

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Нелокальная кинетика электронов в газоразрядной плазме

Л.Д. Цендин

Рассмотрено развитие электронной кинетики в неравновесной плазме тлеющих разрядов, начиная с классических работ Ленгмюра и по настоящее время. Показано, что многие явления, характерные для неравновесной плазмы, такие как структура приэлектродных областей, пространственное распределение ионизации и свечения, страты, потоки частиц и энергии, могут быть адекватно поняты только на основе кинетических представлений.

PACS numbers: 52.25.Dg, **52.80.** –s, 82.33.Xj

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201002b.0139

Содержание

1. Введение (139).
 2. Сверхвысокочастотный пробой (144).
 3. Зондовая диагностика и измерение функции распределения электронов (145).
 4. Функция распределения электронов (ФРЭ) в неоднородной плазме. Нелокальность ФРЭ (147).
 5. Положительный столб разряда постоянного тока (149).
 6. Высокочастотные разряды (152).
 7. Катодная область разряда постоянного тока (155).
 8. Анодная область разряда постоянного тока (157).
 9. Страты (158).
 10. Заключение (162).
- Список литературы (163).

1. Введение

Характерные масштабы и времена интересующих нас больше всего макроскопических процессов обычно намного превышают длины и времена межчастичной релаксации. Поэтому почти все окружающие нас предметы можно разделить на макроскопически малые объёмы, каждый из которых мал по сравнению с макроскопическими масштабами, но намного превышает длину релаксации. Точно так же длительность интересующих нас макроскопических процессов можно обычно разбить на макроскопически малые интервалы, короткие по сравнению с макроскопическим временем, но намного более длинные, чем время релаксации. Так как размеры и длительности этих объёмов и интервалов микроскопически велики, то их состояние близко к локальному термо-

динамическому равновесию (ЛТР). При этом состояние каждого участка можно характеризовать локальными значениями температуры $T(\mathbf{r}, t)$, а также средней массовой скорости, давления и других макроскопических параметров. Малые отклонения от полного термодинамического равновесия, обусловленные неоднородностью и нестационарностью макроскопических параметров, приводят к возникновению диссипативных процессов, выравнивающих эти отклонения. Такие ЛТР-среды описываются в рамках гидродинамического приближения. При этом все локальные свойства простейшей однокомпонентной среды (например, идеального газа) полностью описываются пятью функциями четырёх переменных: плотностью $n(\mathbf{r}, t)$, тремя компонентами скорости $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ и температурой $T(\mathbf{r}, t)$. Время релаксации в идеальном газе — это просто время между столкновениями τ , а длина релаксации — длина свободного пробега λ . По существу, гидродинамическое описание представляет собой описание в терминах "средней советской" частицы. Эта частица обладает средней направленной скоростью $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$, средней хаотической энергией $(3/2) T(\mathbf{r}, t)$, а чтобы получить характеристики всего коллектива частиц, надо просто умножить их на концентрацию $n(\mathbf{r}, t)$. Единственная серьёзная трудность при использовании такого подхода к окружающим нас явлениям возникает при попытке применить его к процессам с участием солнечного излучения. Присутствие этого излучения, которое несёт с собой информацию о солнечной фотосфере, находящейся при температуре 6000 К, делает все явления с его участием сильнонеравновесными. Тот факт, что в системах далёких от ЛТР само понятие о температуре не имеет смысла, до сих пор чужд массовому сознанию.

Нельзя сказать, что сильнонеравновесные системы вовсе не привлекали внимания исследователей, однако на протяжении всего XIX в. в центре внимания оставались объекты в состоянии, близком к ЛТР, из которых в основном состоит наше окружение. Именно с их исследованием связаны наиболее впечатляющие успехи термодинамики, статистической физики и гидродинамики, достигнутые в то время. Для изучения сильноне-

Л.Д. Цендин. Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
ул. Политехническая 29, 195251 Санкт-Петербург,
Российская Федерация
Тел. (812) 534-58-21. E-mail: tsendin@edu.ioffe.ru

Статья поступила 16 февраля 2009 г.,
после доработки 25 апреля 2009 г.

равновесных систем необходимо было отказаться от целого ряда привычных представлений и, по существу, создать новый раздел физики, который мы сегодня называем физической кинетикой. Её основы были заложены Максвеллом и Больцманом.

Возможно, именно предчувствие необходимости перехода на более детальный уровень описания привело Максвелла к концепции функции распределения молекул по скоростям [1–3]. Описание систем многих частиц в терминах функции распределения является гораздо более подробным, чем гидродинамическое, но зато и гораздо более сложным, так как вместо пяти функций от четырёх переменных приходится иметь дело всего с одной функцией $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, но зато зависящей от семи аргументов: координат, скоростей и времени. Кинетическое описание совершенно необходимо при описании тех явлений, которые определяются какой-либо группой частиц, а не всей их совокупностью, и/или когда функция распределения не имеет стандартной формы (например, максвелловской). В определённом смысле кинетическое описание отличается от гидродинамического так же, как свободное общество отличается от тоталитарного. При гидродинамическом (тоталитарном) описании каждая частица является репрезентативной — свойства коллектива только масштабированием отличаются от свойств индивидуума. Тогда как кинетическое описание гораздо гибче и богаче, но зато и сложнее.

Максвелл обнаружил, что в термодинамическом равновесии распределение молекул идеального газа по скоростям описывается простым универсальным соотношением, которое мы называем распределением Максвелла:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) = \frac{n(\mathbf{r}, t)}{(2\pi T/m)^{3/2}} \exp\left(-\frac{w}{T(\mathbf{r}, t)}\right), \quad (1)$$

где $w = mv^2/2$ — кинетическая энергия молекулы; температура измеряется в энергетических единицах.

Следующий решительный шаг был сделан Больцманом [4, 5], который ясно осознал, что неравновесным системам (он называл их "нестационарными") соответствуют немаксвелловские функции распределения, и сформулировал знаменитое кинетическое уравнение для неравновесной функции распределения, которое носит его имя:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) f + (\mathbf{F} \nabla_{\mathbf{v}}) f = \sum_{\beta} \text{St}(f, f_{\beta}). \quad (2)$$

Эти публикации и положили начало физической кинетике (см., например, [6]).

Кинетический анализ необходим, грубо говоря, в двух случаях. Если имеет место ЛТР, то он нужен для того, чтобы аккуратно вычислить диссипативные потоки и соответствующие коэффициенты переноса через характеристики взаимодействий между частицами. Но кинетический анализ совершенно необходим, конечно, при исследовании систем, далёких от ЛТР. Неравновесность систем может быть обусловлена как малостью характерных масштабов интересующих нас процессов по сравнению с τ , λ , так и с действием внешних факторов.

Среди многочисленных сильнонеравновесных систем и явлений можно выделить три основных группы. Первая из них включает в себя процессы в разреженных газах.

Сюда относится, в частности, физика межзвёздной среды, которую пронизывают практически не взаимодействующие между собой потоки частиц и излучений самого разного происхождения.

Вторая группа — это живая материя, включая и нас самих. Неравновесность при этом поддерживается перепадом между температурой 6000 К солнечного излучения и температурой 300 К окружающей нас среды.

Третья группа сильнонеравновесных явлений связана с газовыми разрядами. Эта группа представляет, конечно, не такой всеобщий интерес, как первые две, но зато несравненно проще их. Разряды сравнительно легко наблюдаемы, а средства и методы их диагностики хорошо разработаны и, что немаловажно, сравнительно дешёвы. Неравновесность в разрядах создаётся посредством приложения к газу внешнего напряжения и выделения джоулева тепла в электронной подсистеме.

Наиболее неравновесными из разрядов являются тлеющие разряды, создаваемые полями различных частотных диапазонов. Для тлеющих разрядов характерны небольшие токи, низкая степень ионизации и невысокое давление, обычно значительно меньшее атмосферного. Вследствие огромного различия между массой электрона и массами молекул релаксация электронного импульса происходит гораздо быстрее, чем энергии, так что энергообмен электронов с тяжёлыми частицами оказывается сильно подавленным. Малая степень ионизации и невысокое давление облегчают энергообмен между тяжёлой компонентой плазмы (нейтральными молекулами и ионами) и окружающей средой. Поэтому нейтральные частицы, число которых на много порядков превышает число заряженных, играют роль термостата, температура которого обычно мало отличается от комнатной. Тогда как энергии электронов оказываются гораздо выше. Так как само поддержание разряда обусловлено, как правило, ионизацией нейтральных молекул электронным ударом, то характерный масштаб электронной энергии должен составлять несколько электронвольт. Такая среда, названная Ленгмюром плазмой, в каждом объёме которой сосуществуют тяжёлые частицы при комнатной температуре и электроны с энергиями на два порядка большими, является, очевидно, крайне неравновесной и далёкой от ЛТР. Поэтому для анализа плазмы совершенно необходим кинетический подход, основным элементом которого являются функции распределения частиц, в первую очередь электронов. Функция распределения электронов (ФРЭ) описывает плотность электронов в фазовом пространстве (пространстве координат и скоростей). ФРЭ является одной из важнейших характеристик плазмы; от свойств ФРЭ зависят все параметры плазмы и само её существование.

Тот факт, что изучение сильнонеравновесных сред представляет собой самостоятельный раздел физики, был осознан сравнительно поздно. Связано это, по-видимому, с тем, что такие системы привлекли общее внимание не так давно, уже в XX в. Поэтому том, посвящённый физической кинетике [6], является завершающим в курсе Ландау и Лифшица, а первая монография *Основы физической кинетики*, написанная Л.Э. Гуревичем [7], появилась лишь в 1940 г. А когда на заре развития физической кинетики Больцман сформулировал кинетическое уравнение, то он даже не упомянул ни одну из вышеперечисленных трёх областей и назвал лишь два возможных применения своего уравнения: затухание

ультразвука и процессы переноса в разреженных газах: "... В известных переходных случаях (очень быстрые звуковые колебания с выделением тепла, трение или теплопроводность в сильно разреженных газах) вообще невозможно разделить, что является видимым движением и что — тепловым ... Также и теория газов в таких переходных случаях приводит к совсем новым физическим законам, из которых вытекают обычные гидродинамические уравнения, исправленные на трение и теплопроводность, только как приближенные формулы" [5].

Отметим, что вплоть до сегодняшнего дня основные результаты в кинетике были получены на основе исследования и решения кинетического уравнения Больцмана, которое описывает идеальный газ, т.е. систему почти не взаимодействующих между собой частиц. Связано это, по-видимому, с тем, что интенсивные случайные взаимодействия приводят к установлению ЛТР. Если интенсивные межчастичные взаимодействия приводят к возникновению определённой упорядоченности (например, кристаллизации), то часто удаётся выделить подсистемы слабо взаимодействующих квазичастиц, таких как фононы в кристаллах, электроны и дырки в полупроводнике и т.п., которые также описываются кинетическим уравнением Больцмана.

Следует подчеркнуть, что само понятие температуры имеет смысл только в условиях ЛТР. И использование его применительно к системам, далёким от равновесия, по меньшей мере, нерационально. Конечно, можно назвать так $2/3$ от средней энергии частицы и ввести парциальные температуры различных групп и сортов частиц, но такая процедура может привести только к грубой аппроксимации, не имеющей серьёзного физического основания. Отметим, кстати, что само слово "температура" создаёт иллюзию, что и применительно к сильнонеравновесным системам можно использовать весь мощный аппарат формальной термодинамики, а этого как раз делать нельзя. Поэтому представляется не совсем корректным называть слабоионизованную газоразрядную плазму "низкотемпературной". Единственное исключение представляет собой случай, в котором по тем или иным причинам релаксация частиц какого-либо сорта между собой происходит гораздо быстрее, чем установление равновесия между ними и другими частицами. Такая ситуация имеет место, например, для электронной подсистемы в плазме (даже слабоионизованной), в которой уже при небольшой степени ионизации межэлектронные столкновения устанавливают максвелловское распределение электронов гораздо быстрее, чем происходит их релаксация по энергии при столкновениях с тяжёлыми частицами.

В качестве первого шага Больцман, естественно, применил свою новую методику к исследованию систем, находящихся в состоянии близком к ЛТР, при котором отклонения функции распределения от максвелловской являются малыми поправками, определяющими диссипативные потоки. Эта работа была продолжена Г.А. Лоренцем [8], который с помощью уравнения Больцмана вычислил электронную подвижность. При этом Лоренц учёл, что малая поправка к максвелловскому распределению пропорциональна косинусу угла между скоростью электрона и напряжённостью электрического поля. Другими словами, он использовал двучленное приближение для функции распределения электронов, считая изотропную компоненту ФРЭ максвеллов-

ской. Те или иные способы вычисления малых поправок к максвелловской функции распределения, которые использовались многочисленными исследователями, оказались весьма эффективными для описания ЛТР-систем. Логическим завершением этой линии развития явились работы Чепмена [9] и Энскога [10], в которых была предложена методика, позволившая получить полную систему гидродинамических уравнений для газа и связать значения диссипативных коэффициентов с параметрами межмолекулярных столкновений. При этом было предсказано ранее неизвестное явление термодиффузии [9].

Что касается систем, далёких от ЛТР, то представляется, что лабораторная плазма, в которой без особых трудностей можно создать стационарные или квазистационарные сильнонеравновесные состояния, является наиболее удобным полигоном для отработки методик кинетического анализа сильнонеравновесных систем. Можно выделить две больших группы явлений в плазме, в которых особую, специфическую роль играют частицы, принадлежащие к определённой части распределения. Во-первых, это явления взаимодействия волн с плазмой. Начиная с классической работы Ландау [11], в которой было обнаружено, что затухание ленгмюровских волн определяется малой группой резонансных электронов, скорости которых близки к фазовой скорости волны, эта область кинетики достаточно глубоко и подробно разработана [6, 12, 13]. Вторая группа кинетических явлений связана с разнообразными плазмохимическими реакциями. Так как в сильнонеравновесных системах принцип детального равновесия не имеет места [14], а сечения реакций сильно зависят от параметров сталкивающихся частиц, то скорости реакций в сильнонеравновесной плазме весьма чувствительны к форме функций распределения.

При этом даже стационарный состав плазмы определяется не её температурой (которой нет), а значениями сечений конкретных реакций. Некоторые такие проблемы рассмотрены в [14–16].

Среди плазмохимических процессов наиболее, по-видимому, прост и подробно изучен процесс прямой ионизации электронным ударом, который часто является основным процессом, создающим плазму. Так как для стационарности плазмы, например, необходимо равенство усреднённой частоты ионизации и обратного времени жизни заряженных частиц, которое определяется медленной (ионной) компонентой плазмы, то прямая ионизация тоже происходит сравнительно редко. Она определяется поэтому малочисленными электронами, энергия которых существенно превосходит среднюю. Эту часть функции распределения электронов обычно называют хвостом. Ниже мы сосредоточим внимание на основных механизмах, формирующих хвост ФРЭ в тлеющих разрядах, и наиболее явных макроскопических проявлениях электронной кинетики, ограничившись простейшим случаем ионизационных явлений в атомарных газах.

Глубокий интерес к электронной кинетике в газовых разрядах был характерен для физики газоразрядной плазмы, начиная с ранних стадий её развития. Уже Ленгмюр, основоположник современной физики плазмы, проявлял глубокий интерес к этой проблеме. Созданная Ленгмюром зондовая методика диагностики плазмы до сих пор является одним из основных источ-

ников информации о её свойствах. Что касается кинетики электронов, то практически вся информация о ней получена с помощью ленгмюровских зондов. Хотя форма ФРЭ определяет значения скоростей возбуждения атомов и молекул, а значит, в частности, излучение плазмы, огромная информация о форме ФРЭ, которую можно в принципе извлечь из оптических данных, пока для этой цели систематически не используется.

Зондовая методика предоставила в наше распоряжение огромный объём информации о локальных и мгновенных значениях плотности и средней энергии частиц плазмы, о профилях и эволюции электрических полей в ней и т.п. Однако получить количественную информацию о форме электронного распределения оказалось несколько более сложно.

Несмотря на то, что Ленгмюр осознавал важность электронной кинетики для понимания явлений в плазме и, по существу, создал экспериментальную технику, применяемую до сих пор для измерения ФРЭ, полученные им результаты оказались достаточно скромными. Первая причина состоит, по-видимому, в том, что подход к проблеме, которого придерживался Ленгмюр [17], был достаточно прямолинеен. Ленгмюр строил вольт-амперные характеристики (ВАХ) своих зондов в полулогарифмическом масштабе. При этом легко было идентифицировать максвелловское распределение (1), которому соответствовала прямая, но было затруднительно получить какую-либо количественную информацию о нематксвелловских ФРЭ. Следует отметить, что в то время не было известно никаких примеров таких функций распределения. Поэтому в тех случаях, когда его полулогарифмические ВАХ отклонялись от прямых, Ленгмюр использовал суперпозиции нескольких максвелловских ФРЭ.

Отметим также, что при анализе электронной кинетики Ленгмюр использовал старую ("классическую", как он её называл) кинетическую теорию [18, 19] и, по-видимому, он не был знаком с кинетическим уравнением Больцмана. По всей вероятности, Ленгмюр ощущал необходимость более точного количественного описания электронной кинетики, когда, например, писал: "...Данные классической кинетической теории полезны для простых грубых оценок или для использования в тех случаях, когда отсутствуют или не могут быть математически обработаны более точные данные" [17]. Однако кинетическое уравнение в его работах не обсуждается и имя Больцмана упоминается лишь в связи с соотношением Больцмана между электронной концентрацией и электростатическим потенциалом. Для этого начального этапа характерен тот факт, что в фундаментальных монографиях [20–22], которые отражали состояние идеологии на то время, кинетическое уравнение Больцмана даже не упоминалось.

Последующее развитие электронной кинетики убедительно иллюстрирует неразрывную связь между прогрессом в понимании физического механизма явлений и развитием экспериментальной техники и новых теоретических подходов. Систематические измерения и вычисления ФРЭ в тлеющих разрядах начались только через несколько десятилетий. В первую очередь, существенные шаги были сделаны Дрювестейном.

Во-первых, Дрювестейн обнаружил [23–25], что вторая производная от зондового тока I_p по его потенциалу V_p пропорциональна изотропной компоненте ФРЭ

$$f_0(\mathbf{r}, v, t):$$

$$f_0 \sim \frac{d^2 I_p}{dV_p^2}. \quad (3)$$

Так как время релаксации электронного импульса (время между столкновениями) τ и соответствующая длина свободного пробега λ в разрядах обычно значительно меньше, чем время τ_e и длина λ_e релаксации энергии, то анизотропия ФРЭ, как правило, мала, так что изотропная компонента f_0 является доминирующей. Поэтому различные модификации метода Дрювестейна, основанные на формуле (3), до сих пор остаются основой зондовой диагностики газоразрядной плазмы, которая является основным источником информации об электронной кинетике.

Второй замечательный результат Дрювестейна состоит в следующем. Анализируя пространственно однородную стационарную задачу о форме ФРЭ в плазме, находящейся в электрическом поле, когда существенны только упругие электрон-атомные столкновения [23–25], он из кинетического уравнения получил ФРЭ в форме

$$f_0(w) \sim \exp \left[-\frac{3m}{M} \left(\frac{w}{eE\lambda} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где $\lambda = v/v$ — постоянная транспортная длина свободного пробега, w — кинетическая энергия. Это был, по-видимому, первый убедительный пример существенно нематксвелловской ФРЭ. Если длина пробега зависит от скорости электрона, то вместо (4) имеем

$$f_0(w) \sim \exp \left(-\frac{6m}{Me^2 E^2} \int_0^w dw' \frac{w'}{\lambda^2(w')} \right). \quad (5)$$

Таким образом, максвелловская ФРЭ (1) представляет собой частный случай выражения (5), соответствующий не зависящей от скорости транспортной частоте столкновений.

Лишь к концу 1930-х годов, когда Ленгмюр, к сожалению, уже закончил свои газоразрядные исследования, измерение ФРЭ посредством зондов и вычисление её с помощью уравнения Больцмана стало общепринятой процедурой. В 1940 г. в обзоре [26] Дрювестейн и Пеннинг писали: "Распределение электронов по скоростям имеет фундаментальное значение, так как в большинстве разрядов ток представляет собой в основном электронный ток, а возбуждение и ионизация атомов газа в значительной своей части обусловлены электронами. Вычисление их распределения по скоростям представляет собой один из важных шагов для понимания газовых разрядов".

Тот факт, что ФРЭ в небольших полях обычно является почти изотропной, был, по-видимому, впервые применён Лоренцем [8], который при анализе электронной проводимости металлов предложил использовать разложение ФРЭ по $\cos \vartheta$, где ϑ — угол между скоростью электрона и напряжённостью электрического поля. Различные модификации этого разложения были впоследствии развиты в многочисленных публикациях [23, 27–31] (см. также [32, 33]). В них было показано, что в наиболее важном для газовых разрядов случае быстрой релаксации по импульсу это разложение быстро сходится и в большинстве случаев достаточно ограничиться

скалярной и векторной компонентами разложения ФРЭ в пространстве скоростей. Это так называемое двучленное приближение имеет вид

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_0(\mathbf{r}, v, t) + f_1(\mathbf{r}, v, t) Y_1^m(\theta, \varphi), \quad (6)$$

где Y_1^m — первые сферические гармоники.

Медленная релаксация электронов по энергии приводит к тому, что уже сравнительно небольшое поле значительно нагревает электроны. Поскольку тлеющие разряды обычно поддерживаются ионизацией электронным ударом, то энергии электронов должны быть сравнимы с потенциалом ионизации, т.е. энергетический масштаб ФРЭ должен быть порядка 1 эВ. С другой стороны, так как степень ионизации в таких разрядах крайне мала, то частицы нейтрального газа остаются практически при комнатной температуре. Поэтому электронная подсистема, которая создаёт и поддерживает разряд, является в то же время и наиболее неравновесной и требует, в первую очередь, кинетического анализа. Огромное (до двух и более порядков) различие между средними энергиями электронов и тяжёлых частиц представляет собой фактор, который характеризует эту неравновесность.

Ионизирующие электронные столкновения, без которых разряд вообще не существует, в стационарных разрядах восполняют сравнительно медленные потери заряженных частиц. В таких столкновениях могут участвовать только электроны с достаточно большой энергией, превышающей порог ε_i . Ионизирующие электронные столкновения происходят значительно реже, чем столкновения других типов, в первую очередь упругие. Поэтому такие электроны должны быть сравнительно малочисленными — порог ε_i должен соответствовать хвосту ФРЭ. Так как ионизация представляет собой один из типов неупругих ударов, то для электронной кинетики разрядов наиболее важно знать правильную форму хвоста ФРЭ, экспоненциальный спад которого с энергией определяется как раз неупругими столкновениями, при которых теряется значительная часть электронной энергии. Поэтому ФРЭ (4), (5), вычисленные без учёта неупругих столкновений, малоприспособлены для этой цели.

В [20, 34] было начато исследование влияния столкновений с большой потерей энергии на форму ФРЭ и получены выражения для "трубопроводной" ФРЭ, формирование которой определяется джоулевым нагревом и неупругими столкновениями, тогда как малые потери энергии при упругих столкновениях вообще несущественны. Если энергия, которую электрон приобретает (или теряет) в электрическом поле между упругими столкновениями, $eE\lambda$, мала по сравнению с $\varepsilon_1 \sim \varepsilon_i$, то изменение электронной энергии представляет собой малые случайные блуждания. Поэтому джоулев нагрев представляет собой диффузию по энергии с коэффициентом диффузии

$$D_\varepsilon = \frac{e^2 E^2 \lambda^2 v}{3}. \quad (7)$$

В простейшем случае, когда транспортная частота упругих столкновений ν не зависит от скорости электрона, а неупругие столкновения с потерей энергии $\varepsilon_1 \sim \varepsilon_i$ происходят очень часто (что соответствует приближению чёрной или поглощающей границы в теории диффузии),

"трубопроводная" ФРЭ, описывающая электроны, которые набирают энергию вплоть до ε_1 , а затем её мгновенно теряют при неупругом столкновении, имеет вид

$$f(w) \sim \frac{1}{\sqrt{w}} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1}}. \quad (8)$$

Эта ФРЭ аналогична трубопроводу, в котором диффузия по энергии доставляет электроны, имеющие энергии вплоть до порога ε_1 , а в тот момент, когда электрон наберёт эту энергию, он сразу претерпевает неупругое столкновение, теряет энергию и снова начинает набирать её в поле. Эти два предельных случая, (5) и (8), соответствуют основным сценариям формирования ФРЭ в стационарных или квазистационарных тлеющих разрядах.

Следует отметить, что хвосты экспоненциально убывающих ФРЭ вида (5) убывают ещё быстрее из-за потери быстрых электронов при неупругих ударах. Поэтому скорость ионизации, например, оказывается весьма малой. Она представляет собой, грубо говоря, произведение двух экспоненциально малых множителей, один из которых обусловлен убыванием тела ФРЭ (5), а второй — дополнительным убыванием её хвоста. При этом, особенно в случае невысоких давлений, при небольшом поле, когда баланс энергии электронов определяется упругими столкновениями, а тело ФРЭ — выражением (5), оказывается невозможным компенсировать потери заряженных частиц, что необходимо для стационарного поддержания разряда. Поэтому в качестве парадигмы для тела ФРЭ, по крайней мере в случае разрядов в атомарных газах при невысоких давлениях, более целесообразным представляется исходить из выражений типа (8).

Сравнительно медленное развитие электронной кинетики было связано, возможно, с тем, что основной интерес долгое время привлекали лишь стационарные разряды постоянного тока. Для их поддержания среднее обратное время жизни заряженных частиц τ_a (в отсутствие магнитного поля оно определяется ионами) должно равняться средней по распределению частоте ионизации Z :

$$\tau_a Z = 1. \quad (9)$$

Время τ_a обусловлено рекомбинацией, которая определяется средними электронными параметрами, такими как средняя энергия и давление газа, и слабо зависит от деталей их распределения. В популярной модели Шоттки, например, для цилиндрического положительного столба [35–37]

$$\tau_a = \frac{(R/2,405)^2}{D_{\text{amb}}}. \quad (10)$$

А значит, средними электронными параметрами определяется и частота ионизации Z , так что детальное знание формы хвоста ФРЭ, которая определяет Z , оказывается в каком-то смысле излишним. Используя, например, выражение

$$Z = \sqrt{\frac{4\varepsilon_1}{\pi T}} v^* \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{T}\right), \quad (11)$$

для максвелловской ФРЭ (1) при $\varepsilon_1 \gg T$ и не зависящей от скорости частоте ионизации ν^* , можно вычислить электронную "температуру" T . А баланс энергии электрон-

ного газа позволяет через T определить значение напряжённости поля, поддерживающего разряд. С другой стороны, по формулам, аналогичным (11), можно определить значения скоростей возбуждения уровней, которые представляют основной интерес для большинства приложений. Так как хвосты ФРЭ обычно спадают экспоненциально, то замена в этих выражениях T масштабом спада хвоста ФРЭ

$$T^* = \left(\frac{d \ln f}{dw} \Big|_{w=e_i} \right)^{-1} \quad (12)$$

позволяла обычно с приемлемой точностью учесть немаксвелловость хвоста ФРЭ. Однако в нестационарной и неоднородной плазме соотношения типа (9) не имеют места. Поэтому в таких ситуациях, напротив, знание ФРЭ оказывается необходимым и учёт электронной кинетики приводит к целому ряду нетривиальных явлений.

2. Сверхвысокочастотный пробой

Во время Второй мировой войны развитие электронной кинетики происходило по двум основным направлениям. Результаты этих работ суммированы в многочисленных статьях и обзорах, опубликованных в последующие годы. Первое из направлений было связано со сверхвысокочастотным пробоем газовых промежутков [38–43], второе — с проблемами нелинейной электродинамики, возникающими при распространении мощных радиоволн [44, 45].

Анализ кинетического уравнения в этих обоих случаях основывался на том факте, что релаксация по импульсу происходит гораздо быстрее, чем по энергии:

$$\tau, \lambda \ll \tau_e, \lambda_e. \quad (13)$$

Так, например, в атомарных газах в том случае, когда энергия в основном теряется при упругих столкновениях, для тела ФРЭ (т.е. для электронов с энергиями ниже первого потенциала возбуждения ε_1) отношение времён релаксации $\tau/\tau_e = \delta = 2m/M \sim 10^{-4}$. Отношение длин релаксации, которое является корнем из этой величины, тоже очень мало. Поэтому анализ кинетического уравнения в вышеуказанных работах (см. также [46]) был основан на двучленном приближении (6). Если частота поля удовлетворяет соотношению $\omega\tau_e \gg 1$, то основная (изотропная) компонента ФРЭ f_0 не успевает его отслеживать и является стационарной.

В синусоидальном поле $E_0 \sin \omega t$ выражения для скоростей ионизации и возбуждения совпадают с соответствующими выражениями для постоянного поля с заменой напряжённости её эффективным значением $E_0/\sqrt{2}$. В случае квазистационарного поля, $\omega\tau_e \ll 1$, ФРЭ в каждый момент даётся теми же выражениями для постоянного поля, но только теперь она определяется мгновенным значением поля $E(t)$. Так как релаксация по энергии на хвосте ФРЭ происходит гораздо быстрее, чем при малой энергии, то такая классификация областей частот оказывается слишком грубой. Время релаксации по энергии τ_e на хвосте ФРЭ является значительно меньшим, чем τ/δ , и практически совпадает с временем неупругих столкновений τ^* , которое всего в 10–100 раз больше времени релаксации импульса τ . Это означает, что в значительном интервале частот тело ФРЭ опре-

деляется эффективным полем, а её хвост — мгновенным [47].

В неоднородной плазме имеет место такая же классификация пространственных масштабов. Длина релаксации энергии для хвоста ФРЭ $\lambda^* = \lambda\sqrt{\tau^*/\tau}$, тогда как для тела ФРЭ она гораздо больше: $\lambda_e = \lambda/\sqrt{\delta} \gg \lambda^*$. Если масштаб задачи удовлетворяет соотношению

$$R \gg \lambda_e \gg \lambda^*, \quad (14)$$

то применимо традиционное локальное приближение: форма ФРЭ определяется локальным греющим полем по тем же формулам, что и в однородной плазме. При этом ФРЭ может быть представлена в виде произведения электронной концентрации $n(\mathbf{r}, t)$ на функцию от скорости, нормированную на единицу. Зависимость этой функции от координат и времени входит только через напряжённость поля, греющего электроны, и другие внешние параметры. Отметим также, что в этом случае амбиполярное (т.е. поперечное по отношению к протеканию тока) электрическое поле обычно мало, так что греющее поле совпадает с полным.

Если неравенство (14) не выполняется, то в формировании ФРЭ существенны нелокальные эффекты. Бернштейн и Холстейн [48] заметили, что кинетическое уравнение для $f_0(r, v)$ в положительном столбе (ПС) разряда постоянного тока можно свести к уравнению двумерной диффузии по радиусу r и по полной энергии $\varepsilon = e\varphi(r) + mv^2/2$, где $\varphi(r)$ — радиальный электростатический потенциал. Если радиус трубки R превышает обе длины релаксации энергии, λ_e, λ^* , то при радиальном смещении электрона его полная энергия ε сохраняется, так что ФРЭ f_0 становится полностью нелокальной. Для электронов, запертых в радиальной потенциальной яме $\varphi(r)$, ФРЭ зависит только от ε . Кинетическое уравнение для $f_0(\varepsilon)$ при этом можно усреднить по части сечения трубки, доступной для электрона с полной энергией ε .

Таким образом, радиальная неоднородность плазмы и радиальное поле явно не входят в усреднённое кинетическое уравнение для $f_0(r, v)$, так что оно формально сводится к тому же виду, как и для однородной плазмы в однородном поле. Единственное существенное различие состоит в том, что в полностью нелокальном случае ФРЭ зависит от полной энергии ε , а не от кинетической $w = mv^2/2$.

Несмотря на то, что значительная (если не основная) часть зондовых измерений ФРЭ проведена как раз в этом полностью нелокальном режиме (14), фундаментальная работа [48] была полностью забыта, так что нелокальность ФРЭ была переобнаружена спустя двадцать лет [49]. В [50, 51] был выполнен анализ ПС и было показано, что и в пролётом режиме,

$$\lambda \gg R, \quad (15)$$

анизотропия ФРЭ остаётся малой, а основная её часть зависит только от полной энергии, но традиционное разложение по сферическим гармоникам, на котором основано двучленное приближение (6), нуждается в модификации. Если полная энергия электрона превышает потенциал стенки, то электроны, летящие почти нормально к стенке, быстро на неё уходят, так что зависимость ФРЭ от углов в пространстве скоростей становится разрывной. Поэтому амплитуды всех сферических гармоник (кроме нулевой) оказываются сравнимыми и ряд по ним сходится плохо.

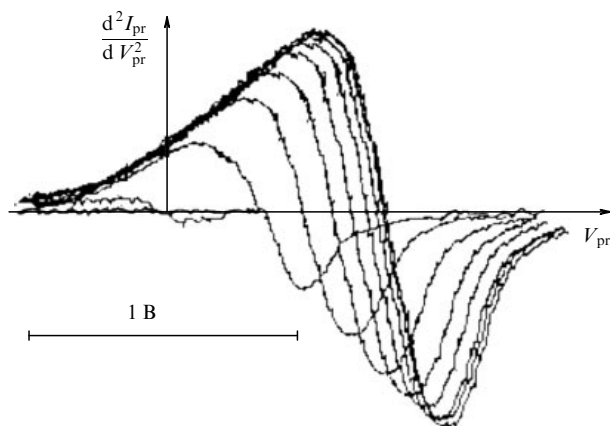


Рис. 1. Вторые производные зондового тока в разных точках разрядного промежутка [52]. Разряд в Хе при 0,1 торр и $I = 2$ мА. Совпадение левых частей кривых свидетельствует о том, что ФРЭ зависит только от полной энергии ε .

Тот факт, что при низких давлениях вторая производная от зондового тока по его потенциалу (3) не зависит от положения зонда, что свидетельствует о нелокальности ФРЭ $f_0(\varepsilon)$ и её независимости от координаты, наблюдался, по-видимому, многократно, но не привлекал особого внимания. Пример такого эксперимента приведен на рис. 1.

Другим явлением, для описания которого обычное двучленное приближение для ФРЭ оказывается недостаточным, является широко известное явление убегания электронов. Так как резерфордское сечение рассеяния на кулоновском потенциале быстро ($\sim w^{-2}$) убывает с увеличением энергии, то при наложении электрического поля на полностью ионизованную плазму по мере ускорения электрона плазма становится для него всё более прозрачной и появляется конечная вероятность того, что электрон "уйдёт в просвист". Открытие этого явления Драйсером [53, 54] и аналитическое решение [55] (см. также [56]) оказались сюрпризом для плазменного сообщества.

Так как все электрон-атомные сечения при больших энергиях являются асимптотически резерфордскими, то этот эффект имеет место и в слабоионизованной плазме. Основное различие состоит в том, что процесс убегания быстрых электронов в нейтральном газе сопровождается непрерывным рождением медленных [57]. В достаточно сильном поле медленные электроны тоже могут стать убегающими, так что число убегающих электронов может экспоненциально возрастать со временем. Сила динамического трения (сила Бете–Блоха), испытываемая быстрым электроном, спадает с увеличением энергии как $\sim w^{-1}$. Однако при малых энергиях она примерно постоянна.

В [58, 59] была рассмотрена простая модель, в которой рассеяние не учитывалось. При энергиях меньших w_0 сила трения постоянна, а при больших энергиях она подчиняется закону Бете–Блоха. При этом оказалось, что если напряжённость поля превышает максимум силы торможения, то имеет место экспоненциальное возрастание числа убегающих электронов, причём время их размножения экспоненциально возрастает с увеличением поля.

При релятивистских энергиях сила торможения становится возрастающей функцией от w . В [60] указано, что при этом возможно экспоненциальное размножение релятивистских убегающих электронов. Время и длина этого размножения оказываются весьма велики. Так, при нормальных условиях длина размножения составляет несколько десятков или сотен метров. Это явление играет важную роль при некоторых явлениях в атмосфере [60].

Во всех вышеперечисленных публикациях в качестве единственного физического механизма, который превращает энергию, получаемую электронами от поля, в тепловую, рассматривались столкновения с тяжёлыми частицами (нейтралями). С другой стороны, ещё в 1925 г. Ленгмюр указал, что такую же роль могут играть электронные столкновения с хаотическими осцилляторными электрическими полями [61]. В частности, Ленгмюр предположил, что такие колебания могут "максвеллизировать" ФРЭ, что объясняло бы тот факт, что наблюдавшиеся им при малых давлениях ФРЭ весьма близки к максвелловским. Это явление было названо Габором [62] парадоксом Ленгмюра. Однако поиски таких колебаний до сих пор не дали убедительного результата. Кроме того, представляется маловероятным, что взаимодействие с колебаниями обязательно должно формировать максвелловскую ФРЭ. Таким образом, этот вопрос нуждается в тщательном исследовании и пока остаётся открытым [63].

Годяк [64, 65] заметил, что даже взаимодействие электронов с регулярными электрическими полями в слоях высокочастотного разряда сильно влияет на ФРЭ и может приводить к бесстолкновительному нагреву электронов [12]. Современное состояние проблемы так называемого стохастического нагрева электронов подробно обсуждается, например, в [66–68].

3. Зондовая диагностика и измерение функции распределения электронов

Сначала в течение нескольких десятилетий исследование разрядов велось в основном на феноменологическом уровне. Были доступны только результаты непосредственных оптических измерений и электротехнические характеристики разряда как целого. Поэтому до сих пор тлеющий разряд постоянного тока, например, традиционно разделяют по его свечению на следующие области: катодное тёмное пространство, отрицательное свечение, фарадеево тёмное пространство и положительный столб.

Однако излучение разряда является результатом достаточно сложной цепочки электродинамических, кинетических и транспортных процессов и оно не связано напрямую с внешними параметрами, которые задаются "вручную", такими как геометрия разрядного сосуда и электродов, состав и давление газа, ток или вкладываемая мощность. Проследить эту цепочку и выяснить физические механизмы этих связей в отсутствие информации о параметрах плазмы разряда было невозможно. А экспериментальное исследование внутренних характеристик сталкивалось с той принципиальной трудностью, что возмущение плазмы, которое создаёт всякий измерительный прибор, помещённый в неё, не может быть сделано малым. Поэтому решительный шаг, сделанный Ленгмюром, состоял в том, что раз

мы возмущение не можем сделать малым, то надо идеологически включить возмущённую область в прибор. Другими словами, надо точно знать, что происходит в возмущённой области, для того чтобы уметь точно и однозначно связать параметры невозмущённой плазмы с показаниями прибора, состоящего из железок и стекляшек. Если размер зонда и возмущённой им области плазмы мал, так что плазму вдали от него можно считать невозмущённой, то, приходя на зонд, электроны приносят с собой информацию о невозмущённой плазме и необходимо только найти алгоритм пересчёта, позволяющий по известному зондовому сигналу восстановить эту информацию.

Первая информация о внутренних свойствах разрядов состояла в том, что основная часть напряжения, приложенного к разряду, экранируется в слоях объёмного заряда. Поле в них велико, тогда как основная часть разряда занята квазинейтральной плазмой, поле в которой на порядки слабее, чем в слоях [17].

Граница между плазмой и слоем вовсе не должна совпадать и не совпадает ни с одной из визуально наблюдаемых границ. Так, например, в прикатодном слое разряда постоянного тока электронный поток, а значит, и свечение, экспоненциально возрастают по мере удаления от катода. Поэтому часть слоя является тёмной. Интенсивность свечения, которая, грубо говоря, пропорциональна концентрации быстрых электронов, разогнанных сильным полем слоя, экспоненциально возрастает по мере удаления от катода. Тогда как в плазме число быстрых электронов убывает с увеличением расстояния. Поэтому отрицательное свечение (от которого тлеющий разряд и получил название) начинается ещё в слое объёмного заряда, на расстоянии порядка длины ионизации от границы плазмы, а граница плазма – слой соответствует максимуму свечения.

Быстрые электроны, ускоренные сильным полем слоя, проникают в плазму, в которой поле практически отсутствует, обуславливая нелокальную ионизацию и излучение в плазменной части отрицательного свечения. Там, где кончается пробег электронов и они исчерпывают свою энергию, и находится граница между отрицательным свечением и фарадеевым тёмным пространством. Встречающиеся иногда до сих пор отождествления прикатодного слоя с катодным тёмным пространством, так же как и отрицательного свечения с плазмой, явились одной из трудностей, мешавших созданию согласованной картины процессов в этой важной области.

Ленгмюр ясно осознавал, что зондовая диагностика позволяет получить информацию о такой важной характеристике разряда, как ФРЭ. Он писал в [17]: "Вольтамперная характеристика коллектора (ВАХ) поэтому даёт указания о распределении скоростей между электронами ионизованного газа... По мере того, как коллектор становится всё более отрицательным, всё большая часть медленных электронов не может достичь коллектора, тогда как быстрые электроны попадают на него. Поэтому вольтамперная характеристика даёт указания на распределение электронных скоростей".

Поскольку основная часть экспериментов Ленгмюра выполнялась при относительно высоких токах, при которых степень ионизации плазмы порядка 1 % или даже более, то межэлектронные столкновения являлись достаточно частыми, поэтому тело ФРЭ (её часть, соответ-

ствующая энергиям ниже первого потенциала возбуждения нейтралов) было близко к максвелловскому. Существенных отклонений при этом можно ожидать лишь на хвосте ФРЭ, где точность зондовых измерений значительно хуже. Поэтому большинство ВАХ, полученных Ленгмюром, оказались в полулогарифмическом масштабе прямыми: "Полулогарифмические графики... в большинстве случаев были с удовлетворительной точностью прямыми в интервале, соответствующем тысячекратному увеличению значений зондового тока. Некоторые из кривых, однако, обнаруживали значительные отклонения от прямых, превышающие вероятные ошибки измерений; они, вероятно, указывали на отклонения от максвелловского распределения скоростей... Ломаная линия (бимаксвелловская аппроксимация ФРЭ, для которой верхняя часть ВАХ соответствовала электронам с малой энергией. — Л.Д.Ц.) давала $T_e = 23000$ К для верхней части и 30200 К для нижней части... Отклонения такого характера, однако, не отражают какой-либо определённой связи с известными переменными, так что их можно рассматривать, как своего рода экспериментальную ошибку, обусловленную неким неконтролируемым фактором" [17].

Систематические зондовые измерения ФРЭ, однако, начались на несколько десятилетий позднее, после того, как Дрювестейн [23–25] получил соотношение (3). Так как время релаксации импульса (время между столкновениями) τ и соответствующая длина свободного пробега λ в разрядах обычно значительно меньше, чем время и длина релаксации энергии τ_e , λ_e , то мала и анизотропия ФРЭ, так что формула (3) определяет основную, изотропную, компоненту ФРЭ. Поэтому и в настоящее время при зондовой диагностике ФРЭ доминируют различные модификации (3).

Большое влияние на дальнейшее развитие кинетики оказали радиотехнические методы, разработка которых была начата Бойдом с сотрудниками [69–72]. Эти методы позволили значительно упростить методику и повысить её точность, так что зондовое измерение ФРЭ сейчас является одной из стандартных диагностик низкотемпературной плазмы. Оказалось, в частности, что в тлеющих разрядах (в слаботочных разрядах низкого давления) ФРЭ практически никогда не является максвелловской. Особенно существенным оказалось обеднение хвоста наблюдаемых ФРЭ по сравнению с максвелловскими при той же средней энергии. Удивительно сложными и немонокотонными оказались ФРЭ в стратах, особенно при небольших токах.

С помощью ленгмюровских зондов получено огромное количество детальной информации о профилях концентрации, средней энергии электронов и о распределении полей в плазме. Основная часть сведений об электронной кинетике также получена с помощью зондовой методики. История её развития убедительно демонстрирует, как тесно связан прогресс в понимании физической картины явлений с развитием экспериментальной техники и новых теоретических подходов.

Использование зондовой методики в её первоначальной форме ограничивалось разрядами постоянного тока. Нелинейность высокочастотного слоя приводила к неконтролируемым искажениям зондовых ВАХ, препятствовавшим их использованию. Эти трудности были преодолены в [73, 74], что позволило применить метод Дрювестейна для измерения ФРЭ и в этих разрядах.

По существу, основная идея зондовой диагностики ФРЭ, так же как и упомянутой выше нелокальности ФРЭ, состоит в том, что ФРЭ согласно теореме Лиувилля является функцией от интегралов движения. Таким образом, если размер зонда и возмущённой им области мал по сравнению с λ , то ФРЭ электронов, приходящих на зонд, выраженная как функция от интегралов движения, совпадает с ФРЭ в невозмущённой плазме. В простейшем случае, когда невозмущённая ФРЭ изотропна, способ её восстановления даётся формулой Дрювестейна (3). При этом ФРЭ в призондовой области зависит только от полной энергии электрона (кинетической плюс потенциальной в поле зонда) и не зависит от координаты. Точнее, она зависит от координаты только как от параметра. Если невозмущённая ФРЭ анизотропна, то варьируя параметры зонда можно получить информацию об анизотропии. Так, например, если ФРЭ зависит от одного угла в пространстве скоростей, то изменяя ориентацию плоского зонда можно восстановить эту зависимость [75, 76].

Существенное ограничение применимости ленгмюровского зонда со стороны высоких давлений состоит в том, что его размер должен быть мал по сравнению с λ . Однако в разрядных плазмах ФРЭ обычно близка к изотропной, так что её длина релаксации — не λ , а λ_e , λ^* , и электроны приносят на зонд информацию именно с этого расстояния. Поэтому информацию о ФРЭ (в невозмущённой плазме, конечно) можно получить и с помощью зондов гораздо большего размера, который ограничен длиной релаксации энергии λ_e , λ^* [75, 78].

В том случае, когда весь разрядный объём меньше, чем λ_e , а ФРЭ изотропна, единственным интегралом движения является полная энергия ε (кинетическая плюс потенциальная в полном поле), так что во всём объёме разряда ФРЭ зависит только от ε .

Широкие зондовые исследования ФРЭ в нашей стране были инициированы и развёрнуты Ю.М. Каганом и В.И. Перелем [79, 80].

В течение последних десятилетий электронная кинетика тлеющих разрядов развилась в весьма широкую область науки. Поэтому нижеприведённый текст не претендует на полноту и отражает вкусы и мнения автора.

4. Функция распределения электронов (ФРЭ) в неоднородной плазме. Нелокальность ФРЭ

В случае, когда и плазма, и электрическое поле являются однородными, ФРЭ зависит только от скорости. Эта ситуация анализировалась во множестве публикаций. Процедура решения одномерного уравнения Больцмана при наличии достаточно подробного банка данных о сечениях элементарных процессов не представляет в настоящее время серьёзных трудностей [81, 82]. Однако реальная плазма всегда является неоднородной и нестационарной. Наиболее простая ситуация соответствует так называемому локальному приближению, в котором изотропная часть ФРЭ даётся теми же выражениями типа (5), (8) с зависящими от координат и времени значениями поля и концентрации. Направленная часть ФРЭ при этом имеет вид

$$f_1 = -\frac{v}{v} \nabla f_0 - \frac{eE}{mv} \frac{\partial f_0}{\partial v}.$$

В однородном поле это выражение соответствует изотропному диффузионному расплыванию дрейфующего с постоянной дрейфовой скоростью электронного сгустка. Большой неожиданностью оказался обнаруженный в экспериментах с электронными роями факт, состоящий в том, что этот сгусток представляет собой не шар, как ожидалось, а эллипсоид вращения, в зависимости от сорта газа вытянутый или сплюснутый вдоль поля [83, 84]. Причина этого явления заключается в следующем [83–86]. Для того чтобы ФРЭ пришла в равновесие с полем, необходимо, чтобы после создания электронного роя прошло время t , намного превышающее $(mv/M)^{-1}$. При этом рой продрейфует по полю на расстояние $L \sim eE/(m\bar{v})$, намного превышающее размер его диффузионного расплывания $R \sim \sqrt{t\bar{v}}/(m\bar{v})$, которое много больше длины релаксации энергии λ_e . Здесь $\bar{v}$, $\bar{v}$ — средние по ФРЭ значения транспортной частоты столкновений и электронной энергии. При этом электроны в передней части роя на долю порядка λ_e/R "горячее", чем в его задней части. Следовательно, и дрейфовая скорость передней части роя на долю порядка λ_e/R отличается от дрейфовой скорости его задней части. Дрейфовые смещения передней и задней частей роя тоже будут различаться на $\sim L\lambda_e/R \sim R$.

Таким образом, если частота электрон-атомных столкновений возрастает с увеличением энергии электрона, то скорость дрейфа передней части роя будет меньше, чем задней, и рой приобретёт форму сплюснутого эллипсоида вращения. В противном случае рой будет вытянут вдоль поля. Наблюдатель воспринимает эти явления как анизотропную диффузию. В случае, когда масштаб неоднородности сопоставим с λ_e или мал по сравнению с λ_e , проявления нелокальности ФРЭ гораздо более многообразны.

Одно из самых характерных свойств разрядов низкого давления состоит в том, что эти разряды удивительно спокойны и однородны. В противоположность разрядам высокого давления, они не подвержены различным формам шнурования, которые являются основным фактором, затрудняющим многочисленные практические приложения. Причина состоит в том, что в локальном приближении, которое справедливо при высоком давлении, хвост ФРЭ, а значит, и скорость ионизации жёстко связаны с локальным электрическим полем, которое нагревает электроны. Поэтому любой механизм, увеличивающий поле в сжатиях плазмы и тем самым скорость ионизации в них, приводит к ионизационной неустойчивости. В результате её развития формируются резко неоднородные профили плотности плазмы.

В качестве основных механизмов неустойчивости называют неоднородный джоулев разогрев нейтрального газа и максвеллизацию хвоста ФРЭ, обусловленную межэлектронными столкновениями. В разрядах же низкого давления вследствие нелокальности ФРЭ профиль скорости ионизации, а значит, и профиль концентрации являются колоколообразными, вне зависимости от пространственного распределения и механизма энергоуклада.

Действительно, так как нелокальная ФРЭ зависит только от полной энергии ε , то амбиполярное поле приводит к тому, что генерация плазмы максимальна в окрестности максимума амбиполярного потенциала. Вокруг этого же максимума происходит и движение электрона с полной энергией ε , так что здесь также

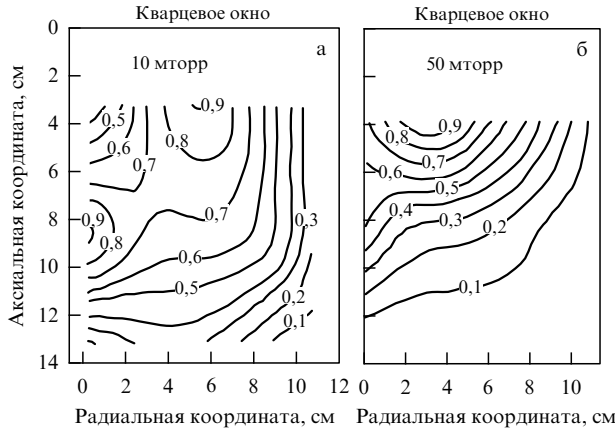


Рис. 2. Линии постоянной яркости индуктивного высокочастотного разряда в Ag при различных давлениях [87, 88]. Плоская катушка, с помощью которой в разряд вводилась высокочастотная мощность, устанавливалась поверх кварцевого окна на торце цилиндрического разрядного сосуда. Ясно видно перемещение максимума свечения разряда из окрестности катушки в центр сосуда при понижении давления.

расположены максимум скорости ионизации и максимум плотности плазмы. Предположив, что эта точка совпадает с геометрическим центром разряда, мы получим замкнутую непротиворечивую картину. Результаты численных расчётов и эксперимента хорошо с ней согласуются. Пример того, как максимум плотности плазмы перемещается из области максимального энерговклада в геометрический центр разряда, приведён на рис. 2.

Вводя полную энергию $\varepsilon = mv^2/2 - e\varphi$, разделяя электрическое поле на квазистационарную амбиполярную часть $-\nabla\varphi(\mathbf{r}, t)$ и высокочастотное поле, которое будем считать монохроматическим, $\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E}_{0\omega} \exp(-i\omega t)$, в двучленном приближении (6) придадим уравнению для векторной компоненты ФРЭ $\mathbf{f}_1(\mathbf{r}, \varepsilon, t)$ простой вид:

$$-i\omega \mathbf{f}_1 + v \nabla_\varepsilon f_0 - e \tilde{\mathbf{E}} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + v \mathbf{f}_1 = 0, \quad (16)$$

где градиент вычисляется при фиксированном ε . Что касается изотропной компоненты ФРЭ, $f_0(\mathbf{r}, v, t)$, то её форма, если частота ω высокочастотного поля $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$, поддерживающего разряд, превосходит частоту релаксации энергии, $\omega \gg \max(\tau_e^{-1}, \tau^*-1)$, не успевает отслеживать изменение поля, поэтому уравнение для $f_0(\mathbf{r}, v, t)$ можно усреднить по быстрым осцилляциям поля. Подставляя в (2) выражение для $\mathbf{f}_1$ из (16), используя стандартное выражение для изотропной гармоники интеграла столкновений [6, 46] и усредняя по времени, получим уравнение для f_0 в виде

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{1}{v} (\nabla_\varepsilon v D(w) \nabla_\varepsilon) f_0 + \\ & + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[v \left(D_\varepsilon(\mathbf{r}, w, t) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + V_\varepsilon(w) f_0 \right) \right] = \\ & = \text{St}^{\text{inel}}(f_0) = Nv \sum_k \left[\sigma_k(w) f_0(\mathbf{r}, \varepsilon, t) - \right. \\ & \left. - \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_k}{w}} \sigma(w + \varepsilon_k) f_0(\mathbf{r}, \varepsilon + \varepsilon_k, t) \right], \end{aligned} \quad (17)$$

где $\sigma_k(w) = v_k^*(w)/(Nv)$ — сечение возбуждения k -го уровня, D_ε — коэффициент диффузии по энергии, пространственный коэффициент диффузии

$$D = \frac{v^2 v}{3}, \quad (18)$$

$$V_\varepsilon = \frac{2m}{M} v w.$$

Для монохроматического поля с амплитудой $E_{0\omega}$, например, имеем

$$D_\varepsilon = \frac{e^2 E_{0\omega}^2 v^2 v}{6(\omega^2 + v^2)}. \quad (19)$$

В результате уравнение Больцмана сводится к простой форме уравнения диффузии по полной энергии и по координатам. Поток по оси энергии

$$\Gamma_\varepsilon = - \left(D_\varepsilon(\mathbf{r}, w, t) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + V_\varepsilon(w) f_0 \right), \quad (20)$$

тогда как дифференциальный пространственный поток (плотность потока электронов с энергией ε , приходящаяся на единичный интервал энергии)

$$\Phi(\varepsilon, \mathbf{r}) = - \frac{v^3}{v(v)} \nabla_\varepsilon f_0(\varepsilon, \mathbf{r}). \quad (21)$$

В разрядах низкого давления упругие столкновения (второй член в правой части (20)) обычно вносят небольшой вклад в баланс энергии. Поэтому ниже мы для простоты опустим этот член в (17). Выражение для коэффициента диффузии по энергии D_ε (19) имеет простую наглядную интерпретацию. Так как ФРЭ почти изотропна, то направленная скорость Δv мала по сравнению с хаотической. Уравнение для неё имеет вид

$$m \frac{d\Delta v}{dt} = e \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) - m v \Delta v.$$

При столкновении направленная скорость переходит в хаотическую. Другими словами, каждое столкновение эквивалентно случайно направленному шагу вектора скорости порядка $\Delta v = e E_{0\omega} / [m(v - i\omega)]$. Шаг по энергии при этом

$$\Delta \varepsilon = m v \Delta v \cos \theta,$$

где θ — угол рассеяния. Таким образом, формула (19) представляет собой стандартное выражение для коэффициента диффузии, равное произведению квадрата среднего шага случайных блужданий (по энергии) на частоту этих шагов v :

$$D_\varepsilon = \langle (\Delta \varepsilon)^2 v \rangle = \frac{e^2 E_{0\omega}^2 v^2 v}{6(\omega^2 + v^2)}, \quad (22)$$

причём множитель $1/6$ появляется в результате усреднения по высокочастотным колебаниям и по $\cos^2 \theta$.

В пространственно однородной плазме интерпретация уравнения (17) как условия сохранения потока по энергии Γ_ε была предложена Эллисом [89]. Удобство этой интерпретации становится особенно очевидным при переходе к неоднородной плазме (см., например, [90, 91]).

5. Положительный столб разряда постоянного тока

Положительный столб (ПС) тлеющего разряда постоянного тока является, пожалуй, наиболее изученным газоразрядным объектом. Стационарность, простота его реализации и диагностики, а также, что немаловажно, сравнительная дешевизна экспериментов, делают его наиболее удобным объектом для изучения кинетических явлений. При анализе макроскопических эффектов нелокальности ФРЭ в этом случае оказывается проще включить в полную энергию только радиальный потенциал $\varphi(r)$, а коэффициент диффузии по энергии определить как

$$D_\varepsilon = \frac{(\Delta\varepsilon)^2 v}{3} = \frac{e^2 E^2 \lambda^2 v}{3}, \quad (23)$$

где E — однородное продольное поле, λ — длина свободного пробега.

Традиционное локальное гидродинамическое приближение справедливо, если

$$R \gg \lambda_e \gg \lambda^*. \quad (24)$$

В этом случае изотропную компоненту ФРЭ можно факторизовать:

$$f_0(r, w) = n(r) F\left(w, \frac{E}{p}\right), \quad (25)$$

где функция $F(w, E/p)$ является нормированной на единицу и зависит только от локального значения E/p .

Если радиус ПС удовлетворяет противоположному неравенству,

$$R \ll \lambda^* \ll \lambda_e, \quad (26)$$

то изотропная компонента ФРЭ запертых амбиполярным полем электронов зависит от полной энергии, $f_0(\varepsilon)$, тогда как малые поправки к ней, зависящие от радиуса, ответственны за формирование дифференциальных пространственных потоков (21). Так как перемещение электрона происходит гораздо быстрее, чем изменение его энергии, то эти потоки при разных значениях ε независимы друг от друга и даже могут быть противоположно направленными [90, 92, 93].

В уравнении (17) главными являются радиальные члены; они могут быть исключены с помощью усреднения по области, доступной для электрона с энергией ε , так что (21) сводится к одномерному уравнению. Удивительный результат состоит в том, что как в предельном случае локальной ФРЭ, так и в этом полностью противоположном нелокальном предельном случае, форма кинетического уравнения оказывается одинаковой; единственное различие состоит в замене кинетической энергии w в локальном случае полной энергией ε в нелокальном.

Таким образом, в полностью нелокальном случае (26):

1. Электронная кинетика полностью описывается с помощью одной функции от полной энергии электрона.

2. Независимо от числа пространственных координат эта функция от полной энергии определяется одномерным усреднённым обыкновенным дифференциальным уравнением.

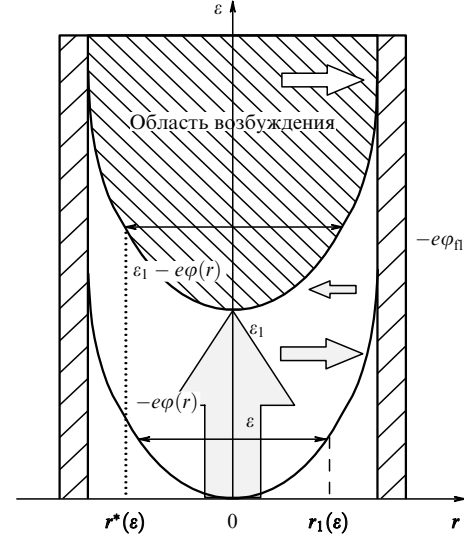


Рис. 3. Плоскость (ε, r) для запертых электронов. Доступный для электронов объём ограничен условием $\varepsilon \geq -e\varphi(r)$. В заштрихованной области возбуждения $r < r^*(\varepsilon)$ энергия электронов $w > \varepsilon_1$ и они способны возбуждать нейтральные частицы. Положение точки поворота $r_1(\varepsilon)$ удовлетворяет условию $\varepsilon = -e\varphi(r_1)$. Вертикальная стрелка соответствует потоку энергии Γ_ε (20), обусловленному джоулевым нагревом, а горизонтальные стрелки соответствуют дифференциальным пространственным потокам Φ (21).

3. ФРЭ от кинетической энергии в любой точке может быть восстановлена из $f_0(\varepsilon)$ с помощью "обобщённого соотношения Больцмана" [92, 93].

Процедура усреднения величины G определена согласно

$$\bar{G}(\varepsilon) = \frac{1}{V_0} \int_{V_{ac}} G(\varepsilon, r) dV. \quad (27)$$

Здесь V_0 — полный объём разряда, а доступный объём V_{ac} задаётся соотношением

$$\varepsilon \geq -e\varphi(r). \quad (28)$$

Граница доступного объёма V_{ac} в (27) удовлетворяет $w(S_{ac}) = 0$. В пренебрежении потерей энергии при упругих ударах уравнение для запертых электронов (17) сводится к

$$-\frac{d}{d\varepsilon} w^{1/2} \left(D_\varepsilon(\varepsilon) \frac{df_0^{(0)}(\varepsilon)}{d\varepsilon} \right) = \overline{w^{1/2} \text{St}^{\text{inel}}(w)} f_0^{(0)}(\varepsilon). \quad (29)$$

Здесь

$$\overline{w^{1/2} \text{St}^{\text{inel}}(w)} f_0^{(0)}(\varepsilon) = - \sum_k \left[\overline{w^{1/2} v_k^*(w)} f_0^{(0)}(\varepsilon) - \overline{w^{1/2} v_k^*(w + \varepsilon_k)} f_0^{(0)}(\varepsilon + \varepsilon_k) \right], \quad (30)$$

$$\overline{w^{1/2} v_k^*(w)} = \frac{1}{V_0} \int_{w(r) \geq \varepsilon_k} w^{1/2}(r) v_k^*[w(r)] dV.$$

Последнее усреднение выполняется по удовлетворяющей условию $w > \varepsilon_k$ области возбуждения, в которой происходят столкновения, сопровождаемые возбуждением k -го уровня (рис. 3).

Следует подчеркнуть, что усреднение (27), (30) кинетического уравнения (17) — это просто математическое отражение того физического факта, что пространственная диффузия происходит гораздо быстрее, чем диффузия по энергии. При этом энергия, получаемая электроном от греющего поля, перераспределяется по всему доступному для него объёму, следовательно, весь этот объём участвует в формировании ФРЭ $f_0(\varepsilon)$. Процедура усреднения не связана с потерей информации, так что эта ФРЭ в комбинации с радиальным профилем потенциала содержит полную информацию об ФРЭ во всём объёме. "Обобщённое соотношение Больцмана", с помощью которого по известным функциям $f_0(\varepsilon)$ и $\varphi(r)$ можно восстановить ФРЭ от кинетической энергии во всём объёме, имеет вид

$$f_0(w, r) = f_0^{(0)}[\varepsilon = w - e\varphi(r)]. \quad (31)$$

Процедура восстановления показана на рис. 3.

Трубопроводная ФРЭ (8), которая соответствует джоулеву нагреву, доставляющему электроны без потери энергии в упругих столкновениях в хвост ФРЭ, где они претерпевают неупругие удары, в приближении поглощающей границы ($v^*(\varepsilon) \rightarrow \infty$) приобретает простой вид:

$$f_0^{(0)}(\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_1} \frac{d\varepsilon'}{w^{1/2} D_\varepsilon(\varepsilon')}. \quad (32)$$

Для нелокальной ФРЭ граница между телом и хвостом ФРЭ, где начинается её быстрый спад, соответствует $\varepsilon = \varepsilon_1$ (см. рис. 3), в отличие от $w = \varepsilon_1$ в локальном случае.

На первый взгляд кажется парадоксальным, что нелокальная ФРЭ на периферии спадает вследствие неупругих ударов в той области фазового пространства, где эти удары не происходят, а именно при $w < \varepsilon_1$, $\varepsilon > \varepsilon_1$. Причина состоит в том, что при этих значениях ε неупругие столкновения происходят в центре, тогда как дифференциальный пространственный поток, обусловленный малой добавкой к ФРЭ, $f_0^{(1)}(\varepsilon, r)$, доставляет частицы с периферии в центр, где и происходят неупругие удары. Хотя поправка $f_0^{(1)}$ мала, дивергенция обусловленных ею дифференциальных потоков оказывается значительной. Заметим, что размер области, доступной для электрона с энергией ε , возрастает с увеличением ε . Поэтому при $\varepsilon < \varepsilon_1$ дифференциальный радиальный поток направлен наружу. С другой стороны, электроны с энергией $\varepsilon > e\varphi_0$ уходят на стенку сосуда, плавающий потенциал которой равен φ_0 . Это означает, что дифференциальный поток этих электронов на периферии тоже направлен наружу.

Эта сложная картина, в которой разные группы электронов ведут себя практически независимо, никак не укладывается в прокрустово ложе любой модификации гидродинамического приближения, которое оперирует характеристиками "среднего советского электрона". В нашем примере это приближение даёт малый радиальный поток порядка $n_e D_{\text{amb}}/R$, где D_{amb} — коэффициент амбиполярной диффузии. Из рисунка 3 нетрудно видеть, что этот малый поток является результатом почти полной компенсации гораздо более значительных противоположно направленных дифференциальных потоков, которые переносятся электронами, принадлежащими разным частям ФРЭ.

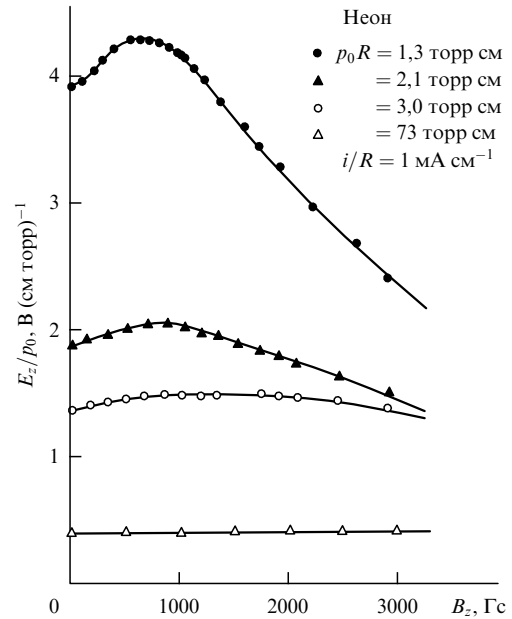


Рис. 4. Зависимости $E_z(B_z)$ в Ne при $I/R = 1 \text{ mA cm}^{-1}$ и различных значениях $p_0 R$ [94].

Попытки гидродинамически описать электронный поток энергии приводят к таким же парадоксам. Так как амбиполярный электронный поток очень мал, то в гидродинамическом приближении поток энергии связан только с электронной теплопроводностью. Профиль "электронной температуры" $T_e(x)$ определяется телом ФРЭ, $\varepsilon < \varepsilon_1$. Следовательно, градиент $T_e(x)$, определяющий поток теплопроводности, зависит от вида функций $v(w)$, а также от радиального профиля потенциала $\varphi(r)$. Поэтому не исключена возможность физически бессмысленного потока тепла, направленного в сторону возрастания "температуры".

Для электронной плотности имеем

$$n_e(r) = \frac{4\pi\sqrt{2}}{m^{3/2}} \int_{-e\varphi(r)}^{\infty} \sqrt{\varepsilon + e\varphi(r)} f_0(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (33)$$

В случае максвелловской ФРЭ (33) переходит в соотношение Больцмана.

То, что нелокальная ФРЭ $f_0(\varepsilon)$ зависит только от полной энергии, чрезвычайно упрощает численное моделирование. Независимо от числа пространственных измерений ФРЭ определяется обыкновенным дифференциальным уравнением. Конечно, радиальная неоднородность и поле неявно входят в усреднённые значения коэффициентов этого уравнения (29). Однако вычисление кратных интегралов несравненно проще, чем решение уравнения в частных производных.

Влияние нелокальности ФРЭ на ПС убедительно иллюстрирует рис. 4. На нём изображена измеренная в [94] зависимость продольного электрического поля в ПС от напряжённости продольного магнитного поля B_z . Так как поле E_z определяется условием стационарного поддержания ПС (9), то оно должно уменьшаться с возрастанием среднего времени жизни заряженных частиц. Поэтому с увеличением магнитного поля, подавляющего радиальный перенос частиц, должна уменьшаться доля электронов в хвосте ФРЭ, а значит, и поле E_z . С этой точки зрения совершенно понятен спад зависимостей

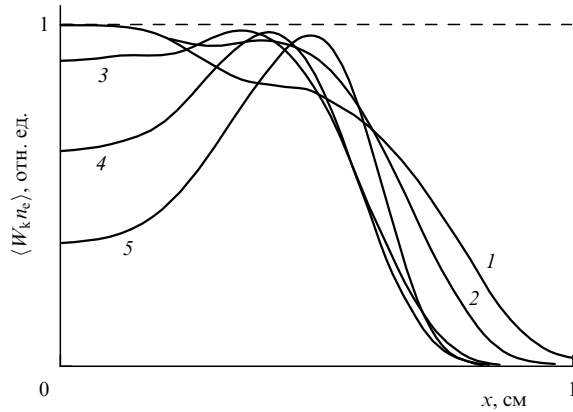


Рис. 5. Радиальные профили суммарной скорости возбуждения атомов аргона в положительном столбе [96, 97] при $E_z = 5 \text{ В см}^{-1}$, $p = 3 \text{ торр}$ и $-e\varphi(x) = a\varepsilon_1(x/R)^3$ для различных значений a : 0 (штриховая линия); 0,25 (1); 1 (2); 1,5 (5).

$E_z(B_z)$, обусловленный возрастанием амбиполярного времени жизни (10) с B_z . Он наблюдается при таких значениях B_z , при которых электронный перенос поперёк магнитного поля становится значительно меньше ионного. Но этот механизм, который включается при сравнительно большом магнитном поле, не может объяснить начальные участки зависимостей $E_z(B_z)$, на которых электрическое поле возрастает с увеличением магнитного. Эти участки наблюдаются при относительно малом B_z , когда амбиполярная диффузия определяется ионами и не зависит от B_z . Оценки показывают, что максимумы зависимостей $E_z(B_z)$ соответствуют переходу от нелокальной ФРЭ к локальной. Дело в том, что спад полностью нелокальной ФРЭ из-за неупругих ударов имеет место при $\varepsilon > \varepsilon_1$. На периферии плазмы это соответствует кинетической энергии $w > \varepsilon_1 + e\varphi(r)$, которая значительно ниже, чем ε_1 . Значит, в нелокальном ПС процессы возбуждения и ионизации на периферии гораздо более подавлены, чем в локальном. Другими словами, максимум скорости ионизации в центре при нелокальной ФРЭ значительно острее, чем максимум концентрации. Следовательно, расстояние, которое в среднем проходит ион между местом рождения и местом его гибели (стенкой), а значит, и соответствующее время в нелокальном случае больше, чем в локальном. Поэтому для стационарного поддержания нелокального ПС необходимо несколько меньшее поле E_z , увеличивающееся с возрастанием B_z . Эта картина подтверждается результатами самосогласованных расчётов [95].

Так как время релаксации энергии на хвосте ФРЭ $(v^*)^{-1}$ значительно меньше, чем соответствующее время τ_e для её тела, с возрастанием давления условие нелокальности сначала нарушается при больших энергиях, так что ФРЭ f_0 здесь начинает зависеть и от ε , и от координат. При этом в достаточно широком интервале давлений имеет место промежуточная нелокальность, когда от полной энергии зависит только тело ФРЭ, тогда как её хвост является локальным. Причём профили скоростей возбуждения атомных уровней, а значит, и профили интенсивности излучения линий, профили концентрации возбуждённых и метастабильных частиц, а также и других характеристик могут быть немонотонными [96, 97] (рис. 5).

Физический механизм этого явления можно уяснить из рис. 3. На оси ПС приход электронов в область возбуждения $\varepsilon > e\varphi + \varepsilon_1$ обусловлен только потоком по энергии Γ_e , т.е. джоулевым нагревом в продольном поле. Тогда как на периферии ПС включается дополнительный механизм: электрон может набрать энергию $\varepsilon > \varepsilon_1$ при $w < \varepsilon_1$, там, где неупругие удары отсутствуют, и после этого за счёт пространственной диффузии переместиться ближе к оси, набирая кинетическую энергию в радиальном поле до тех пор, пока она не станет больше ε_1 , так что этот электрон сможет совершить акт возбуждения. Другими словами, такой электрон на периферии нагревается продольным полем, тогда как дальнейшее его нагревание до $w > \varepsilon_1$ осуществляет радиальное поле при диффузионном перемещении к оси. Этот процесс представляет собой своего рода "диффузионный нагрев" таких электронов, так как их дифференциальный поток Φ направлен к оси и амбиполярное поле совершает над ними работу. Очевидно, что это явление никак не может быть отображено в рамках традиционного гидродинамического описания, в котором все электроны нагреваются или охлаждаются полем, тогда как в данном случае тело ФРЭ, при $(\varepsilon < \varepsilon_1)$, охлаждается амбиполярным полем, а хвост $(\varepsilon > \varepsilon_1)$ им нагревается.

До сих пор остаётся неясной проблема так называемого парадокса Ленгмюра, т.е. причина, по которой в ПС низкого давления,

$$R < \lambda, \quad (34)$$

наблюдаются ФРЭ, близкие к максвелловским. В 1925 г. Ленгмюр писал: "Из полного отсутствия излома при потенциале стенки на полулогарифмических графиках мы должны заключить, что время релаксации, соответствующее механизму, благодаря которому электроны приобретают максвелловское распределение, мало по сравнению со временем, за которое электрон пересекает трубку..." [98]. В итоговом обзоре 1930 г. [99] он повторил: "Механизм, благодаря которому так быстро устанавливаются эти максвелловские распределения в ионизованном газе, не понят... в ионизованном газе какие-то дополнительные и более эффективные агенты должны быть в основном ответственны за рассеяние скоростей".

Габор с сотрудниками [62] наблюдали некие колебания в пристеночной области и предположили, что эти колебания ответственны за максвеллизацию ФРЭ. Однако до сих пор наличие таких колебаний (или, по крайней мере, их универсальное присутствие в разрядах низкого давления) остаётся сомнительным. Кроме того, влияние колебаний на ФРЭ обусловлено достаточно сложными процессами (см., например, [77]), так что совершенно не очевидно, что они приводят к формированию именно максвелловской ФРЭ.

Так, например, электроны, запертые в потенциальной яме амбиполярного потенциала, не могут достичь периферии плазмы и взаимодействовать с колебаниями, если последние там имеются. С другой стороны, предположение Ленгмюра в том, что уход быстрых электронов на стенку должен приводить к излому ФРЭ при $\varepsilon = |e\varphi_n|$, выглядит сегодня чересчур грубым. Дело в том, что характерным временем ухода на стенку при условии (34) является не время пролёта $\tau_f = (R\sqrt{m/e\varphi_n})$, а намного большее время, за которое быстрый электрон при упругом рассеянии попадет в малый конус выхода. Это время, которое превышает даже время между столкнове-

ниями v^{-1} , обращается в бесконечность при $\varepsilon = |e\varphi_0|$, плавно уменьшаясь с ε . Поэтому излом ФРЭ при $|e\varphi_0|$, который соответствует границе между запертыми и пролётными электронами, при условии (34) размывается, так что обнаружить его в опыте является непростой задачей. Представляется, что для окончательного решения задачи о механизме "максвеллизации" ФРЭ при низких давлениях необходимо прежде всего [63] выполнить тщательные эксперименты в сочетании с точными (желательно самосогласованными) численными расчётами.

Вопрос о влиянии ухода быстрых электронов на стенку и обусловленной этим анизотропии ФРЭ тесно связан с общей проблемой измерения анизотропии ФРЭ. Применимость двучленного приближения (6) означает, что анизотропия, обусловленная полем или неоднородностью плазмы, мала и ряд для ФРЭ по сферическим гармоникам быстро сходится.

Важным исключением является ФРЭ в конусе выхода, возникающем из-за ухода быстрых электронов на стенку [100, 101]. Электроны, скорость которых лежит в конусе выхода, свободно уходят на стенку с расстояния порядка λ . Симметричный антиконус потерь у стенки является пустым. Он заполняется за счёт упругих столкновений. Так как ФРЭ экспоненциально спадает с увеличением энергии (в частности, и из-за ухода электронов на стенку), то основной интерес представляют электроны, энергии которых лишь немного превышают $e\varphi_0$:

$$\varepsilon - e\varphi_0 \ll \varepsilon, e\varphi_0. \quad (35)$$

Поэтому как конус выхода, так и антиконус, малы. Учитывая последнее обстоятельство, можно пренебречь рассеяниями, переводящими электроны обратно из этих конусов в телесный угол, соответствующий запертым электронам. При этом кинетическое уравнение для электронов приобретает такой же вид (29), как и при $\varepsilon < e\varphi_0$; единственное различие состоит в появлении дополнительного члена $f_0(\varepsilon)v_{\text{esc}}(\varepsilon)$ в правой части уравнения, учитывающего уход электронов в конус выхода.

Уравнение в антиконусе выхода при $R \gg \lambda$ имеет вид

$$\frac{dF}{dx} = \frac{F - f_0}{\lambda}, \quad (36)$$

где F — ФРЭ в антиконусе выхода, f_0 — изотропная (почти) ФРЭ запертых электронов, ось x совпадает с нормалью к стенке. Учитывая, что ФРЭ f_0 зависит от координаты с большим пространственным масштабом, получаем решение

$$F(\varepsilon, x) = f_0(\varepsilon) \left(1 - \exp \frac{x}{\lambda} \right). \quad (37)$$

Эта ФРЭ имеет резкий скачок при угле θ_0 , соответствующем границе антиконуса выхода, а высота последнего экспоненциально убывает по мере удаления от стенки. Плохая сходимость рядов по сферическим гармоникам для ФРЭ является следствием этого скачка. В случае ограниченной плазмы низкого давления конус выхода, соответствующий правой стенке, перекрывается с антиконусом от левой и наоборот. Анизотропия ФРЭ, соответствующая антиконусу выхода, наблюдалась, например, в [101 – 103].

6. Высокочастотные разряды

В высокочастотных (ВЧ) разрядах электрическое поле состоит обычно из двух компонент. ВЧ-поле греет электроны и формирует ФРЭ. Смещение ионов за период ВЧ-поля обычно мало, так что их движение контролируется стационарным (или квазистационарным) потенциальным амбиполярным полем, аналогичным изображённому на рис. 3.

Убедительное доказательство нелокальности ФРЭ для ёмкостного (ВЧЕ) разряда было получено в [104], для разряда на поверхностных волнах — в [105], для индукционного — в [106] (рис. 6).

Заметим, что в нелокальном случае в уравнение (29) для $f_0(\varepsilon)$ входит только усреднённый по доступному объёму коэффициент $w^{1/2}D_e$. Поэтому даже если коэффициент диффузии по энергии D_e , характеризующий энергоклад, сильно асимметричен, распределение амбиполярного потенциала и плотности плазмы оказываются симметричными относительно центра разряда. Небольшая остающаяся асимметрия связана с нарушением нелокальности (см. рис. 2).

Высокочастотное поле, определяющее $w^{1/2}D_e(\varepsilon)$ и греющее электроны, в ВЧ-разрядах максимально на периферии. В индукционных ВЧ-разрядах этот факт обусловлен скин-эффектом. Поскольку концентрация плазмы на периферии мала, а высокочастотный ток сохраняется, то и в ёмкостных разрядах высокочастотное поле, которое греет электроны, здесь тоже максимально. Амбиполярное поле запирает электроны с малой энергией в центре разряда, так что они не могут достичь его периферии, где максимально ВЧ-поле и сосредоточен основной энергоклад. Поэтому в нелокальном режиме электроны с малой ε медленно набирают энергию от малого ВЧ-поля в центре. Так как величина усреднённого по доступному сечению коэффициента $w^{1/2}D_e(\varepsilon)$, определяющая наклон ФРЭ $f_0(\varepsilon)$, для них мала, то ФРЭ, измеряемая в центре разряда, состоит из двух сильно различающихся участков. Участок, соответствующий малым значениям ε , описывает электроны, которые не могут достичь области максимального энергоклада. Поэтому для них велик наклон ФРЭ и мала "температура". Электроны с большой энергией нагреваются большим ВЧ-полем на периферии; наклон ФРЭ для них гораздо меньше. Этот сценарий формирования "двух-температурных" ФРЭ, содержащих много холодных электронов в центральной области, иллюстрируется на рис. 7. Увеличение наклона хвоста ФРЭ ($\varepsilon > \varepsilon_1$), обусловленное влиянием неупругих ударов, приводит к формированию "трёхтемпературной" ФРЭ.

Электрическое поле в ВЧЕ-разряде является потенциальным. Оно состоит из высокочастотной и квазистационарной компонент. В центральной области, которая занята квазинейтральной плазмой, и высокочастотная компонента $\tilde{E}(r, t)$, которая греет электроны, и квазистационарное амбиполярное поле малы. Такая же ситуация имеет место и в слое в течение плазменной фазы, когда он "залит" электронами [108]. Поскольку концентрация заряженных частиц убывает от центра к периферии, то и высокочастотная, и квазистационарная компоненты поля в плазме и в плазменной фазе слоя возрастают к периферии. В течение фазы объёмного заряда плазменные электроны в слое отсутствуют. Толщина границы между плазмой и объёмным зарядом, которая осцилли-

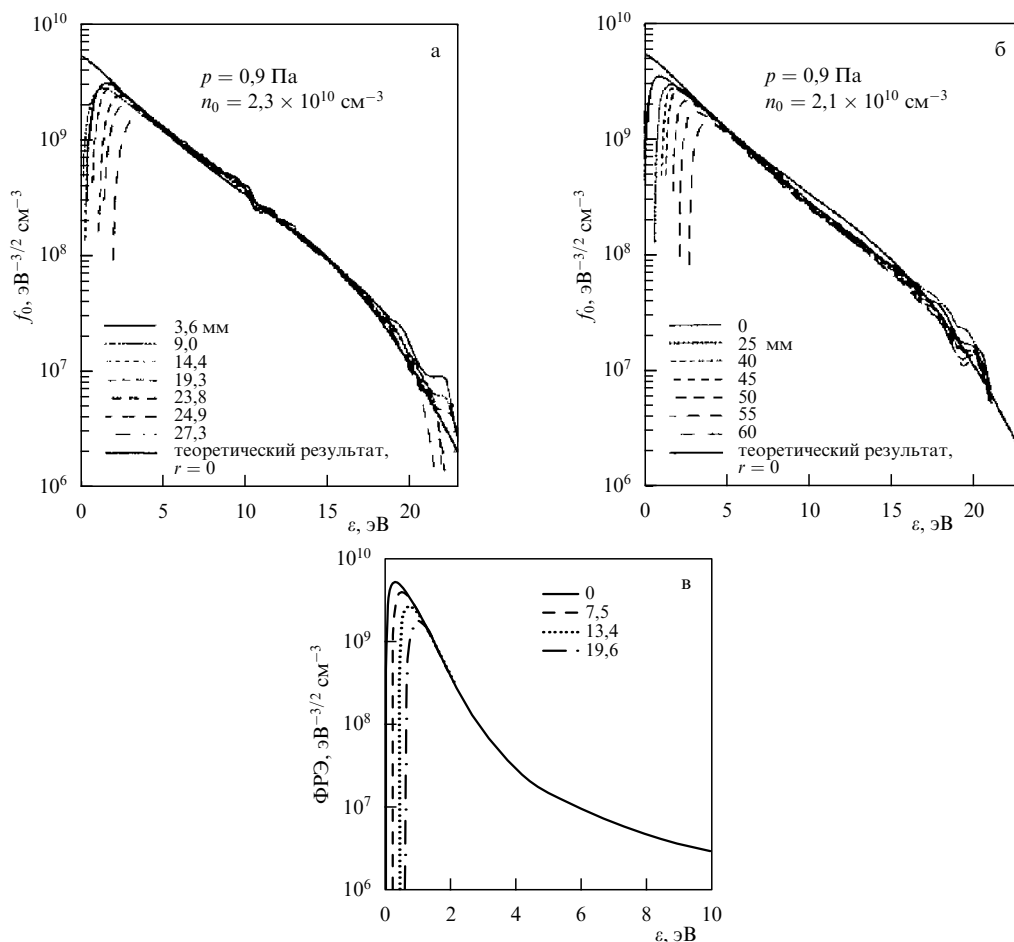


Рис. 6. Нелокальные ФРЭ $f_0(\varepsilon)$ в ВЧ-разрядах в цилиндрических сосудах в Ag при 13,56 МГц. (а) ВЧЕ-разряд [104]; для каждой кривой указано расстояние r [мм] от средней плоскости; (б, в) индукционный (ВЧИ) разряд, ФРЭ вдоль оси цилиндра (б) и в средней плоскости на разных расстояниях от оси (в), $L = 6$ см; $R = 7,5$ см [106].

рует с частотой приложенного напряжения, порядка дебаевского радиуса, мала по сравнению с толщиной слоя L_{sh} (рис. 7а). Поэтому взаимодействие электронов с этой границей эквивалентно столкновениям с осциллирующей стенкой [64, 65]. Так как шаг блужданий по энергии, обусловленный столкновением электрона с этой двигающейся стенкой, определяется её скоростью, которая равна скорости дрейфа электронов на границе плазмы, то влияние этого механизма нагрева электронов на нелокальную ФРЭ, названного стохастическим, тоже может быть в принципе описано с помощью введения дополнительного механизма диффузии по энергии. Для этого надо ввести в кинетическое уравнение (29) дополнительное слагаемое в $w^{1/2} \overline{D}_e(\varepsilon)$. Подробный анализ стохастического нагрева электронов, который является основным механизмом энерговклада при низких давлениях и заменяет в этом случае джоулев нагрев, можно найти в [66, 68, 109, 110]. Стохастический нагрев в индукционных разрядах обсуждается в [66, 109].

Максимальный энерговклад на периферии характерен для многих разрядов. В случае ВЧЕ-разряда он обусловлен как омическим, так и стохастическим нагревом электронов. В первом случае причина состоит в том, что вследствие непрерывности тока осцилляторное электрическое поле максимально на периферии, где концентрация плазмы мала. Поэтому здесь велик шаг случайных блужданий по энергии (22), а значит, и велико

значение $\overline{D}_e$. Стохастический нагрев [74] также состоит в дополнительных случайных блужданиях по энергии, которые имеют место на периферии. Следовательно, среднее по доступной области значение коэффициента $w^{1/2} \overline{D}_e(\varepsilon)$ резко возрастает с увеличением ε (рис. 7в). В ВЧИ-разрядах энерговклад максимален на периферии из-за скин-эффекта [92, 93, 106].

Сходные ситуации имеют место в разрядах в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) [111], в разрядах на поверхностных волнах [92, 93], в окрестности плазменного резонанса [109, 112]. В нелокальном режиме во всех этих случаях возможно формирование "двухтемпературных" ФРЭ с пиком холодных электронов в центре разряда. Пример для ВЧЕ-разряда приведён на рис. 8. Сходные "двухтемпературные" ФРЭ, обусловленные скин-эффектом, наблюдались и в индукционном разряде [107, 113–116].

Самосогласованное моделирование нелокального индукционного ВЧ-разряда в Ag в сочетании с его всесторонним экспериментальным исследованием было выполнено в [105] (см. также [107, 113–116]). При этом также наблюдались "двухтемпературные" ФРЭ, содержащие много медленных электронов в центральной области разряда. Согласие расчёта с экспериментом является удовлетворительным.

Если ВЧ-поле, греющее электроны, имеет резкий максимум, размеры которого меньше длины пробега,

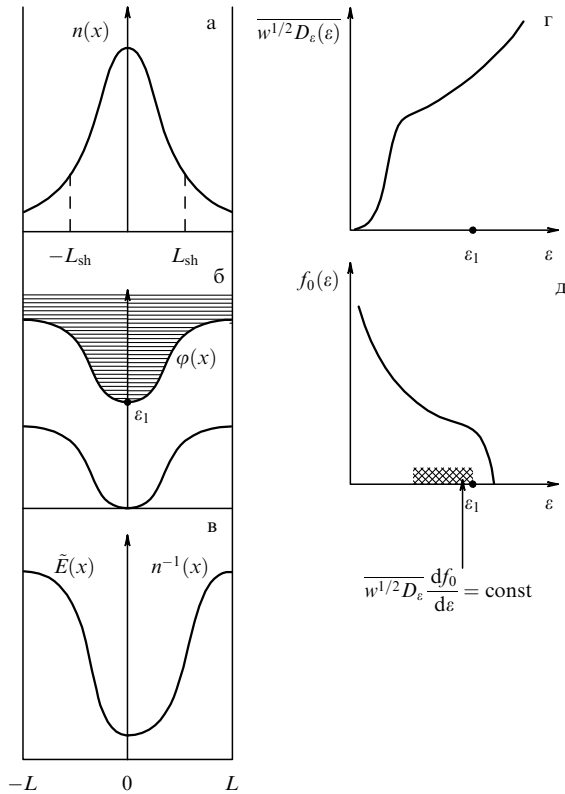


Рис. 7. Схема зависимостей в ВЧЕ-разряде [107]. Колоколообразные профили концентрации плазмы (а) приводят к колоколообразным амбиполяльному потенциалу $\varphi(x)$ (б) и профилю напряжённости осцилляционного поля (в). Так как при этом коэффициент $w^{1/2}D_e(\varepsilon)$ резко возрастает с увеличением ε (г), то возникают (д) "двухтемпературные" или даже "трёхтемпературные" ФРЭ.

то изменение электронной энергии при его прохождении имеет характер малых случайных толчков. Такая картина имеет место при стохастическом нагреве электронов в ёмкостном или индукционном ВЧ-разрядах [64, 65, 74].

В [107] получено простое выражение для усреднённого по доступному объёму коэффициента диффузии по энергии в нелокальном случае. При прохождении области СВЧ-резонанса электрон также получает толчок, величина и знак которого зависят от его фазы влёта в область резонанса.

При этом возникают вопросы: как выразить $\Delta\varepsilon$ и v в уравнении (22) через характеристики поля? Как выполнить усреднение по доступной области? При каких условиях последовательные толчки являются статистически независимыми?

Проще всего дело обстоит в столкновительном случае, $L > \lambda$, когда между двумя последовательными толчками электрон претерпевает столкновение. При этом корреляция между двумя последовательными толчками, испытываемыми электроном при прохождении области резонанса или при взаимодействии с сильным полем в слое объёмного заряда или в скин-слое, отсутствует; энергия, получаемая электроном при толчке, очевидно, переходит в хаотическую при последующих столкновениях с молекулами, и в выражении для усреднённого по доступной области значения $w^{1/2}D_e$ следует просто сложить квадраты значений всех толчков по энергии.

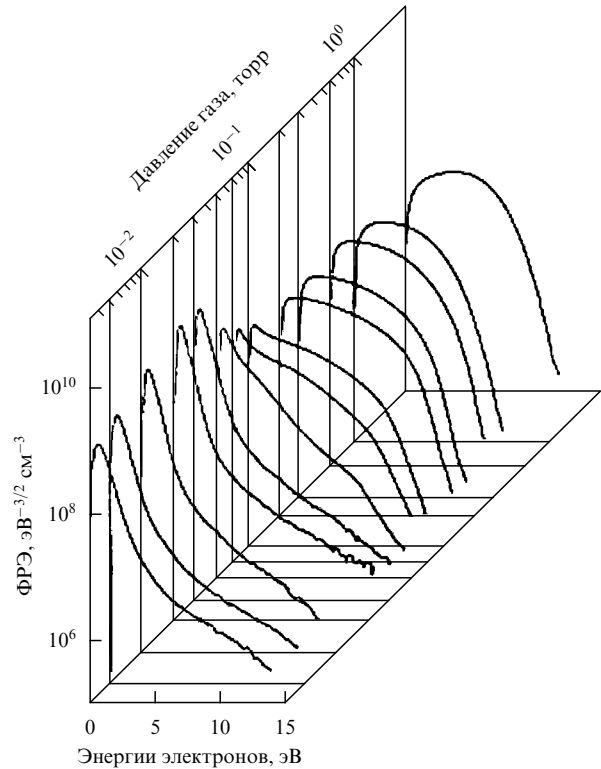


Рис. 8. ФРЭ при разных давлениях в ВЧЕ-разряде в Аг при $L = 6,7$ см, $j = 1$ мА см⁻² [104].

Если $L \ll \lambda$, то в ВЧЕ-разряде, например, последовательные толчки являются статистически независимыми, если выполняется критерий Чирикова [12]

$$\frac{\omega L \Delta v}{v^2} > \pi, \quad (38)$$

где Δv — изменение скорости при толчке или при достаточно частых столкновениях, $v > v(\Delta v / \omega L)^{1/2} / L$ (см. [66]). Толчок Δv равен удвоенной направленной электронной скорости у границы области объёмного заряда, которая намного меньше хаотической. Следовательно, при условии (38) стохастический нагрев электронов в ВЧЕ-разряде тоже соответствует диффузии по энергии. Выражение для коэффициента диффузии по энергии можно записать, аналогично (18), (22), в виде

$$D_e^{\text{stoch}}(\varepsilon) = \langle (\Delta\varepsilon)^2 \Omega \rangle,$$

где $\Omega(\varepsilon, \theta)$ — баунс-частота электрона с полной энергией ε , а усреднение должно быть выполнено по периоду ВЧ-поля и по углам скорости электрона. Если размер L мал по сравнению с длиной релаксации энергии $\lambda_\varepsilon, \lambda_\varepsilon^*$ (26), а частота ВЧ-поля превышает соответствующую частоту, то ФРЭ согласно (29) определяется только видом усреднённой по объёму и периоду поля функцией от полной энергии $\langle w^{1/2}D_e \rangle(\varepsilon)$. Эта функция представляет собой сумму квадратов шагов по энергии, которые совершают электроны с энергией ε во всём доступном для них объёме за единицу времени. Таким образом, ФРЭ удовлетворяет усреднённому кинетическому уравнению (29) с заменой коэффициента $w^{1/2}D_e(\varepsilon)$ (22) суммой двух коэффициен-

тов: столкновительного

$$\langle \overline{w^{1/2} D_\varepsilon^{\text{coll}}} \rangle(\varepsilon) = \frac{\sqrt{m/2}}{6L} \left\langle \int_0^{L(\varepsilon, t)} \frac{e^2 E_{0\omega}^2(x) v^3 v(v)}{\omega^2 + v^2(v)} dx \right\rangle$$

и стохастического

$$\langle \overline{w^{1/2} D_\varepsilon^{\text{stoch}}} \rangle(\varepsilon) = \int_0^{\theta(\varepsilon)} [mv V(t)]^2 \frac{v^2 \sqrt{m/2}}{4\pi L} d(\omega t). \quad (39)$$

Здесь $V(t)$ — скорость границы между плазмой и объёмным зарядом [68], $L(\varepsilon, t)$ — граница доступной области, $\theta(\varepsilon)$ — фаза, в течение которой электрон с энергией ε может достичь этой границы, $v(\varepsilon, x) = \sqrt{2(\varepsilon - e\phi(x))/m}$.

Так как и в ВЧЕ-разряде, и в ВЧИ-разряде низкого давления профили плотности плазмы являются колоколообразными, а нагрев электронов, как столкновительный, так и стохастический, сосредоточен на периферии, то различить эти механизмы в эксперименте — непростая задача. Представляется, что для однозначного ответа на этот вопрос необходимо детальное количественное сопоставление наблюдаемых ФРЭ с измеренными. Для ёмкостного разряда такая попытка, использующая модель ступенчатого профиля плотности плазмы [117], была предпринята в [118]. В последней работе наблюдалось резкое выполаживание ФРЭ при больших энергиях, которое авторы приписывают включению стохастического механизма нагрева электронов. Энергию, с которой начинается это выполаживание, можно отождествить с полной энергией, при превышении которой электроны могут достигать границы слоя и отражаться от границы между плазмой и объёмным зарядом.

Убедительные свидетельства нелокальности ФРЭ предоставляют явления, связанные с пространственным распределением излучения разряда. Так, переход от локальной ФРЭ к нелокальной при понижении давления сопровождается перемещением максимума свечения из области максимального энергоклада в центр разряда, изображённым на рис. 2. При этом максимум плотности плазмы тоже перемещается в центр, причём пики скорости возбуждения и интенсивности излучения должны быть острее, чем пик плотности плазмы.

Любопытное исключение из этого правила, согласно которому нелокальность ФРЭ сопровождается перемещением максимумов скорости возбуждения, интенсивности излучения и плотности плазмы в центр, представляет собой излучение из сферического сосуда, содержащего плазму в пролётном режиме, $R > \lambda$ [107, 119]. В этом случае ФРЭ зависит от двух переменных: полной энергии ε и момента количества движения μ , причём в центре разряда присутствуют только электроны с малыми значениями μ . С другой стороны, электроны с малым моментом μ падают на стенку почти нормально, так что если $\varepsilon > e\phi_n$, где ϕ_n — плавающий потенциал стенки, то электроны находятся в "конусе выхода" и свободно уходят на стенку. Соответствующие траектории оказываются практически пустыми. Таким образом, пространственное распределение интенсивности излучения зависит от того, лежит ли верхний рабочий уровень выше или ниже, чем $e\phi_n$. Так как при $\varepsilon < e\phi_n$ ФРЭ зависит только от ε , то интенсивность излучения линий с низким рабочим уровнем должна быть максимальна в центре. Тогда как

интенсивность линий, верхний рабочий уровень которых лежит выше $e\phi_n$, должна иметь максимум на периферии и минимум в центре, особенно ярко выраженные при периферийном механизме энергоклада. Эти явления, насколько нам известно, пока не наблюдались.

7. Катодная область разряда постоянного тока

В настоящее время стало ясным, что невозможно построить непротиворечивый сценарий сложных самосогласованных нелокальных процессов в прикатодной области тлеющего разряда постоянного тока, не взяв за основу кинетических представлений. По историческим причинам эта область традиционно подразделялась главным образом на основании визуальных признаков. Она делилась на катодное тёмное пространство, область отрицательного свечения (ОС) и фарадеево тёмное пространство (ФТП), переходящее в однородный или стратифицированный положительный столб (ПС). Однако оптические характеристики являются результатом самосогласованного взаимодействия ряда достаточно сложных кинетических и электродинамических процессов, так что целесообразнее выбрать за основу не характеристики излучения, а более фундаментальные кинетические и электрические свойства.

Прежде всего, прикатодная область состоит из квазинейтральной плазмы и слоёв положительного объёмного заряда, из которых основную роль играет прикатодный слой. К нему обычно приложена основная часть напряжения разряда; электроны в нём практически отсутствуют. Толщина границы между прикатодным слоем и плазмой порядка дебаевского радиуса — гораздо меньше толщины самого слоя. Поэтому её можно считать резкой. Ограничимся простейшей одномерной моделью аномального тлеющего разряда [120]. В этом случае, по-видимому, явления, связанные с двумерностью, не играют принципиальной роли.

У поверхности катода, $x = 0$, ток в основном переносится ионами, причём плотности электронного (j_e) и ионного (j_i) токов удовлетворяют равенству

$$j_e(0) = \gamma j_i(0), \quad (40)$$

где $\gamma \ll 1$ — коэффициент ионно-электронной эмиссии. Электрическое поле в слое велико (рис. 9а), а падение потенциала намного превосходит e_1 , e_2 , так что электроны, эмитированные катодом или возникшие в слое, быстро ускоряются и становятся способными к ионизации и возбуждению молекул. Концентрация их мала, так что при малых x эта часть слоя соответствует катодному тёмному пространству. Более тонкие детали свечения этой области обусловлены поведением сечений возбуждения. Функция распределения быстрых электронов, энергии которых намного превышают энергии возбуждения и ионизации, нелокальна, т.е. определяется не локальным значением E/p , а всем профилем потенциала выше по течению электронного потока. Быстрым электронам соответствуют штрихпунктирные стрелки на рис. 9а и кривая El I на рис. 9г. Их поток в слое возрастает экспоненциально и достигает максимума на границе плазмы. Поэтому интенсивное свечение начинается ещё в пределах прикатодного слоя. Быстрые электроны проникают в плазму, в которой поле на

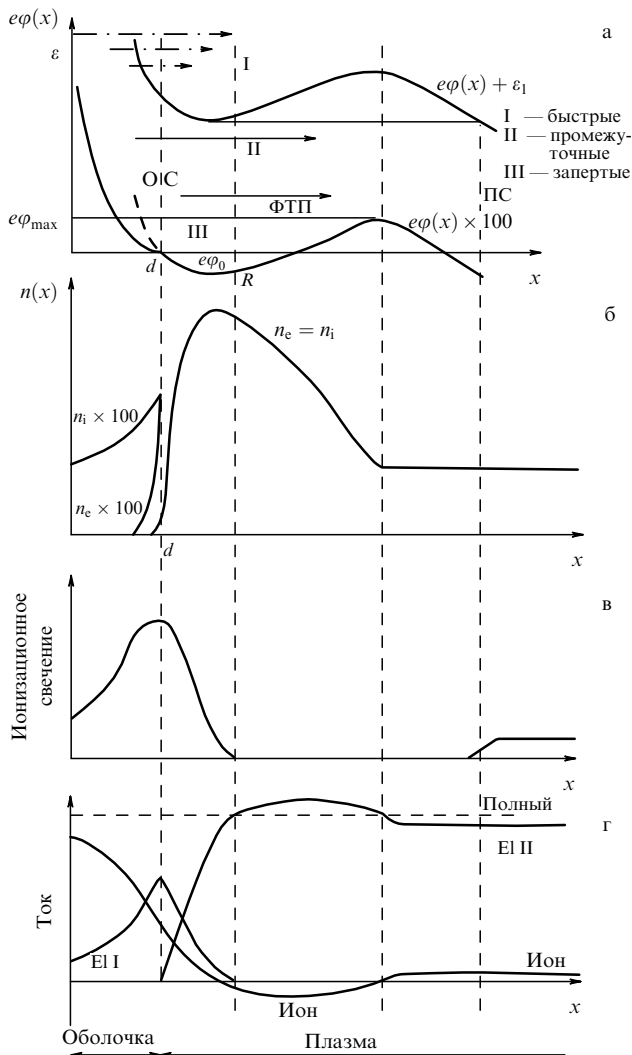


Рис. 9. Схематические зависимости профилей параметров плазмы в прикатодной области разряда постоянного тока согласно [120, 121]. Нижняя кривая на рис. а — профиль потенциала (масштаб потенциала в плазме увеличен); верхняя кривая удовлетворяет $\varepsilon = -e\varphi(z_2(\varepsilon)) + \varepsilon_1$. Сплошные стрелки соответствуют промежуточным электронам, а штрихпунктирные — быстрым.

2–3 порядка меньше, чем в слое, и вызывают в ней нелокальную ионизацию и свечение. Те электроны, которые родились вблизи от этой границы, имеют малую энергию и малый пробег, так что останавливаются (т.е. замедляются настолько, что становятся неспособными производить ионизацию и вызывать свечение) в плазме, недалеко от её границы с прикатодным слоем.

Дальше всех проникают в плазму самые быстрые электроны, которые были эмитированы непосредственно катодом. Таким образом, конец их пробега, $x = R$, и есть та точка, где заканчивается отрицательное свечение и начинается ФТП. Так как на границе плазмы, $x = d$, поток быстрых электронов максимален, то здесь максимальна и интенсивность излучения (рис. 9в), а также скорость ионизации. Поэтому, грубо говоря, половина ионизации в прикатодной области, которая трансформирует ток из ионного, в основном имеющего место у катода, в электронный, который доминирует в ПС, происходит именно в плазменной части ОС.

Таким образом, ОС состоит из двух частей, физические процессы в которых совершенно различны. Поток быстрых электронов в слое возрастает экспоненциально, так что часть ОС, принадлежащая слою, занимает лишь его небольшую область, прилегающую к границе с плазмой. Длина этой области порядка длины, на которой существенно возрастает поток быстрых электронов. Ионизация в плазменной части ОС, где поле является малым или даже обратным, также весьма значительна. Длина плазменной части определяется пробегом самых быстрых электронов, которые испускаются катодом. Эта простая модель, развитая в [120, 121], противоречит традиционной парадигме, согласно которой ионизация определяется локальным полем, а значит, возможна только в слое, где поле велико.

Согласно таунсендовскому условию стационарного поддержания разряда число ионов, образуемых одним эмитированным из катода электроном, должно быть равно γ^{-1} . Другими словами, ионы, родившиеся и в слое, и в плазменной части ОС, должны вернуться на катод. Ионы, родившиеся в слое, легко выносятся на катод сильным полем объёмного заряда. Однако ионный ток из плазменной части ОС, составляющий значительную часть полного тока, может транспортироваться только за счёт слабого механизма амбиполярной диффузии. Это возможно, только если в плазме имеется очень большой градиент концентрации. Так как длина ОС фиксирована, то концентрация плазмы в нём должна быть очень велика. Вблизи конца ОС при этом возникает максимальная концентрация плазмы, которая более чем на порядок превышает её значение в ПС (рис. 9б). При $x > R$ начинается ФТП. Диффузионный ток электронов из окрестности максимальной концентрации плазмы, направленный в сторону анода, намного превосходит полный ток, так что амбиполярное поле в окрестности максимума концентрации должно формировать потенциальную яму для электронов. Поэтому в направлении к аноду от максимума концентрации располагается область обратного поля. В достаточно длинной трубке концентрация в этой области спадает до значения, соответствующего ПС, причём в конце ФТП возникает максимум потенциала $e\varphi_{\max}$ и второе обращение поля (рис. 9а), соответствующее переходу к ПС.

При таком профиле потенциала ФРЭ естественным образом распадается на три группы, разделённые резкими границами. Первую из них (I) представляют собой быстрые электроны с энергиями, намного превышающими энергию возбуждения ε_1 и энергию ионизации ε_i . Эти электроны ответственны за ионизацию и излучение в прикатодной области. В плазме ОС быстрые электроны составляют ничтожную долю полной электронной концентрации, а в ФТП вообще отсутствуют, поэтому зондовые измерения в слое затруднительны и их зондовая диагностика малоперспективна. Обильную информацию о быстрых электронах могут дать профили интенсивности излучения.

Третья группа (III) состоит из запёртых электронов, энергии которых ниже потенциала второй точки обращения поля $e\varphi_{\max}$ (или потенциала анода в коротком разряде). Эти электроны не участвуют в протекании тока, так что источниками энергии для них могут служить только столкновения с нейтральными частицами и крайне редкие столкновения второго рода с возбуждёнными частицами и с малочисленными элект-

ронами двух других групп. Так как запертые электроны представляют собой основную часть электронной популяции в плазме ОС, то их ФРЭ является максвелловской с температурой, лишь ненамного превышающей комнатную, а следовательно, потенциал и их концентрация связаны соотношением Больцмана. Поэтому характерным масштабом потенциала в ФТП является комнатная температура, а перепад потенциала $\varphi_{\max} - \varphi_0$ в нём невелик по сравнению с ε_1 и ε_i , тогда как изменение плотности плазмы может быть весьма значительным.

По этой же причине вопрос об обратном поле в ОС и ФТП долгое время оставался дискуссионным. Дело в том, что при зондовых измерениях в разрядах затруднительно достичь точности, превышающей 1 эВ. Поэтому одни авторы (начиная с Дж.Дж. Томсона [122]) сообщали о наличии обратного поля, тогда как другие (см., например, [123]) его не наблюдали. К настоящему времени соображения, аналогичные вышеприведённым, получили подтверждение в измерениях поля по штарк-эффекту высоковозбуждённых состояний [124], а также во многих численных расчётах и сейчас наличие обратного поля в ФТП не подвергается сомнению.

Вторую группу (II) представляют собой промежуточные электроны с энергиями

$$e\varphi_{\max} < \varepsilon < e\varphi_0 + \varepsilon_1.$$

До тех пор пока промежуточные электроны не достигнут ПС, их кинетическая энергия невелика, так что их релаксация по энергии обусловлена только крайне медленной потерей энергии при упругих столкновениях с атомами. В пренебрежении этими процессами ФРЭ этих электронов даётся простым выражением, аналогичным (32):

$$f_0^{\text{int}}(\varepsilon) = \Phi(\varepsilon) \int_z^{z_2(\varepsilon)} \frac{dx'}{w^{1/2} D(\varepsilon, x')}, \quad (41)$$

где $\Phi(\varepsilon)$ — дифференциальный поток. Из рисунка 9 ясно видна причина формирования ФТП: здесь просто отсутствуют электроны с $w > \varepsilon_1$, поскольку быстрые уже затормозились, а промежуточные ещё не разогнались.

О наличии трёх групп электронов вблизи катода сообщал ещё Ленгмюр [61]. Подробное исследование ФРЭ в прикатодной области в рамках ленгмюровской методики выполнил Эмилиус с сотрудниками [125–128]. Первоначально эти группы классифицировались, как первичные, вторичные и конечные (ultimate). Однако в [127] высказывалась точка зрения, более близкая к современной, согласно которой быстрая группа — это электроны, ускоренные в катодном падении: "... Мы заключаем, что будем называть первичными быстрые электроны, безотносительно к месту их возникновения". Интерпретация авторами [127] двух групп медленных электронов и определение границы между ними была более смутной. Следует также отметить, что ФРЭ всех трёх групп ими предполагались *ad hoc* максвелловскими.

Насколько нам известно, единственная убедительная иллюстрация того, что ФРЭ в ФТП имеет вид (41), была получена в [129] для замагниченной плазмы разряда в скрещенных полях с замкнутым холловским дрейфом. Там наблюдалось также различие между запертыми электронами с максвелл-больцмановским распределением и промежуточными. На рисунке 10 приведено

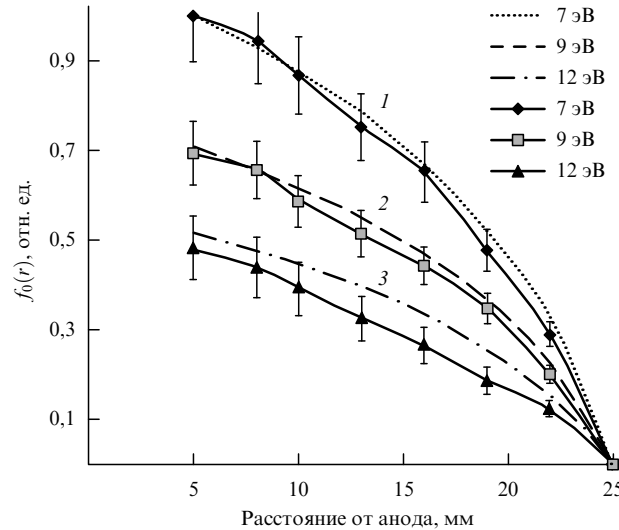


Рис. 10. ФРЭ промежуточных электронов II в He при разных значениях полной энергии [129].

сравнение измеренной ФРЭ промежуточных электронов с вычисленной согласно (41).

8. Анодная область разряда постоянного тока

Замкнутая самосогласованная теория анодной области разряда постоянного тока отсутствует, однако представляется очевидным, что её построение тоже невозможно без адекватного учёта электронной кинетики.

Основным объектом интересов Ленгмюра являлись относительно сильноточные дуги, в которых ФРЭ близка к максвелловской. Поэтому Ленгмюр использовал выражение

$$j = en_0 \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m}} \exp \frac{e\varphi}{T_e} \quad (42)$$

для плотности электронного тока на электрод при потенциале φ , помещённый в плазму, соответствующее максвелл-больцмановской ФРЭ. Так как полный ток мал по сравнению с хаотическим электронным током $en_0 \sqrt{8T_e/(\pi m)}$, то потенциал электрода относительно плазмы $e\varphi$ должен быть отрицательным и значительно превосходить T_e . Поэтому потенциал анода должен на несколько T_e/e превышать плавающий потенциал, при котором ионный и электронный токи равны:

$$\varphi_{\Pi} = -\frac{T_e}{e} \ln \sqrt{\frac{M}{m}}. \quad (43)$$

Однако обеднение хвоста ФРЭ, ответственного за ток на анод, достаточно значительно даже при использованных Ленгмюром величинах тока. Поэтому значения φ , φ_{Π} в действительности должны быть существенно меньшими, чем дают выражения (42), (43). Например, на рис. 11 приведены наблюдаемые и полученные из самосогласованных кинетических расчётов значения φ_{Π} . Видно, что расхождение является довольно значительным.

Так как в стационарном разряде число уходов быстрых электронов на стенку должно равняться числу ионизаций, причём и неупругие столкновения, и уходы на стенку приводят к экспоненциальному спаду ФРЭ с

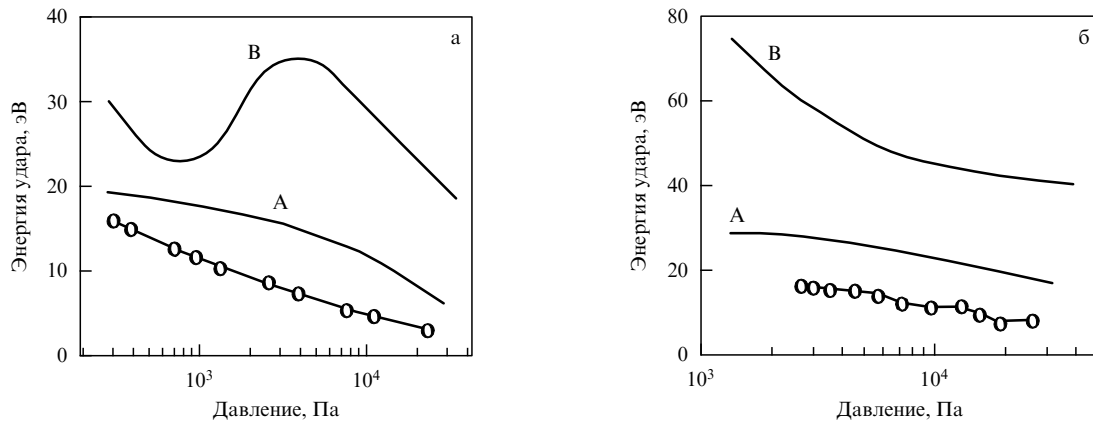


Рис. 11. Энергия ионов Ag (а) и He (б), падающих на изолированную стенку в индуктивном ВЧ-разряде [92, 93]. Эта энергия близка к плавающему потенциалу $e\varphi_{\text{п}}$. Кривые А вычислены с помощью нелокальной ФРЭ; кривые В соответствуют (43) при значениях T_e , равных $2/3$ от средней электронной энергии.

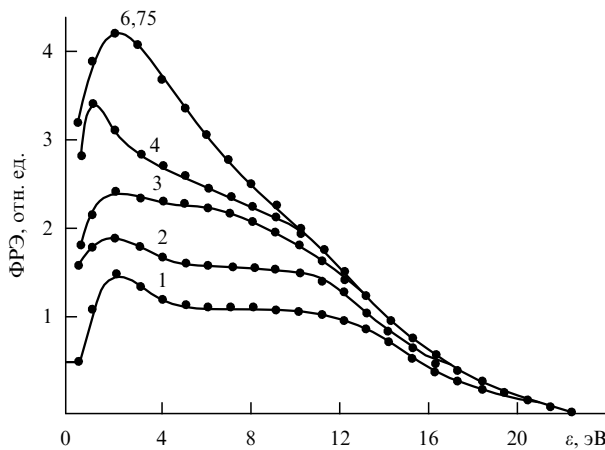


Рис. 12. ФРЭ на разных расстояниях от анода (указаны около кривых, см) в Ne, измеренные при давлении 1 торр, токе 19 мА, радиусе трубки 1,4 см. Длина области, в которой обеднена медленная часть ФРЭ, составляет $\varepsilon_1/eE_z = 6,75$ см.

увеличением энергии, то эффективный потенциал ионизации ε_i должен быть близок к $\varphi_{\text{п}}$. Иначе было бы невозможно уравнивать обе эти скорости потерь быстрых электронов. Если бы, например, значение $e\varphi_{\text{п}}$ было бы значительно меньше ε_i , то уход электронов хвоста ФРЭ на стенку приводил бы к экспоненциально малой скорости ионизации, недостаточной для поддержания разряда, и наоборот [130].

Этот сценарий соответствует отрицательному падению потенциала в прианодном слое, хотя и значительно меньшему, чем даваемому (5). При этом ионизация и возбуждение в прикатодном слое должны быть сильно подавлены, так что прианодная область должна быть тёмной. Между тем часто наблюдается также и положительное анодное падение потенциала, причём к самой поверхности анода прилегает ярко светящаяся тонкая плёнка [125, 126, 131, 132]. Грубо говоря, при больших токах потенциал анода относительно плазмы отрицателен, а при малых — положителен.

Модель положительного анодного падения была сформулирована фон Энгелем [133]; кинетический подход был развит в [134]. В этом случае ФРЭ имеет вид (32), (41), причём $\Phi(\varepsilon) = \text{const}$. Такие ФРЭ, обеднённые мед-

ленными электронами, наблюдались в [135]. Длина области плазмы, возмущённой наличием анода, оказывается весьма велика. Она равна $\varepsilon_1/(eE_z)$. Функции распределения здесь, приведённые на рис. 12, удовлетворительно согласуются с вычисленными согласно (41). Причина, по которой эта возмущённая область так долго оставалась незамеченной, состоит, по-видимому, в том, что хвост ФРЭ, ответственный за ионизацию и излучение, оказывается здесь практически невозмущённым, поэтому визуальную эту область невозможно отличить от положительного столба.

9. Страты

Так как плазма тлеющих разрядов крайне далека от термодинамического равновесия, то она подвержена многочисленным неустойчивостям. На нелинейной стадии неустойчивости могут развиваться пространственно неоднородные и/или нестационарные упорядоченные структуры, т.е. привести к различным формам самоорганизации разряда. Различные типы неустойчивостей рассмотрены, например, в [136, 137]. Наиболее известными из неустойчивостей, обусловленных кинетическими явлениями при ионизации, являются страты и контрагирование (шнурование) разряда. Мы остановимся здесь на стратах, связь простейших видов которых с электронной кинетикой уже надёжно установлена.

Так как стоячие страты (продольно-периодические стационарные светящиеся слои в разряде постоянного тока) легко видны невооружённым глазом, то история исследования страт, по существу, совпадает с историей изучения самого тлеющего разряда. При наблюдении визуально однородного ПС с помощью вращающегося зеркала достаточно давно было обнаружено, что в нём очень часто присутствуют бегущие страты. Поэтому высказывается мнение, что именно стратифицированная, а не однородная форма является типичной для ПС (рис. 13). В результате почти двухвековой упорной работы накоплен огромный экспериментальный материал о свойствах страт, который приведён, в частности, в [139–144].

Уровень понимания этого интересного явления до сих пор весьма далёк от совершенства. Огромное разнообразие видов страт, сложные зависимости их характеристик

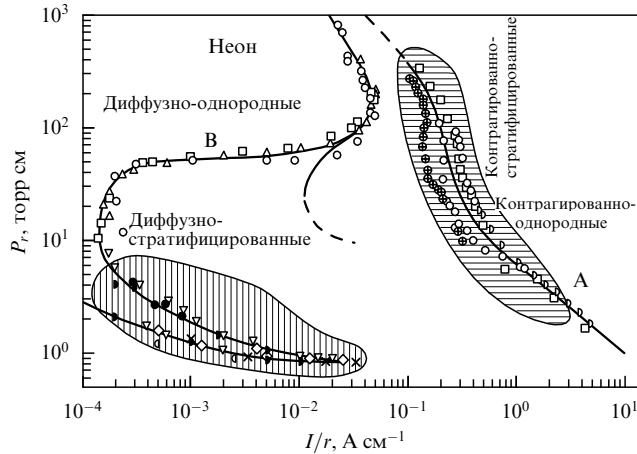


Рис. 13. Области существования бегущих страт разных типов в Ne согласно [138].

от условий разряда, а также недостаток сведений о кинетике ионизации, делают поиски объяснения страт достаточно трудной задачей. Дополнительным препятствием являлось также то обстоятельство, что долгое время, естественно, искали единый механизм возникновения страт. Поэтому практически все типы волн в плазме рассматривались как возможные кандидаты на место этого механизма. Только к 60-м годам прошлого века стало ясно, что страты представляют собой явление, присущее именно неравновесной газоразрядной плазме, в котором основную роль играют процессы генерации и переноса заряженных частиц. Поэтому страты, особенно бегущие, часто называют также ионизационными волнами. Ограничимся ниже рассмотрением ионизационных волн в инертных газах, которые наиболее подробно исследованы экспериментально; первые шаги в теоретическом понимании этого явления тоже были сделаны в этом направлении.

Области существования бегущих страт показаны на рис. 13. Верхняя по току граница А была обнаружена Пуппом [145]. Свойства ионизационных волн в Ag при параметрах, лежащих вблизи этой границы, были тщательно исследованы Воячком [146–149]. Во всей области между границей А и нижней границей В положительный столб стратифицирован. Вне области существования спонтанных страт, вблизи её границы, слабозатухающие ионизационные волны можно возбудить с помощью внешнего воздействия на ПС.

Из рисунков 13 и 14 видно, что при большом токе (горизонтально заштрихованная область на рис. 13) в ПС присутствуют страты только одного типа, параметры которых плавно зависят от разрядных условий.

При малом токе в окрестности границы В ситуация значительно сложнее. Наблюдаются волны трёх различных типов: S-, P- и R-страты. Главная их особенность состоит в том, что для страт одного типа падение потенциала на страте примерно постоянно (см. таблицу). Это соотношение называют правилом Новака [150]. Для S-страт это падение потенциала близко к ионизационному потенциалу ε_i (для инертных газов ε_i близко к энергии возбуждения первого атомного уровня ε_1), а для P-страт — близко к его половине. Напряжение на R-страте лежит между этими значениями. Эти факты в сочетании со сложным поведением ФРЭ в стратах [72]

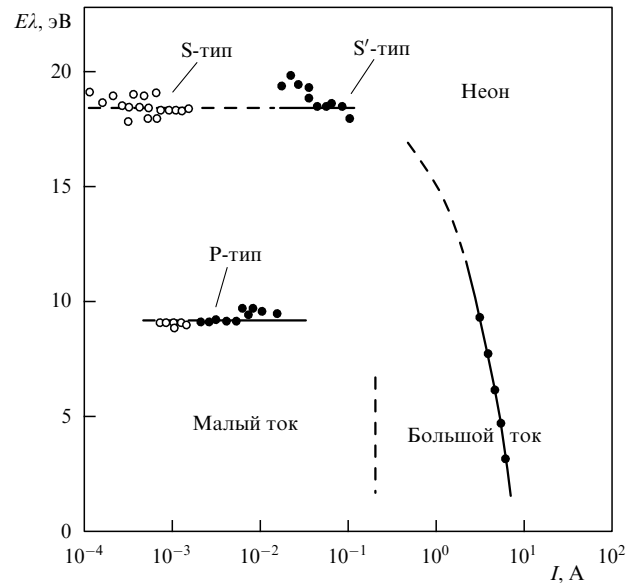


Рис. 14. Параметры спонтанных страт в Ne [138]. Видно, что при малых значениях тока хорошо выполняется правило Новака [150].

явно указывают на то, что кинетические явления играют здесь важную роль.

Первые попытки анализа ионизационной неустойчивости ПС, нелинейная стадия которой проявляется как наблюдаемые страты, были сделаны в рамках гидродинамического подхода. Рассмотрим возмущение поля в неоднородной токонесящей плазме. Продольный ток, который более чем на 99 % переносится электронами, выражается в виде

$$j_z = e \left(-n_e \mu_e E_z + D_e \frac{dn_e}{dz} \right). \quad (44)$$

Из закона сохранения тока в плазме, однородная концентрация которой $n_e^{(0)}$ имеет малую добавку $\tilde{n}_e(z, t)$, следует, что неоднородная добавка $\tilde{E}_z(z, t)$ к полю $E_z = E_z^{(0)} + \tilde{E}_z(z, t)$ состоит из двух компонент:

$$\tilde{E}_z = \tilde{E}_z^{(c)} + \tilde{E}_z^{(d)}(z, t) = -E_z^{(0)} \frac{\tilde{n}_e}{n_e^{(0)}} - \frac{T_e}{en_e^{(0)}} \frac{d\tilde{n}_e}{dz}. \quad (45)$$

В крупномасштабных возмущениях, волновое число которых k удовлетворяет $k < eE_z/T_e$, в выражении (45) доминирует первое, токовое, слагаемое. Это означает, что в сжатиях плазмы продольное поле E_z , которое нагревает электроны и формирует ФРЭ, меньше равновесного значения $E_z^{(0)}$, соответствующего балансу ионизации и потерь заряженных частиц. Так как в гидродинамическом приближении понижение поля в сжатиях приводит к уменьшению электронной температуры T_e , а скорость ионизации зависит от T_e экспоненциально, то в длинноволновых сжатиях плазмы резко падает скорость ионизации. Поэтому такие возмущения могут оказаться неустойчивыми только при весьма экзотических условиях, так что они вряд ли соответствуют такому распространённому явлению, как страты.

С другой стороны, свойства коротковолновых возмущений с $K = kT_e/(eE_z) \gg 1$ определяются не локальными балансами частиц и энергии, а, в первую очередь, электронными процессами переноса. Основная часть возму-

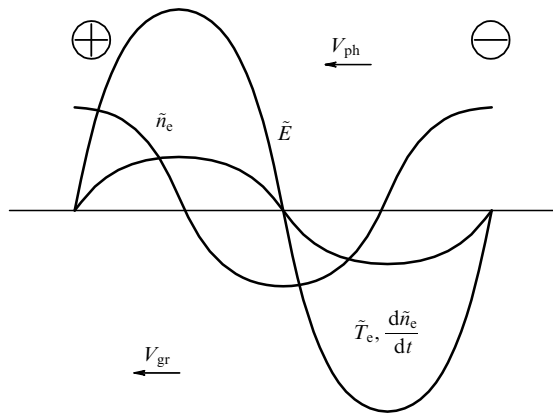


Рис. 15. Величины относительных возмущений в ионизационной волне при больших токах и фазовые сдвиги между ними.

жения $\tilde{E}_z$ представляет собой амбиполярное поле $\tilde{E}_z^{(d)}$, которое компенсирует электронную диффузию. Для синусоидального возмущения плотности $\tilde{n}_e$ возмущение поля $\tilde{E}_z^{(d)}$ сдвинуто на $\pi/2$ к катоду относительно $\tilde{n}_e$, а его относительная величина в $\sim K$ раз больше, чем $\tilde{n}_e$.

Возмущение $\tilde{T}_e$ определяется в основном балансом Джоулева нагрева электронов диффузионным полем $\tilde{E}_z^{(d)}$, которое пропорционально $\tilde{n}_e$ ($\sim K\tilde{n}_e$), и электронной теплопроводностью, пропорциональной $\tilde{T}_e$ ($\sim K^2\tilde{T}_e$). Вследствие чего относительная величина возмущения $\tilde{T}_e$ оказывается в $\sim K$ раз меньше, чем $\tilde{n}_e$. Величины возмущённых значений параметров плазмы, отнесённые к их равновесным значениям, и фазовые сдвиги между ними приведены на рис. 15.

Синусоидальное возмущение частоты ионизации Z , обусловленное зависимостью Z от T_e , оказывается тоже сдвинуто на $\pi/2$ относительно $\tilde{n}_e$ к катоду, что соответствует распространению волны к катоду. Её закон дисперсии имеет вид [151–153]:

$$\omega = Z \frac{d \ln Z / d \ln T_e - 1}{aK}, \quad (46)$$

где a — безразмерный коэффициент электронной теплопроводности. Это же выражение без вывода было приведено в работе Воячека [149] в качестве аппроксимации экспериментальных данных.

Так как возмущение $\tilde{T}_e$ уменьшается с K , то фазовая скорость $V_{ph} = \omega/k$ тоже уменьшается с K . При этом групповая скорость $V_{gr} = d\omega/dk$ направлена к аноду и в этом приближении по величине равна фазовой. Скорость возрастания или убывания волны, а значит, и механизм неустойчивости связаны с мнимой частью частоты, которая является малой поправкой к закону дисперсии (46). В случае [149] неустойчивость обусловлена зависимостью $Z(n_e)$, вызванной влиянием межэлектронных столкновений на хвост ФРЭ. Если плотность плазмы настолько высока, что даже хвост ФРЭ является максвелловским, то зависимость $Z(n_e)$ исчезает, так что ионизационные волны становятся затухающими. Следовательно, вблизи верхней по току границы А (рис. 13) тело ФРЭ, которому соответствует гораздо большее время релаксации, чем хвосту, является максвелловским и применимо гидродинамическое описание электронов. Причём кинетические явления можно учесть в рамках зависимости $Z(n_e, T_e)$. Другими словами, закон дисперсии (46) и затухание ионизационных волн в этом случае определяются гидродинамикой, тогда как для вычисления их инкремента, а значит, и определения возможности их неустойчивости, достаточно воспользоваться локальной электронной кинетикой.

Согласие между простой одномерной моделью [151, 152] и экспериментом [146–149] в горизонтально заштрихованной области А на рис. 13 оказалось неожиданно хорошим, что видно из рис. 16 и 17.

Однако попытки применить этот подход даже к ПС в том же газе и той же трубке, но при других значениях тока (а из рис. 13 видно, что страты наблюдаются при токах, на три порядка меньших, чем токи в области А), наталкивались на серьёзные трудности.

Во-первых, вышеописанный сценарий не содержит даже никаких намёков на наличие резонансных длин волн и на правило Новака (рис. 14 и 18).

Значения произведения $E_z \lambda$ для страт различных типов при малых токах [143] приведены в таблице.

Таблица. Значения произведения $E_z \lambda$ для страт типа Р, R и S при малых токах [143]

	P	R	S	ε_1	ε_i
He	14,2	—	30,05	19,8	24,6
Ne	9,2	12,67	19,48	16,62	21,5
Ar	6,7	9,5	12,0	11,55	15,76

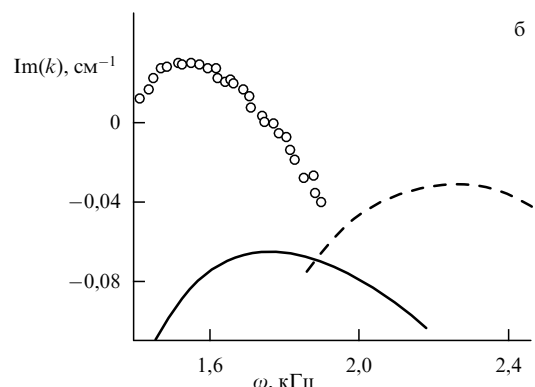
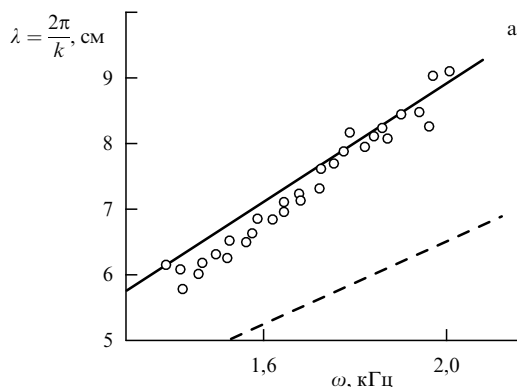


Рис. 16. Закон дисперсии (а) и пространственный инкремент (б) бегущих страт в Ar в окрестности верхней границы Пуппа. Штриховые линии соответствуют (46), а сплошные — учёту двумерности ПС [151, 152]. Условия соответствуют ПС при $Rp = 0,8$ торр см, $I/R = 2,2$ А см⁻¹, $R = 1,65$ см. При расчёте была принята аппроксимация транспортной частоты столкновений $\nu(w) \sim w^{3/2}$.

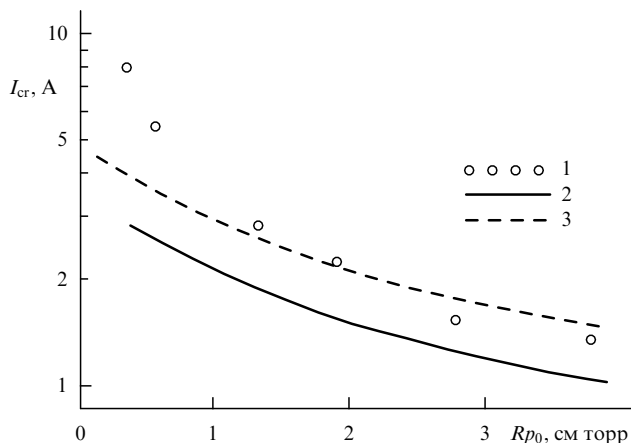


Рис. 17. Верхняя по току граница существования спонтанных бегущих страт [145] в Аг. Обозначения и условия эксперимента — те же, что и на рис. 16. Кривые соответствуют обращению в нуль мнимой части частоты.

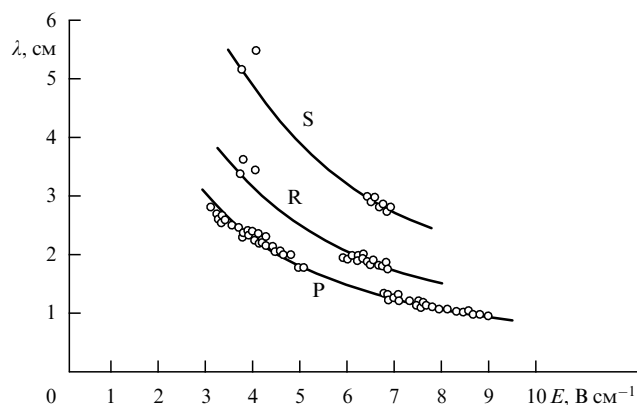


Рис. 18. Длины волн бегущих страт в Ne согласно [143].

Электрическое поле в S- и P-стратах изображено на рис. 19.

Вторая проблема связана с механизмом неустойчивости. Ясно, что при значениях тока на несколько порядков более низких, чем соответствующие верхней границе Пуппа, ни о каком влиянии межэлектронных столкновений на ФРЭ не может быть и речи, поэтому механизм неустойчивости должен быть совершенно другим.

Третья трудность возникает из-за условия $K \gg 1$, которое означает, что длина волны должна быть меньше длины релаксации электронной энергии. Однако последняя длина порядка длины релаксации тела ФРЭ или даже меньше её. Поэтому гидродинамическое описание коротковолновых неоднородностей возможно *только* при больших значениях тока, при которых межэлектронные столкновения являются достаточно частыми для того, чтобы сделать максвелловским хотя

бы тело ФРЭ при энергиях ниже ε_1 . Поэтому для описания страт при небольших токах необходим более глубокий анализ электронной кинетики.

В [154] было замечено, что отклик "трубопроводной" ФРЭ (32) в одноуровневом приближении на малое пространственно периодическое возмущение поля обладает резонансными свойствами: он максимален, если падение потенциала на пространственном периоде поля равно ε_1/p , где $p = 1, 2, \dots$

Этот факт сразу наводит на мысль о S- и P-стратах; физический механизм этих резонансов как проявление эффекта бунчировки ФРЭ в плоскости (ε, x) обсуждается в [155, 156]. Для простейшего случая S-страт этот эффект иллюстрируется на рис. 20.

В одноуровневом приближении ФРЭ (32) соответствует лестнице с высотой ступеньки, равной ε_1 . Без учёта вклада упругих столкновений в электронный баланс энергии расстояние между разными лестницами не зависит от z и равно расстоянию между ними в точке рождения или инжекции электронов. Учёт малого

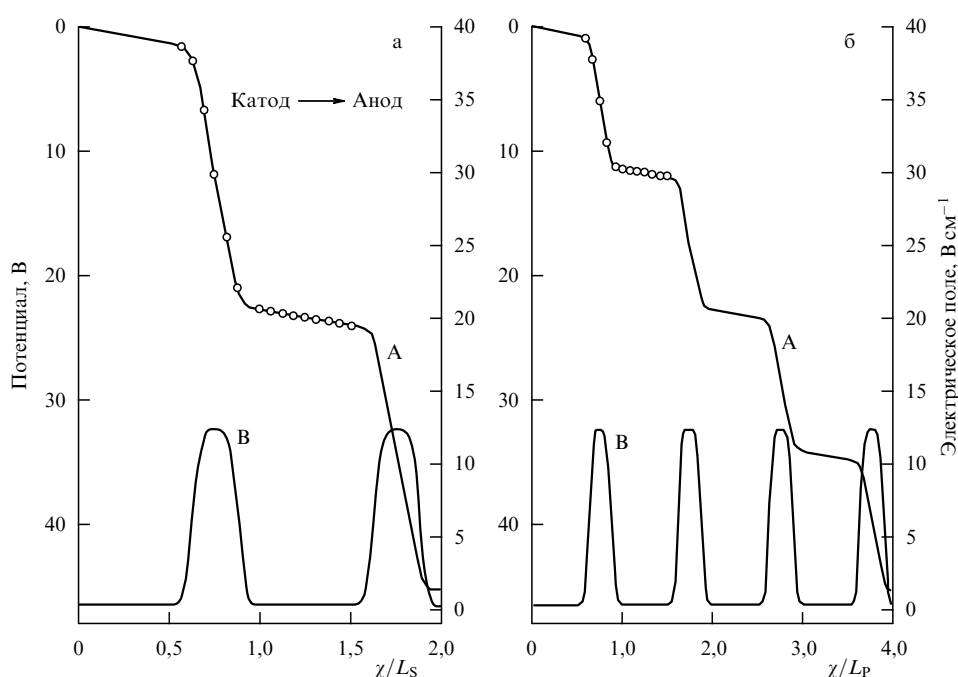


Рис. 19. Профили потенциала (A) и продольного поля E_z (B) в S-стратах (а) и P-стратах (б) [157]; координата дана в единицах длины страты.

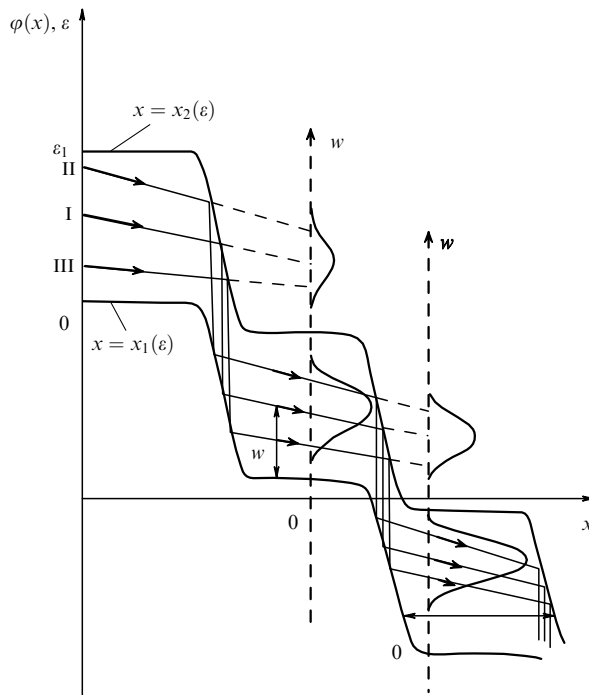


Рис. 20. Бунчировка ФРЭ в пространственно периодическом электрическом поле. "Лестница" I соответствует резонансной электронной траектории. Электрон, находящийся на ней, испытывает неупругое столкновение и потеряв энергию ε_1 , попадает в симметричную точку в плоскости (ε, x) и остаётся на той же траектории. Кривая $x = x_1(\varepsilon)$ представляет собой профиль потенциала; кривая $x = x_2(\varepsilon)$ — граница области, в которой происходят неупругие удары, $w(\varepsilon, x_2(\varepsilon)) = \varepsilon_1$. Так как малая потеря энергии при упругих столкновениях обычно возрастает с увеличением кинетической энергии, поэтому траектории II и III сближаются с I. Отдельно показаны ФРЭ от кинетической энергии в различных точках.

(порядка $\kappa = m/M(l/\lambda)^2 \ll 1$, где l — длина ступеньки) вклада упругих столкновений и энергии, которую теряет электрон, проходя одну ступеньку лестницы, приводит к двум эффектам. Во-первых, ступеньки лестничной ФРЭ (см. рис. 20) становятся слегка покатыми. Поэтому кинетическая энергия электронов, находящихся на лестничной траектории II убывает быстрее, чем на траектории III. Следовательно, траектории I и II приближаются к резонансной траектории I. Для электронов, прошедших $N \gg 1$ ступенек, это сближение траекторий пропорционально κN .

Второй эффект состоит в том, что поскольку потеря энергии в столкновениях, в том числе в упругих, является стохастическим процессом, то ступеньки лестничной ФРЭ постепенно расплываются. Это размытие имеет порядок $\kappa\sqrt{N}$. При $N \gg 1$ размытие пренебрежимо мало по сравнению с первым эффектом (с различием потерь энергии на разных ступеньках). Расчёты [158] показывают, что эффект бунчировки ФРЭ имеет место и при отказе от одноуровневой модели, и при учёте не очень частых межэлектронных столкновений.

Таким образом, этот эффект напоминает бунчировку электронов в клистроне. Пространственно-периодическое электрическое поле с перепадом потенциала на периоде, слегка (на долю порядка $\sim \kappa$) превышающим ε_1 , действует на ФРЭ, как клистрон по энергии, стягивая дифференциальные потоки к резонансной траектории I. Произвольная ФРЭ, инжектированная в такое поле,

стягивается около траектории I в дельтаобразное распределение.

В [155, 156] выведено уравнение для дифференциального потока $\Phi(\varepsilon)$ (21):

$$\Phi(\varepsilon) = \Phi[\varepsilon - \varepsilon_1(1 + \kappa A)] + \kappa \Phi(\varepsilon) \frac{d\Psi(\varepsilon)}{\varepsilon_1 d\varepsilon} + \kappa^2 B \frac{d^2\Phi}{\varepsilon_1^2 d\varepsilon^2}, \quad (47)$$

где константы A , B и функция $\Psi(\varepsilon)$ имеют порядок единицы. Функция $\Psi(\varepsilon)$ описывает зависимость от ε средней скорости потери энергии при упругих столкновениях. Если разделить ось ε на участки длиной $\varepsilon_1(1 + \kappa A)$ и рассматривать номер участка N и энергию ε в пределах участка как две независимые переменные, то уравнение (47) описывает мэппинг [77] в плоскости (ε, N) . В [155, 156] также показано, что пространственно периодическое поле с падением потенциала на периоде, которое мало (на величину порядка $\sim \kappa/p$) отличается от ε_1/p , тоже приводит к бунчировке ФРЭ при целых значениях p . Это соответствует S-стратам ($p = 1$) и Р-стратам ($p = 2$). При $p = 1$ на единичном интервале ε имеется всего одно резонансное значение, так что установившаяся ФРЭ является периодической по ε с периодом, близким к ε_1 . Для Р-страт ($p = 2$) имеется две резонансных траектории, Φ_1 и Φ_2 , причём в приближении чёрной стенки (при большом сечении неупругих столкновений) эти значения не равняются друг другу и определяются формой ФРЭ при $z \rightarrow -\infty$. Период Р-страт в этом случае тоже близок к $\varepsilon_1(1 + \kappa A)$. Он становится вдвое меньше лишь при $\Phi_1 = \Phi_2$.

Загадочной оставалась природа Р-страт, до тех пор пока в [157] не было показано, что любые рациональные значения $p = q/r$ тоже могут приводить к бунчировке ФРЭ. При этом оказалось, что наблюдающиеся Р-страты соответствуют $p = 3/2$. В серии работ Винклера с сотрудниками [159–161] и Голубовского с сотрудниками [157, 162, 163] было численно решено одномерное кинетическое уравнение при заданном периодически пространственно модулированном поле с отказом от приближения чёрной стенки. Как в расчётах, так и в экспериментах [157, 162, 163] было, в частности, обнаружено, что период Р-страт в этом случае близок к $\varepsilon_1(1 + \kappa A)2$, тогда как $\Phi_1 = \Phi_2$.

Наблюдаемые в S-, Р- и Р-стратах ФРЭ также хорошо согласуются с этой картиной. Однако, в отличие от S-страт ($p = 1$) и Р-страт, установившиеся Р-страты имеют две резонансных траектории, которым соответствуют различные значения дифференциального потока Φ_1 , Φ_2 . Следует, однако, отметить, что самосогласованная теория S-, Р- и Р-страт пока отсутствует. Неясным остаётся также то, возможны ли в действительности страты, соответствующие другим значениям p .

Таким образом, страты представляют собой новый тип синергетических объектов, в которых самоорганизация возникает не на гидродинамическом [164], а на кинетическом уровне.

10. Заключение

Иногда встречаются высказывания о том, что все основные физические явления и механизмы газовых разрядов, по крайней мере качественно, можно понять на основе гидродинамического описания плазмы, а

кинетический анализ является крайне трудоёмким и он необходим только на количественном уровне: для точного вычисления параметров разряда, нахождения напряжений пробоя, определения точных значений кинетических коэффициентов и др. Из вышеописанных примеров следует, что электронная кинетика, возникшая на основе ленгмюровской зондовой диагностики, является сегодня одной из основных частей современной физики газовых разрядов [15, 153, 165]. Без её адекватного учёта невозможно даже качественное понимание целого ряда основных явлений в разрядах, таких как пространственные профили ионизации и интенсивности излучения, страты и др.

Автор глубоко признателен Р. Франклину за стимулирующие советы. Работа поддержана РФФИ (проект 09-02-01194а).

Список литературы

- Maxwell J C *Philos. Trans. R. Soc. Lond.* **170** 231 (1879)
- Maxwell J C *Cambr. Philos. Soc. Trans.* **12** 547 (1879)
- Maxwell J C *The Scientific Papers* Vol. 2 (Cambridge: Univ. Press, 1890) pp. 713–741
- Boltzmann L *Wien. Ber.* **66** 275 (1872)
- Boltzmann L *Vorlesungen über Gastheorie* (Leipzig: J.A. Barth, 1910–1912) [*Lectures on Gas Theory* (Berkeley, Calif.: Univ. of California Press, 1964); Больцман Л *Лекции по теории газов* (М.: ГИТТЛ, 1953)]
- Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979) [Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Physical Kinetics* (Oxford: Pergamon Press, 1981)]
- Гуревич Л Э *Основы физической кинетики* (Л.–М.: Гостехтеоретиздат, 1940)
- Lorentz H A *The Theory of Electrons and Its Applications to the Phenomena of Light and Radiant Heat* (Leipzig: B.G. Teubner, 1909) [Лоренц Г А *Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения* 2-е изд. (М.: ГИТТЛ, 1953)]
- Chapman S, Cowling T G *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases* 2nd ed. (Cambridge: Univ. Press, 1952) [Чепмен С, Каулинг Т *Математическая теория неоднородных газов* (М.: ИЛ, 1960)]
- Enskog D *Svensk. Vet. Akad. Arkiv. Math. Ast. Fys.* **16** 1 (1921)
- Ландау Л Д *ЖЭТФ* **16** 574 (1946); Landau L D *J. Phys. USSR* **10** 25 (1946)
- Sagdeev R Z, Usikov D A, Zaslavsky G M *Nonlinear Physics: from the Pendulum to Turbulence and Chaos* (New York: Harwood Acad. Publ., 1988)
- Александров А Ф, Богданкевич Л С, Рухадзе А А *Основы электродинамики плазмы* (М.: Высшая школа, 1988) [Alexandrov A F, Bogdankevich L S, Rukhadze A A *Principles of Plasma Electrodynamics* (Berlin: Springer-Verlag, 1984)]
- Биберман Л М, Воробьев В С, Якубов И Т *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (М.: Наука, 1982) [Biberman L M, Vorob'ev V S, Yakubov I T *Kinetics of Nonequilibrium Low Temperature Plasmas* (New York: Consultants Bureau, 1987)]
- Смирнов Б М *Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями* (М.: Наука, 1988) [Smirnov B M *Physics of Weakly Ionized Gases (Problems and Solutions)* (Moscow: Mir Publ., 1981)]
- Mitchner M, Kruger Ch H (Jr.) *Partially Ionized Gases* (New York: Wiley, 1973) [Митчнер М, Кругер Ч *Частично ионизованные газы* (М.: Мир, 1976)]
- Langmuir I, Mott-Smith H *General Electric Review* **27** (1924); in *The Collected Works of Irving Langmuir* Vol. 4 (Ed. Ch G Suits) (Oxford: Pergamon Press, 1960)
- Jeans J H *Dynamical Theory of Gases* 2nd ed. (Cambridge: Univ. Press, 1916)
- Loeb L B *Kinetic Theory of Gases* 2nd ed. (New York: McGraw-Hill, 1934)
- Loeb L B *Basic Processes in Gaseous Electronics* (Berkeley, Calif.: Univ. of Calif. Press, 1955)
- Townsend J (Sir) *Electrons in Gases* (London: Hutchinson's Sci. and Tech. Publ., 1948)
- Engel A, Steenbeck M *Electrische Gasenladungen, ihre Physik und Technick* (Berlin: J. Springer, 1932–1934) [Энгель А, Штенбек М *Физика и техника электрического разряда в газах* Т. 1, 2 (М.: ОНТИ, 1935)]
- Druyvesteyn M J *Physica* **10** 61 (1930)
- Druyvesteyn M J *Physica* **1** 1003 (1934)
- Druyvesteyn M J *Physica* **3** 65 (1936)
- Druyvesteyn M J, Penning F M *Rev. Mod. Phys.* **12** 87 (1940)
- Cravath A M *Phys. Rev.* **36** 248 (1930)
- Cravath A M *Phys. Rev.* **46** 332 (1934)
- Davydov B *Phys. Z. Sowjetunion* **8** 59 (1935)
- Davydov B *Phys. Z. Sowjetunion* **9** 433 (1936)
- Morse P M, Allis W P, Lamar E S *Phys. Rev.* **48** 412 (1935)
- Healey R H, Reed J W *The Behavior of Slow Electrons in Gases* (Sydney: Amalgamated Wireless, 1941)
- Loeb L B *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases* (New York: J. Wiley, 1939)
- Smit J A *Physica* **3** 543 (1936)
- Schottky W *Phys. Z.* **25** 342 (1924)
- Schottky W *Phys. Z.* **25** 635 (1924)
- Schottky W *Phys. Rev.* **28** 74 (1926)
- Holstein T *Phys. Rev.* **70** 367 (1946)
- Margenau H *Phys. Rev.* **69** 508 (1946)
- Margenau H *Phys. Rev.* **73** 297 (1948)
- Allis W P, in *Handbuch der Physik* Vol. 21 (Ed. S Flüge) (Berlin: Springer, 1956) p. 383
- Brown S *Handbuch der Physik* Vol. 22 (Ed. S Flüge) (Berlin: Springer, 1956) p. 531
- MacDonald A D *Microwave Breakdown in Gases* (New York: Wiley, 1966) [Мак-Доналд А Д *Сверхвысокочастотный пробой в газах* (М.: Мир, 1969)]
- Гинзбург В Л, Гуревич А В *УФН* **70** 201 (1960); **70** 393 (1960) [Ginzburg V L, Gurevich A V *Sov. Phys. Usp.* **3** 115 (1960); **3** 175 (1960)]
- Гуревич А В, Шварцбург А Б *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере* (М.: Наука, 1973)
- Shkarofsky J P, Johnston T W, Bachynski M P *The Particle Kinetics of the Plasmas* (Reading, Mass.: Addison-Wesley Publ. Co., 1966) [Шкаровский И, Джонстон Т, Бачинский М *Кинетика частиц плазмы* (М.: Атомиздат, 1969)]
- Цендин Л Д *ЖТФ* **47** 1598 (1977) [Tsensin L D *Sov. Phys. Tech. Phys.* **22** 925 (1977)]
- Bernstein I B, Holstein T *Phys. Rev.* **94** 1475 (1954)
- Цендин Л Д *ЖЭТФ* **66** 1638 (1974) [Tsensin L D *Sov. Phys. JETP* **39** 805 (1974)]
- Цендин Л Д, Голубовский Ю Б *ЖТФ* **47** 1839 (1977) [Tsensin L D, Golubovskii Yu B *Sov. Phys. Tech. Phys.* **22** 1066 (1977)]
- Цендин Л Д *ЖТФ* **48** 1569 (1978) [Tsensin L D *Sov. Phys. Tech. Phys.* **23** 890 (1978)]
- Wiesemann K *Ann. Physik* **478** 275 (1969)
- Dreicer H *Phys. Rev.* **115** 238 (1959)
- Dreicer H *Phys. Rev.* **117** 329 (1960)
- Гуревич А В *ЖЭТФ* **39** 1296 (1960) [Gurevich A V *Sov. Phys. JETP* **12** 904 (1961)]
- Лебедев А Н *ЖЭТФ* **48** 1393 (1965) [Lebedev A N *Sov. Phys. JETP* **21** 931 (1965)]
- Babich L P *High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases* (Arlington, Va: Futurepast, 2003)
- Никандров Д С *ЖТФ* **78** (12) 35 (2008) [Nikandrov D S *Tech. Phys.* **53** 1565 (2008)]
- Цендин Л Д *Письма в ЖТФ* **35** (22) 40 (2009) [Tsensin L D *Tech. Phys. Lett.* **35** 1044 (2009)]
- Гуревич А В, Зыбин К П *УФН* **171** 1177 (2001) [Gurevich A V, Zybin K P *Phys. Usp.* **44** 1119 (2001)]
- Langmuir I *Phys. Rev.* **26** 585 (1925)
- Gabor D, Ash E A, Dracott D *Nature* **176** 916 (1955)
- Кудрявцев А А, Цендин Л Д *ЖТФ* **69** (11) 34 (1999) [Kudryavtsev A A, Tsensin L D *Tech. Phys.* **44** 1290 (1999)]
- Годяк В А *ЖТФ* **41** 1364 (1972) [Godyak V A *Sov. Phys. Tech. Phys.* **16** 1073 (1972)]
- Godyak V A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 755 (2006)
- Kaganovich I D, Polomarov O V, Theodosiou C E *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 696 (2006)
- Buddemeier U, Kaganovich I D, in *Electron Kinetics and Applications of Glow Discharges* (NATO ASI Ser., Ser. B, Vol. 367, Eds U Kortshagen, L D Tsensin) (New York: Plenum, 1998) p. 283
- Lieberman M A, Godiak V A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 955 (1998)
- Boyd R L F, Twiddy N D *Proc. R. Soc. Lond. A* **250** 53 (1959)
- Boyd R L F, Twiddy N D *Proc. R. Soc. Lond. A* **259** 145 (1960)
- Rayment S W, Twiddy N D *J. Phys. D* **2** 1747 (1969)
- Rayment S W *J. Phys. D* **7** 871 (1974)
- Eidmann K *Beitr. Plasmaphys.* **21** 99 (1971)
- Godyak V A *Soviet Radio Frequency Discharge Research* (Falls Church, VA: Delphic Associates, 1986)
- Федоров В Л *ЖТФ* **55** 926 (1985) [Fedorov V L *Sov. Phys. Tech. Phys.* **30** 554 (1985)]
- Woods R C, Sudit I D *Phys. Rev. E* **50** 2222 (1994)
- Голубовский Ю Б, Захарова В М, Пасункин В Н, Цендин Л Д *Физика плазмы* **7** 620 (1981) [Golubovskii Yu B, Zakharova V M, Pasunkin V N, Tsensin L D *Sov. J. Plasma Phys.* **7** 340 (1981)]
- Arslanbekov R R, Khromov N A, Kudryavtsev A A *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** 528 (1994)

79. Каган Ю М, в сб. *Спектроскопия газоразрядной плазмы* (Отв. ред. С Э Фриш) (Л.: Наука, 1970) с. 201
80. Каган Ю М, Перель В И *УФН* **81** 409 (1963) [Kagan Yu M, Perel' V I *Sov. Phys. Usp.* **6** 767 (1964)]
81. Nighan W L *Phys. Rev. A* **15** 1701 (1977)
82. Nighan W L *Phys. Rev. A* **16** 1209 (1977)
83. Wagner E B, Davis F J, Hurst G S J. *Chem. Phys.* **47** 3138 (1967)
84. Lowke J J, Parker J H (Jr.) *Phys. Rev.* **181** 302 (1969)
85. Александров Н Л, Напартович А П, Старостин А Н *Физика плазмы* **6** 1123 (1980) [Aleksandrov N L, Napartovich A P, Starostin A N *Sov. J. Plasma Phys.* **6** 618 (1980)]
86. Александров Н Л, Сон Э Е, в сб. *Химия плазмы* Вып. 7 (Под ред. Б М Смирнова) (М.: Атомиздат, 1980) с. 35
87. Mahoney L J et al. *J. Appl. Phys.* **76** 2041 (1994)
88. Wendt A E et al., in *Electron Kinetics and Applications of Glow Discharges* (NATO ASI Ser., Ser. B, Vol. 367, Eds U Kortshagen, L D Tsendin) (New York: Plenum Press, 1998) p. 489
89. Allis W P, Haus H A J. *Appl. Phys.* **45** 781 (1974)
90. Mümken G, Schlüter H, Tsendin L D *Phys. Rev. E* **60** 2250 (1999)
91. Tsendin L D *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 728 (2006)
92. Kortshagen U *Phys. Rev. E* **49** 4369 (1994)
93. Kortshagen U, in *Electron Kinetics and Applications of Gas Discharges* (NATO ASI Ser., Ser. B, Vol. 367, Eds U Kortshagen, L D Tsendin) (New York: Plenum Press, 1998) p. 329
94. Deutsch H, Pfau S *Beitr. Plasmaphys.* **16** 87 (1976)
95. Uhrlandt D, Winkler R *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29** 462 (2001)
96. Tsendin L D, Bogdanov E A, Kudryavtsev A A *Phys. Rev. Lett.* **94** 015001 (2005)
97. Bogdanov E A, Kudryavtsev A A, Tsendin L D *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 834 (2006)
98. Langmuir I *Phys. Rev.* **26** 585 (1925)
99. Compton K T, Langmuir I *Rev. Mod. Phys.* **2** 123 (1930)
100. Yamamoto N et al. *Phys. Rev. A* **13** 1543 (1976)
101. Ishijima T, Uenuma M, Tsendin L D, Sugai H, *XVI ESCAPIG, Grenoble, 2002* Vol. 1, p. 221, poster #2-7
102. Godyak V, Alexandrovich B, Rahman B, in *2006 59th Annual Gaseous Electronics Conf., GEC-2006, October 10–13, 2006, Columbus, Ohio, USA*
103. Godyak V, частное сообщение
104. Godyak V A, Piejak R B *Phys. Rev. Lett.* **65** 996 (1990)
105. Kortshagen U *J. Phys. D* **26** 1691 (1993)
106. Kortshagen U, Pukropski I, Tsendin L D *Phys. Rev. E* **51** 6063 (1995)
107. Tsendin L D *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 728 (2006)
108. Райзер Ю П, Шнейдер М Н, Яценко Н А *Высокочастотный емкостной разряд* (М.: Изд-во МФТИ, Физматлит, 1995); Raizer Yu P, Shneider M N, Yatsenko N A *Radio-frequency Capacitive Discharges* (Boca Raton: CRC Press, 1995)
109. Aliev Yu M, Schlüter H, Shivarova A *Guided-Wave-Produced Plasmas* (Berlin: Springer, 2000)
110. Kaganovich I D, Polomarov O V, Theodosiou C E *Phys. Plasmas* **11** 2399 (2004)
111. Greene D G S, Shohet J L *Plasma Phys.* **15** 5 (1973)
112. Васильев В В, Гуревич А В, Димант Я С *ЖЭТФ* **84** 536 (1983) [Vas'kov V V, Gurevich A V, Dimant Ya S *Sov. Phys. JETP* **57** 310 (1983)]
113. Kortshagen U, Pukropski I, Zethoff M J. *Appl. Phys.* **76** 2048 (1994)
114. Mümken G, Kortshagen U *J. Appl. Phys.* **80** 6639 (1996)
115. Kortshagen U *J. Vac. Sci. Technol. A* **16** 300 (1998)
116. Kortshagen U, Heil B G *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 1297 (1999)
117. Orlov K E, Smirnov A S *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 37 (1999)
118. Tatanova M et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 025026 (2009)
119. Tsendin L D *Plasma Sources Sci. Technol.* **12** S51 (2003)
120. Kolobov V I, Tsendin L D *Phys. Rev. A* **46** 7837 (1992)
121. Кудрявцев А А, Морин А В, Цендин Л Д *ЖТФ* **78** (8) 71 (2008) [Kudryavtsev A A, Morin A V, Tsendin L D *Tech. Phys.* **53** 1029 (2008)]
122. Thomson J J *Philos. Mag.* **6** 18 441 (1909)
123. Pringle D H, Farvis W E J *Proc. Phys. Soc. B* **68** 836 (1955)
124. Gottscho R A et al. *Phys. Rev. A* **40** 6407 (1989)
125. Emelús K G *Proc. Cambr. Philos. Soc.* **23** 531 (1927)
126. Emelús K G, Harris N L *Philos. Mag.* **7** 4 49 (1927)
127. Emelús K G, Brown W L *Philos. Mag.* **7** 7 17 (1929)
128. Emelús K G, Brown W L, Cowan H McN *Philos. Mag.* **7** 17 146 (1934)
129. Платонов А А, Слышов А Г, Цендин Л Д, Вагнер С Д *ЖТФ* **76** (7) 22 (2006) [Platonov A A, Slyshov A G, Tsendin L D, Wagner S D *Tech. Phys.* **51** 841 (2006)]
130. Кудрявцев А А, Цендин Л Д *Письма в ЖТФ* **28** (20) 7 (2002) [Kudryavtsev A A, Tsendin L D *Tech. Phys. Lett.* **28** 841 (2002)]
131. Клярфельд Б Н, Неретина Н А *ЖТФ* **28** 296 (1959)
132. Клярфельд Б Н, Неретина Н А *ЖТФ* **29** 15 (1959)
133. von Engel A *Philos. Mag.* **7** 32 417 (1941)
134. Цендин Л Д *ЖТФ* **56** 279 (1986)
135. Аль-Хават Ш, Голубовский Ю Б, Цендин Л Д *ЖТФ* **57** 1285 (1987) [Al-Havat Sh, Golubovskii Yu B, Tsendin L D *Sov. Phys. Tech. Phys.* **32** 760 (1987)]
136. Напартович А П, Старостин А Н, в сб. *Химия плазмы* Вып. 6 (Под ред. Б М Смирнова) (М.: Атомиздат, 1979) с. 153
137. Велихов Е П, Ковалев А С, Рахимов А Т *Физические явления в газоразрядной плазме* (М.: Наука, 1987)
138. Pfau S, Rutscher A, Wojacek K *Beitr. Plasmaphys.* **9** 333 (1969)
139. Garscadden A "Ionization waves in glow discharges", in *Gaseous Electronics* Vol. 1 (Eds M N Hirsh, H J Oskam) (New York: Academic Press, 1978) p. 65
140. Oleson N L, Cooper A W *Adv. Electronics Electron Phys.* **24** 463 (1968)
141. Недоспасов А В *УФН* **94** 439 (1968) [Nedospasov A V *Sov. Phys. Usp.* **11** 174 (1968)]
142. Недоспасов А В, Хаит В Д *Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы* (М.: Наука, 1979)
143. Пекарек Л *УФН* **94** 463 (1968) [Pekarek L *Sov. Phys. Usp.* **11** 188 (1968)]
144. Kolobov V I *J. Phys. D* **39** R487 (2006)
145. Rupp W *Phys. Z.* **33** 844 (1932)
146. Wojacek K *Beitr. Plasmaphys.* **1** 30 (1960)
147. Wojacek K *Beitr. Plasmaphys.* **2** 15 (1962)
148. Wojacek K *Beitr. Plasmaphys.* **5** 307 (1965)
149. Wojacek K *Beitr. Plasmaphys.* **6** 319 (1966)
150. Novak M *Czech. J. Phys.* **10** 954 (1960)
151. Цендин Л Д *ЖТФ* **39** 1341 (1969) [Tsendin L D *Sov. Phys. Tech. Phys.* **14** 1013 (1969)]
152. Цендин Л Д *ЖТФ* **40** 1600 (1970) [Tsendin L D *Sov. Phys. Tech. Phys.* **15** 1245 (1971)]
153. Райзер Ю П *Физика газового разряда* 2-е изд. (М.: Наука, 1992) [Raizer Yu P *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer, 1997)]
154. Rohlena K, Ruzicka T, Pekarek L *Czech. J. Phys. B* **22** 920 (1972)
155. Цендин Л Д *Физика плазмы* **8** 169 (1982) [Tsendin L D *Sov. J. Plasma Phys.* **8** 96 (1982)]
156. Цендин Л Д *Физика плазмы* **8** 400 (1982) [Tsendin L D *Sov. J. Plasma Phys.* **8** 228 (1982)]
157. Golubovskii Yu B et al. *Phys. Rev. E* **72** 026414 (2005)
158. Швейгерт В А *Физика плазмы* **15** 1230 (1989) [Shveigert V A *Sov. J. Plasma Phys.* **15** 714 (1989)]
159. Sigenefer F, Winkler R *Contrib. Plasma Phys.* **36** 551 (1996)
160. Sigenefer F et al. *Plasma Chem. Plasma Process.* **18** 153 (1998)
161. Sigenefer F, Winkler R *Plasma Chem. Plasma Process.* **20** 429 (2000)
162. Голубовский Ю Б и др. *ЖТФ* **67** (9) 14 (1997) [Golubovskii Yu B et al. *Tech. Phys.* **42** 997 (1997)]
163. Golubovskii Yu B et al. *Phys. Rev. E* **68** 026404 (2003)
164. Haken H *Synergetics* (Berlin: Springer-Verlag, 1978) [Хакен Г *Синергетика* (М.: Мир, 1980)]
165. Голубовский Ю Б и др. *Кинетика электронов в неравновесной газоразрядной плазме* (СПб.: Изд. СПбГУ, 2004)

Nonlocal electron kinetics in gas discharge plasma

L.D. Tsendin

St.-Petersburg Polytechnical University, ul. Politekhnikeskaya 29, 195251 St. Petersburg, Russian Federation
Tel. (7-812) 534-58 21. E-mail: tsendin@edu.ioffe.ru

The field of electron kinetics in extremely nonequilibrium glow discharge plasma is reviewed starting from the classical works of Langmuir. It is shown that it is only in terms of kinetics that many aspects of nonequilibrium plasma — such as the structure of near-electrode regions; spatial profiles of ionization and luminosity; strata and particle and energy flows — can be adequately understood.

PACS numbers: 52.25.Dg, **52.80.**–s, 82.33.Xj

Bibliography — 165 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **180** (2) 139–164 (2010)

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201002b.0139

Received 16 February 2009, revised 25 April 2009

Physics–Uspekhi **53** (2) (2010)