

03

© 1991 г.

КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОНОВ В НЕОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Ю. Б. Голубовский, В. И. Колобов, И. Э. Сулейменов

Разработаны методы и измерены функции распределения электронов по энергии в стратифицированном столбе разряда в неоне при повышенных давлениях. Результаты измерений свидетельствуют о нелокальности «хвоста» функции распределения в области энергий электронов порядка потенциала возбуждения атомов ϵ_1 . Решено одномерное кинетическое уравнение в неоднородном электрическом поле E с учетом потерь энергии электронов при упругих столкновениях. Поведение «хвоста» определяется всем профилем поля на расстоянии порядка ϵ_1/eE , на котором электрон набирает энергию ϵ_1 . Получено качественное соответствие теории с экспериментом.

Широко известным примером системы, в которой возникают неоднородные поля, является стратифицированный газовый разряд. Зачастую описание страт требует анализа кинетики электронов. Теоретическому анализу нелокального кинетического уравнения в инертных газах в неоднородном вдоль тока электрическом поле посвящены работы [1, 2]. Результаты многочисленных экспериментальных измерений функции распределения электронов (ФР) в стратах при низких давлениях качественно объясняются линейной кинетической теорией страт [3]. Измерений ФР в стратах при повышенном давлении до настоящего времени не проводилось. С одной стороны, это связано с необходимостью применения зонда очень малых размеров при использовании классической зондовой методики. С другой стороны, страты в этих условиях являются, как правило, нерегулярными, что затрудняет измерение ФР. Данная работа посвящена исследованию ФР в стратифицированном разряде в неоне при давлениях $pR = 5-45$ Тор·см и токах $i = 5-15$ мА в разрядной трубке радиуса $R = 1.4$ см и длины $L = 35$ см.

Условия экспериментов подробно описаны в работе [4]. Стабилизация нерегулярных страт осуществлялась кратковременными прямоугольными импульсами, подаваемыми на вспомогательный зонд. На рис. 1 сопоставлены осциллограммы потенциала изолированного зонда при модуляции импульсами с разным периодом следования. Видно, что при удвоенном периоде влияние импульса на «вторую» страту практически отсутствует. Размер зонда был выбран таким, чтобы выполнялись условия применимости диффузионной теории [5], согласно которой ФР связана с первой производной зондового тока i_z по потенциалу зонда V . Первая производная измерялась методом радиотехнического дифференцирования с временным разрешением порядка $20 \mu\text{s}$. Типичный пример результатов измерений приведен на рис. 2, где построена зависимость $(di_z/dV)/V$ от V^2 . Из рис. 2 следует, что в диапазоне энергий $4 < w < 13$ эВ ФР близка к дрювстейновской. Отклонения в области малых энергий связаны с ошибками зондовых измерений. В области энергий $13 < w < 16$ эВ в зависимости от фазы страты наблюдается обеднение или обогащение ФР по сравнению с дрювстейновской (пунктир на рис. 2). Их можно связать с нелокальной природой формирования «хвоста» ФР при энергиях порядка потенциала возбуждения атомов $\epsilon_1 = 16.5$ эВ. Аппроксимируя ФР зависимостью

$$f_0(w, t) \sim \exp(-w^2/T^2 + aw),$$

можно вычислить параметры $a(t)$ и $T(t)$. На рис. 3 приведены профили свечения (кривая 1), электронной температуры $T(t)$ (кривая 2), концентрации $n(t)$

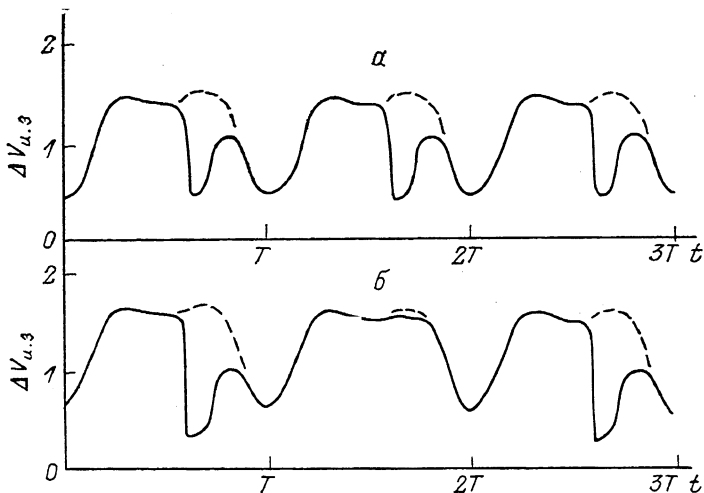


Рис. 1. Изменение во времени потенциала изолированного зонда в разряде со стратами при модуляции потенциала вспомогательного зонда короткими импульсами с периодом страт (а) и удвоенным периодом (б).

Пунктир — профиль невозмущенной страты.

(кривая 3) и параметра $a(t)$ (кривая 4). Видно, что максимум свечения плазмы совпадает с максимумом $a(t)$, максимум температуры опережает, а максимум

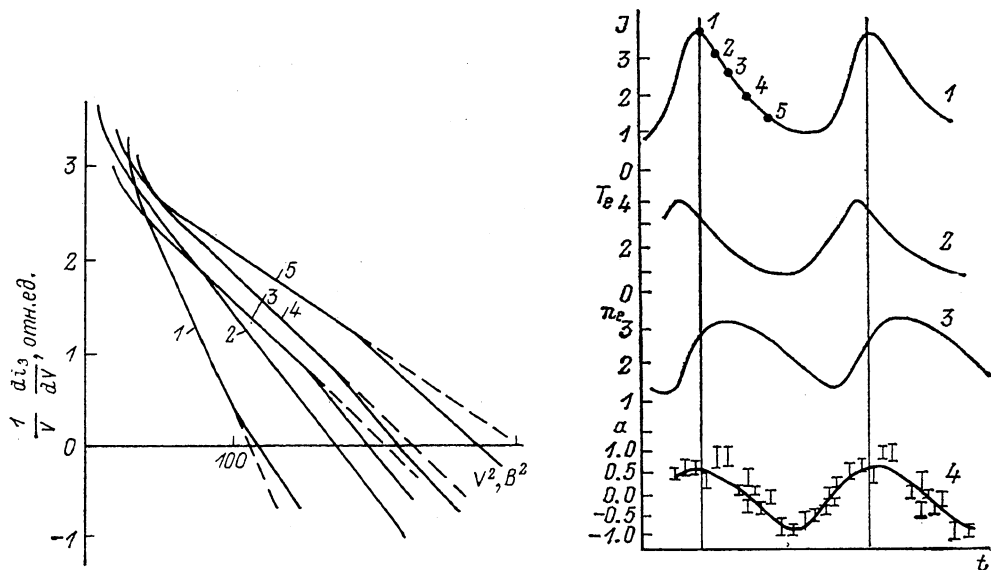


Рис. 2. Зависимость первой производной зондового тока i_3 от потенциала зонда V в разных фазах страт (указаны на рис. 3).

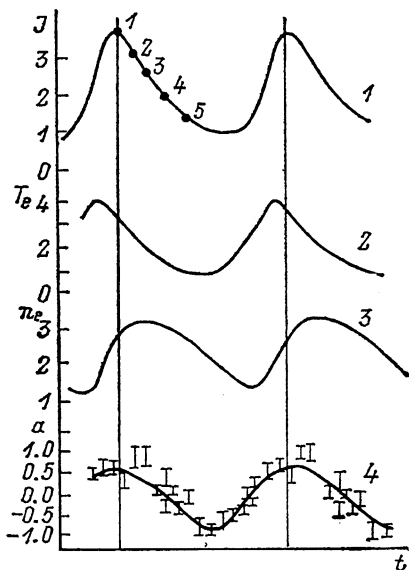


Рис. 3. Изменение во времени интенсивности свечения плазмы (1), температуры и концентрации электронов (2, 3) и параметра a в фиксированной точке стратифицированного столба.

концентрации, напротив, запаздывает по фазе относительно максимума свечения.

Таким образом, экспериментальные измерения ФР в различных фазах страт показывают заметные отклонения от локальной ФР в области энергий электронов w порядка потенциала возбуждения атомов ϵ_1 .

Для анализа формирования ФР при $w \ll \epsilon_1$ используем однородное кинетическое уравнение в виде [1]

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{1}{3v} \left(\frac{\partial}{\partial z} + eE \frac{\partial}{\partial w} \right) (v^2 f_1) - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial w} (wv \delta v f_0) = 0, \quad (1)$$

$$f_1 = -\frac{v}{v} \left(\frac{\partial}{\partial z} + eE \frac{\partial}{\partial w} \right) f_0, \quad (2)$$

где $v(v)$ — транспортная частота упругих столкновений; v — скорость электрона; $\delta = 2m/M$ — доля энергии, теряемая электроном при упругом столкновении с атомом; $E(z)$ — напряженность продольного поля; f_0 и f_1 — изотропная и анизотропная составляющие ФР, $f_0 \gg f_1$.

Производной по времени в (1) при анализе страт можно пренебречь, поскольку частота страт существенно меньше характерной частоты формирования ФР δv . Вводя в качестве независимой переменной потенциал электрического поля $\varphi(z)$, перепишем (1), (2) в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial w} - \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \frac{v^3}{3v} \left(\frac{\partial}{\partial w} - \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) f_0 + \frac{\partial}{\partial w} \left[v \frac{w \delta v}{(eE(\varphi))^2} f_0 \right] = 0. \quad (3)$$

Аппроксимируем частоту упругих столкновений $v(v)$ степенной зависимостью $v(v) = v_0 (w/\epsilon_1)^{(l-1)/2}$ и введем безразмерную энергию $x = w/T_e$, где $T_e = 2\epsilon_1^{-1} (eE_0)^2 / (3m\delta v_0^2)$ — характерный масштаб спада ФР по энергиям, E_0 — среднее поле в столбе. В качестве характерного масштаба по φ примем величину падения напряжения на длине страты $E_0 \lambda$ и введем безразмерную пространственную переменную $y = \varphi/E_0 \lambda$. В безразмерных переменных уравнение (3) приобретает вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial y} \right) x^{2-l/2} \left(\frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial y} \right) f_0 + \frac{\partial}{\partial x} \left(x^{1+l/2} \frac{f_0}{t^l} \right) = 0, \quad (4)$$

где $x = T_e / (eE_0 \lambda)$, $t^l(\varphi) = (E(\varphi)/E_0)^2$.

Оценим величину x , используя экспериментальные значения $T_e = 4$ эВ, $\lambda = 3.2$ см, $E_0 = 10$ В/см, соответствующие $pR = 45$ Тор·см (рис. 3). При этих условиях $x = 0.125$, что позволяет искать решение уравнения (4) в виде ряда по степеням $x \ll 1$

$$f_0(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} x^n f_{0,n}(x, y). \quad (5)$$

При $x \ll 1$ можно ограничиться первым членом ряда (5), что соответствует локальному решению

$$f_{0,0} = C(y) \exp \left[-\frac{1}{l} \left(\frac{x}{t(y)} \right)^l \right].$$

Напротив, при $x \gg 1$ нельзя ограничиться конечным числом членов ряда (5). Действительно, рассмотрим, например, случай $l=4$ ($v \sim v^3$), когда уравнение (4) можно представить в виде

$$(\hat{L}_1 + x \hat{L}_2 + x^2 \hat{L}_3) f_0 = 0, \quad (6)$$

где

$$\hat{L}_1 = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{x^3}{t^4(y)} \right), \quad \hat{L}_2 = -2 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y}, \quad \hat{L}_3 = \frac{\partial^2}{\partial y^2}.$$

Согласно (6), функции $f_{0,n}$ выражаются через $f_{0,0}$ при помощи рекуррентных соотношений

$$\begin{aligned} f_{0,1} &= \hat{L}_1^{-1} \hat{L}_2 f_{0,0}, \\ f_{0,n} &= \hat{L}_1^{-1} (\hat{L}_2 f_{0,n-1} + \hat{L}_3 f_{0,n-2}). \end{aligned} \quad (7)$$

При $t(y) = 1 + \Delta t(y)$, где $\Delta t(y) \ll 1$, они имеют вид

$$f_{0,n} = z_n(x) f_{0,0} \frac{d^n t}{dy^n}, \quad (8)$$

где

$$z_n(x) = \frac{4!}{(n+4)!} 2^n x^{n+4} + P_n(x). \quad (9)$$

Остаток $P_n(x)$ в (9) мажорируется при $x \rightarrow \infty$ полиномом, старшая степень которого не превышает n . Таким образом, при $x \gg 1$ величиной $P_n(x)$ в (9) можно пренебречь и ряд (5) принимает вид

$$f_0(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} (2x)^n x^{n+4} \frac{4!}{(n+4)!} \frac{d^n t}{dy^n}. \quad (10)$$

Заметим, что ряд (10) представляет собой линейризованное по $t(y)$ решение уравнения

$$(\hat{L}_1 + x\hat{L}_2)f_0 = 0. \quad (11)$$

Доказательство справедливости перехода от уравнения (6) к уравнению (11) можно получить, не прибегая к линейризации $t(y)$, только более громоздко.

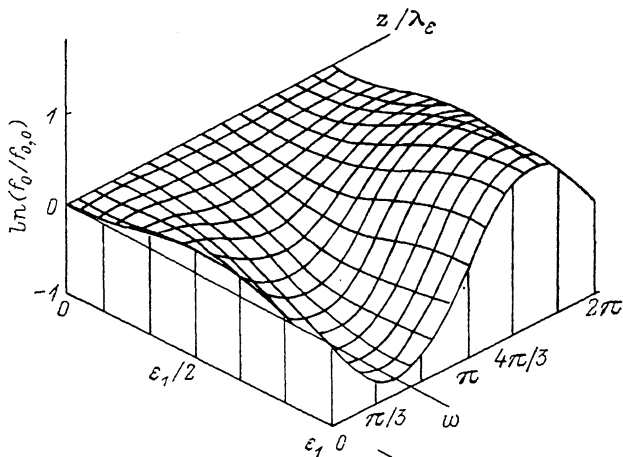


Рис. 4. Отклонения нелокальной ФР $f_0(w, z)$ (14) от локальной $f_{0,0}(w, z)$ при гармонической модуляции поля.

Кроме того, переход от уравнения (4) к уравнению типа (11) справедлив при любом l . Действительно, уравнение (4) отличается от уравнения (6) наличием слагаемого вида

$$x \frac{\partial f_1}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} (x^{l-1/2}),$$

которое при $x \gg 1$ мало по сравнению с другими членами уравнения (4). Таким образом, при $x \gg 1$ можно перейти от уравнения (4) к уравнению

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial f_0}{\partial x} - 2x \frac{\partial f_0}{\partial y} + \frac{x^{l-1}}{l'(y)} f_0 \right) = 0. \quad (12)$$

Интегрируя (12), с учетом граничного условия $f_0 \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \infty$ получим уравнение первого порядка

$$\frac{\partial f_0}{\partial x} - 2x \frac{\partial f_0}{\partial y} + \frac{x^{l-1}}{l'(y)} f_0 = 0. \quad (13)$$

Его общим решением является функция

$$f_0 = C(y + 2xx) \exp \left(- \int_0^x \frac{(x')^{l-1} dx'}{l'(y + 2xx - 2xx')} \right). \quad (14)$$

Выражение (14) совпадает с точностью до обозначений с выражением для ФР, полученным в работе [1]. Приведенные выше рассуждения можно рассматривать как обоснование и последовательный вывод решения, приведенного в цитируемой работе.

Скорость возбуждения определяется значением ФР при энергиях электронов w порядка потенциала возбуждения атомов ϵ_1 . В переменных $\tilde{w} = w/\epsilon_1$, $\tilde{\varphi} = e\varphi/\epsilon_1$ показатель экспоненты в (14) имеет вид $3(\lambda_e/\lambda_T)^2 S(\tilde{w}, \tilde{\varphi})$, где

$$S(\tilde{w}, \tilde{\varphi}) = E_0^2 \int_0^{\tilde{w}} \frac{w^{l-1} dw}{E^2(\tilde{\varphi} + 2(\tilde{w} - w))}, \quad (15)$$

$\lambda_e = \epsilon_1/eE_0$ — расстояние, на котором электрон набирает энергию ϵ_1 при отсутствии потерь энергии при упругих столкновениях; $\lambda_T = \lambda_e/\sqrt{\delta}$ — длина релаксации энергии при упругих ударах.

Видно, что при $\tilde{w} \ll 1$ интеграл (15) определяется локальным значением поля $E(\varphi)$, а при энергиях $\tilde{w} \sim 1$ — всем профилем поля $E(\varphi)$ на расстоянии, где потенциал φ меняется на величину $2\epsilon_1/e$. В слабо неоднородном поле $E(z) = E_0 + E_1(z)$, где $E_1 \ll E_0$, это расстояние составляет $2\lambda_e$. Рис. 4 иллюстрирует отклонение нелокальной ФР (14) от локальной f_0 при $E_1(z) \sim \cos kz$, $k = \pi/\lambda_e$. Видно, что при $\tilde{w} \ll 1$ отклонения невелики, при $\tilde{w} \sim 1$ отклонения могут быть весьма значительными. При этом максимум «хвоста» ФР оказывается сдвинутым по фазе относительно максимума поля $E(z)$. При выбранном значении $k = \pi/\lambda_e$ этот сдвиг является максимальным и составляет четверть периода. Сопоставление рис. 3 (кривая 4) и рис. 4 показывает, что аналогичный сдвиг по фазе наблюдается и в эксперименте: максимум параметра $a(t)$ совпадает с максимумом свечения, а не с максимумом поля. Профиль поля (или температуры T) вдоль страты заметно отличается от гармонического (рис. 3, кривая 2), поэтому количественного сопоставления расчета ФР в слабомультиплицированном гармоническом поле (рис. 4) с экспериментом (рис. 2, 3) не проводилось.

Таким образом, в стратифицированном разряде повышенного давления имеет место нелокальный механизм формирования ФР электронов в области энергий порядка потенциала возбуждения атомов. Вследствие нелокальности «хвоста» ФР скорости возбуждения и ионизации не являются функциями локального значения электрического поля, а определяются всем профилем поля на длине страты.

В заключение авторы благодарят Л. Д. Цендина за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Цендин Л. Д. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 1. С. 169—176.
- [2] Швейгерт В. А. // ПМТФ. 1989. № 5. С. 3—7.
- [3] Цендин Л. Д. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 635—648.
- [4] Голубовский Ю. Б., Колобов В. И., Некучаев В. О., Сулейменов И. Э. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 8. С. 62—67.
- [5] Голубовский Ю. Б., Захарова В. М., Цендин Л. Д. и др. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 3. С. 620—628.

Ленинградский
государственный университет

Поступило в Редакцию
25 июня 1990 г.