

04:12

©1995 г.

О ДВУМЕРНОМ ХАРАКТЕРЕ СТРАТ В РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ. II

Ю.В.Голубовский, С.У.Нисимов

Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета, 198904 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 24 марта 1994 г.)

Вблизи нижней границы существования страт в неоне выполнены зондовые измерения функции распределения электронов по энергиям и потенциалов плазмы. Измерения проведены в пятнадцати точках по длине и в пяти точках по радиусу страты, что позволило построить двумерную картину потенциального поля, в котором распространяются страты. Обнаружены потенциальные ямы в продольном и радиальном направлениях, которые коррелируют с формой функции распределения. Подобная корреляция соответствует представлению нелокальной кинетики электронов в неоднородных полях. Экспериментально показано, что потенциальное поле имеет сложную гофрированную структуру.

Постановка задачи

Ионизационные волны в разряде инертных газов при низких давлениях ($pR < 5 \text{ Тор}\cdot\text{см}$) и не слишком высоких токах ($i/R < 30 \text{ мА/см}$) не могут быть описаны в рамках гидродинамического приближения для электронов, а требуют кинетического рассмотрения [1]. Для выяснения физической картины распространения этих волн требуется их детальное экспериментальное исследование.

В первой части настоящей работы [2] были выполнены измерения потенциалов стенки и потенциалов плазмы на оси разрядной трубки в стратифицированном положительном столбе разряда в неоне ($pR = 2 \text{ Тор}$, $i/R = 10 \text{ мА}$) в зависимости от фазы страты. Обнаружены сдвиги между потенциалом стенки и потенциалом плазмы на оси, приводящие к тому, что разность потенциалов центр-стенка меняется в зависимости от фазы страты, что указывает на существенную двумерность ионизационных волн в условиях эксперимента. Задачей настоящей работы является детальное экспериментальное исследование двумерного характера ионизационных волн при низких давлениях в неоне, включающее измерение функции распределения электронов по энергиям (ФРЭ), а также измерение и восстановление потенциального поля. Измерения проводились вблизи нижней границы существования страт по току, где модуляция свечения была небольшой и носила приблизительно синусоидальный характер.

Эксперименты проводились в стеклянной трубке длиной 80 см и радиусом 1 см, имевшей подвижный цилиндрический зонд длиной 3.5 мм и диаметром 0.12 мм, неподвижный плоский стеночный зонд диаметром 4.5 мм, расположенный напротив подвижного зонда, два неподвижных цилиндрических зонда тех же размеров, что и подвижный зонд, расположенных на оси разрядной трубки. Конструкция разрядной трубки позволила определять осевые, радиальные и стеночные характеристики стратифицированного положительного столба.

Измерение ФРЭ в различных фазах страты проводились по второй производной зондового тока по потенциалу зонда с использованием стробирующей схемы. При измерениях зонд находится под плавающим потенциалом и только в определенные моменты периода страты с помощью коммутирующего ключа подключается к зондовой цепи на короткий промежуток времени. В это время на зонд подаются постоянное смещение от блока питания и смещение от генератора пилообразного напряжения, а также дифференцирующий синусоидальный сигнал от генератора низкой частоты. Через некоторое время после срабатывания первого ключа (чтобы в измерительную цепь попадал сигнал, не искаженный процессами, формирующими призондовый слой) открывается второй ключ и измерительная цепь подключается к зондовой. Узкополосная система, с помощью которой измерялась амплитуда гармоники на удвоенной частоте 2ω , состояла из фильтра, обеспечивающего подавление первой гармоники ω , узкополосных усилителей и синхронного детектора. Полезный сигнал с выхода синхронного детектора поступал на вход V самописца, на вход X подавался сигнал, пропорциональный зондовому смещению. Зондовая схема обеспечивала измерение ФРЭ с высоким временным разрешением 5 мкс. Стеночный потенциал находился по плавающему потенциалу стеночного зонда, а стеночный ток — из вольт-амперной характеристики стеночного зонда по линейной экстраполяции ионного тока насыщения до потенциала стенки. При этом также использовалась схема с высоким временным разрешением. Напряженность среднего электрического поля находилась с помощью двух неподвижных осевых зондов компенсационным методом.

На рис. 1 представлены результаты зондовых измерений в неоне на оси разрядной трубки при давлении $p = 2 \text{ Тор}$ и токе $i = 5 \text{ мА}$. При этих условиях страты движутся от анода к катоду с фазовой скоростью $v = 90 \text{ м/с}$, длина одной страты составляла примерно 6 см. На рис. 1,а приведен ход потенциала плазмы (включая постоянную составляющую поля) относительно заземленного анода и на рис. 1,б — напряженность электрического поля, полученная дифференцированием потенциала на оси разряда. Экспериментальные данные показывают, что на длине страты существует область сильного поля (скачка потенциала, точки 1-3 на рис. 1,а), занимающего в условиях эксперимента примерно четвертую часть длины страты и область слабого поля (медленного изменения потенциала, точки 3-6 на рис. 1,а). При этом на некоторой части длины страты поле меняет знак, т.е. существует потенциальная яма, глубина которой составляла 0.5-0.8 В. С увеличением давления и тока область скачка потенциала (область сильного поля) сужается, а область слабого поля увеличивается. Часть страты, которую занима-

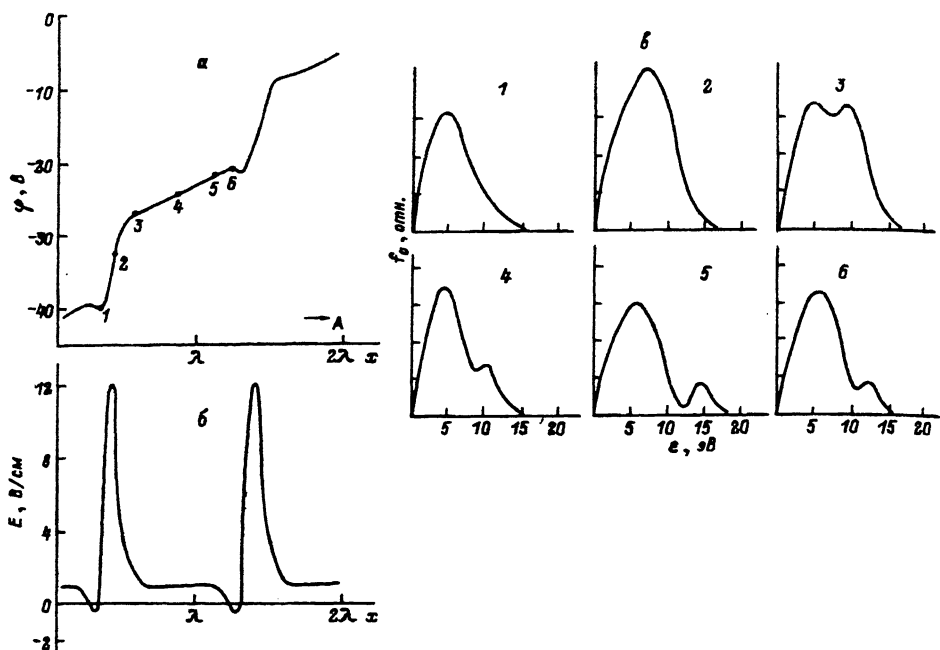


Рис. 1. Распределение потенциала плазмы вдоль оси по направлению от катода к аноду (а), напряженность электрического поля, полученная дифференцированием осевого потенциала (б), и функция распределения электронов по энергиям на оси разрядной трубки в фазах страты, отмеченных точками на рис. 1,а (в).

ет потенциальная яма, также увеличивается. На рис. 1,в представлены ФРЭ в отдельных фазах страты, отмеченных точками на графике потенциала рис. 1,а. ФРЭ в некоторых фазах страты имеют вторичный максимум. ФРЭ с вторичным максимумом появляются в области сильного поля. В области слабого поля вторичный максимум постепенно сдвигается по ФРЭ и в конце страты исчезает. 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, которая определяется не локальным значением напряженности электрического 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 практически не вносят вклада в формирование ФРЭ, вторичный максимум не пропадает. Когда он достигает энергий, близких к первому потенциалу возбуждения, вторичный максимум исчезает под действием неупругих ударов. Следует отметить, что полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с данными других авторов [3,4].

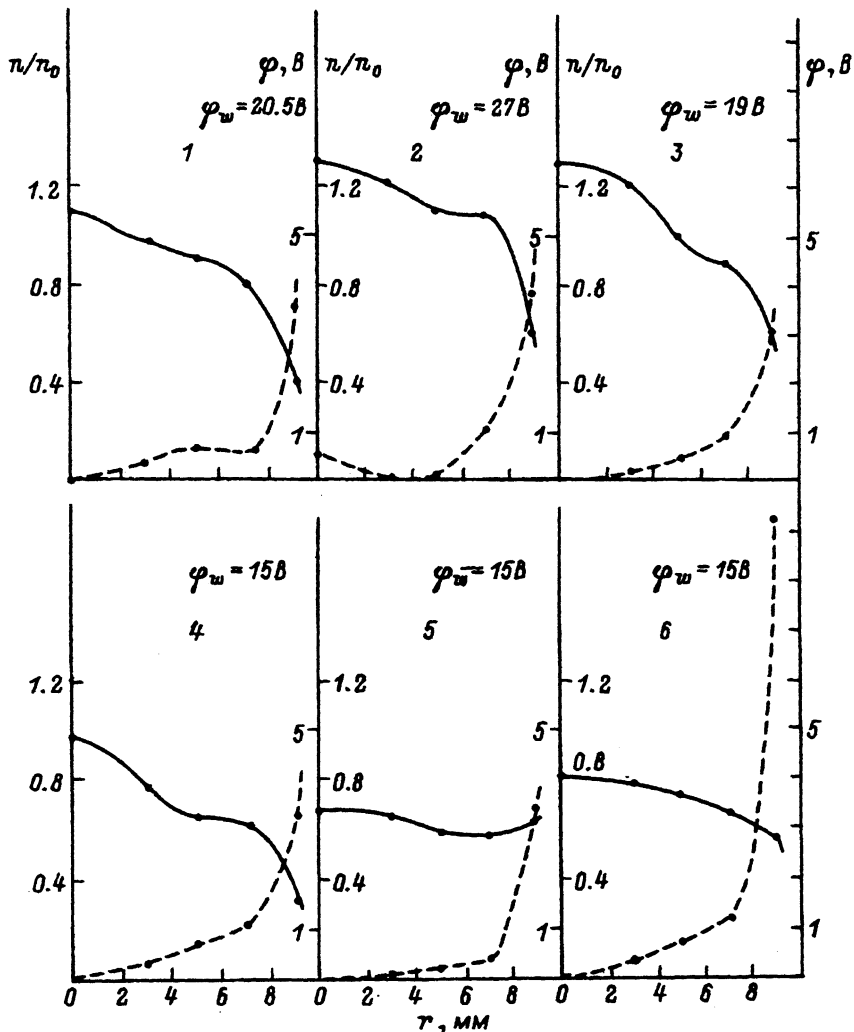


Рис. 2. Радиальные распределения относительной концентрации n/n_0 (n_0 — средняя концентрация на оси) и потенциала φ в фазах страты, отмеченных точками на рис. 1, а.

Основной задачей работы, как указывалось выше, является экспериментальное определение радиальных распределений параметров плазмы в кинетических ионизационных волнах. Для получения достаточно полной картины экспериментальные измерения проводились в пятнадцати точках по фазе страты и в пяти точках по радиусу в каждой фазе страты. Эти измерения в совокупности с измерениями стеночного потенциала позволили получить достаточно полную картину распределения двумерного потенциала и ФРЭ по радиусу в каждой из пятнадцати фаз страты. На рис. 2 представлены результаты измерения двумерного потенциала, показывающие, что в некоторых фазах страты радиальные распределения потенциала не являются монотонными и испытывают характерные возмущения. В некоторых фазах эти

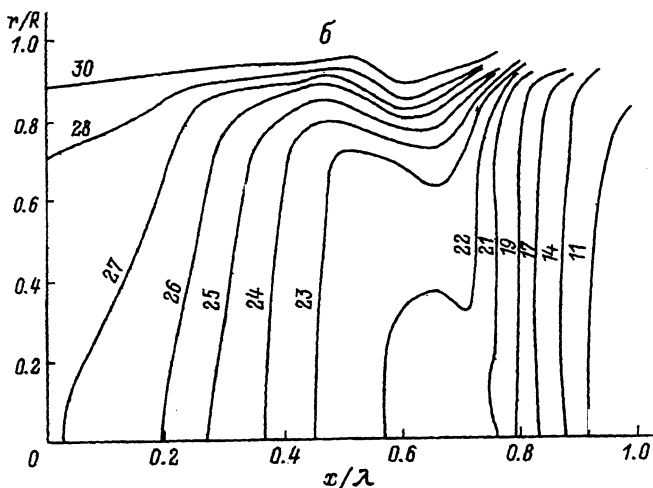
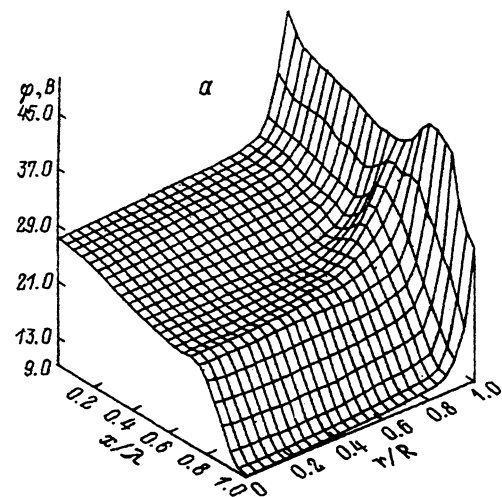


Рис. 3. Двумерное распределение потенциала в страте, восстановленное по результатам зондовых измерений (а), и топология эквипотенциальных линий в страте (б). Около каждой эквипотенциали указано ее значение в вольтах.

возмущения приводят к обращению радиального поля E_r и образованию потенциальной ямы в радиальном направлении. Такие возмущения радиального потенциала существуют примерно на четвертой части длины страты и появляются тогда, когда подобные возмущения (с появлением отрицательного поля E_x) появляются на осевом потенциале. Глубина потенциальной ямы на радиальном распределении потенциала примерно равна глубине потенциальной ямы на осевом распределении потенциала и составляет в условиях эксперимента 0.4–0.8 В, что существенно превосходит возможную погрешность измерения относительного хода потенциала. Значительное количество экспериментальных точек позволило построить пространственное распределение потенциала при помощи сплайнов. Результаты обработки приведены на рис. 3,а (пространственное распределение потенциала в страте) и

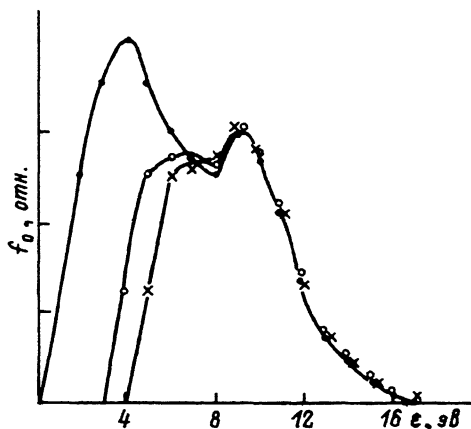


Рис. 4. Функции распределения электронов по полной энергии в различных точках по радиусу.

(эквипотенциальные линии). Обработка экспериментальных результатов по измерениям ФРЭ позволяет наглядно проиллюстрировать нелокальный характер ее формирования в сложном двумерном потенциальном поле, представлено на рис. 3. Измерения ФРЭ по радиусу при фиксированной координате x (рис. 4) показывают, что ФРЭ по кинетической энергии в различных точках по радиусу может быть получена из ФРЭ на оси путем сдвига на соответствующий радиальный потенциал. Подобная обработка ФРЭ является корректной для однородного положительного столба и описана в [1]. Для стратифицированного положительного столба такая обработка ФРЭ справедлива для тех фаз страты, где градиенты продольного поля малы. Интересным экспериментальным фактом является то, что ФРЭ по кинетической энергии (по крайней мере для низкоэнергетичной части ФРЭ), измеренные вдоль эквипотенциалей, совпадают с точностью до нормировки на концентрацию. Этот результат показан на рис. 5, где приведены ФРЭ по кинетической энергии вдоль эквипотенциалей $\varphi = 27.5$ (а) и 23 В (б).

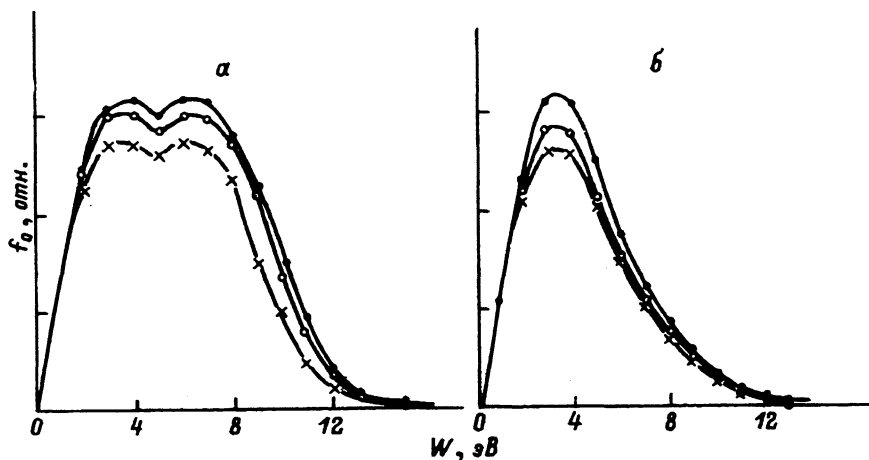


Рис. 5. Функции распределения электронов по кинетической энергии вдоль эквипотенциалей.

Можно привести качественные соображения по поводу формирования двумерного возмущения потенциального поля в страте. Интерпретация наблюдаемых результатов может быть получена на основе совместного анализа кинетического уравнения для электронов и уравнения движения ионов. В условиях выполненных экспериментов функция распределения электронов формируется под действием электрического поля и неупругих ударов, причем потери энергии на упругие удары оказываются пренебрежимо малыми, а межэлектронные столкновения не оказывают влияния на ФРЭ. Это приводит к тому, что электроны без потерь энергии достигают потенциала возбуждения и скачкообразно теряют энергию при неупругом ударе. Этот механизм приводит к пространственной периодичности параметров плазмы с характерным масштабом $\lambda = \varepsilon_1 / (eE_0)$ (ε_1 — потенциал возбуждения, E_0 — среднее продольное поле). Действительно, длина волны страты, измеренная экспериментально, составляет величину $\lambda = 6$ см, $\varepsilon_1 = 16.6$ эВ, $E_0 = 3$ В/см. Двумерные возмущения потенциала могут быть получены из анализа уравнения движения ионов, которое определяет потенциальное поле. Подобный анализ для случая гидродинамических страт, существующих в контрагированном стратифицированном разряде в инертных газах при повышенных давлениях, был проведен в работе [5]. В этой работе на гидродинамические уравнения, описывающие контрагированный положительный столб, накладывались малые двумерные возмущения и находились декременты затухания этих возмущений. На основе решения модельной задачи было показано, что основной причиной раскачки радиальных возмущений концентрации является сжатие зоны ионизации к оси разряда. При этом, как было показано в [5], положительный инкремент для случая контрагированного столба имеет вторая знакопеременная мода. Подобные соображения можно провести и для случая статифицированного разряда при малых давлениях, взяв за основу уравнение движения ионов, которое имеет в этом случае вид

$$\frac{\partial n(\varphi)}{\partial t} + eb_i \operatorname{div} n(\varphi) \operatorname{grad} \varphi + I(\varphi) = 0, \quad (1)$$

где $n(\varphi)$, $I(\varphi)$ — концентрация и ионизация плазмы, зависящие от радиального потенциала и являющиеся решением задачи для однородного положительного столба [6].

Можно проанализировать уравнение (1) на устойчивость по отношению к радиальным колебаниям, накладывая на потенциал $\varphi(r)$ возмущения вида [5]

$$\delta\varphi = \Phi(r) \exp \gamma t.$$

Линеаризуя уравнения (1), имеем

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \left(\frac{1}{eb_i n} \frac{\partial n}{\partial \varphi} \gamma - \frac{1}{eb_i n} \frac{\partial I}{\partial \varphi} + \frac{1}{nr} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial n}{\partial r} \right) \Phi = 0. \quad (2)$$

Это уравнение с граничными условиями является спектральной задачей, собственные числа которой определяют знак декремента возмущений γ . Для приосевой области члены в круглых скобках уравнения

(2) можно положить константами и оценить на основе работы [6]

$$\frac{1}{eb_i n} \frac{\partial n}{\partial \varphi} \gamma \approx -5 \cdot 10^{-5} \gamma \quad \frac{1}{nr} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial n}{\partial r} \approx -6 \quad \frac{1}{eb_i n} \frac{\partial I}{\partial \varphi} \approx 23.$$

Граничные условия для возмущений потенциала должны быть поставлены исходя из равенства ионного и электронного токов на стенку, что требует специального теоретического анализа. Для оценок декрементов затухания можно воспользоваться экспериментальными данными, которые показывают, что из-за колебаний потенциала стенки в фазе с продольным полем нулевое граничное условие для возмущений потенциала на стенке не подходит, а более близким к эксперименту является граничное условие вида

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right|_{r=R} = 0.$$

Тогда решением уравнения (2) могут быть

$$\Phi(r) = \text{const}, \quad \Phi(r) = J_1 \left(t_i \frac{r}{R} \right),$$

где J_1 , t_i — функция Бесселя первого порядка и ее корни ($t_0 = 3.8$, $t_1 = 7.0 \dots$). Для приведенных значений членов уравнения (2) положительным является декремент первых двух решений

$$\Phi(r) = \text{const}, \quad \Phi(r) = J_1 \left(t_0 \frac{r}{R} \right).$$

Это говорит о том, что положительный столб может быть неустойчив по отношению к радиальным возмущениям.

Выводы

В работе показано, что потенциальное поле, в котором развивается стратифицированный разряд, представляет собой сложную гофрированную структуру. В этом потенциальном поле формируются ФРЭ, соответствующие представлениям нелокальной кинетики, когда электроны пролетают в диффузионном режиме области неоднородного потенциала без потерь энергии на упругие столкновения. Показана корреляция между потенциальными ямами в радиальном и аксиальном направлениях и возмущениями на ФР. Результаты работы показывают, что для описания полученных экспериментальных данных, выполненных на достаточно высоком уровне точности, одномерного приближения недостаточно. Авторы благодарят фонд Сороса за финансовую поддержку настоящей работы.

Список литературы

- [1] Цендин Л.Д. ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 635–649.
 - [2] Голубовский Ю.Б., Нисимов С.У., Сулейменов И.Э. ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 10.
 - [3] Бессонова К.Ф., Орешак Н.Б., Остапченко Б.П., Степанов В.А. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 5. С. 979–984.
 - [4] Каган Ю.М., Колоколов Н.Б., Крылова Т.А., Миленин В.М. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 5. С. 120–125.
 - [5] Голубовский Ю.Б., Колобов В.И., Цендин Л.Д. ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 54–60.
 - [6] Бенке Ю., Голубовский Ю.Б. // Опт. и спектр. 1992. Т. 73. Вып. 1. С. 65–83.
-