

01;04

КИНЕТИЧЕСКИЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В РАЗРЯДЕ В НЕОНЕ

© Ю.Б.Голубовский, С.У.Нисимов

Научно-исследовательский институт физики
Санкт-Петербургского государственного университета,
198904 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 15 марта 1995 г.)

Проанализирован механизм распространения страт в разряде низкого давления при малых токах в неоне. В случае малых потерь энергии электронов на упругие удары возможно распространение волны по функции распределения с энергетическим периодом, равным падению потенциала на длине страты. Выполнены измерения функции распределения по фазам страты. Экспериментальные результаты сопоставляются с расчетами на основе кинетической теории.

Введение

Ионизационные волны (страты) в газовом разряде в зависимости от сорта газа (атомарные или молекулярные) и в зависимости от разрядных условий (давления и токи) могут иметь принципиально различные механизмы возникновения и распространения. В частности, для инертных газов, где страты существуют в широкой области давлений и токов (наглядная диаграмма состояний разряда приведена в работе [1]), можно указать различные области, где страты могут быть описаны в рамках гидродинамического приближения (достаточно высокие давления и (или) токи) и где для описания страт является принципиальным кинетический подход к движению электронов.

Предметом настоящей работы является исследование страт в условиях, когда нелокальная кинетика электронов является определяющим фактором их возникновения. Эти условия предполагают, что электроны, двигаясь в диффузионном режиме, проходят область неоднородного поля с малыми потерями энергии на упругие столкновения, а межэлектронные соударения не играют заметной роли в формировании функции распределения электронов по энергиям (ФРЭ). Экспериментальные исследования проведены в неоне в условиях применимости развиваемой теории ($pR < 5 \text{ Тор} \cdot \text{см}$, $i/R < 30 \text{ мА/см}$).

При низких давлениях и токах кинетика электронов носит ярко выраженный нелокальный характер, когда их ФРЭ формируется полным профилем неоднородного потенциала. Для стационарного радиально неоднородного положительного столба кинетическая теория была предложена в работах [2-5] и доведена до самосогласованного решения и сопоставления с экспериментом в работах [6,7]. Задача описания продольных неоднородностей положительного столба является более сложной, и существует несколько работ [8-12], в которых проблема стратификации разряда рассматривается с кинетической точки зрения. Наиболее продвинутой работой в плане сравнения с экспериментом, в которой дается описание самоподдерживающегося механизма ионизационных волн при низких давлениях и токах, является работа [11]. Идеология, проводимая в этой работе, состоит в том, что в установившемся стратифицированном режиме ФРЭ стягивается к некоторому значению энергии, которое перемещается в зависимости от фазы страты. Как это ни парадоксально, к стягиванию ФРЭ приводят малые потери энергии электронов на упругие удары при движении в пространственно периодическом поле. При этом ФРЭ должна сформироваться таким образом, чтобы соответствующая ей ионизация и плотность электронов поддерживали бы это пространственно периодическое поле.

В качестве первого шага проанализируем одномерное стационарное кинетическое уравнение для упругой области при неупругом балансе энергии электронов и в отсутствие межэлектронных столкновений

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{v^3}{3\nu} \frac{\partial f_0}{\partial x} = 0. \quad (1)$$

Будем считать, что частота неупругих столкновений достаточно велика, что позволяет ставить приближенно нулевое граничное условие для ФРЭ на потенциале возбуждения

$$f_0(\varepsilon, x)|_{w=\varepsilon_1} = 0. \quad (2)$$

В качестве второго граничного условия будем использовать равенство потоков

$$\frac{v^3}{\nu} \frac{\partial f_0}{\partial x} \Big|_{w=0} = \frac{v^3}{\nu} \frac{\partial f_0}{\partial x} \Big|_{w=\varepsilon_1}. \quad (3)$$

Это условие отражает сохранение числа электронов при неупругих ударах. В точке, где кинетическая энергия электрона становится равной потенциалу возбуждения, электрон теряет квант ε_1 , продолжая диффундировать в том же направлении. Решение уравнения (1) с граничными условиями (2), (3) имеет вид [11]

$$f_0(\varepsilon, x) = \Phi(\varepsilon) \int_x^{x_2(\varepsilon)} \frac{\nu}{v^3} dx = \Phi(\varepsilon) F_0(\varepsilon, x), \quad (4)$$

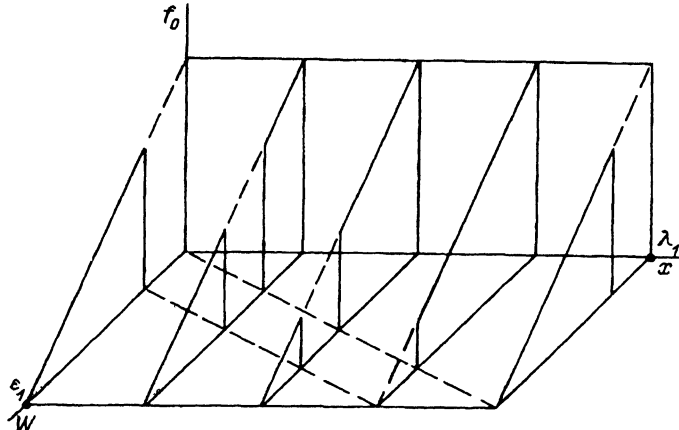


Рис. 1. Распространение возмущения по функции распределения в постоянном поле в отсутствие потерь энергии на упругие удары.

где $x_2(\varepsilon)$ определяется условием $w = \varepsilon_1$; $\Phi(\varepsilon)$ — амплитуда ФРЭ, которая для неоднородного поля зависит от полной энергии.

Граничное условие (3) с использованием (4) приводит к условию периодичности $\Phi(\varepsilon)$ в виде

$$\Phi(\varepsilon - \varepsilon_1) = \Phi(\varepsilon). \quad (5)$$

Для подобной идеализированной модели возникновение периодических структур определяется начальным условием — видом ФРЭ в начале положительно столба. В том случае, если начальная ФРЭ не соответствует той, которая сформировалась бы в однородном положительном столбе ($\Phi(\varepsilon) = \text{const}$), все параметры плазмы будут иметь пространственную периодичность с характерной длиной $\lambda_1 = \varepsilon_1/eE$. На рис. 1 показана эволюция ФРЭ, имеющей дефект в области медленных электронов при $x = 0$. Из рисунка легко заключить, что перемещение этого дефекта по энергии и координате приводит к периодическому изменению концентрации, ионизации и, как следствие, к периодическому изменению поля.

Очевидный недостаток подобной модели связан с тем, что любое возмущение плазмы должно приводить к образованию периодических незатухающих структур (система с идеальной памятью) в направлении дрейфа электронов. Кроме того, перепад потенциала на длине возмущения должен быть равен потенциалу возбуждения. В то же время опыт показывает, что локальное возмущение, созданное каким-либо образом в плазме (зонд, диафрагма и т.д.), затухает через несколько периодов, а падение потенциала на известных типах страт не равно потенциалу возбуждения. Тем не менее эта модель позволяет указать причину возникновения пространственной структуры. Для выяснения причин поддержания этой структуры следует привлекать дополнительные соображения. Одной из возможных причин может быть, согласно работе [11], наличие малых потерь энергии электронов на упругие столкновения.

Влияние потерь энергии электронов в упругих столкновениях на механизм стратификации

Кинетическое уравнение при наличии упругих ударов в модели "черной стенки" на потенциале возбуждения имеет вид

$$\frac{v}{3} \nabla \mathbf{f}_1 + \frac{1}{3v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^2 \left(\frac{e\mathbf{E}}{m} \mathbf{f}_1 \right) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \frac{m}{M} v^3 \nu f_0 = 0,$$

$$f_1 = -\frac{eE}{m\nu} \frac{\partial f_0}{\partial v} - \frac{v}{\nu} \nabla f_0. \quad (6)$$

Для одномерного случая в переменных x , $\varepsilon = w + e\varphi(x)$ кинетическое уравнение (6) может быть записано в безразмерном виде

$$\frac{\partial}{\partial x} \psi_1(w) \frac{\partial f_0}{\partial x} + \kappa \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \psi_2(w) f_0 = 0, \quad (7)$$

где $w = mv^2/2\varepsilon_1$ — безразмерная кинетическая энергия,

$$\psi_1(w) = \frac{v^3}{\nu} \Big|_{\varepsilon=1}, \quad \psi_2(w) = v^3 \nu / v^3 \nu \Big|_{\varepsilon=1},$$

$$\kappa = \frac{3\delta m \varepsilon_1 \nu^2(\varepsilon_1)}{2e^2 E^2} \ll 1.$$

Наличие в уравнении (7) малого параметра κ позволяет искать решение этого уравнения с граничными условиями (2), (3) в виде [11]

$$f_0(\varepsilon, x) = f_0^0(\varepsilon, x) + f_0^1(\varepsilon, x) + f_0^2(\varepsilon, x) + \dots, \quad (8)$$

где $f_0^0(\varepsilon, x)$ является решением уравнения (1) и имеет вид (4).

Для нахождения первой поправки f_0^1 подставим в уравнение (7) первые два члена разложения (8)

$$\frac{\partial}{\partial x} \psi_1 \frac{\partial}{\partial x} (f_0^0 + f_0^1) + \kappa \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \psi_2 (f_0^0 + f_0^1) = 0.$$

С точностью до величин второго порядка малости имеем

$$\frac{\partial}{\partial x} \psi_1 \frac{\partial}{\partial x} f_0^1 + \kappa \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \psi_2 f_0^0 = 0,$$

откуда после двойного интегрирования получаем поправочный член в (8), пропорциональный κ ,

$$f_0^1(\varepsilon, x) = -\kappa \int_x^{x_2(\varepsilon)} \frac{dx'}{\varphi_1} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \Phi(\varepsilon) \int_{x_1(\varepsilon)}^{x'} \psi_2 F_0 dx'' \quad (9)$$

Действуя аналогично, получим выражение для второй поправки, пропорциональной κ^2 ,

$$\frac{\partial}{\partial x} \psi_1 \frac{\partial}{\partial x} (f_0^0 + f_0^1 + f_0^2) + \kappa \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \psi_2 (f_0^0 + f_0^1 + f_0^2) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \psi_1 \frac{\partial}{\partial x} f_0^2 + \kappa \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \psi_2 f_0^1 = 0,$$

$$f_0^2 = \kappa^2 \int_x^{x_2(\varepsilon)} \frac{dx'}{\psi_1} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \int_{x_1(\varepsilon)}^{x'} \psi_2 dx'' \int_{x''}^{x_2(\varepsilon)} \frac{dx'''}{\psi_1} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \Phi(\varepsilon) \int_{x_1(\varepsilon)}^{x'''} \psi_2 F_0 dx''''.$$
 (10)

Поправочные члены удовлетворяют граничным условиям

$$f_0^k(\varepsilon, x)|_{w=\varepsilon_1} = 0,$$

$$\frac{v^3}{\nu} \frac{\partial f_0^k}{\partial x} \Big|_{w=0} = 0.$$

С точностью до членов, пропорциональных κ^2 , решение задачи дается формулой (8) с подстановкой (4), (9), (10). Подставляя полученные решения в (3), которое можно записать в виде

$$\psi_1 \frac{\partial f_0}{\partial x} = \Phi(\varepsilon), \quad \psi_1|_{\varepsilon=\varepsilon_1} = 1,$$
 (11)

получаем дифференциальное уравнение для амплитуды ФРЭ

$$\Phi(\varepsilon - 1) = \Phi(\varepsilon) + \kappa \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \Phi(\varepsilon) \int_{x_1(\varepsilon)}^{x_2(\varepsilon)} \psi_2 F_0 dx +$$

$$+ \kappa^2 \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \int_{x_1(\varepsilon)}^{x_2(\varepsilon)} \psi_2 dx' \int_{x'}^{x_2(\varepsilon)} \frac{dx''}{\psi_1} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \Phi(\varepsilon) \int_{x_1(\varepsilon)}^{x''} \psi_2 F_0 dx'''.$$
 (12)

Для не слишком сильно модулированных полей уравнение (12) можно аналогично [11,12] переписать в виде

$$\Phi(\varepsilon - 1) = \Phi(\varepsilon) + \kappa \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \Phi(\varepsilon) \Psi(\varepsilon) + \kappa^2 \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2} \Phi(\varepsilon) C(\varepsilon),$$
 (13)

где

$$\psi(\varepsilon) = \int_{x_1(\varepsilon)}^{x_2(\varepsilon)} \psi_2 F_0 dx,$$
 (14)

$$C(\varepsilon) = \int_{x_1(\varepsilon)}^{x_2(\varepsilon)} \psi_2 dx \int_x^{x_2(\varepsilon)} \frac{dx'}{\psi_1} \int_{x_1(\varepsilon)}^{x'} \psi_2 F_0 dx''.$$
 (15)

Из (13) виден предельный переход к системе с идеальной памятью (условие периодичности (5) с энергетическим масштабом ε_1) при $\kappa \rightarrow 0$. В случае, когда $\kappa \neq 0$ (малые потери на упругие удары), в периодическом поле перепад потенциала на длине неоднородности становится больше, чем ε_1 , на величину, пропорциональную κ .

Для умеренной модуляции поля функция $\Psi(\varepsilon)$ (14) представима в виде константы с малой переменной добавкой $\Psi(\varepsilon) \approx A + \beta(\varepsilon)$. Модуляция $\Psi(\varepsilon)$ (скорости упругих потерь) приводит к бунчировке функции распределения (стягиванию ФРЭ к "резонансным" значениям полной энергии $\bar{\varepsilon}$). Преобразуем уравнение (13), добавляя и вычитая в правой части члены $\pm \frac{(\kappa A)^2}{2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varepsilon^2}$. При этом уравнение (13) можно переписать в виде

$$\Phi(\varepsilon - 1) = \Phi(\varepsilon + \kappa A) + \kappa \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \Phi(\varepsilon) \cdot \beta(\varepsilon) + \kappa^2 \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2} \Phi(\varepsilon) \left[C(\varepsilon) - \frac{A^2}{2} \right]. \quad (16)$$

Сдвигая аргумент в уравнении (16) на величину κA и обозначая $C(\varepsilon) - (A^2/2) = K(\varepsilon)$, получаем окончательное выражение для $\Phi(\varepsilon)$ в виде

$$\Phi(\varepsilon - 1 - \kappa A) - \Phi(\varepsilon) = \kappa \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \Phi \cdot \beta + \kappa^2 \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2} \Phi \cdot K. \quad (17)$$

Левая часть уравнения (17) описывает рекуррентное изменение амплитуды функции распределения $\Phi(\varepsilon)$ в направлении дрейфа электронов. Первый член в правой части соответствует стягиванию ФРЭ к резонансной траектории ε (бунчировка), а второй член, имеющий смысл диффузии по энергии, препятствует этому стягиванию. Поэтому на определенной длине независимо от граничного условия в начале положительного столба с катодной стороны будет иметь место установившееся пространственно периодическое решение, в котором бунчировка уравновешена диффузией. В этом случае вместо (5) выполняется условие периодичности $\Phi(\varepsilon - 1 - \kappa A) = \Phi(\varepsilon)$, т.е. энергетический период (падение потенциала на длине страты) увеличивается на величину κA . Уравнение для амплитуды ФРЭ $\Phi(\varepsilon)$ принимает вид

$$\kappa \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2} \Phi(\varepsilon) K(\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \Phi(\varepsilon) \beta(\varepsilon) = 0. \quad (18)$$

Качественный характер решения (18) в зависимости от κ и от глубины модуляции потенциала можно проанализировать, положив в (18) величину $K(\varepsilon)$ слабо меняющейся функцией от энергии. Выполнив интегрирование, имеем

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon} + \frac{\beta(\varepsilon)}{\kappa K} \Phi = \text{const}. \quad (19)$$

В слабо модулированном потенциальном поле вида $e\varphi(x) = eEx + U_0 \sin x$ коэффициент перед вторым членом в уравнении (19) можно представить как

$$\frac{\beta(\varepsilon)}{\kappa K} \sim D + \beta_0 \sin \varepsilon.$$

При этом установившееся решение (19) для $\varepsilon \gg 1$ имеет вид

$$\Phi(\varepsilon) \approx \Phi_0 \exp(\beta_0 \cos \varepsilon). \quad (20)$$

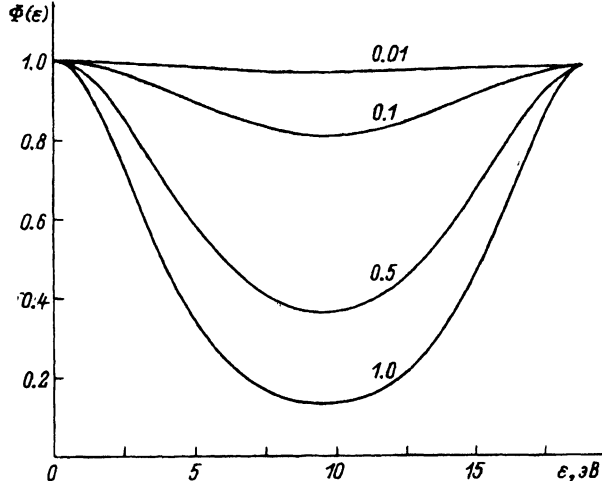


Рис. 2. Зависимость амплитуды функции распределения $\Phi(\epsilon)$ от глубины модуляции потенциала. Параметр на кривых β пропорционален глубине модуляции потенциала.

ФРЭ, которая определяется формулой (4), может оказаться сжатой по энергиям в зависимости от величины параметра $\beta_0 \sim \Psi(\epsilon)/\kappa K'$, пропорционального глубине модуляции потенциала. На рис. 2 приведены функции $\Phi(\epsilon)$ для различных значений β_0 , показывающие возможные деформации от не зависящей от энергии $\Phi(\epsilon)$ до близкой к δ -образной. Физически этот результат означает, что при движении в периодическом поле электроны стягиваются по энергиям к некоторой резонансной траектории, для которой набор энергии в поле в точности равен потерям на упругие и неупругие столкновения $\epsilon_0 = \epsilon_1 + \kappa A$, где ϵ_0 — падение потенциала на длине неоднородности. ФРЭ в соответствии с (4) определяется частотой упругих столкновений, а зависимость от энергии определяется ее амплитудой по (20).

Сопоставление результатов теории и эксперимента

В области применимости развиваемой теории были выполнены систематически измерения ФРЭ и потенциала плазмы на оси разряда с временным разрешением 10 мкс в неоне при давлении 2 Тор и токе 10 мА в трубке радиусом 1 см. Измерения проводились по традиционной методике — по второй производной зондового тока по потенциалу зонда. В этих условиях, вблизи нижней границы существования страт по току, фазовая скорость страт составляет 90 м/с и направлена от анода к катоду, длина волны 5,6 см и частота 1,6 кГц. Результаты измерений потенциала плазмы вдоль страты относительно анода, продольного электрического поля и ФРЭ в 6 фазах страты, отмеченных точками 1-6, приведены на рис. 3, а-в. Экспериментальные данные показывают, что на длине страты существуют область сильного поля (скачка потенциала), занимающего в условиях эксперимента примерно четвертую часть длины страты, и область слабого поля (медленного изменения потенциала). При этом на некоторой части страты поле меняет знак, т.е. существует потенциальная яма, глубина которой составляла 0,5–0,8 В. С увеличением давления и тока область сильного

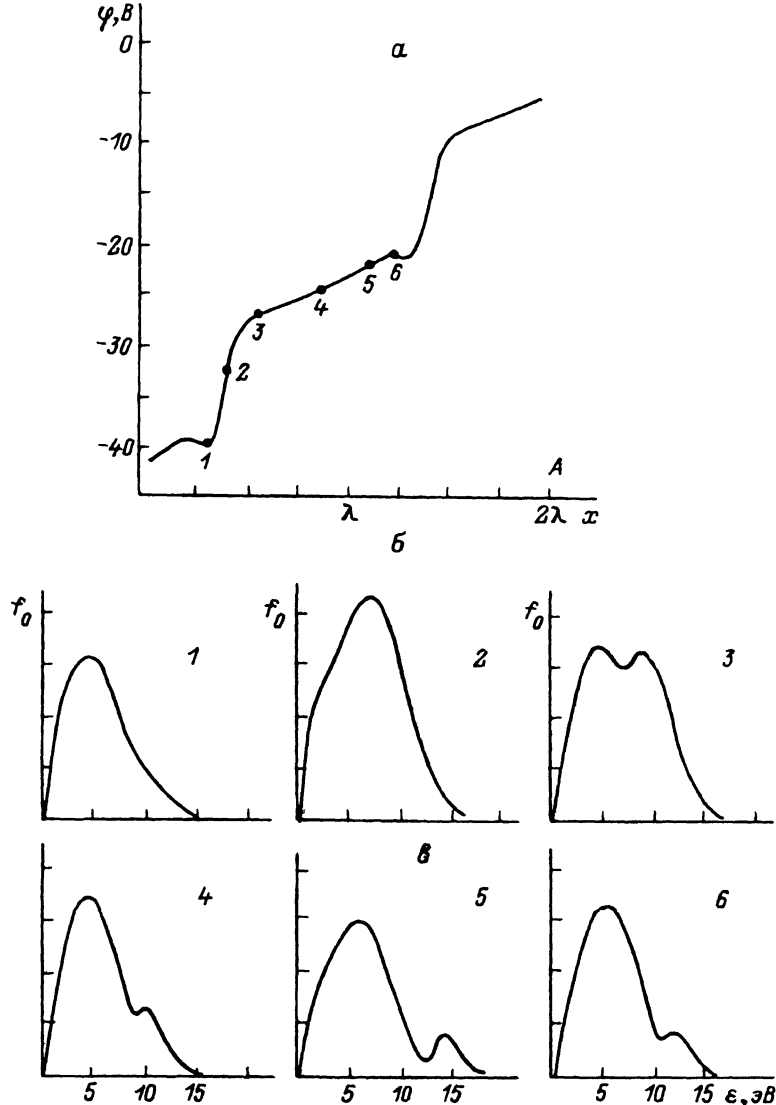


Рис. 3. Результаты измерений распределения потенциала вдоль страты (а) и функций распределения электронов (б) в фазах страты, отмеченных цифрами 1-6.

поля сжимается, а область слабого поля увеличивается. Часть страты, которую занимает потенциальная яма, также увеличивается. Выбранные условия эксперимента отличаются от работ [13,14] меньшей глубиной модуляции потенциала, малой величиной и протяженностью области отрицательного поля. В условиях эксперимента удалось измерить ФРЭ не только в областях слабого поля, как в предыдущих работах, но также выполнить измерения в области резкого изменения потенциала.

Как показывает рис. 3, ФРЭ в некоторых фазах страты имеет вторичный максимум, который появляется в области сильного поля. В

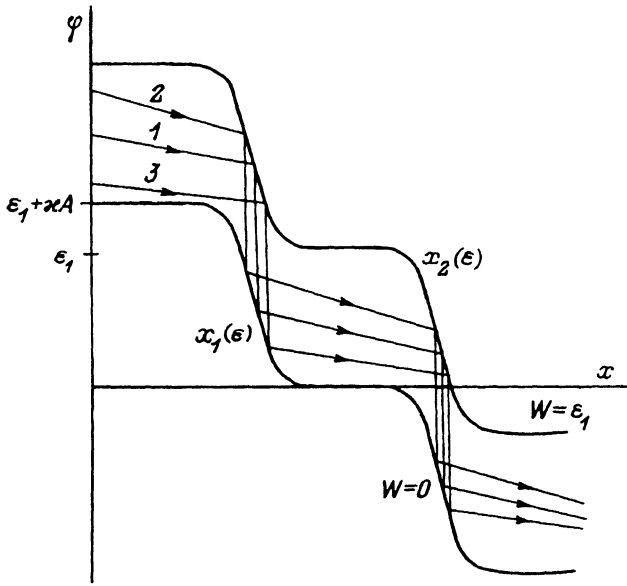


Рис. 4. Траектории движения электронов в плоскости x, ϵ при наличии малых потерь энергии на упругие удары.

конце области слабого поля вторичный максимум исчезает и ФРЭ заметно сужается. Экспериментальные данные позволяют сделать определенные выводы о характере формирования ФРЭ в кинетических ионизационных волнах. Так, наличие вторичных максимумов в области слабого поля свидетельствует о нелокальном характере формирования ФРЭ, когда вид ФРЭ определяется не локальным значением поля, а профилем потенциала в некоторой пространственно-временной окрестности. Возникновение вторичных максимумов на ФРЭ связано с ускорением электронов в сильном поле, тогда как появление максимума в области малых энергий связано с приходами электронов в начало ФРЭ вследствие неупругих столкновений. Перемещение вторичного максимума по ФРЭ происходит под действием поля. В условиях эксперимента, когда упругие столкновения слабо влияют на релаксацию энергии электронов, вторичный максимум не исчезает. Когда он достигает энергий, близких порогу возбуждения, вторичный максимум исчезает под действием неупругих ударов. Следует отметить, что полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с данными других авторов [13-15], которые проводили измерения ФРЭ в условиях развитых страт — вдали от границы их существования.

Для расчета ФРЭ экспериментально измеренный профиль потенциала и электрического поля аппроксимировался следующим образом:

$$e\varphi(x) = \begin{cases} eE_1x, & 0 < x < x_0, \\ eE_2(x - x_0) + eE_1x_0, & x_0 < x < \lambda, \end{cases}$$

$$E(x) = \begin{cases} E_1, & 0 < x < x_0, \\ E_2, & x_0 < x < \lambda. \end{cases} \quad (21)$$

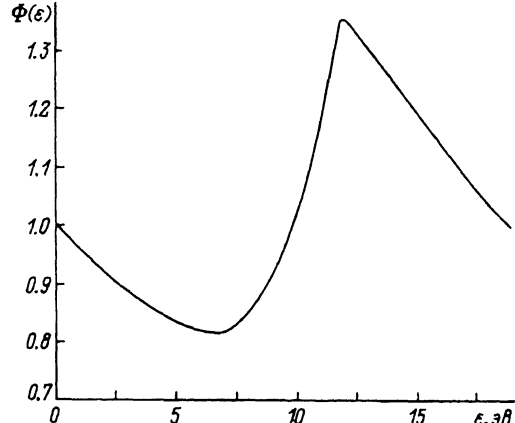


Рис. 5. Амплитуда функции распределения $\Phi(\epsilon)$ в электрическом поле (21), рассчитанная из уравнения (18) для $\kappa = 0.26$.

На рис. 4 показана на основе (21) фазовая плоскость координата — полная энергия, в которой анализируется диффузионное движение электронов. Кривая $x_1(\epsilon)$ соответствует нулевой кинетической энергии электронов, кривая $x_2(\epsilon)$ — кинетической энергии, равной потенциалу возбуждения. В нашей модели электроны движутся в неоднородном потенциальном поле в направлении к аноду от кривой $x_1(\epsilon)$ к кривой $x_2(\epsilon)$ по траекториям, представленным на рис. 4. Небольшой наклон этих траекторий связан с малыми потерями энергии на упругие удары, а кривизна траекторий определяется зависимостью частоты упругих ударов от скорости $\nu(v)$ и значениями электрических полей. В заданном периодическом потенциальном поле существует траектория, для которой потери энергии на упругие и неупругие удары оказываются равными набору энергии в неоднородном поле на длине страты (резонансная траектория-кривая 2). Имеются траектории, для которых потери энергии на упругие удары меньше, чем на резонансной (кривая 1), или больше (кривая 3). После прохождения некоторого числа периодов имеется тенденция к стягиванию всех траекторий к резонансной, что приводит к стягиванию амплитуды функции распределения — $\Phi(\epsilon)$. Этот процесс лимитируется возникновением градиентов $\Phi(\epsilon)$ в энергетическом пространстве, которые стабилизируют это стягивание, в результате чего устанавливается ФРЭ по энергиям и координатам. Расчет ФРЭ в экспериментально измеренном потенциальном поле, которое аппроксимировалось выражениями (21), проводился следующим образом. По формулам (14) и (15) вычислялись функции $\Psi(\epsilon)$ и $C(\epsilon)$ для потенциального поля, представленного на рис. 4. Для определения коэффициентов $K(\epsilon)$ и $\beta(\epsilon)$ в уравнении (18) находилась величина κA , соответствующая потерям энергии на упругие удары на резонансной траектории. Уравнение (18) с найденными коэффициентами численно интегрировалось методом Рунге-Кутты для различных значений κ в интервале 0.05–0.4. В условиях эксперимента ($\kappa = 0.26$) рассчитанная функция $\Phi(\epsilon)$ представлена на рис. 5. Следует отметить, что с увеличением значения κ (рост потерь энергии в упругих столкновениях) увеличивается глубина модуляции функции $\Phi(\epsilon)$. Таким обра-

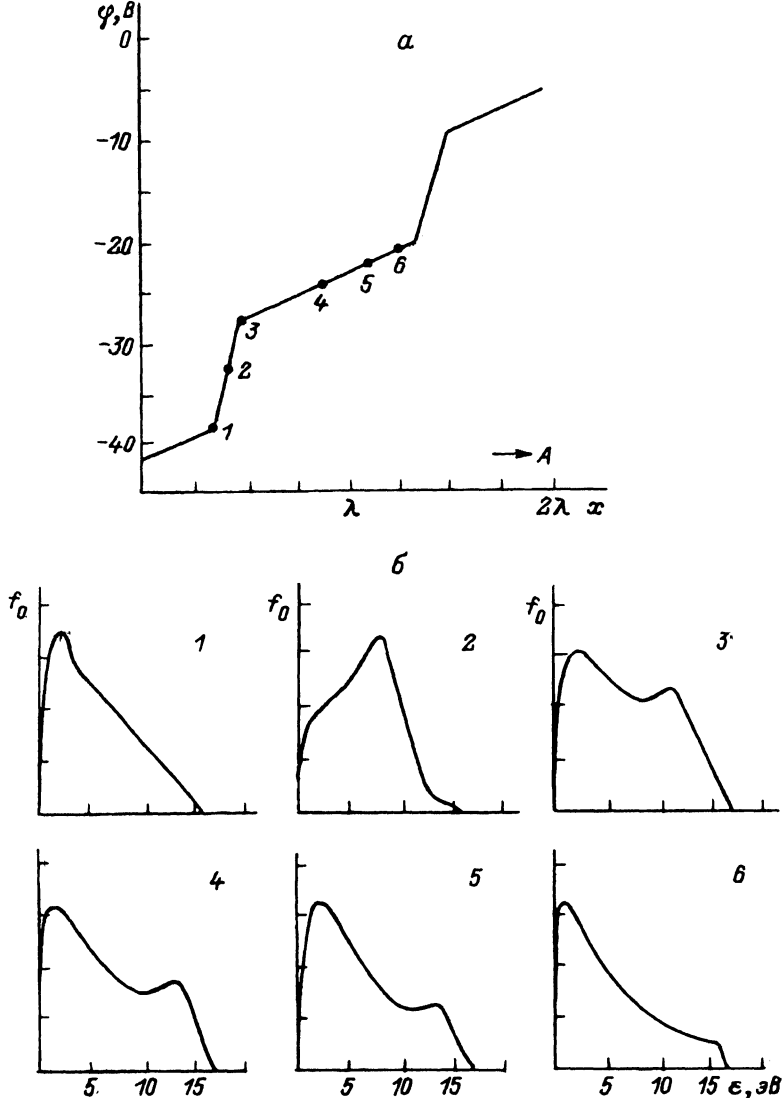


Рис. 6. Аппроксимация экспериментально измеренного потенциала (а) и результаты расчетов функций распределения электронов в фазах страты, отмеченных цифрами 1-6 (б).

зом, качественный анализ задачи (формула(20)) показал, что стягивание функции $\Phi(\varepsilon)$ увеличивается с увеличением глубины модуляции потенциала, а численный расчет в периодическом поле с фиксированной глубиной модуляции приводит к стягиванию $\Phi(\varepsilon)$ с ростом потерь энергии на упругие столкновения. Используя полученную функцию $\Phi(\varepsilon)$, можно построить ФРЭ $f_0(\varepsilon, x)$ по формуле (4). Результаты расчетов в шести точках по длине страты приведены на рис. 6.

Сравнение результатов эксперимента (рис. 3) и теории (рис. 6) показывает достаточно хорошее качественное согласие. Как на экспериментальных, так и на теоретических ФРЭ имеется вторичный макси-

мум, который перемещается по энергии в зависимости от фазы страты. Наибольшее различие рассчитанных и измеренных ФРЭ наблюдается при малых энергиях, и при энергиях, близких к потенциалу возбуждения, что связано с приближениями использованной теоретической модели (приближение черной стенки на первом потенциале возбуждения, одноуровневая модель). В работе [12] выполнен анализ влияния возбуждения многих уровней, межэлектронных столкновений, прямой ионизации на резонансное поведение ФРЭ в слабomodulированных синусоидальных полях. По результатам этой работы можно сделать вывод, что в условиях выполненных экспериментов, когда заметную роль играют упругие удары, влияние неучтенных факторов является несущественным.

Заключение

В настоящей работе в соответствии с [11] проанализирована задача о формировании ФРЭ в периодическом поле стратифицированного разряда в неоне. Вычислены ФРЭ в различных фазах страты, включая область сильного поля. Показано, что при учете упругих ударов имеет место стягивание ФРЭ, зависящее от глубины модуляции потенциала и величины упругих потерь. При этом ФРЭ имеет вторичный максимум, который перемещается по энергии в зависимости от фазы страты. В условиях применимости теории выполнены детальные эксперименты по измерению пространственного распределения потенциала и ФРЭ в различных фазах страты. Сопоставление результатов теории с экспериментом показало адекватность разрабатываемых кинетических моделей механизмов стратификации положительного столба.

Авторы благодарят Л.Д. Цендина за внимание к работе.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (фонд Сороса), грант № M81 000.

Список литературы

- [1] Pfau S., Rutscher A., Wojazcek K. // Beitr. Plasmaphys. 1969. Vol. 9. P. 333.
- [2] Bernstein I.B., Holstein T. // Phys. Rev. 1954. Vol. 6. P. 1475-1482.
- [3] Цендин Л.Д. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. Вып. 5. С. 1638-1650.
- [4] Цендин Л.Д., Голубовский Ю.Б. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 9. С. 1839-1851.
- [5] Бенке Ю., Голубовский Ю.Б. // Опт. и спектр. 1992. Т. 73. Вып. 1. С. 65-83.
- [6] Бенке Ю., Голубовский Ю.Б., Нисимов С.У., Порохова И.А. // ЖТФ. 1994. Вып. 1. С. 61-73.
- [7] Behnke J., Golubovsky Yu.B., Nisimov S.U., Porokhova I.A. // Contr. Plasmaphys. 1995. To be printed.
- [8] Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 635-642.
- [9] Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 643-649.
- [10] Цендин Л.Д. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 1. С. 169-177.
- [11] Цендин Л.Д. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 2. С. 400-409.
- [12] Швейгерт В.А. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 10. С. 1230-1237.
- [13] Колоколов Н.Б. // Канд. дис. Л., 1970.
- [14] Бессонова К.Ф., Орешак Д.М., Остапченко Е.П., Степанов В.А. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 5. С. 979-984.
- [15] Boyd R.F.L., Twiddy N.D. / Nature. London. 1967. Vol. 216. P. 302.