$ , соответствующих данным  $\bar{N}_a$ ,  $V_e$ ,  $N_{e0}$ .

Таким образом, для обсуждения в рамках ТФФ свойств исследуемого ПС, включая вопросы, связанные с его субнормальностью и падающим характером ВАХ, необходимо в единых условиях эксперимента помимо данных о традиционных параметрах разряда —  $\bar{N}_e$ ,  $V_e$ ,  $E_z$  — получить сведения, позволяющие определить значения  $\bar{Z}_i$ ,  $\delta$ ,  $\bar{\alpha}$ , безразмерного радиуса столба  $f$ , а также их зависимости от разрядных условий — тока и давления напуска газа. Как следует из уравнений (1) — (9), эти величины могут быть найдены, если для каждого значения разрядного тока и давления газа известна ФРЭЭ, а также экспериментально определены ещё и значения  $j_{ст}$  и  $N_{e0}$ .

Эксперименты проводились в приборе с термостатированным разрядным капилляром [19] радиусом 1 мм и длиной 26 см. С помощью зондов различной конструкции: одиночных, двойных, пристеночного определялись значения концентрации электронов на оси разряда, электронной температуры, продольного градиента потенциала в столбе и плотности ионного тока на стенку трубки. Значения средней по объему концентрации электронов измерялись СВЧ-резонаторным методом.

Прямых измерений ФРЭЭ в работе не проводилось. Для её определения использовались два метода: метод восстановления ФРЭЭ —  $f(w)$  [20—23] из значений скоростных коэффициентов различных электронных процессов —  $S_{ij}$  (сечение процесса  $\sigma_{ij}$ ) при решении системы интегральных уравнений типа:

$$S_{ij} = \int_{eV_{01}}^{\infty} \sigma_{ij}(w) wf(w) dw,$$

как некорректной задачи [24] и метод Вринса [25—28], согласно которому реальная ФРЭЭ заменяется двумя максвелловскими с температурами  $V_e^b$  и  $V_e^r$ . Первая функция описывает распределение электронов, обладающих энергией ниже энергии первого возбужденного состояния атома  $eV_{01}$ , а вторая — распределение электронов с энергией выше  $eV_{01}$ .  $V_e^b$  и  $V_e^r$  определяются при решении уравнений баланса энергии электронов, в которые включены как процессы, приводящие к нагреву и охлаждению электронов внутри каждой группы, так и процессы обмена энергией между электронами разных групп.

Значения скоростных коэффициентов, необходимые для восстановления вида ФРЭЭ по первому методу, определялись согласно [21—23], при решении системы уравнений баланса населенности возбужденных уровней, в которых в качестве коэффициентов при неизвестных ( $S_{ij}$ ) используются экспериментальные значения  $\bar{N}_a$ ,  $\bar{N}_e$ ,  $N_j$  ( $N_j$  — населенность  $j$ -го возбужденного состояния атома). Математически эта задача также относится к классу некорректных. Используемая в работе система учитывала более 30 процессов, обуславливающих кинетику заселения 12 уровней гелия с главными квантовыми числами 2, 3, 4.

Концентрации атомов в этих состояниях экспериментально определялись с помощью модифицированного метода двух длин [19, 29, 30], для чего сбоку

и с торца разрядной трубки одновременно с измерением плазменных параметров регистрировались (в относительных единицах) интенсивности излучения атомов гелия на соответствующих длинах волн. Измерения интенсивности бокового излучения разряда использовались также для изучения распределения концентрации атомов по длине капилляра [31]. Температура газа принималась равной температуре внешней стенки термоизолированного разрядного капилляра, измеряемой с помощью термопары.

Исследования проводились в характерном для работы малогабаритных лазеров диапазоне изменения разрядного тока 2.5—30 мА и давления 100—200 Па.

Экспериментальные зависимости основных параметров плазмы  $\bar{N}_e$ ,  $N_{e0}$ ,  $E_Z$ ,  $V_e$ , температуры газа  $T_a$  и концентрации возбужденных атомов в состояниях с главным квантовым числом 2 —  $N_j$  от разрядного тока при четырех значениях давления газа представлены на рис. 2. Необходимо отметить, что приведенные на этом рисунке зависимости являются результатом статистической обработки данных многих измерений. Ошибка в определении абсолютных значений измеряемых величин не превышает 2 % для  $E_Z$ ; 15 % — для  $\bar{N}_e$ ,  $N_{e0}$ ; 20 % — для  $V_e$ ; 30 % — для  $N_j$  и 10 % — для  $T_a$ . Точность определения относительного изменения измеряемых величин при изменении разрядного тока или давления существенно выше и определяется, в основном, точностью измерительной аппаратуры. На рис. 2 приведены также зависимости от разрядного тока величины  $\bar{N}_a$ , полученные с помощью уравнений (6) и (7) при использовании соответствующих экспериментальных значений  $\bar{N}_e$ ,  $E_Z$  и  $V_e$ . ФРЭЭ —  $w^{1/2}f(w)$  — исследуемого разряда, полученные по методу, предложенному в работах [20—23], изображены на рис. 3. Здесь же для сравнения представлены кривые максвелловского распределения с той же средней энергией  $V_e$ .

Приведенные на рис. 1—3 данные позволяют выявить следующие основные особенности ПС капиллярного разряда:

во всем исследованном диапазоне изменения разрядных условий ФРЭЭ близка к максвелловской (см. рис. 3). Этот результат является несколько неожиданным [32], поскольку при полученных в эксперименте параметрах разряда  $N_a$ ,  $\bar{N}_e$ ,  $V_e$ ,  $N_j$  и  $E_Z$  время передачи энергии в межэлектронных столкновениях больше или в лучшем случае сравнимо с временами передачи энергии в упругих и неупругих электрон-атомных соударениях и всегда больше времени взаимодействия электрона с электрическим полем. Тем не менее, расчеты, проведенные по методу Вринса, дали аналогичные результаты. Значения  $V_e^*$  незначительно, в пределах 20 %, ниже значений  $V_e$ , причем это различие уменьшается с увеличением разрядного тока и уменьшением давления газа. Значения  $V_e^*$ , полученные при расчете, совпадают в пределах 15 % соответствующими экспериментальными значениями  $V_e$ ;

характерной особенностью исследуемого разряда является рост электронной температуры с увеличением разрядного тока. Этот факт является косвенным свидетельством того, что в исследованном диапазоне изменения разрядных условий ПС остается ещё нормальным, поскольку согласно работе [14] переход столба в субнормальный режим при уменьшении величины разрядного тока должен сопровождаться аномальным увеличением электронной температуры;



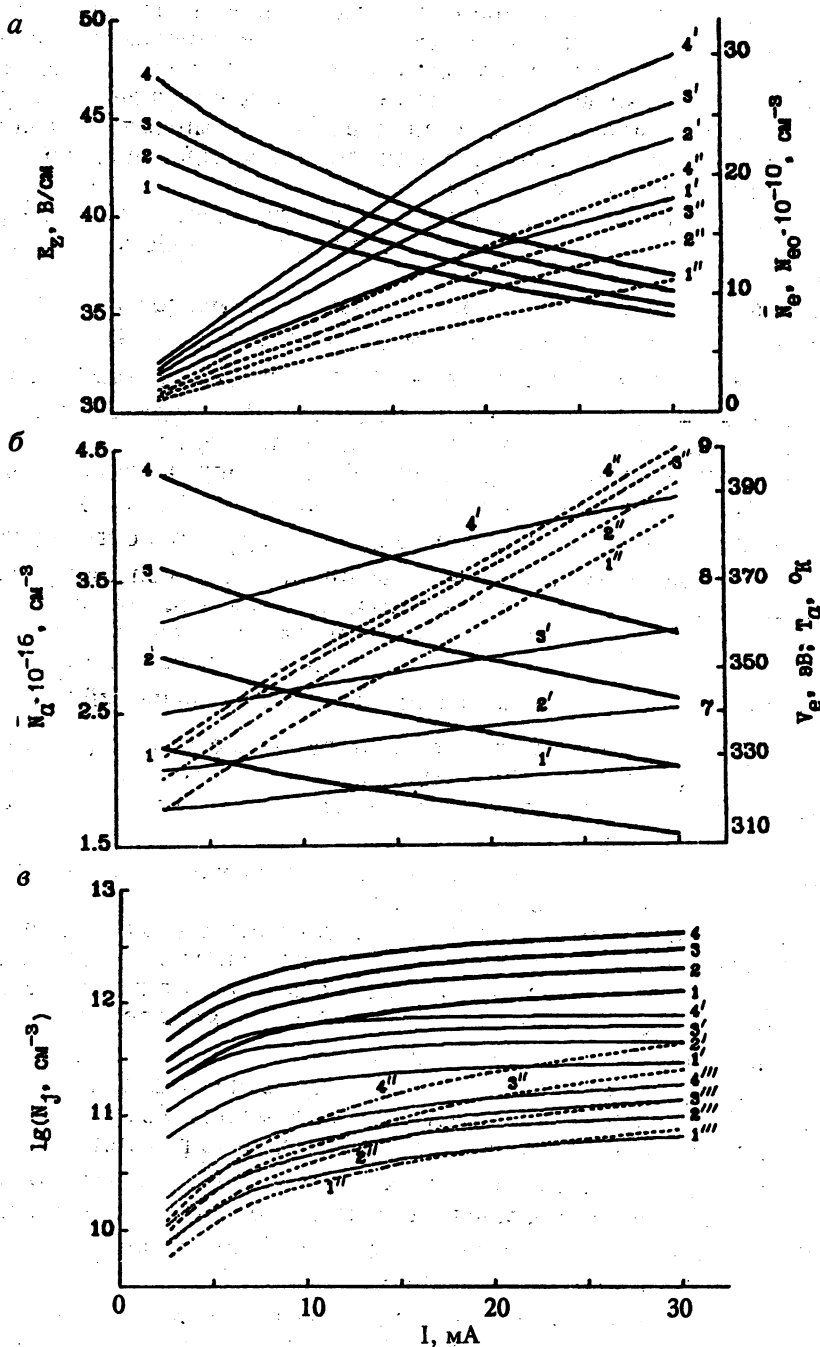


Рис. 2. Зависимости основных параметров плазмы и населенностей уровней гелия с главным квантовым числом 2 от разрядного тока: а — (1—4) —  $E_2$ ; (1'—4') —  $N_{e0}$ ; (1''—4'') —  $N_e$ ; б — (1—4) —  $N_a$ ; (1'—4') —  $V_e$ ; (1''—4'') —  $T_a$ ; в — (1—4) —  $N_2 3S$ ; (1'—4') —  $N_2 1S$ ; (1''—4'') —  $N_2 3P$ ; (1'''—4''') —  $N_2 1P$ , 1—1''' —  $p = 100$ ; 2—2''' —  $p = 133.2$ ; 3—3''' —  $p = 166.5$ ; 4—4''' —  $p = 200$  Па

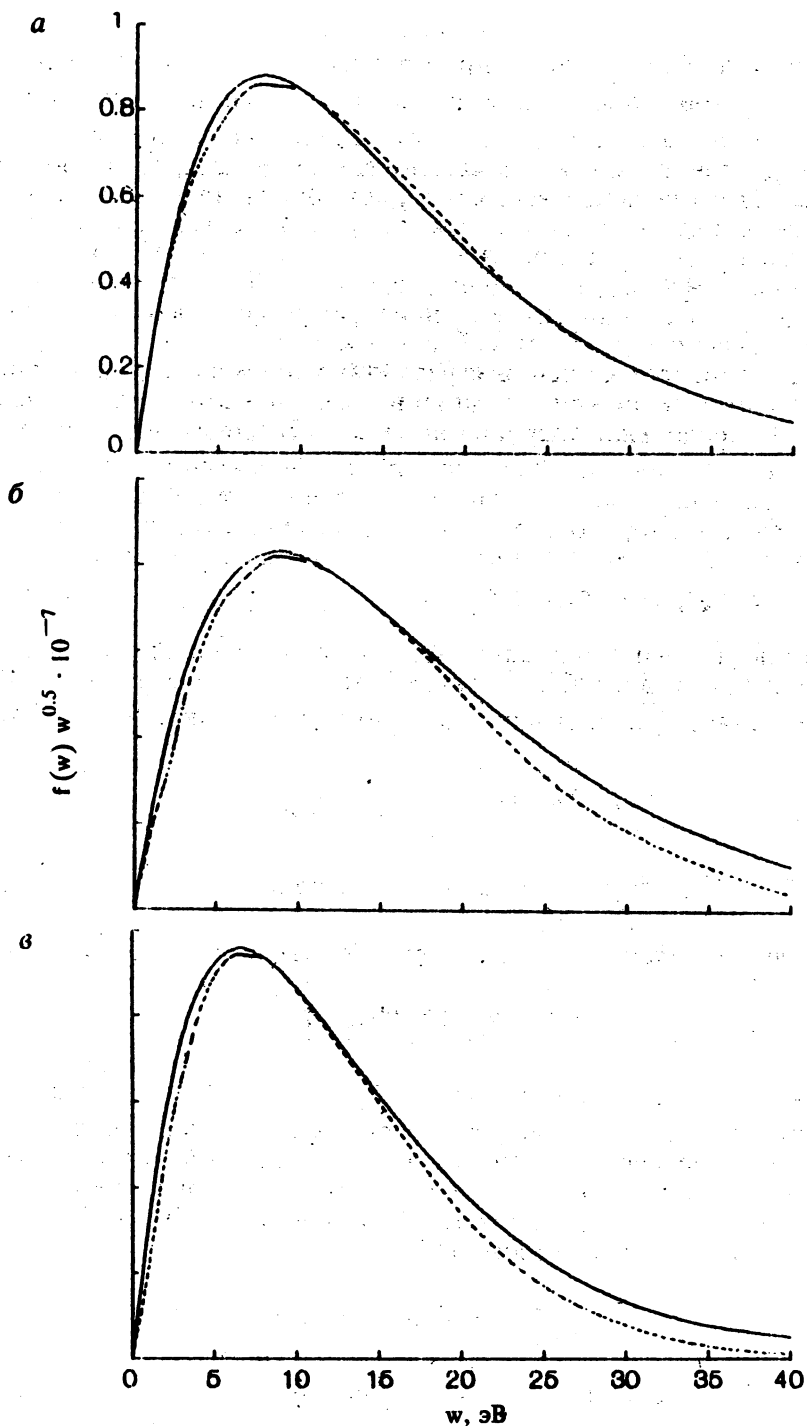


Рис. 3. Функция распределения электронов по энергиям  $f(w) w^{0.5}$ . - - - - решение некорректной задачи; — — — распределение Максвелла с температурой  $V_c$ : а —  $i = 5$  мА,  $p = 100$  Па,  $V_c = 7.8$  эВ; б —  $i = 30$  мА,  $p = 100$  Па,  $V_c = 8.75$  эВ; в —  $i = 30$  мА,  $p = 200$  Па,  $V_c = 6.6$  эВ

наблюдаемый рост  $V_e$  с током при  $p = \text{const}$  сопровождается уменьшением  $\bar{N}_a$  в разряде, которое происходит как из-за ухода частиц из горячего капилляра в более холодные части прибора, согласно газовому закону, так и за счет уменьшения давления в разрядном канале вследствие процессов, протекающих в самом ПС. Этот вывод подтвержден серией дополнительных экспериментов по изучению динамики плотности нормальных атомов газа в разрядном капилляре при изменении тока и давления. С помощью специальных манометров, расположенных в местах расширения разрядного канала на границах капилляра с анодной и катодной частями прибора, регистрировалось изменение давления при включенном разряде. Одновременно с помощью измерений интенсивностей бокового излучения из различных точек вдоль длины капилляра изучалось распределение концентрации нормальных атомов по длине столба:  $\bar{N}_a(z)$ , где  $z$  — продольная координата разряда. Эксперименты продемонстрировали наличие усиливающегося с ростом тока и давления напуска процесса вытеснения газа как в анодный (преимущественно), так и в катодный концы капилляра. Характерно, что при этом распределение концентрации нормальных атомов по длине столба остается равномерным:  $\bar{N}_a(z) = \text{const}(z)$ . Резкое изменение плотности атомов происходит только на концах разрядного капилляра.

Во всем исследованном диапазоне разрядных условий экспериментальные значения  $\bar{N}_a$  в столбе с точностью не хуже 15 % совпадают с соответствующими значениями  $\bar{N}_a$ , полученными с помощью эмпирической формулы:

$$\bar{N}_a = N_0 \frac{2.05}{T_a} (p - \Delta p),$$

где  $N_0 = 3.54 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $p$  — давление газа в приборе (при  $i = 0$ ), Па;  $T_a$  — температура газа в разряде, К.

Уменьшение давления газа в капилляре  $\Delta p$  (Па) определяется по формуле:

$$\Delta p = 2.42 \cdot 10^{-13} E_z \bar{N}_e L G_e, \quad (17)$$

где  $E_z$  — В/см,  $L$  — длина капилляра, см;  $\bar{N}_a, \bar{N}_e$  —  $\text{см}^{-3}$  [21]. Выражение (17) получено в работе на основании результатов исследования капиллярного разряда в гелии в диапазоне изменения тока 25—150 мА. Там же высказано предположение о том, что уменьшение давления в капилляре  $\Delta p$  связано с явлением электрофореза. Действительно, сравнивая (17) с выражением для  $\Delta p_{эл}$ , вызванного электрофорезом [18],

$$\Delta p_{эл} = 0.121 \cdot 10^{-14} E_z \bar{N}_e I_k,$$

видим, что с учетом величины  $G_e = \bar{N}_e / N_{e0}$  они практически совпадают. Фактор  $k$ , характеризующий долю электронных импульсов, передаваемых атомам газа, в условиях разряда малогабаритных лазеров близок к 1.

Следствием зависимости концентрации нормальных атомов в разрядном капилляре от параметров плазмы  $\bar{N}_e, E_z$ , является для разрядов малогабаритных лазеров нарушение закона подобия по  $Rp$ .

Основным процессом, приводящим к образованию ионов в исследуемом разряде является процесс прямой ионизации электронным ударом из основного состояния атома:  $\bar{Z}_i / (\bar{Z}_i + \bar{Z}_{\text{ict}}) > 0.95$ . При оценке суммарной частоты ступенчатой ионизации  $\bar{Z}_{\text{ict}}$  учитывались процессы образования ионов при столкновении электронов с атомами в состояниях с главным квантовым числом 2 и 3, а также при столкновении двух триплетных метастабилей. С изменением тока частота прямой ионизации  $\bar{Z}_i = \bar{N}_a S_{0i}$  изменяется незначительно, в пределах 10—15 %. Увеличение давления газа от 100 до 200 Па приводит к уменьшению  $\bar{Z}_i$  примерно в 1.5 раза (табл. 2).

Параметр  $\delta$ , полученный с помощью выражения (4) и экспериментальных данных об электронной температуре, не превышает значения, равного 2.5 (см. табл. 2), что свидетельствует о непригодности классических теорий ПС и, в первую очередь, теории Шоттки для описания процессов в плазме разрядов малогабаритных лазеров. Для этих целей необходимо использовать аппарат ТФФ.

При известном параметре  $\delta$  могут быть определены и значения  $\bar{\alpha}$ . Для этого используются теоретические зависимости  $f(\alpha)$  при  $\delta = \text{const}$ . Значения функции  $f(\delta, \bar{\alpha})$ , соответствующие данным разрядным условиям, определяются с помощью уравнения (9) и экспериментальных данных о  $j_{\text{ct}}, \bar{N}_e, V_e$ . Значения  $\bar{\alpha}$  могут быть определены и с помощью выражения (3) при использовании полученных величин  $\bar{Z}_i$  и экспериментальных данных о  $N_{e0}$  и  $V_e$ . Необходимо отметить совпадение в пределах 15 % значений, определенных этими способами. Значения  $\bar{\alpha}, \delta$  и безразмерного радиуса —  $f(\delta, \bar{\alpha})$  также приведены в табл. 2.

Как видно из представленных данных, с уменьшением значений тока и давления происходит увеличение  $\bar{\alpha}$ , а следовательно, и степени нарушения квазинейтральности разряда. Но если при уменьшении разрядного тока рост  $\bar{\alpha}$  сопровождается увеличением  $\delta$ , то в случае уменьшения давления параметр  $\delta$  также уменьшается. Поэтому в первом случае, согласно ТФФ, процесс разделения зарядов в плазме должен происходить более активно. На рис. 4 приведены зависимости отношения  $n_e/n_i$  от  $r/R$ , полученные в результате

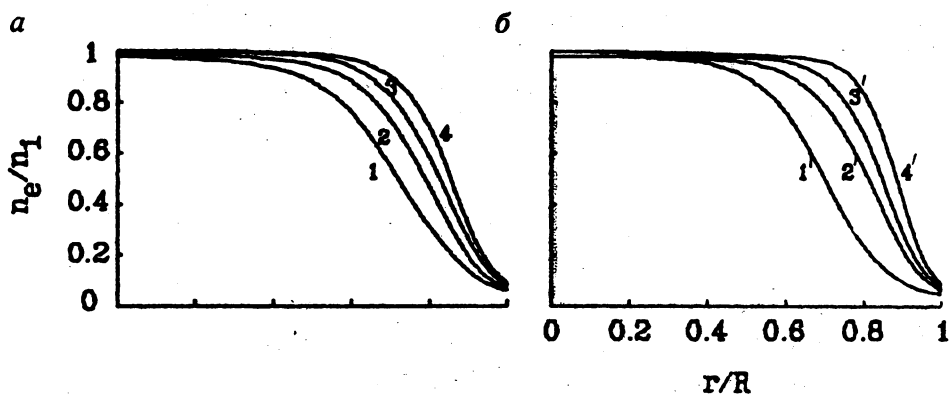


Рис. 4. Радиальные распределения отношения концентраций электронов и ионов для различных значений тока и давления: а —  $p = 100$  Па; б —  $p = 200$  Па. 1, 1' —  $i = 2.5$  мА; 2, 2' — 7.5 мА, 3, 3' — 15 мА, 4, 4' — 30 мА; 1 —  $\delta = 1.06$ ;  $\alpha = 0.083$ ; 1' —  $\delta = 2.50$ ;  $\alpha = 0.055$ ; 2 —  $\delta = 0.87$ ;  $\alpha = 0.062$ ; 2' —  $\delta = 2.23$ ;  $\alpha = 0.037$ ; 3 —  $\delta = 0.74$ ;  $\alpha = 0.049$ ; 3' —  $\delta = 2.04$ ;  $\alpha = 0.026$ ; 4 —  $\delta = 0.64$ ;  $\alpha = 0.04$ ; 4' —  $\delta = 1.81$ ;  $\alpha = 0.018$

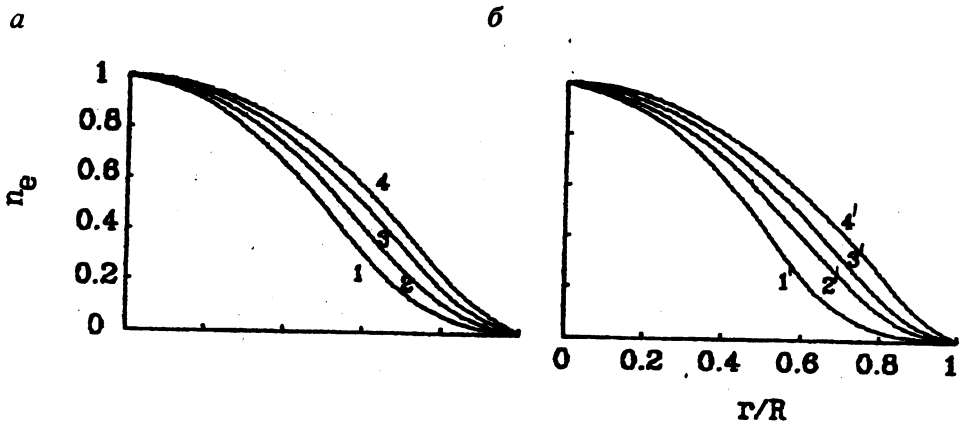


Рис. 5. Радиальные распределения концентрации электронов для различных значений тока и давления: а —  $p = 100$  Па; б —  $p = 200$  Па. 1, 1' —  $i = 2.5$  мА; 2, 2' —  $7.5$  мА; 3, 3' —  $15$  мА; 4, 4' —  $30$  мА; 1 —  $\delta = 1.06$ ;  $\alpha = 0.083$ ; 1' —  $\delta = 2.50$ ;  $\alpha = 0.055$ ; 2 —  $\delta = 0.87$ ;  $\alpha = 0.062$ ; 2' —  $\delta = 2.23$ ;  $\alpha = 0.037$ ; 3 —  $\delta = 0.74$ ;  $\alpha = 0.049$ ; 3' —  $\delta = 2.04$ ;  $\alpha = 0.026$ ; 4 —  $\delta = 0.64$ ;  $\alpha = 0.04$ ; 4' —  $\delta = 1.81$ ;  $\alpha = 0.018$

интегрирования уравнений работы [15] для значений  $\bar{\alpha}$  и  $\delta$ , соответствующих различным значениям разрядного тока и давления. Как и следовало ожидать, максимальное разделение электронов и ионов наблюдается при минимальных значениях разрядного тока. Область, где нарушена квазинейтральность ( $n_e/n_i \leq 0.5$ ), располагается у стенок трубки и занимает в этом случае около 50 % площади поперечного сечения капилляра. На оси разряда ( $r/R = 0$ ) степень разделения зарядов мала:  $n_e/n_i > 0.95$ , т.е. в условиях разряда, характерных для малогабаритных гелийсодержащих лазеров, в приосевой области ПС плазма сохраняет свою квазинейтральность. Об этом свидетельствует и тот факт, что отношение  $\lambda_D/R$ , соответствующее этим значениям  $\bar{\alpha}$ ,  $\delta$  и  $f(\delta, \bar{\alpha})$ , равно 0.055.

Важным следствием процесса разделения зарядов в пристеночной области ПС является сильная зависимость от разрядных условий вида радиального распределения электронов —  $n_e(r)$  (рис. 5). По мере расширения области нескомпенсированного заряда электроны стягиваются к центру трубки, что ведет, во-первых, к уменьшению величины  $G_e$ , и это наблюдается в экспери-

$p$ , Па	100.0						133.2					
$i_p$ , мА	2.5	5	7.5	10	15	30	2.5	5	7.5	10	15	30
$\bar{\alpha} \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$	0.89	0.96	1	1.02	1.04	1.06	0.79	0.84	0.86	0.87	0.87	0.86
$\delta$	1.06	0.94	0.87	0.82	0.74	0.64	1.56	1.40	1.31	1.25	1.15	1.00
$\bar{\alpha} \cdot 10^3$	83	70	62	56	49	40	69	56	48	42	35.5	27
$f(\delta, \bar{\alpha})$	1.53	1.48	1.43	1.41	1.36	1.3	1.35	1.31	1.27	1.23	1.19	1.15
$\beta \cdot 10$	4.43	4.83	4.97	5.21	5.43	5.63	4.65	4.95	5.16	5.35	5.58	5.69

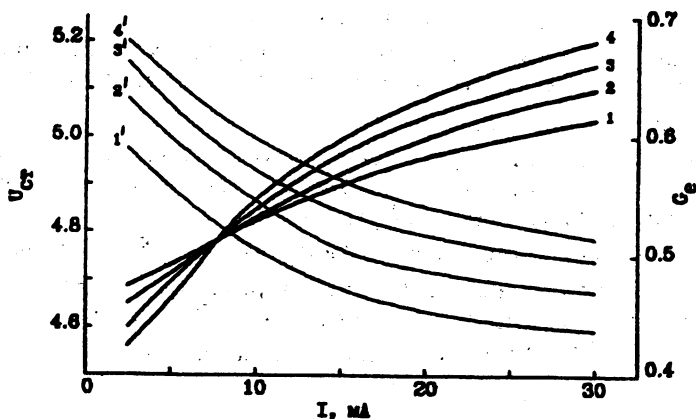


Рис. 6. Зависимости фактора  $G_e$  (1—4) и пристеночного скачка потенциала  $U_{cr}$  (1'—4') от разрядного тока: 1, 1' —  $p = 100$  Па; 2, 2' — 133.2; 3, 3' — 166.5; 4, 4' — 200

менте (рис. 6), а во-вторых, — к уменьшению параметра  $\beta$  (см. табл. 2), что в предположении постоянства по радиусу электронной температуры означает, согласно выражению (10), существование в столбе радиальной неоднородности концентрации атомов с максимумом на оси разряда. Такой вывод физически мало оправдан. Уменьшение  $\beta$  с увеличением ширины области нескомпенсированного заряда скорее связано с уменьшением  $T_e$  на границе столба (10).

Полученные параметры  $\delta$  и  $\alpha$  использовались для нахождения соответствующих зависимостей пристеночного скачка потенциала  $U_{cr}$  и функции  $F$  от разрядных условий. Зависимости  $U_{cr}(i, p)$  приведены на рис. 6.  $F(i, p) \cong 1$ , поскольку во всем исследованном диапазоне изменения разрядных условий  $C_{scr}(\delta, \bar{\alpha}) > 1$ ;

основным видом потерь в общем балансе энергии электронов в ПС исследуемого разряда являются стеночные потери:  $E_{cr}/E_z \approx 85 - 90 \%$ . Доля неупругих потерь — существенно ниже:  $E_{ny}/E_z \approx 10 - 15 \%$ , а упругих ничтожно мала:  $E_y/E_z < 1 \%$ .

Таблица 2

166.5						200					
2.5	5	7.5	10	15	30	2.5	5	7.5	10	15	30
0.74	0.76	0.78	0.78	0.78	0.75	0.71	0.74	0.74	0.74	0.72	0.64
2.06	1.92	1.8	1.7	1.57	1.38	2.5	2.35	2.23	2.15	2.04	1.81
60	50	42.5	37	30	23	55	44	37	32	26	18
1.23	1.20	1.19	1.13	1.10	1.06	1.14	1.1	1.07	1.05	1.01	0.98
4.92	5.12	5.36	5.52	5.7	5.8	5.25	5.43	5.57	5.7	5.85	5.95

Из выражений (12), (13), (15) определялись  $E_{ct}$ ,  $E_y$  при использовании необходимых экспериментальных данных о параметрах разряда и соответствующих значений безразмерного радиуса и пристеночного потенциала, а  $E_{ny}$  находилась как разность между  $E_z$  и  $E_{ct} + E_y$ .

Анализ полученных данных показал, что отрицательность крутизны ВАХ ПС не связана с преимущественным изменением какой-либо компоненты поля. Падающий характер зависимости  $E_z(i)$ , также, как и  $E_{ct}(i)$ , обусловлен, в первую очередь, уменьшением величины  $\nu_{ea} : \nu_{ea} = \bar{N}_a S_{ea}$  с током, происходящим вследствие уменьшения концентрации нормальных атомов и соответствующего роста электронной температуры. Как следует из рис. 7,  $K = E_z / 2.37 \cdot 10^{-8} (\bar{N}_a S_{ea})^{0.5}$  очень слабо изменяется с ростом разрядного тока.

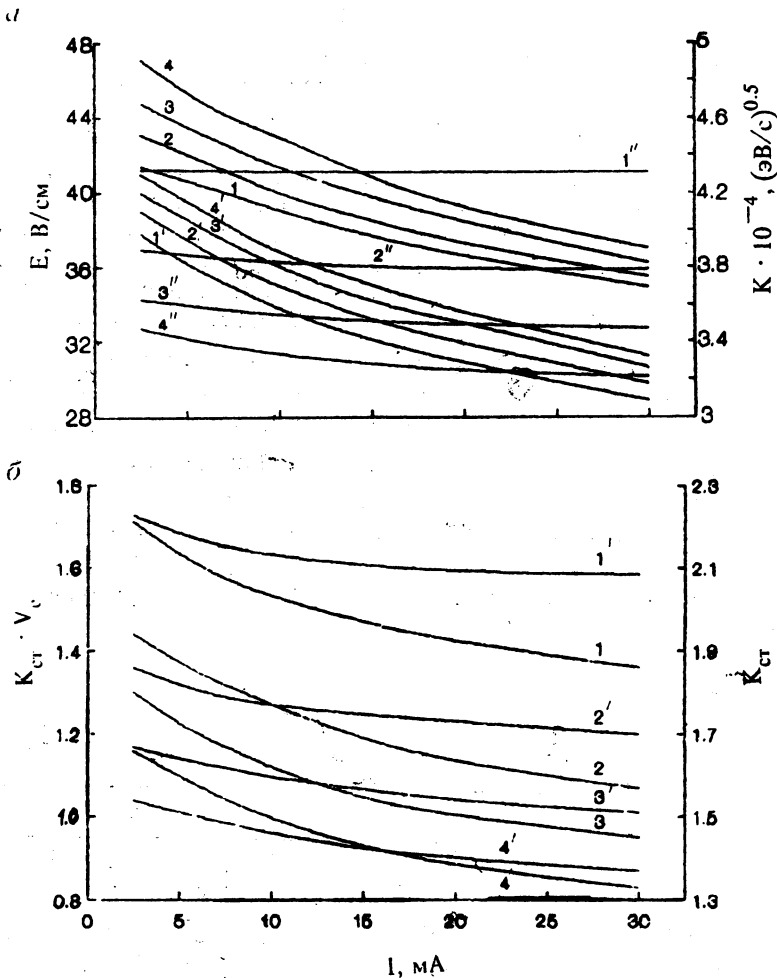


Рис. 7 Зависимости от разрядного тока: а —  $E_z$  — (1—4);  $E_{ct}$  — (1'—4');  $K$  — (1''—4'')  
 б —  $K_{ct} \cdot V_c$  — (1'—4'); 1—1'' —  $p = 100$  Па; 2—2'' — 133.2; 3—3'' — 166.5;  
 4—4'' — 200

Влияние на крутизну зависимости  $E_{ст}(i)$ , а следовательно, и ВАХ ПС характера изменения с током значений  $f(\delta, \bar{\alpha})$  и  $U_{ст}(\delta, \bar{\alpha})$  не велико. В данных разрядных условиях рост величины стеночных потерь при уменьшении тока вследствие роста значений  $f(\delta, \bar{\alpha})$  и  $U_{ст}(\delta, \bar{\alpha})$  практически полностью компенсируется соответствующим уменьшением электронной температуры. Тем не менее, проявляется четкая тенденция к более резкому возрастанию  $K_{ст} : K_{ст} = f(\delta, \bar{\alpha}) (v_e / M_i)^{0.5} (eV_i / v_e + 2.5 + U_{ст})$  при дальнейшем уменьшении тока ( $i < 2.5$  мА) в связи с увеличением значений  $f(\bar{\alpha}, \delta)$  (см. рис. 7). Поэтому можно ожидать, что при токе 0.5—1.0 мА в трубках данного диаметра процессы, связанные с переходом ПС в субнормальный режим, будут оказывать существенное влияние, а может и полностью определять вид ВАХ такого разряда. Заметим, что столь малые значения разрядного тока ( $i < 1$  мА) используются только в He—Ne малогабаритных лазерах.

Таким образом, результаты исследований показали, что важнейшей особенностью капиллярного разряда постоянного тока является уменьшение с ростом тока концентрации нормальных атомов в разрядном канале. Именно процессы вытеснения газа из разряда определяют, в первую очередь, падающий характер его ВАХ. Заметного увеличения крутизны ВАХ при уменьшении тока, связанного с переходом ПС в субнормальный режим, не наблюдалось. ПС в исследованном диапазоне изменения разрядных условий остается еще нормальным. Явления, связанные с образованием пристеночного слоя нескомпенсированного заряда, влияют, в основном, на радиальное распределение заряженных частиц, что необходимо учитывать при расчете и конструировании малогабаритных гелийсодержащих лазеров.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Привалов В.Е. Колебания в разряде газового лазера//Квантовая электроника. - 1977. - Т. 4, № 10. - С. 2081-2117.
2. Захаренко Б.Г., Привалов В.Е. О регулярных колебаниях в газовом разряде// ЖТФ. - 1971. - Т. 41, № 3. - С. 553 - 558.
3. Kreyci V. Stability of glow discharge in small currents//Gzechoslovak J. of Physics. - 1961. - P. 272-282.
4. Schnocker D., Reif W., Erlacker R. Properties and current-voltage characteristics of discharges in wave guides lasers//J.Appl. Phys. - 1977. - V. 17. - P. 277-282.
5. Schnocker D., Reif W. High frequency discharge stability in wave - guide He-Ne laser//Appl.Phys. - 1978. - V. 17 - P. 405-411.
6. Дубровский П., Крейчи В., Пекаржик Л. Неустойчивости электрического разряда в волноводном CO<sub>2</sub> лазере//Квантовая электроника. - 1985. - Т. 12, № 4. - С. 739-742.
7. Клярфельд Б.Н. Градиент потенциала в положительном столбе// ЖТФ. - 1938. - Т. 8, № 5. - С. 410-424.
8. Ecker G. Theory of the Positive Column//Proc.Phys.Soc.(London). 1954. - V. 67. - P. 485-491.
9. Golubowsky J.B. Untersuchung der positiven Saul der Neonentladung bei mittlen Gasdrucken Teil I//Beitr Plasmaphys. - 1968. - B.8, № 4. - S. 423-431.



10. *Golubowsky J.B.* Untersuchung der positiven Saul der Neonentladung bei mittlen Gasdrucken Teil IV//Beitr Plasmaphys. - 1970. - B. 10, № 3. - S. 265-270.

11. *Грязневич В.П., Привалов В.Е.* Исследование падающего участка вольт-амперной характеристики гелий-неоновых лазеров//Журнал прикладной спектроскопии. - 1980. - Т. 33, № 4. - С. 634-638.

12. *Привалов В.Е., Шишов С.И.* Исследование падающего участка вольт-амперной характеристики газоразрядных лазеров//Радиотехника и электроника. - 1987. - Т. 32, № 8. - С. 1678-1683.

13. *Шишов С.И.* Исследование динамических процессов в разряде с целью оптимизации режимов работы и улучшения метрологических характеристик малогабаритных газоразрядных лазеров: Дисс....канд. физ.-мат. наук. - Л.: ВНИИ метрологии им. Д.И.Менделеева, 1989 г.

14. *Allis W.P., Rose D.I.* The transition from free to ambipolar diffusion//Phys.Rev. - 1954. - V. 93, № 1. - P. 84-93.

15. *Forrest J.R., Franklin R.N.* The teory of Positive Column including Space charge effects//Britt.Journ.Appl.Phys.D. - 1968. - V. 19. - P.1397-1368.

16. *Мак-Даниэль И., Мэзон Э.* Подвижность и диффузия ионов в газе. - М.: Мир. 1976. - 422 с.

17. *Клярфельд Б.Н.* Положительный столб газового разряда и его использование для получения света//Труды ВЭИ. - 1940. - Т. 41. - С. 165 - 236.

18. *Грановский В.А.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. - М.: Наука. 1971. - 544 с.

19. *Елагин В.В., Кабанов И.А., Фотиади А.Э.* Методика измерения концентрации атомов кадмия и плотности-возбужденных атомов гелия в разряде He-Cd лазера//Оптика и спектроскопия. - 1986. - Т. 61, № 2. - С. 267-272.

20. *Волкова Л.М., Девятов А.М., Кралькина Е.И.* Некорректные обратные задачи атомной физики. - Новосибирск: Наука, - 1976. - С.76 - 96.

21. *Головицкий А.П., Елагин В.В., Перчанок Т.М., Фотиади А.Э.* Исследование плазменнооптических характеристик газового разряда с использованием методов математического моделирования//Проблемы физической электроники. - Л.: ФТИ. - 1987. - Вып. 2. - С. 64-69.

22. *Елагин В.В., Фотиади А.Э.* Математическая модель активной среды катафорезного He-Cd лазера//Труды ЛПИ. - 1986. - № 422. - С. 64-69.

23. *Головицкий А.П., Елагин В.В., Лукин А.Я., Фотиади А.Э.* Определение скоростей процессов электронного возбуждения в положительном столбе постоянного тока в аргоне//Труды ЛГТУ. - 1991. - № 435. - С. 26-31.

24. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. - М.: Наука, 1986. - 288 с.

25. *Vriens L.* Energy balance in low-pressure gas discharge//J.Appl. Phys.. - 1973. - V. 44, № 7. - P. 3980-3989.

26. *Vriens L.* Two and three electron group models for low pressure gas discharges//J.Appl.Phys. -1976. - V. 45, № 3. - P. 1191-1193.

27. *Lighthart F.A.S., Kijser R.A.J.* Two-electron group model and electron energy balance in low-pressure gas discharges//J.Appl. Phys. - 1980. V. 5, № 10. - P. 5295-5299.

28. *Morgon W.L., Vriens L.* Two-electron group model and Boltzmann calculations for low-pressure gas discharges//J.Appl.Phys. - 1980. V. 51, № 10. - P. 5300-5306.

29. *Фриш С.Э.* Определение концентрации нормальных и возбужденных атомов и сил осцилляторов методами испускания и поглощения света. - В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. - Л.: Наука, 1970. - С. 7-63.

30. *Елагин В.В., Лукин А.Я., Фотиади А.Э.* Разработка оптических методов диагностики активных сред ионных лазеров//Труды ЛПИ. - 1989. - № 429. - С. 93-97.

31. *Андреева Е.Ю., Елагин В.В., Терехин Д.К.* и др. Некоторые особенности работы катафорезного гелий-кадмиевого лазера//Труды ЛПИ. - 1979. - № 336. - С. 23-27.

32. *Каган Ю.М.* Распределение электронов по скоростям в положительном столбе разряда. - В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. - Л.: Наука, 1970. - С. 201-224.

*Рукопись поступила 13.07.92*