

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫХ ГАЗАХ С ПОМОЩЬЮ ОТКРЫТОГО СВЧ РЕЗОНАТОРА

А. С. Смирнов, К. С. Фролов

Разработана методика исследования плазмы капиллярных разрядов с помощью открытого цилиндрического СВЧ резонатора. Проведено исследование разряда в смесях, содержащих электроотрицательные компоненты. Измерена доля ионного тока, достигавшая 15 %, что связано с наличием высокой концентрации отрицательных ионов в разряде. Анализ уравнений баланса заряженных частиц позволил получить значение константы отлипания  $K_{отл} = -1.5 \cdot 10^{-14}$  см<sup>3</sup>/с. Проведен расчет профилей заряженных частиц в разряде, что позволило оценить допущенную погрешность.

В последнее время интенсивно исследуют тлеющий разряд в сложных газовых смесях при повышенных давлениях, который используется, в частности, для накачки газовых лазеров [1]. При этом попытки использовать традиционные методы диагностики плазмы, такие как зондовый и оптические, встречают существенные затруднения, особенно в смесях молекулярных газов с электроотрицательными компонентами. В связи с этим в большинстве случаев ограничиваются измерением вольт-амперных характеристик, на основании которых рассчитывают электрическое поле в плазме и концентрацию электронов. Однако в многокомпонентных смесях, содержащих электроотрицательные газы, этот метод дает большую неопределенность, связанную со значительной долей ионной проводимости. Поэтому представляют интерес сверхвысокочастотные методы диагностики, которые позволяют непосредственно измерять концентрацию и частоту столкновений электронов. Одним из перспективных является метод, основанный на измерении характеристик открытого цилиндрического СВЧ резонатора (ОЦР), заполненного плазмой, поскольку этот метод сочетает высокую чувствительность с относительной простотой «приспособления» к разрядной трубке. Целью настоящей работы являлась разработка методики исследования с помощью ОЦР тлеющего разряда в смеси газов с электроотрицательными компонентами.

### Техника и методика

Объектом исследования служила плазма тлеющего разряда постоянного тока, который зажигался в He и смесях газов  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{O}_2 : \text{He} : \text{Xe} = 1.2 : 0.8 : 0.2 : 6 : 0.3$  или  $1 : 1 : 0.8 : 0.3$ . Диапазон исследуемых давлений смеси составлял 10–60 Тор. Разрядная трубка представляла собой капилляр из монокристаллического сапфира длиной 160 мм с внутренним диаметром  $2a_1 = 2$  мм и внешним  $2a_2 = 4.5$  мм (рис. 1). На разрядную трубку коаксиально одевался измерительный открытый цилиндрический резонатор длиной 120 мм, изготовленный из медной трубки с внутренним диаметром  $2a_3 = 5$  мм. Для исключения ошибок, связанных с дрейфом резонансной частоты резонатора при нагреве его от разрядного капилляра, измерения проводились в режиме однократных импульсов. Длительность импульса выбиралась из условия достижения к моменту измерения квазистационарного горения разряда и составляла 2 мс.

Величина разрядного тока изменялась в диапазоне 5—30 мА. Диапазоны исследуемых токов и давлений сверху ограничивались возможностями источника питания разряда, а снизу — возникающими в плазме колебаниями, затрудняющими измерения.

Для получения резонансной характеристики регистрировалась огибающая проходящего через резонатор зондирующего сигнала, частота которого модулировалась по пилообразному закону синхронно с разверткой осциллографа. Период модуляции не превышал 100 мкс. Резонансная характеристика резонатора регистрировалась дважды: до зажигания разряда и сразу после установления квазистационарного режима горения. Регистрация частотных меток одновременно с резонансными характеристиками позволила определить сдвиг резонансной частоты и изменение добротности резонатора при зажигании разряда.

Изменения резонансной частоты резонатора и его добротности связаны с параметрами заполняющей его плазмы известными соотношениями [2]

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2} C_V \operatorname{Im} \{ \sigma^{\text{ВЧ}} \} \frac{V_p}{V_r},$$

$$\Delta\left(\frac{1}{Q}\right) = C_V \operatorname{Re} \{ \sigma^{\text{ВЧ}} \} \frac{V_p}{V_r}. \quad (1)$$

Здесь  $Q$  — добротность резонатора;  $\Delta\omega$  — сдвиг резонансной частоты  $\omega$ ;  $V_p, V_r$  — объем плазмы в резонаторе и объем резонатора. Проводимость плазмы в поле сверхвысоких частот  $\sigma^{\text{ВЧ}}$  определяется движением заряженных частиц под воздействием поля

$$\sigma^{\text{ВЧ}} = \sum_{\alpha, i} \frac{n_{\alpha} e^2}{m_{\alpha}} \frac{\nu_{\alpha i} - i\omega}{\nu_{\alpha i}^2 + \omega^2}, \quad (2)$$

где  $m_{\alpha}, n_{\alpha}, \nu_{\alpha i}$  — масса, концентрация и частота столкновений с атомами заряженных частиц сорта  $\alpha$ , причем, как правило,  $\nu_{\alpha i} < \omega$  [2]. Из формулы (2) видно, что  $\sigma_i^{\text{ВЧ}} / \sigma_e^{\text{ВЧ}} \sim \frac{n_i m_e}{n_e m_i} \ll 1$ , поэтому вклад ионов в высокочастотную проводимость мал и не учитывается. Коэффициент формы  $C_V$  определяется распределением поля и параметров плазмы по объему резонатора

$$C_V = \frac{V_r \int_{(V_p)} n_e |E|^2 d^3r}{\int_{(V_p)} n_e d^3r \int_{(V_r)} \varepsilon(r) |E|^2 d^3r}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon(r)$  — диэлектрическая проницаемость содержимого резонатора.

Величина коэффициента формы определялась двумя методами: 1) путем прямых вычислений, когда известны распределения электрического поля в резонаторе и концентрации электронов в плазме; 2) с помощью калибровочных измерений путем замещения плазмы веществом с известной диэлектрической проницаемостью. Во втором случае не нужно знать распределение поля в резонаторе, однако если распределение электронной концентрации неизвестно, то погрешность измерений оценить нельзя.

Для пустого открытого цилиндрического резонатора резонансные частоты и распределение электрического поля, соответствующие различным типам собственных колебаний, хорошо известны [3]. Введение в резонатор сапфирового капилляра вызывает существенный сдвиг резонансных частот собственных колебаний. Проведенный численный расчет для резонатора с капилляром дал значения резонансных частот, близкие к наблюдавшимся в реальном резонаторе. Отличия, не превышающие 5%, по-видимому, связаны с недостаточной точ-

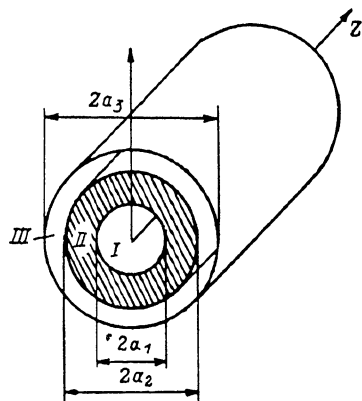


Рис. 1. Измерительный резонатор с разрядной трубкой в разрезе.

ностью при определении размеров капилляра. Сравнение расчетных значений коэффициентов формы (3) собственных колебаний резонатора с величинами, полученными из калибровочных измерений, позволило выделить в диапазоне частот  $\omega/2\pi < 130$  ГГц ряд азимутально-симметричных колебаний  $E_{0s2}$  ( $s = 1, 2, 3, 4$ ), наиболее пригодных для диагностики узкого приосевого объема. Как показал расчет, чем больше радиальный индекс  $s$  собственного колебания, тем выше коэффициент формы и, значит, реализуемая чувствительность метода. В то же время с ростом  $s$  быстро падает добротность резонатора и возрастает плотность спектра колебаний, что приводит к сужению возможностей диагностики. Оптимальной в наших условиях оказалась мода  $E_{021}$  с резонансной частотой  $\omega/2\pi \cong 40$  ГГц. Распределение продольного электрического поля для этой моды показано на рис. 2. Коэффициент формы (3) в этом случае рассчитывался для бesselова радиального профиля концентрации электронов в разряде  $n_e(r) = n_e(0) J_0(2.4 \frac{r}{a_1})$ . Оценка погрешности, обусловленной отклонением

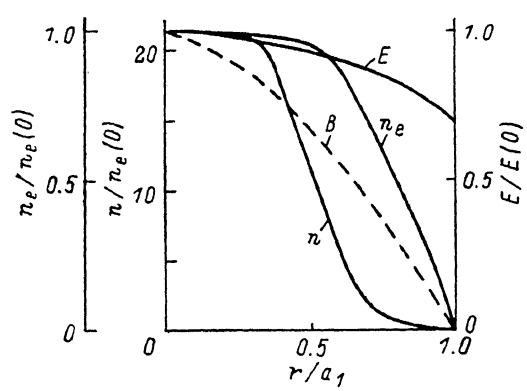


Рис. 2. Радиальные профили заряженных частиц и электрического поля СВЧ колебания ( $E_{021}$ ) в разрядной трубке.

$n_e, n_i$  — расчетные профили концентраций электронов и отрицательных ионов;  $B$  — бesselов профиль концентрации электронов  $n_e(r) = n_e(0) J_0(2.4 r/a_1)$ .

ионов с атомами. В отличие от высокочастотной ионной проводимости плазмы, которая мала  $\sigma_i^{ВЧ}/\sigma_e^{ВЧ} \ll 1$  (см. (2)), ионная проводимость в постоянном электрическом поле, когда  $\langle n_i \rangle / \langle n_e \rangle \gg 1$ , может быть существенна

$$\frac{\sigma_i^{ПТ}}{\sigma_e^{ПТ}} = \frac{\langle n_i \rangle m_e \nu_{ea}}{\langle n_e \rangle \mu_{ia} \nu_{ia}} = \frac{\sigma_i^{ВЧ}}{\sigma_e^{ВЧ}} \frac{\nu_{ea}}{\nu_{ia}},$$

$$\frac{\nu_{ea}}{\nu_{ia}} \sim \frac{v_e}{v_i} \gg 1.$$

При сравнении проводимостей, полученных из ВАХ разряда и из измерений сдвига резонансной частоты и изменения добротности СВЧ резонатора, можно получить долю тока разряда, переносимую ионами,

$$\delta = \frac{I_i}{I} = \frac{I - I_e}{I} = 1 - \frac{I_e}{I} = 1 - \frac{\sigma^{ВЧ}}{\sigma^{ПТ}}. \quad (5)$$

Первоначально были проведены контрольные эксперименты с разрядом в чистом гелии. Как и следовало ожидать, значения проводимости, полученные различными методами, оказались равны, т. е. для случая трехкомпонентной плазмы инертного газа, когда  $n_e = n_i$ , влиянием ионов на проводимость во всех случаях можно пренебречь.

Для разряда в смесях, содержащих электроотрицательные компоненты, где возможно интенсивное образование и накопление отрицательных ионов [4], проводимости  $\sigma^{ПТ}$  и  $\sigma^{ВЧ}$  были не равны. Доля ионного тока оказалась существенна — 15 %, что свидетельствует о высокой концентрации отрицательных

радиального профиля концентрации электронов от бesselова, проводилась после уточнения истинного профиля электронной концентрации в исследуемом разряде.

### Результаты и их обсуждение

Из анализа вольт-амперных характеристик (ВАХ) разряда определялась проводимость плазмы на постоянном токе  $\sigma^{ПТ}$ , учитывающая вклад как электронов, так и ионов

$$\sigma^{ПТ} = \sigma_e^{ПТ} + \sigma_i^{ПТ} \frac{e^2 \langle n_e \rangle}{m_e \nu_{ea}} + \frac{e^2 \langle n_i \rangle}{\mu_{ia} \nu_{ia}}. \quad (4)$$

Здесь  $\langle n_e \rangle, \langle n_i \rangle$  — средние концентрации ионов и электронов;  $\mu_{ie}$  — приведенная масса иона и атома;  $\nu_{ea}, \nu_{ia}$  — частоты столкновений электронов и

ионов в разряде  $\langle n_i \rangle / \langle n_e \rangle \gg 1$ . Полученные зависимости доли ионного тока от давления смеси и тока разряда представлены на рис. 3. Видно, что в диапазоне давлений 20—60 Тор доля ионного тока слабо зависит от тока разряда и давления. Отсутствие в пределах погрешности ионного тока при давлении 10 Тор связано, по-видимому, с резким падением  $\langle n_i \rangle$  из-за роста скорости отлипания. Причиной этого может быть тот факт, что при уменьшении давления от 20 до 10 Тор почти неизменное при больших давлениях электрическое поле в разряде  $E/N$  возрастает от  $3 \cdot 10^{-16}$  до  $4 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup>. При этом должна заметно возрастать концентрация возбужденных молекул, участвующих в отлипании.

Зависимости доли ионного тока от давления получены для двух газовых смесей, причем смеси отличались тем, что одна из них содержала 2 % кислорода. Как видно из рис. 3, а, небольшая добавка кислорода практически не оказывает влияния на баланс заряженных частиц в разряде.

Тот факт, что в исследованном разряде доля ионного тока велика, свидетельствует о существовании высоких концентраций отрицательных ионов в раз-

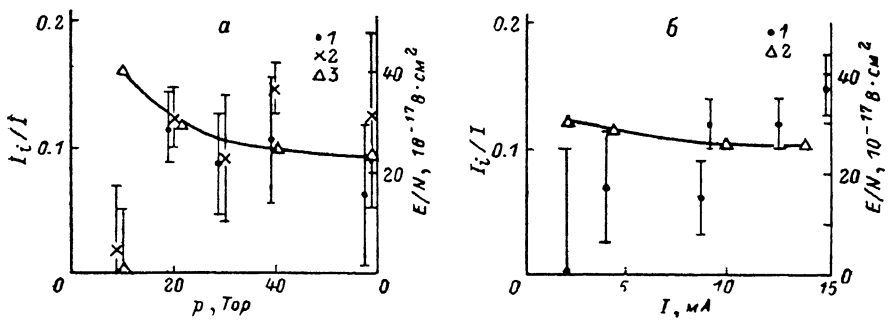


Рис. 3.

а — зависимость доли ионного тока (1, 2) и электрического поля в центре трубки (3) от давления смеси. Ток разряда  $I=8-12$  мА. 1 — смесь  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{O}_2 : \text{He} : \text{Xe} = 1.2 : 0.8 : 0.2 : 6 : 0.3$ , 2 — смесь  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{O}_2 : \text{He} : \text{Xe} = 1 : 1 : 0 : 0 : 0.3$ . б — зависимости доли ионного тока (1) и электрического поля в центре трубки (2) от полного тока. Смесь  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} : \text{Xe} = 1 : 1 : 8 : 0.3$ ,  $p=30$  Тор.

ряде. С другой стороны, выражение для  $\delta$  в условиях эксперимента представляет собой малую разность двух больших чисел. Поэтому, чтобы определить долю ионного тока, необходимо знать  $\sigma_{\text{ПГ}}$  и  $\sigma^{\text{ВЧ}}$  с достаточно высокой точностью. Точность определения  $\sigma_{\text{ПГ}}$  составляла 5 %. Для определения же  $\sigma^{\text{ВЧ}}$ , согласно (1), необходимо знать профиль распределения  $n_e$  по сечению трубки (см. (3)). Предположение о бесселевом профиле  $n_e(r)$ , как показано ниже, может привести к ошибке в определении  $\delta$  порядка самой величины. Известен механизм (например, [4]) накопления отрицательных ионов в плазме положительного столба, приводящий к существенному отличию профиля  $n_e(r)$  от бесселева.

Так как  $T_e \gg T_{i\perp}$  ( $T_{i\perp}$  — средняя энергия хаотического движения ионов по радиусу), то амбиполярное поле втягивает отрицательные ионы в плазму, причем они собираются в центральной области столба. Потенциал здесь уменьшается до величины  $\sim I_{i\perp}/e$  и на диффузию электронов практически не влияет, а градиент  $n_e(r)$  здесь мал. В пристеночной же области отрицательные ионы отсутствуют, и режим близок к амбиполярному, здесь потенциал  $\sim T_e/e$ . В этом случае все отрицательные ионы гибнут в объеме за счет отлипания и рекомбинации.

В «сильных» для ионов электрических полях ( $E/N > 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup>) [5] средняя энергия иона превышает температуру газа. Для случая, когда среднее время свободного пробега иона является постоянным, Ванье [6] получил следующее выражение:

$$\bar{\varepsilon}_i = \frac{m+M}{3} v_i^2 + T.$$

Здесь  $m$  — масса иона;  $M$  — масса молекул газа, в котором движется ион;  $v_i$  — дрейфовая скорость иона;  $T$  — температура газа.

Как правило, в разряде в смеси, близких к исследуемым нами, преобладают тяжелые ионы  $\text{CO}_2^+$  и  $\text{Xe}^+$ , подвижность которых велика  $b(\text{Xe}^+)$ ,  $b(\text{CO}_2^+) \approx \approx 20 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с} \cdot \text{атм}$  [5]. «Разогрев» ионов в поле приводит к резкой анизотропии средней энергии вдоль и поперек тока. Согласно теории Ванье [6], для  $E/N = 3 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$  средняя энергия направленного движения ионов в разряде в смеси достигает 0.5 эВ, а поперечная компонента средней энергии хаотического движения  $T_{i\perp}$  близка к  $T$  и составляет  $\sim 0.03$  эВ. При этом процессы, приводящие к накоплению отрицательных ионов, определяющиеся  $T_{i\perp}$ , существенно не изменяются. В то же время «разогрев» ионов приводит к резкому уменьшению частоты ион-ионной рекомбинации  $\gamma_{ii} \sim (\epsilon_i)^{-5/2}$ . Характерные значения  $\gamma_{ii}$ , оцененные для наших условий [5], не превышали  $5 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$ , а значение частот прилипания и отлипания  $\alpha$ ,  $\beta \geq 10^4 \text{ с}^{-1}$ .

Таким образом, в исследуемом разряде все отрицательные ионы гибнут в объеме при отлипании, при этом, как отмечалось в [7],

$$\alpha \langle n_e \rangle = \beta \langle n_n \rangle. \quad (6)$$

Здесь  $\langle n_e \rangle$ ,  $\langle n_n \rangle$  — средние по сечению концентрации электронов и отрицательных ионов.

Частота прилипания для близких условий известна [8]; так, для  $E/N = 3 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$  и давления смеси 30 Тор частота прилипания  $\alpha \approx 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ . При этом, измеряя долю ионного тока в разряде  $\delta$ , можно определить концентрацию отрицательных ионов и частоту отлипания для нашего случая. Предполагая подвижности положительных и отрицательных ионов одинаковыми  $b_+ \approx \approx b_- = b_i$ , с учетом квазинейтральности легко получить

$$\delta = 1 - \frac{\sigma_{\text{ВЧ}}}{\sigma_{\text{ПТ}}} = 1 - \frac{\langle n_e \rangle b_e}{[\langle n_n \rangle + \langle n_p \rangle] b_i + \langle n_e \rangle b_e} = 1 - \frac{b_e/b_i}{2\alpha/\beta + 1 + b_e/b_i}, \quad (7)$$

где  $\langle n_p \rangle = \langle n_n \rangle + \langle n_e \rangle$  — средняя концентрация положительных ионов; значения  $b_i$ ,  $b_e$  были взяты из [5].

Для типичных условий давление смеси  $p = 30$  Тор, ток разряда 10 мА, электрическое поле  $E/N = 3 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ , смесь  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} : \text{Xe} = 1 : 1 : 8 : 0.3$ , измеренное значение  $\delta = 0.12$ ; получены величина  $\langle n_i \rangle / \langle n_e \rangle \approx 13$  и частота отлипания  $\beta = k_{\text{отл}} N = 1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , что совпадает по порядку величины с результатами работы [9].

Как отмечалось выше, для оценки погрешности измерений необходимо знать истинный радиальный профиль концентрации электронов в столбе. Следствием предположения о бесселевом профиле  $n_e(r)$  стало существенное накопление отрицательных ионов в разряде, что, как известно, должно приводить к «уплощению» радиального профиля электронов. С другой стороны, если предположить, что профиль распределения  $n_e$  плоский, то получится  $\delta = 0$  и пренебрежимо малая концентрация отрицательных ионов. Следовательно, истинный радиальный профиль концентрации электронов соответствует промежуточному случаю. Для его определения необходимо решить систему уравнений баланса заряженных частиц в стационарном состоянии

$$\text{div } \Gamma_e = z n_e - \alpha n_e,$$

$$\text{div } \Gamma_n = \alpha n_e - \beta n_n,$$

$$\text{div } \Gamma_p = z n_e,$$

$$\Gamma_j = b_j (\pm b_j E - T_j \nabla n_j / e), \quad n_p = n_n + n_e.$$

Здесь  $z$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  — частоты ионизации, прилипания, отлипания, которые будем считать не зависящими от координат, индекс  $j$  соответствует  $e$ ,  $n$ ,  $p$ , рекомбинацией пренебрегалось.

В работе [10] описана методика решения аналогичной системы для произвольных  $\alpha$ ,  $\beta$ . В нашем случае для известного  $\alpha$  и полученного  $\beta$ , согласно [10], в приосевой области положительного столба должны накапливаться большие кон-

центрации ионов, причем  $n_n \approx n_p \gg n_e$ . Профиль концентрации электронов в этой области описывается выражением

$$n_e^I = |F' J_0(2.4x_1 \frac{r}{a_1})|, \quad x_1 = \sqrt{\frac{\xi z}{(z+x) D_a}}, \quad (8)$$

$D_a = T_e b_i$  — коэффициент амбиполярной диффузии.

В пристеночной же области отрицательных ионов практически нет, профиль концентрации электронов в этой области

$$n_e^{II} = F J_0(2.4x_2 \frac{r}{a_1}) + F_1 N_0(2.4x_2 \frac{r}{a_1}), \quad (9)$$

где  $x_2 = \sqrt{z + \alpha' D_a}$ .

Переходная область между электрон-ионной плазмой на периферии и ионной плазмой в центре характеризуется непрерывно меняющейся  $n_e$  и скачкообразно возрастающими  $n_n, n_p$ . Для сшивки решений в области скачка концентрации ионов  $r=r_0$ , кроме очевидных условий  $n_e^I(r_0) = n_e^{II}(r_0)$  и  $n_e^{III}(a_1) = 0$ , в работе [10] также предполагалось, что потоки ионов равны  $|J_n^I(r_0)| = |J_p(r_0)|$ , а решение (9) имеет в точке  $r=r_0$  максимум, т. е.  $d/dr [n_e^{II}(r_0)] = 0$ . Решения (8), (9) с граничными условиями образуют систему уравнений относительно  $F, F_1, r_0, z$  ( $F'$  полагалось равным единице).

$$\begin{aligned} F J_0(2.4x_2) + F_1 N_0(2.4x_2) &= 0, \\ F J_1(2.4x_1 \frac{r_0}{a_1}) + F_1 N_1(2.4x_1 \frac{r_0}{a_1}) &= 0, \\ F J_0(2.4x_2 \frac{r_0}{a_1}) + F_1 N_0(2.4x_2 \frac{r_0}{a_1}) &= J_0(2.4x_1 \frac{r_0}{a_1}), \\ F J_1(2.4x_2) + F_1 N_1(2.4x_2) &= \frac{z}{x} \frac{x_2}{x_1} \frac{r_0}{a_1} J_1(2.4x_1 \frac{r_0}{a_1}). \end{aligned} \quad (10)$$

Полученная система (10) решалась численно. Расчетные профили концентрации электронов и отрицательных ионов показаны на рис. 2. Существенные отличия полученного профиля концентрации электронов от бесселева не привели, однако, к серьезным ошибкам в определении  $\delta$ . Это связано с тем, что в описанных экспериментах электрическое поле используемой моды СВЧ колебаний в плазме меняется незначительно (рис. 2). При этом коэффициент формы  $C_V$  (см. (3)) слабо зависит от профиля концентрации электронов, а поправка, определяемая разницей исходного и расчетного профилей, не превышает погрешности измерений.

В тех случаях, когда коэффициент формы резко зависит от профиля  $n_e(r)$ , вычисление истинного радиального профиля концентрации электронов в разряде может быть проведено методом последовательных приближений.

Необходимо отметить, что используемые выражения (1)–(3) получены в предположении постоянства частоты столкновений электронов по сечению трубки. Было оценено влияние радиальной зависимости температуры газа на определение средних значений  $\nu_{e,n}$ . Оказалось, что для используемых газовых смесей, имеющих высокую теплопроводность, и реализуемых в эксперименте энерговкладов максимальный перепад температур газа по сечению трубки не превышал 50 К. При этом ошибками, связанными с предположением о профиле температуры в разряде, можно пренебречь.

Таким образом, реализована методика исследования плазмы капиллярных разрядов в смесях, содержащих электроотрицательные газы, с помощью открытого СВЧ резонатора. Измерена доля тока разряда, переносимая ионами. Она оказалась существенна (15%), что свидетельствует о высокой концентрации отрицательных ионов в разряде. Анализ уравнений баланса заряженных частиц позволил получить значение константы отлипания  $K_{o,r1} = \xi/N = = 1.5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$ . Не было замечено существенных отличий между разрядом в двух исследованных смесях, одна из которых содержала до 2% кислорода.

Проведен расчет профилей заряженных частиц в разряде. Оценена погрешность, связанная с начальным предположением о профиле концентрации электронов в разряде.

Авторы глубоко благодарны Л. Д. Цендину за постоянное внимание и обсуждение результатов.

#### Литература

- [1] *Елецкий А. В., Смирнов Б. М.* Физические процессы в газовых лазерах. М.: Энергоатомиздат, 1985. 152 с.
- [2] *Голант В. Е.* Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968. 328 с.
- [3] *Москалев И. Н., Стефановский А. М.* Диагностика плазмы с помощью открытых цилиндрических резонаторов. М.: Энергоатомиздат, 1985. 144 с.
- [4] *Цендин Л. Д.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 12, с. 2318—2322.
- [5] *Мак-Даниэль И.* Процессы столкновений в ионизированных газах. М.: Мир, 1967, гл. 9.
- [6] *Wannier G.* Bell. Syst. Techn., 1953, v. 32, N 1, p. 170—254.
- [7] *Edgely P., Engel A.* Proc. Roy. Soc., 1980, v. A340, p. 375—387.
- [8] *Карлов Н. В., Конев Ю. Б., Кочетков И. В., Певгов В. Г.* Препринт ФИАН, № 91. М., 1976.
- [9] *Райзер Ю. П., Шапиро Г. И.* Физика плазмы, 1978, т. 4, № 4, с. 850—855.
- [10] *Цендин Л. Д.* Тез. докл. VII Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Ташкент, 1987, с. 132—137.

Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию  
19 августа 1987 г.