

УДК 533.9
ББК 22.333
Ш 55

Шибкова Л. В., Шибков В. М. **Разряд в смесях инертных газов.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. — 200 с. — ISBN 5-9221-0639-2.

Монография отражает современный уровень исследований в области неравновесной низкотемпературной плазмы газового разряда в смесях инертных газов. В ней обобщены и систематизированы результаты экспериментальных исследований физических процессов, протекающих в нестационарной многокомпонентной плазме инертных газов. Особое внимание уделено изучению процессов, приводящих к пространственному перераспределению компонентов бинарных смесей, динамики установления стационарного уровня разделения, влиянию продольного магнитного поля на радиальное разделение компонентов и характеристики газового разряда в смесях газов. Для научных работников, инженеров, аспирантов и студентов, специализирующихся в области физики плазмы и газового разряда, атомной физики, физической кинетики, а также в смежных областях физики.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	7
Глава 1. Пространственное разделение компонентов в смесях инертных газов	11
§ 1. Некоторые особенности разрядов в смесях газов	11
§ 2. Метод определения радиального разделения смеси по интенсивностям спектральных линий	19
§ 3. Выбор условий эксперимента	20
§ 4. Метод измерения пространственного распределения концентрации ионов в бинарных смесях	28
§ 5. Экспериментальная установка	30
§ 6. Радиальное распределение атомов ксенона в положительном столбе разряда в смеси He-Xe	32
§ 7. Расчеты распределения концентраций атомов и ионов ксенона по сечению разрядной трубки.	37
§ 8. Поперечное распределение концентрации ионов ксенона в разряде постоянного тока в смеси He-Xe.	42
§ 9. Оценка вклада различных механизмов, приводящих к радиальному разделению смеси.	45
§ 10. Пространственное разделение компонентов в тройных смесях инертных газов	51
Глава 2. Кинетика неравновесной плазмы импульсного разряда.	59
§ 1. Методы определения параметров плазмы в условиях импульсной модуляции разрядного тока	59
§ 2. Функция распределения электронов по энергиям в начальной стадии импульсного разряда	65
§ 3. Кинетика заселения метастабильных атомов гелия в импульсном разряде	79
§ 4. Кинетика заселения метастабильного состояния $\text{Xe}(^3P_2)$ в импульсном разряде He-Xe смеси.	85
§ 5. Влияние метастабильных атомов на повторный пробой в гелии	89
Глава 3. Динамика радиального катафореза	94
§ 1. Динамика радиального разделения компонентов He-Xe смеси	94

§ 2. Динамика радиального перераспределения ионов примеси	98
§ 3. Метод исследования динамики радиального катафореза в пеннинговской смеси.	99
§ 4. Расчет времени установления стационарного уровня радиального катафореза	103
§ 5. Радиальное распределение концентрации атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в разряде в He-Xe смеси	107
Глава 4. Влияние продольного магнитного поля на пространственное разделение компонентов He-Xe смеси.	111
§ 1. Особенности методики измерения радиального электрического поля в продольном магнитном поле.	111
§ 2. Радиальное электрическое поле в положительном столбе разряда в He и смеси He-Xe	114
§ 3. Влияние поперечного распределения концентрации заряженных частиц на радиальное электрическое поле	121
§ 4. Влияние магнитного поля на радиальное распределение концентрации атомов ксенона	126
§ 5. Радиальное распределение концентрации ионов примеси в разряде, помещенном в продольное магнитное поле	131
§ 6. Влияние магнитного поля на поперечное распределение атомов $\text{Xe}(^3P_2)$	136
§ 7. Влияние продольного магнитного поля на динамику радиального катафореза	138
Глава 5. Определение констант скоростей [1рт] элементарных процессов с участием [1рт] метастабильных атомов	142
§ 1. Методы исследования параметров распадающейся плазмы	142
§ 2. Определение коэффициентов диффузии метастабильных атомов 2.1. Выбор условий эксперимента. (145). 2.2. Температурная зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов $\text{He}(2^3S)$ в собственном газе. (147). 2.3. Температурная зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в смеси He-Xe. (151).	145
§ 3. О влиянии процентного содержания примеси на коэффициенты диффузии в бинарных смесях инертных газов.	154
§ 4. Определение констант скоростей взаимодействия метастабильных атомов $\text{He}(2^3S)$ друг с другом и атомами ксенона	158
§ 5. Сечение ступенчатого возбуждения $\text{Xe}(^3P_2) \rightarrow \text{Xe}(^3P_1)$ электронным ударом.	163
§ 6. Кинетика образования молекулярных ионов Xe_2^+ в плазме импульсного разряда в He-Xe смеси	173
Приложение	180
Список литературы	183

*Светлой памяти нашего
учителя А.М. Девятова.*

Предисловие

Проблемы физики низкотемпературной слабоионизованной плазмы газового разряда в последние годы вновь привлекли повышенный интерес исследователей. Это связано, с одной стороны, с большим многообразием и сложностью протекающих в низкотемпературной плазме явлений и их недостаточной изученностью, с другой — с их важным практическим применением в различных плазменных технологиях. В зависимости от решаемой задачи и в целях достижения оптимальных параметров устройств, включающих в себя плазменные объекты, часто приходится идти по пути усложнения химического состава плазменной среды. Важное место среди газовых разрядов занимают разряды в смеси инертных газов. Их особенности по сравнению с разрядами в чистых инертных однокомпонентных газах связаны с протеканием процессов, приводящих к пространственно-неоднородному перераспределению компонентов сложных смесей. Эти обстоятельства чрезвычайно усложняют картину физических процессов в таких системах, и, если физика разрядов в чистых атомарных газах достаточно развита, то процессы в многокомпонентной газоразрядной плазме изучены на сегодняшний день явно недостаточно.

К настоящему времени в научной литературе опубликовано огромное количество оригинальных статей, однако монографий, посвященных разряду в смесях газов, нет. Предлагаемая монография посвящена изучению различных физических процессов, протекающих в многокомпонентной плазме, и поиску методов управления пространственно-временным перераспределением различных компонентов в разрядах в бинарных и тройных смесях инертных газов. Многие важные вопросы физики многокомпонентной плазмы в книге не рассмотрены, так как авторы, понимая всю сложность описания газоразрядной плазмы в смесях газов, не ставили перед собой задачи дать полный обзор существующих и разрабатываемых актуальных моделей плазмы, а сосредоточили основное внимание на экспериментальных исследованиях физических процессов, приводящих к пространственному перераспределению различных нейтральных, ионизованных и возбужденных компонентов в бинарных и тройных смесях инертных газов.

На кафедре физической электроники физического факультета МГУ в течение многих лет проводятся интенсивные исследования физических процессов, протекающих в нестационарной неравновесной плазме разряда в многокомпонентных газовых смесях. Разрабатываются новые и модифицируются стандартные методы диагностики параметров нестационарной неравновесной плазмы разряда в смеси газов. Получены данные о пространственно-временной эволюции основных параметров многокомпонентной плазмы. Разработаны способы оптимизации параметров плазмы при целенаправленном внешнем воздействии на нее. Отрабатываются методы создания плазмы с заранее заданными свойствами и управления параметрами плазмы, что позволяет целенаправленно влиять на рабочие характеристики газоразрядных приборов, использующих в качестве рабочего вещества неравновесную плазму.

Результаты, приведенные в монографии, представляют интерес для оптимизации режимов создания и поддержания плазмы, используемой в качестве рабочего вещества в различных областях науки и техники, для дальнейшего углубления понимания физики пространственного перераспределения различных компонентов смеси газов, для проверки существующих теоретических представлений о физических процессах, протекающих в многокомпонентной газоразрядной плазме.

Авторы выражают особую благодарность Л.М. Волковой за всестороннюю помощь в работе. Мы признательны Р.З. Шайхитдинову, непосредственно участвующему в проведении ряда исследований, результаты которых представлены в §§ 1.7–1.8, 4.1–4.7. Авторы благодарны всем сотрудникам и аспирантам кафедры физической электроники физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, принимавшим участие в исследованиях и являющихся соавторами наших научных публикаций. Мы благодарны также Л.М. Виноградскому, К.С. Соболеву и другим сотрудникам РФЯЦ–ВНИИЭФ (г. Саров), вместе с которыми был разработан лабораторный прототип для очистки инертных газов от примесей.

Авторы выражают искреннюю благодарность Российскому Фонду Фундаментальных Исследований за финансовую поддержку издания нашей книги.

Л.В. Шибкова

В.М. Шибков

Введение

Широкое распространение устройств, в которых рабочим веществом служит плазма разряда в смесях газов, стимулировало всестороннее изучение процессов, протекающих в такой плазме. К этим устройствам относятся, прежде всего, газовые лазеры, в которых рабочими веществами являются разнообразные смеси инертных газов, и их смеси с парами металлов и с молекулярными газами. Следует отметить мощные газоразрядные источники света, в которых добавка буферного газа существенно увеличивает световую отдачу лампы, снижает потенциал ее зажигания, увеличивает срок службы. В МГД-генераторах металлические присадки к инертным газам позволяют значительно повысить их коэффициент полезного действия.

Все эти устройства используют специфику разряда в смесях газов. Дело в том, что в чистых газовых системах серьезным ограничением для создания инверсной заселенности являются такие процессы, как девозбуждение атомов, находящихся на верхнем лазерном уровне, при их столкновении с атомами или молекулами, резонансный захват излучения на нижний лазерный уровень, ступенчатое возбуждение электронным ударом атомов из метастабильного состояния на нижний лазерный уровень. Указанные выше процессы настолько важны, что в большинстве газовых систем пришлось бы использовать крайне низкие давления, для того чтобы избежать их влияния. При таких давлениях длина свободного пробега электронов существенно больше диаметра разрядной трубки, и эффективность системы теряется вследствие соударений электронов со стенкой. При этих условиях трудно ввести в разряд большую мощность, необходимую для поддержания оптимальной плотности электронов. Этим трудностям удается избежать добавлением другого газа, в результате чего усиливаются процессы электронного возбуждения за счет уменьшения средней длины свободного пробега электронов.

Кроме того, в разряде в смесях газов эффективно протекают реакции взаимодействия между возбужденными и нормальными атомами (удары второго рода). Например, в гелий-неоновом лазере соударения метастабильных атомов гелия с атомами неона в основном состоянии приводят к селективному заселению верхнего лазерного уровня.

В смеси же He-Xe наиболее велико усиление процессов электронного возбуждения из-за дополнительной ионизации благодаря реакции ионизации Пеннинга. Для оптимальных давлений гелия и ксенона этот процесс доминирует над диффузией при разрушении метастабильных атомов гелия и в гелий-ксеноновом лазере является основным процессом, приводящим к увеличению плотности электронов.

Для оптимизации работы существующих газоразрядных устройств и для целенаправленной разработки и конструирования новых приборов, использующих в качестве рабочего вещества смесь газов, необходимо всестороннее изучение физических процессов, протекающих в низкотемпературной слабоионизованной плазме разряда в смесях газов. При работе в смесях газов, наряду с очевидными преимуществами, возникают и дополнительные трудности, связанные в первую очередь с разделением компонентов смеси в продольном и радиальном направлениях. Это обусловлено тем, что из-за различия потенциалов ионизации компонентов смеси степень ионизации легкоионизируемого компонента оказывается более высокой, что приводит к относительно большому переносу этого компонента в виде ионов к катоду (в продольном направлении), либо к стенкам разрядной трубки (в радиальном направлении) по сравнению с трудноионизируемым компонентом. При определенных условиях степень разделения компонентов может оказаться так высока, что в центральной части разряда, где наиболее благоприятные условия для возбуждения, будет находиться буферный газ. При этом практически вся легкоионизируемая часть смеси, на которой осуществляется генерация в лазерах и которая является рабочим веществом в газоразрядных источниках света, будет сосредоточена в прикатодных областях и у стенок трубки. Это явление существенно снижает коэффициент полезного действия приборов, работающих на смесях газов, но может быть также использовано для очистки газов от примесей, так как концентрация примеси в центре разряда в этом случае невелика. Кроме того, этот эффект используется для разделения изотопов с различающимися степенями ионизации. Поэтому весьма актуальной задачей является изучение явления разделения многокомпонентной смеси.

Используя импульсный способ возбуждения среды, можно выбрать условия, когда разделение компонентов смеси будет минимально. С другой стороны, само по себе применение импульсного режима возбуждения позволяет в ряде случаев улучшить параметры лазерной генерации. Дело в том, что при переходе от пробоя к стационарной стадии разряда концентрация электронов должна за малое время увеличиться на несколько порядков. Очевидно, что в этом случае средняя энергия электронов и эффективность генерации при коротких импульсах возбуждения оказывается выше, чем в стационарном режиме. Поэтому представляет несомненный интерес изучение релаксации к стационарному уровню таких важных характеристик плазмы, как функция

распределения электронов по энергиям, концентрации возбужденных и заряженных частиц.

Кинетика низкотемпературной плазмы определяется совокупностью большого числа элементарных процессов, среди которых можно отметить неупругие столкновения электронов с возбужденными и невозбужденными атомами, процессы ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации и многие другие. Для изучения кинетики неравновесной плазмы, особенно плазмы в смесях газов, где присутствуют атомы и ионы нескольких родов с их многочисленными возбужденными состояниями, необходимо знать константы скоростей процессов, протекающих в такой плазме. Фаза же послесвечения импульсного разряда позволяет количественно оценить значения констант скоростей этих процессов.

С учетом проблем, затронутых выше, понятна актуальность изучения физических процессов, протекающих в неравновесной низкотемпературной плазме смеси газов, чему и посвящена данная монография.

В первой главе монографии исследуется пространственное перераспределение компонентов в бинарных и тройных смесях инертных газов, описываются методы измерения параметров неоднородных нестационарных многокомпонентных систем, рассматриваются различные механизмы, приводящие к разделению смесей инертных газов.

Вторая глава посвящена изучению кинетики неравновесной плазмы импульсного разряда. Исследуется функция распределения электронов при импульсном включении разряда, определяются процессы, влияющие на кинетику заселения метастабильных состояний в чистых инертных газах и их смесях, рассматривается влияние долгоживущих возбужденных атомов на повторный пробой газа.

Динамика радиального перераспределения компонентов гелий-ксеноновой смеси описывается в третьей главе. Рассматривается влияние пространственной неоднородности концентрации невозбужденных атомов примеси на динамику радиального перераспределения концентраций метастабильных атомов и ионов компонентов смеси.

В четвертой главе книги описывается влияние магнитного поля на процессы, протекающие в плазме разряда в бинарной смеси газов. В частности, показывается, что с помощью продольного магнитного поля можно управлять величиной радиального электрического поля, что позволяет эффективно воздействовать на пространственное перераспределение компонентов смеси газов. Рассматриваются некоторые важные особенности измерения радиального электрического поля в плазме разряда, помещенного в продольное магнитное поле.

В заключительной главе монографии описываются эксперименты по определению констант скоростей некоторых процессов с участием метастабильных атомов, а также приведены результаты измерений температурных зависимостей коэффициентов диффузии метастабильных атомов в чистых инертных газах и их смесях. Рассмотрено влияние

процентного содержания примеси на коэффициенты диффузии долгоживущих возбужденных атомов в бинарных смесях инертных газов.

В Приложении кратко рассмотрен экологически чистый, безотходный, высокопроизводительный плазменный метод очистки технического гелия от примесей. Данный метод был предложен на основе описанных в монографии исследований, проведенных на физическом факультете Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова. В рамках проекта N443 Международного научно-технического центра совместно с сотрудниками Российского федерального ядерного центра — Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики (РФЯЦ–ВНИИЭФ, г.Саров) был разработан и создан макетный образец промышленной установки, позволяющей производить глубокую очистку гелия в неравновесной плазменной среде.

Глава 1

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ В СМЕСЯХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

§ 1. Некоторые особенности разрядов в смесях газов

При прохождении электрического тока в газе происходят сложные взаимодействия свободных носителей зарядов как между собой, так и с нейтральными атомами газа. В результате этих взаимодействий атомы могут приобрести дополнительную энергию и импульс. Это вызывает сложное перераспределение плотности однородного газа при протекании через него электрического тока. В смеси газов явления еще более усложняются из-за неодинакового воздействия одних и тех же сил на атомы и ионы разных компонентов смеси. Это может привести к изменению соотношения концентраций атомов смеси газов вдоль продольной оси разрядной камеры и в радиальном направлении, что в двухкомпонентной смеси газов вызывает явление продольного и поперечного разделения смеси [1]. К пространственному перераспределению компонентов бинарной смеси газов могут приводить следующие механизмы: передача кинетической энергии от ионов атомам газа; «ионный ветер»; термодиффузия; катафорез и некоторые другие.

Один из возможных механизмов радиального разделения компонентов смеси связан с передачей кинетической энергии, которую приобретают ионы в радиальном электрическом поле, атомам газа. В том случае, когда концентрация легкоионизируемой примеси достаточно велика, то, так как вероятность ионизации основного газа значительно меньше вероятности ионизации примеси, в разряде будут присутствовать в основном ионы примеси. В результате перезарядочных столкновений ионы примеси будут передавать энергию нейтральным атомам примеси и основного газа. Но так как сечение резонансной перезарядки примерно на порядок величины превышает сечения других процессов передачи энергии от ионов к атомам [2], то нагреваться будут главным образом атомы примеси. В этом случае будет наблюдаться отрыв температуры атомов примеси от температуры атомов основного газа [3, 4]. Это приведет к радиальному градиенту концентрации, причем концентрация примесного газа будет возрастать к периферии, тогда как концентрация атомов основного газа остается примерно постоянной по радиусу.

Другим следствием взаимодействия ионов, имеющих направленную скорость, с атомами газа является передача последним импульса движения зарядов. Ионы примеси ускоряются в радиальном электрическом поле $E(r)$ и передают в результате резонансных перезарядочных столкновений свой импульс атомам примеси. Скорость $u_i(r)$ ионов примеси в радиальном направлении определяется выражением

$$u_i^2(r) = \frac{eE(r)}{M_i n_2 \sigma_{ex}}, \quad (1.1)$$

где e — заряд электрона; σ_{ex} — сечение резонансной перезарядки примеси, слабо зависящее от скорости; M_i — масса ионов примеси; n_2 — концентрация атомов примеси.

Так как передача импульса от ионов к атомам будет происходить в основном в направлении радиального электрического поля, то это соответствует появлению эффективной силы $F(r)$, действующей на атомы примеси в радиальном направлении к стенкам разрядной трубки

$$F(r) = \alpha_i(r) eE(r), \quad (1.2)$$

где $\alpha_i(r) = n_i/n_2$ — степень ионизации примеси; n_i — концентрация ионов примеси. Под действием этой силы, считая температуру T_2 атомов примеси постоянной, в разряде устанавливается больцмановское распределение концентрации n_2 атомов примесного газа

$$n_2(r) = n_{20} \exp \left\{ \int_0^R \frac{F(r)}{kT_2} dr \right\}, \quad (1.3)$$

где n_{20} — концентрация атомов примеси на оси разрядной трубки; R — радиус разрядной трубки; k — постоянная Больцмана. Тогда для нашего случая, используя формулу (1.3), получаем выражение для коэффициента разделения α бинарной смеси газов в виде

$$\alpha = \exp \left\{ \alpha_i \frac{T_e}{T_2} \ln \frac{n_e(0)}{n_e(R)} \right\}, \quad (1.4)$$

где T_e — температура электронов; $n_e(0)$ и $n_e(R)$ — концентрация электронов на оси и у стенки разрядной трубки, или, используя данные [1], получаем

$$\alpha = \exp \left\{ \alpha_i \frac{T_e}{T_2} \ln \frac{R}{1,7\lambda_e} \right\}, \quad (1.5)$$

где λ_e — длина свободного пробега электронов в смеси газов.

Этот механизм разделения, обусловленный передачей радиального импульса от ионов атомам, называется «ионным ветром» [3, 4].

Еще один механизм разделения по массам в слабоионизованной плазме — это процесс термодиффузии. Необходимым условием данного разделения является наличие в системе градиента температур. Суть процесса разделения за счет термодиффузии состоит

в следующем [5]. В простейшем случае, когда отношение масс атомов велико, и более тяжелые атомы можно считать неподвижными, легкий газ рассматривается как состоящий из двух потоков, движущихся навстречу друг другу вдоль направления температурного градиента. Каждый легкий атом передает свой импульс атомам тяжелого газа. Поскольку для атомов, движущихся с горячей стороны, тепловая скорость больше, чем для атомов, движущихся в обратном направлении, то возникает сила, действующая на единицу объема тяжелого газа со стороны легкого газа и стремящаяся перевести атомы тяжелого газа в более холодную область. С другой стороны, пользуясь законом сохранения импульса, находим, что в обратном направлении возникает сила, удерживающая избыток легкого газа на горячей стороне, что приводит к пространственному перераспределению компонентов смеси.

Явление радиального катафореза наблюдается при прохождении электрического тока в смесях газов и связано с тем, что из-за различия потенциалов ионизации компонентов смеси относительная степень ионизации легкоионизируемого компонента оказывается более высокой. Это приводит к относительно большему переносу этого компонента в виде ионов к стенкам под действием радиального электрического поля по сравнению с ионами трудноионизируемого компонента. У стенок разрядной трубки ионы легкоионизируемого компонента, нейтрализуясь, создают область повышенной плотности атомов этого компонента смеси.

М.Дрюйвестейн предложил теорию [6], позволяющую получить радиальное распределение атомов легкоионизируемого компонента в положительном столбе в предположении о незначительном разделении смеси. Согласно этой теории, поток ионов, проходящих через единицу поверхности в радиальном направлении к стенкам, уравнивается в стационарном режиме обратным потоком атомов, нейтрализовавшихся на стенках:

$$D_2 \frac{dn_2(r)}{dr} = n_2^+(r)u_2^+, \quad (1.6)$$

где n_2^+ и u_2^+ — концентрация и направленная скорость ионов легкоионизируемого компонента в радиальном электрическом поле; D_2 — коэффициент диффузии атомов примеси в буферном газе.

С другой стороны,

$$n_2^+ u_2^+ = n_2^+ b_2 E_r = n_2^+ b_2 \frac{2}{3} \frac{\varepsilon_e}{n_2^+} \frac{dn_2^+}{dr}, \quad (1.7)$$

где b_2 — подвижность ионов примеси в буферном газе; ε_e — средняя энергия электронов.

Тогда

$$\frac{dn_2}{dr} = \frac{2}{3} \frac{b_2 \varepsilon_e}{D_2} \frac{dn_2^+}{dr}. \quad (1.8)$$

В случае $n_2^+(r) = n_e(r)$ радиальное распределение концентрации атомов легкоионизируемого компонента находится следующим образом:

$$\frac{dn_2}{dr} = \frac{2}{3} \frac{b_2 \varepsilon_e}{D_2} \frac{dn_e}{dr}, \quad (1.9)$$

$$n_2 = n_2(R) - n_e(0) \frac{2}{3} \frac{b_2 \varepsilon_e}{D_2} J_0 \left(\frac{2,4}{R} r \right), \quad (1.10)$$

где J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Более строгая теория радиального разделения компонентов смеси дается в [7, 8]. В этих работах рассматривается вопрос о степени перераспределения концентрации примеси в поперечном сечении в зависимости от внешних параметров (разрядный ток, парциальное давление, температура газа) и влияние разделения компонентов смеси на характеристики столба (температура T_e электронов, напряженность E_z продольного электрического поля и т.д.). При этом основной газ считается фоном, определяющим движение частиц и дающим вклад в ионизацию, а пространственным перераспределением его по сечению можно пренебречь из-за малой степени его ионизации. Тогда уравнения баланса для электронов и атомов примеси принимают следующий вид:

$$D_{a_2} \nabla^2 n_e + \frac{b_2}{b_1} k_1 n_1 n_e + k_2 n_2 n_e = 0, \quad (1.11)$$

$$D_2 \nabla^2 n_2 - k_2 n_2 n_e = 0, \quad (1.12)$$

где D_{a_2} — коэффициент амбиполярной диффузии ионов примеси; D_2 — коэффициент диффузии атомов примеси; k_1 и k_2 — константы скорости ионизации основного газа и примеси; b_1 , b_2 и n_1 , n_2 — подвижности ионов и концентрации атомов основного газа и примеси.

В этих уравнениях учитывается только прямая ионизация, температура электронов считается постоянной по сечению вследствие высокой теплопроводности электронов. Несмотря на эти допущения, аналитического решения полной системы не удается найти даже в плоском случае. Поэтому аналитическое решение задачи поперечного разделения проводится в двух предельных случаях:

- 1) поведение столба определяется только примесью, то есть $k_1 n_1 \ll \ll k_2 n_2$;
- 2) роль примеси в образовании плазмы пренебрежимо мала.

Для этих случаев в [7, 8] получена система выражений для определения электронной температуры, напряженности продольного электрического поля, концентрации электронов и атомов примеси на оси разряда. С нашей точки зрения особый интерес представляет переходная область, где вклад в ионизацию дают и основной газ, и примесь. Однако в этом случае система уравнений (1.11) и (1.12) аналитически

не решается, поэтому в [7, 8] дается ее приближенное решение. Полагается, что

$$p = p(0) - \frac{i}{S(b_e + b_2)}z + \xi p_e + F(x, z), \quad (1.13)$$

где $p = p_e + p_2$ — полное давление электронов и атомов примеси; $p(0)$ — полное давление электронов и атомов примеси в сечении $z = 0$, которое задается условием сохранения полного числа частиц примеси во всем столбе; z — расстояние от катодной границы столба; i — разрядный ток; S — площадь поперечного сечения разрядной трубки; $\xi = \frac{4R^2 k_1 n_1}{\pi^2 D_{a_1}}$ — безразмерный параметр, характеризующий вклад основного газа в частоту ионизации; D_{a_1} — коэффициент амбиполярной диффузии ионов основного газа; $F(x, z)$ — неизвестная функция, которая в принципе может быть найдена из системы уравнений (1.11) и (1.12).

Однако, как вытекает из соотношений, полученных для предельных случаев, хорошим приближением во всей области изменения ξ будет $F(x, z) = 0$.

С использованием уравнений полного тока, в [8] дается следующее выражение для концентрации n_{20} атомов примеси в центре трубки:

$$n_{20} = \frac{\tilde{p}}{kT_g} \left(1 - \frac{3\gamma}{2\varphi + 2} \right), \quad (1.14)$$

где T_g — температура газа; $\gamma = 1 + \frac{\pi^2 \xi D_{a_2} k T_g}{4R^2 k_2 \tilde{p}}$; $\varphi = \frac{3}{2} \frac{\tilde{p}\gamma}{(1-\xi)p_{e0}} - 1$;

$\tilde{p} = p(0) - \frac{i}{S(b_e + b_2)}z$; p_{e0} — давление электронов на оси трубки.

Далее, учитывая граничное условие $n_e(r) = 0$, для концентрации атомов примеси у стенки трубки получаем уравнение

$$n_2(R) = \frac{\tilde{p} + \xi p_{e0}}{kT_g}. \quad (1.15)$$

Таким образом, используя формулы (1.14) и (1.15), можно рассчитать степень поперечного перераспределения концентрации атомов примеси $n_{20}/n_2(R)$. Более того, этот расчет дает возможность определить степень поперечного перераспределения в зависимости от расстояния от катодной границы столба, то есть выяснить взаимосвязь продольного и радиального разделений.

Явление продольного разделения смесей газов исследовалось в ряде работ [9–11], включая и динамику этого процесса [12, 13]. В [14–16] изучалось продольное разделение в бинарных смесях инертных газов в положительном столбе газового разряда постоянного тока с помощью спектральных и масс-спектрометрических методов. В работах [14–16] изучалось влияние внешних параметров разряда на скорость и степень продольного разделения компонентов

смесей He-Ne, Ne-Ar, Ar-Kr, Kr-Xe в положительном столбе разряда постоянного тока и указывалась возможность очистки инертных газов от примесей.

В [15] исследовалось продольное разделение в диапазоне изменения давления смеси газов 6–90 Тор, разрядного тока 0,01–0,5 А и температуры газа 300–500 К в трубках диаметром 9,5 и 12,2 мм. Установлено, что катафорез усиливается с увеличением давления смеси, как предсказывает теория [6], в области давлений, меньше 40 Тор. Увеличение температуры газа и диаметра разрядной трубки приводит к уменьшению разделения смеси. В работе [16] явление катафореза используется для очистки благородных газов от примесей, в частности, от других благородных газов. К анодной части трубки подключается баллон с очищаемым газом. В разряде в результате катафореза примесь уходит на катод, вследствие чего анодная часть разряда обедняется атомами примеси, поэтому атомы примеси из баллона диффундируют в анодную область разряда и, в свою очередь, из-за продольного катафореза переносятся к катоду. Данный процесс продолжается до установления равновесного распределения атомов примеси. Необходимое для этого время зависит от концентрации атомов примеси, давления основного газа, разрядного тока и размеров баллона и разрядной трубки. Например, при объеме баллона 2 литра при давлении гелия 20 Тор и концентрациях примеси, соответствующих техническому гелию, процесс очистки продолжается порядка 2 часов при разрядном токе 20 мА.

Экспериментальные работы по изучению радиального разделения смеси практически все имеют дело с разрядами в инертных газах с примесью паров металлов. В цикле работ [17–19] исследуется разряд в смеси Cs-Ar. Давление аргона менялось от 1 до 5 Тор. Парциальное давление цезия регулировалось термостатом, в котором температура изменялась от 300 до 450 К. Радиальное распределение концентрации атомов цезия в основном состоянии измерялось методом поглощения при различных значениях температур стенок, то есть для различных концентраций цезия и для ряда разрядных токов. Полученные в [17–19] результаты показывают эффект обеднения приосевых областей разряда атомами цезия в основном состоянии. В этих работах обнаружено также существование так называемого критического значения разрядного тока, при котором наблюдается резкий переход к состоянию с большей электронной температурой. Это значение разрядного тока разделяет два режима горения разряда:

- а) при низких значениях разрядного тока основной вклад в ионизацию дают атомы легкоионизируемой добавки;
- б) с ростом разрядного тока обеднение центральных областей разряда атомами примеси так велико, что для поддержания разряда необходимо ионизовать и атомы основного газа, что приводит к росту электронной температуры.

Кроме того, в этих работах высказывается мысль о взаимосвязи аксиального и радиального разделений. Однако аксиального градиента в распределении концентрации основного состояния цезия в условиях эксперимента не было, так как температура стенок, определяющая плотность паров металла, была однородна по всей длине разрядной трубки. Поэтому экспериментальное изучение взаимного влияния радиального и продольного разделений в [17–19] не проводилось.

Представляет интерес и серия работ [20–23], в которых изучается радиальный катафорез непосредственно в лазерных трубках, заполненных смесью гелия с парами кадмия. В этих исследованиях также установлено наличие сильного радиального разделения смеси в условиях, близких к оптимальным для генерации режимам работы лазера. Кроме того, проведен численный расчет радиального распределения концентрации атомов и ионов металла, буферного газа и электронов. Для этого рассматривается цилиндрически симметричный, однородный по длине положительный столб газового разряда радиуса R в диффузионном режиме и решается система уравнений

$$\operatorname{div}(n_j v_j) + G_j = 0, \quad (1.16)$$

где n_j и v_j — концентрация и скорость частиц j -го сорта; G_j — плотность источников этих частиц.

Надо отметить, что в этих работах, для получения равномерной концентрации примеси вдоль оси, пары металла непрерывно и равномерно поступали из расположенного у анода испарителя в зону разряда и за счет ионной транспортировки переносились к катоду, где непрерывно конденсировались на холодных частях трубки.

В [24] радиальный катафорез в смеси He-Hg изучался в центральной части высокочастотного разряда, в которой отсутствует продольное постоянное электрическое поле. В этом случае продольный катафорез не будет иметь места. При этих условиях измерены радиальные распределения ионов компонентов смеси, концентрации атомов на нижних возбужденных уровнях. Радиальное распределение атомов и ионов ртути, кроме того, рассчитывалось с помощью уравнений баланса для нейтральных и заряженных частиц. Рассчитанный с учетом поперечного катафореза радиальный ход концентрации ионов ртути совпадает с экспериментально измеренным распределением ионов ртути по радиусу.

Из вышеизложенного видно, что к настоящему времени выполнен ряд работ, посвященных изучению радиального разделения. Однако все они имеют дело с разрядом в смеси инертных газов с парами металлов. В этом случае радиальный ход концентрации атомов металла можно получить, измеряя коэффициент поглощения резонансных линий. Определение же поперечного распределения атомов примеси в смеси инертных газов таким методом сопряжено с известными экспериментальными трудностями, так как резонансные линии инертных газов лежат в далекой ультрафиолетовой области спектра. Поэтому экспериментальное изучение радиального разделения в смеси инертных газов

требует несколько иного подхода, чем в случае смеси инертных газов с парами металлов. С другой стороны, в экспериментах, проводимых в смесях инертных газов с парами металлов, расположением отростка с металлом у анода можно избежать влияния продольного разделения. Однако, в положительном столбе разряда в смеси инертных газов будет происходить разделение смеси как в продольном, так и в радиальном направлениях, и перераспределение атомов примеси в продольном направлении может привести к изменению степени радиального разделения компонентов смеси. В силу этого представляет интерес исследование взаимосвязи этих двух видов разделения в положительном столбе разряда.

Что касается динамики поперечного разделения, то к началу выполнения данной работы была известна только одна работа [25], посвященная этому вопросу. В [25] изменение концентрации паров металла во времени в центре разрядной трубки исследовалось методом измерения коэффициента поглощения интеркомбинационных линий кадмия в смеси He-Cd. Измерены времена установления t_{st} стационарного уровня концентрации кадмия в импульсе разрядного тока и восстановления t_r однородного по сечению разряда уровня концентрации примеси после импульса. Определены зависимости величин t_{st} и t_r от парциальных давлений гелия и кадмия и разрядного тока.

Полученное в этих экспериментах время возврата атомов металла в разрядный промежуток после прекращения импульса тока составляет $t_r \approx 10^{-3}$ с, что значительно превышает время диффузии, которое можно оценить по формуле

$$\tau_{D_2} = \left(\frac{R}{2,4} \right)^2 \frac{1}{D_2} \approx 10^{-5} \text{ с,}$$

где D_2 — коэффициент диффузии атомов кадмия в гелии; R — радиус разрядной трубки. Было установлено, что t_r довольно резко уменьшается с ростом концентрации кадмия и отсюда сделан вывод, что атомы кадмия химически взаимодействуют со стенками стеклянной разрядной трубки, а выбиваются из поверхности стекла также атомами кадмия. Этот вывод был подтвержден тем, что в разрядных трубках из керамики взаимодействия с поверхностью не наблюдалось, и время возврата определялось лишь временем диффузии. Однако, в работе [25] эксперименты по динамике радиального катафореза проведены в стеклянных трубках, и это усложняет интерпретацию этих результатов. Кроме того, в своих работах [26–28] авторы неоднократно указывают на необходимость в случае радиального разделения смеси уделять особое внимание изучению радиального распределения ионов примеси и времени их жизни в разряде, которое существенно зависит от степени разделения нейтральных компонентов смеси. При исследовании же динамики радиального разделения они пренебрегают зависимостью времени жизни ионов примеси от параметров разряда, что может

привести к ошибкам в определении времени установления стационарного значения поперечного распределения атомов примеси в разряде.

В нашей лаборатории в течение ряда лет проводятся исследования по изучению физических процессов, протекающих в разрядах в смесях газов [29–80]. В [29] изучалось радиальное перераспределение компонентов He-Na смеси в положительном столбе разряда постоянного тока. Подробное систематическое изучение продольного и поперечного катафореза, включая и динамику этого явления, в неизотермической плазме смеси гелия с малыми добавками ксенона было проведено в [30]. Влияние продольного магнитного поля на степень поперечного перераспределения было исследовано в [31]. Обнаружено, что изменением величины индукции магнитного поля можно управлять степенью перераспределения компонентов смеси. В [34] изучалось радиальное и аксиальное перераспределения компонентов в бинарных смесях He-Ne, He-Ar, He-Kr, Ne-Xe и в тройной смеси He-Ne-Xe при изменении в широком диапазоне парциальных давлений компонентов и разрядного тока. Основные результаты этих исследований опубликованы в [34, 64–70].

§ 2. Метод определения радиального разделения смеси по интенсивностям спектральных линий

Радиальное распределение концентрации атомов инертных газов в основном состоянии определялось с помощью метода [29, 30], основанного на измерении распределения интенсивностей спектральных линий по радиусу разрядной трубки. Для получения радиального хода концентрации нормальных атомов ксенона измерялись поперечные распределения интенсивностей линий гелия $I_{\text{He}}(r)$ и ксенона $I_{\text{Xe}}(r)$, причем выбирались линии, интенсивности которых можно представить в виде:

$$I_{\text{He}}(r) = h\nu_{\text{He}}n_{\text{He}}n_e(r)z_{0k}^{\text{He}}, \quad (1.17)$$

$$I_{\text{Xe}}(r) = h\nu_{\text{Xe}}n_{\text{Xe}}(r)n_e(r)z_{0k}^{\text{Xe}}, \quad (1.18)$$

где n_e , n_{He} и n_{Xe} — соответственно концентрации электронов, атомов гелия и ксенона в основных состояниях; ν_{He} и ν_{Xe} — частоты излучения, соответствующие исследуемым спектральным линиям гелия и ксенона; z_{0k}^{He} и z_{0k}^{Xe} — константы скоростей прямого возбуждения электронным ударом рассматриваемых спектральных линий из основных состояний гелия и ксенона.

Эти формулы справедливы в случае, когда возбужденные уровни атомов заселяются за счет прямого электронного возбуждения и каскадных переходов, а рассеяются за счет спонтанных переходов на нижележащие уровни. Если функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и концентрация атомов гелия не меняются

по радиусу, радиальный ход концентрации атомов примеси в основном состоянии можно получить, измеряя отношение интенсивностей спектральных линий ксенона и гелия на различных расстояниях от оси разрядной трубки $I_{\text{Xe}}(r)/I_{\text{He}}(r)$, так как из системы уравнений (1.17), (1.18) следует, что

$$n_{\text{Xe}}(r) = C \frac{I_{\text{Xe}}(r)}{I_{\text{He}}(r)}, \quad (1.19)$$

где

$$C = n_{\text{He}} \frac{\nu_{\text{He}} z_{0k}^{\text{He}}}{\nu_{\text{Xe}} z_{0k}^{\text{Xe}}}. \quad (1.20)$$

Проведение корректных измерений радиального катафореза данным методом возможно при определенных условиях, ограничивающих область его использования, а именно, необходимо чтобы величина C , даваемая выражением (1.20), не зависела от координаты r . По оценкам в условиях эксперимента степень ионизации гелия составляет величину порядка 10^{-5} , что может привести к радиальному изменению концентрации атомов гелия не более 0,01 %, то есть перераспределением буферного газа по сечению трубки можно пренебречь. Далее, необходимо, во-первых, выбирать спектральные линии гелия и ксенона, для которых скорости прямого возбуждения должны преобладать над скоростями ступенчатого возбуждения. Во-вторых, функция распределения электронов по энергиям должна быть постоянной по радиусу, в противном случае надо вводить поправочный множитель $C(r)$, учитывающий ее изменение по радиусу разрядной трубки. Все это требует корректного выбора условий эксперимента.

§ 3. Выбор условий эксперимента

Для определения радиального хода концентрации атомов примеси в основном состоянии нами были выбраны спектральные линии 706,5 нм гелия и 711,9 нм ксенона. Для оценки вклада ступенчатых процессов в возбуждение верхних уровней рассматриваемых линий вычислялись величины: $\Delta N_{mk}^{\text{He}}/\Delta N_{0k}^{\text{He}}$ и $\Delta N_{mk}^{\text{Xe}}/\Delta N_{0k}^{\text{Xe}}$, где $\Delta N_{mk}^{\text{He,Xe}} = n_e n_m^{\text{He,Xe}} z_{mk}^{\text{He,Xe}}$; $\Delta N_{0k}^{\text{He,Xe}} = n_e n_{\text{He,Xe}} z_{0k}^{\text{He,Xe}}$; n_e , $n_{\text{He,Xe}}$, $n_m^{\text{He,Xe}}$ — соответственно концентрация электронов, атомов гелия либо ксенона в основных состояниях и метастабильных атомов гелия в состоянии 2^3S и ксенона в состоянии $3P_2$;

$$z_{mk}^{\text{He,Xe}} = \int_{\varepsilon_{mk}^{\text{He,Xe}}}^{\infty} \sigma_{mk}^{\text{He,Xe}}(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} f(\varepsilon) d\varepsilon$$

— константа скорости ступенчатого возбуждения верхнего уровня спектральной линии 706,5 нм гелия из метастабильного состояния 2^3S , либо верхнего уровня линии 711,9 нм ксенона из метастабильного состояния 3P_2 ; $\sigma_{mk}^{\text{He,Xe}}(\varepsilon)$ — сечения для рассматриваемых ступенчатых процессов; $\varepsilon_{mk}^{\text{He,Xe}}$ — пороговые энергии для возбуждения рассматриваемых линий из метастабильных состояний;

$$z_{0k}^{\text{He,Xe}} = \int_{\varepsilon_{0k}^{\text{He,Xe}}}^{\infty} \sigma_{0k}^{\text{He,Xe}}(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} f(\varepsilon) d\varepsilon$$

— константа скорости прямого возбуждения из основного состояния; $\sigma_{0k}^{\text{He,Xe}}(\varepsilon)$, $\varepsilon_{0k}^{\text{He,Xe}}$ — сечения и пороговые энергии для возбуждения верхних уровней исследуемых линий из основных состояний гелия и ксенона; $f(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергиям.

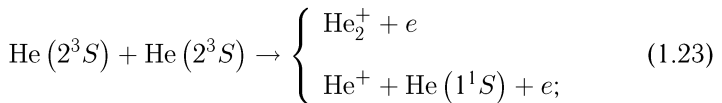
Значения концентраций метастабильных атомов гелия n_m^{He} в состоянии 2^3S и ксенона n_m^{Xe} в состоянии 3P_2 вычислялись из стационарных уравнений баланса для $n_m^{\text{He}}(2^3S)$:

$$z_{0m}^{\text{He}} n_e n_{\text{He}} = \{z_{m0}^{\text{He}} + z_{mk}^{\text{He}} + z_{mi}^{\text{He}}\} n_e n_m^{\text{He}} + \frac{n_m^{\text{He}}}{\tau_{D_m}^{\text{He}}} + k_1 n_m^{\text{He}} n_m^{\text{He}} + k_2 n_{\text{Xe}} n_m^{\text{He}} \quad (1.21)$$

и для $n_m^{\text{Xe}}(^3P_2)$:

$$z_{0m}^{\text{Xe}} n_e n_{\text{Xe}} + z_{rm}^{\text{Xe}} n_e n_r^{\text{Xe}} = \{z_{m0}^{\text{Xe}} + z_{mk}^{\text{Xe}} + z_{mr}^{\text{Xe}} + z_{mi}^{\text{Xe}}\} n_e n_m^{\text{Xe}} + \frac{n_m^{\text{Xe}}}{\tau_{D_m}^{\text{Xe}}} + k_3 n_m^{\text{He}} n_m^{\text{Xe}}, \quad (1.22)$$

где $z_{0m}^{\text{He,Xe}}$ — константа скорости электронного возбуждения метастабильных состояний 2^3S гелия и 3P_2 ксенона из основного состояния; $z_{m0}^{\text{He,Xe}}$, $z_{mk}^{\text{He,Xe}}$, $z_{mi}^{\text{He,Xe}}$ — константы электронного девозбуждения метастабильных состояний за счет ударов второго рода, ступенчатого возбуждения верхних ($k > r$) уровней и ступенчатой ионизации; $\tau_{D_m}^{\text{He}}$ — постоянная времени диффузии метастабильных атомов гелия к стенкам разрядной трубки; k_1 — константа реакции взаимодействия двух метастабильных 2^3S атомов гелия



k_2 — константа скорости пеннинговской ионизации ксенона при взаимодействии атомов ксенона с метастабильными атомами 2^3S гелия; z_{mr}^{Xe} и z_{rm}^{Xe} — константы скоростей ступенчатого возбуждения

резонансного состояния 3P_1 ксенона электронным ударом из состояния 3P_2 и обратного ему процесса; n_r^{Xe} — концентрация атомов ксенона в состоянии 3P_1 ; $\tau_{D_m}^{\text{Xe}}$ — постоянная времени диффузии метастабильных атомов 3P_2 ксенона в смеси He-Xe; k_3 — константа реакции взаимодействия метастабильных атомов Xe(3P_2) с атомами He(2^3S).

Расчет $n_m^{\text{He, Xe}}$ проводился в предположении максвелловской функции распределения электронов по энергиям при изменении электронной температуры от 1 до 10 эВ, электронной концентрации от $5 \cdot 10^9$ до 10^{11} см $^{-3}$, давления гелия от 0,1 до 1,0 Тор и парциальных давлений ксенона $2 \cdot 10^{-4}$, 10^{-3} и $5 \cdot 10^{-3}$ Тор. Необходимые для расчета значения констант и сечений различных процессов брались из [83] для z_{0m}^{He} , [84] — z_{mk}^{He} , [85] — z_{mi}^{He} , [86] — k_1 , [87] — k_2 , [88] — z_{0m}^{Xe} , [89] — z_{mr}^{Xe} , [90] — z_{mi}^{Xe} , [91] — z_{m0}^{Xe} , [92] — k_3 , [93] — $\tau_{D_m}^{\text{He}}$, [39] — $\tau_{D_m}^{\text{Xe}}$, [94] — z_{0k}^{He} , [95, 96] — z_{0k}^{Xe} . Константы z_{mi}^{He} и z_{rm}^{Xe} рассчитывались из принципа детального равновесия по известным значениям констант скоростей прямых процессов. Константы z_{mk}^{Xe} находились по рассчитанным сечениям ступенчатого возбуждения по формулам работы [97].

На рис. 1–4 приведены вычисленные таким образом величины $\Delta N_{mk}^{\text{He}}/\Delta N_{0k}^{\text{He}}$ и $\Delta N_{mk}^{\text{Xe}}/\Delta N_{0k}^{\text{Xe}}$ для давления гелия 1 Тор, трех значений давления ксенона $2 \cdot 10^{-4}$, 10^{-3} и $5 \cdot 10^{-3}$ Тор и концентрации электронов $5 \cdot 10^9$ – 10^{11} см $^{-3}$.

Из результатов расчета видно, что при фиксированной температуре электронов даже малая добавка ксенона к гелию приводит к уменьшению вклада ступенчатых процессов в возбуждение верхнего уровня линии 706,5 нм гелия. Это объясняется тем, что в разряде в смеси He-Xe эффективно протекает реакция ионизации ксенона при взаимодействии его с метастабильными атомами гелия в состоянии 2^3S , которая приводит к тому, что концентрация метастабильных атомов гелия в разряде уменьшается и, соответственно, уменьшается вклад ступенчатых процессов. С другой стороны, добавка ксенона в разряд приводит к некоторому понижению средней энергии электронов и, соответственно (см. рис. 1–4), к увеличению относительного вклада ступенчатых процессов.

Однако следует отметить, что с ростом разрядного тока и, соответственно, концентрации электронов разрушение метастабильного состояния гелия 2^3S будет все в большей степени определяться процессами с участием электронов, вклад же реакции ионизации Пеннинга в формирование стационарного уровня заселенности метастабильного состояния He(2^3S) в этом случае незначителен. Поэтому, как видно из рис. 1–4, при $n_e > 5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ добавка ксенона очень слабо влияет на изменение вклада ступенчатых процессов в возбуждение верхнего уровня линии 706,5 нм гелия, в отличие от случая малых

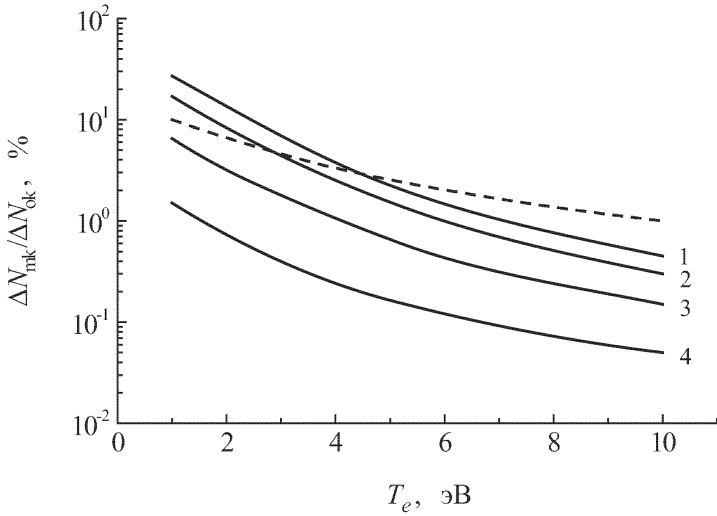


Рис. 1. Расчет относительного вклада ступенчатых процессов в возбуждение линий 711,9 нм ксенона (пунктирная кривая) и 706,5 нм гелия (сплошные кривые) при $p_{He} = 1$ Тор, $n_e = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и парциальном давлении ксенона в смеси p_{Xe} : 1 — 0; 2 — $2 \cdot 10^{-4}$; 3 — 10^{-3} ; 4 — $5 \cdot 10^{-3}$ Тор.

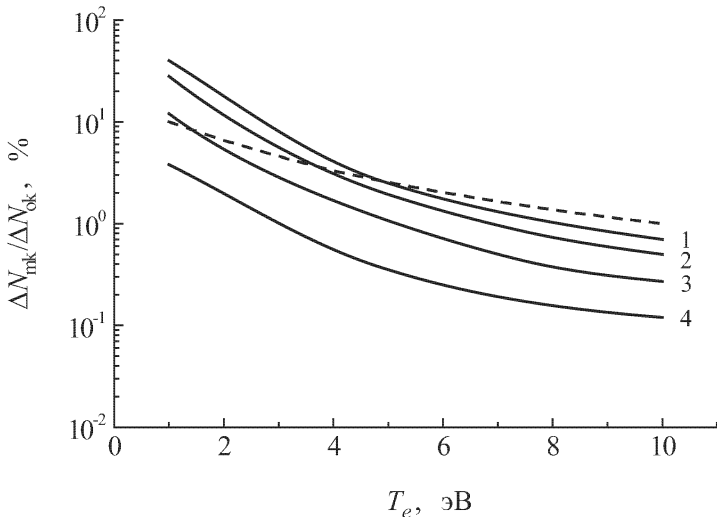


Рис. 2. То же, что на рис. 1, $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

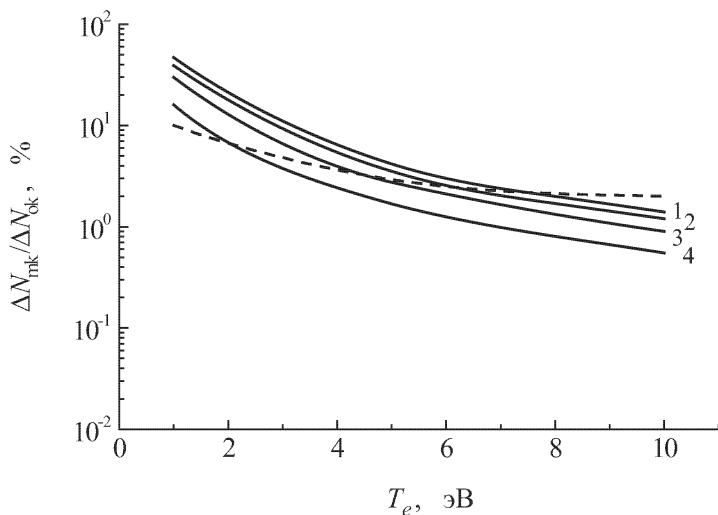


Рис. 3. То же, что на рис. 1, $n_e = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

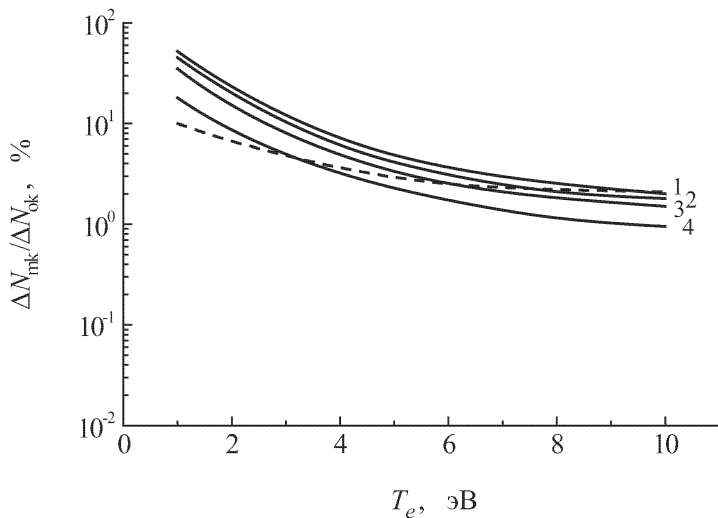


Рис. 4. То же, что на рис. 1, $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

разрядных токов (т.е. малых значений концентрации электронов), когда разрушение состояния 2^3S гелия определяется реакцией ионизации Пеннинга. Из результатов расчета следует, что в диапазоне температур электронов от 3 до 10 эВ (что соответствует условиям эксперимента $p_{\text{He}} = 0,1-0,5$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 2 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-3}$ Тор, $i = 0,01-0,25$ А) вклад ступенчатых процессов не превышает 5% и можно считать, что интенсивности выбранных линий обусловлены прямым электронным возбуждением из основных состояний гелия и ксенона.

К такому же выводу можно прийти, измеряя зависимость интенсивностей выбранных линий гелия и ксенона от концентрации электронов, которая оставалась линейной во всем диапазоне используемых значений разрядного тока. Кроме того, эти спектральные линии имеют резкую оптическую функцию возбуждения и, следовательно, наименее чувствительны к изменению распределения по энергиям быстрых электронов. Несмотря на это, нельзя не принимать во внимание радиальное изменение ФРЭЭ, так как при определенных условиях эксперимента это может привести к значительным ошибкам. Как указывается в работах [98, 99] и, как показывают результаты наших измерений, при давлении гелия до 0,5 Тор функция распределения электронов в пределах ошибки эксперимента не меняется по радиусу разрядной трубки. Добавка в разряд примеси с малым потенциалом ионизации изменяет не только среднюю энергию электронов в разряде, но и сам вид функции распределения [98].

Для того чтобы оценить влияние примеси на формирование функции распределения электронов в разряде, был проведен расчет полной доли энергии, теряемой электроном в результате соударений с нейтральными атомами гелия и ксенона. Доля энергии δ_e , теряемая электроном при столкновениях с нейтральными частицами, складывается из следующих величин:

$$\delta_e = \delta_{nn} + \delta_i + \delta_{nn'} + \delta_w, \quad (1.24)$$

где δ_{nn} — доля энергии, теряемая электроном при упругом столкновении; δ_i — при ионизации; $\delta_{nn'}$ — при возбуждении; δ_w — доля энергии, теряемая электроном при столкновении со стенками.

Каждая из величин δ в соответствии с [100] определяется следующим образом:

$$\delta_{nn} = \frac{2m}{M}, \quad (1.25)$$

где m — масса электрона; M — масса нейтральной частицы;

$$\delta_i = \frac{eU_i\nu_{0i}}{3/2kT_e\nu_{en}}, \quad (1.26)$$

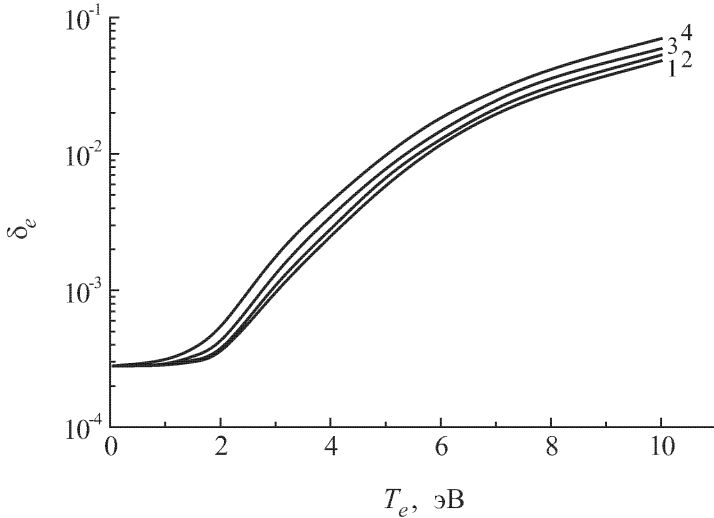


Рис. 5. Зависимость полной доли потерь энергии электроном при соударении с нейтральными атомами от температуры электронов в чистом гелии (1) и при добавлении к гелию ксенона, %: 2 — 0,1; 3 — 0,5; 4 — 1,0.

где U_i — потенциал ионизации; ν_{en} — частота столкновений электронов с нейтралами; ν_{0i} — частота ионизации [101];

$$\delta_{nn'} = \frac{\sum_{n'} eU_{n'}\nu_{0n'}}{3/2kT_e\nu_{en}}, \tag{1.27}$$

где $U_{n'}$, и $\nu_{nn'}$ — потенциал и частота возбуждения n' -го уровня [101, 102].

Так как в стационарном разряде гибель электронов на стенках компенсируется рождением их в объеме, то долю энергии электронов, теряемую при столкновении со стенками разрядной трубки, можно выразить следующим образом:

$$\delta_w = \frac{3/2kT_e\nu_{0i}}{3/2kT_e\nu_{en}} = \frac{\nu_{0i}}{\nu_{en}}. \tag{1.28}$$

На рис. 5 представлены рассчитанные таким образом величины доли потерь энергии электроном в чистом гелии и при различных добавках ксенона к гелию. Расчет для чистого гелия близок к расчетам, приведенным в [100]. Естественно, с ростом парциального давления ксенона потери энергии электроном все в большей степени будут определяться столкновениями с атомами ксенона, обладающими значительно более низким порогом неупругих процессов. Это приведет к снижению средней энергии электронов. Однако нам

важно, чтобы добавка ксенона не привела к появлению радиальной зависимости ФРЭЭ.

Как показано в [103] функция распределения в интересующей нас области энергии $\varepsilon > \varepsilon_1$ не будет зависеть от радиальной координаты, если выполняется условие

$$\nu_{II} \ll \nu^* \ll \nu_I, \quad (1.29)$$

где $\nu_I = \frac{\varepsilon_1}{mR^2\nu(\varepsilon_1)} \left(\frac{\varepsilon_e}{eE_z R} \right)^{4/3}$; $\nu_{II} = \frac{m^{3/2}\varepsilon_1\varepsilon_e^{1/2}\delta_e^{5/2}\nu^4(\varepsilon_1)}{e^3 E_z^3}$; ε_1 — поро-

говая энергия неупругих ударов; e , m и ε_e — заряд, масса и энергия электрона; R — радиус разрядной трубки; E_z — напряженность продольного электрического поля; $\nu(\varepsilon_1)$ — частота упругих соударений электрон-нейтрал при энергии ε_1 ; ν^* — частота неупругих ударов.

Вычисления зависимостей величин ν_I , ν^* и ν_{II} от температуры T_e электронов при давлении гелия 0,1 Тор, ксенона — 10^{-3} Тор показали, что для $1 \text{ эВ} < T_e < 10 \text{ эВ}$ условие (1.29) выполняется с достаточной степенью точности

Если теперь вычислить (см. рис. 6), для каких значений T_e в зависимости от давления гелия и добавки ксенона величины ν_I и ν^* сравняются, то эта кривая будет служить границей, разделяющей области, где функция распределения быстрых электронов ($\varepsilon > \varepsilon_1$) не зависит от радиальной координаты (ниже расчетной кривой), либо изменяется по радиусу (выше кривой). Из приведенных на рис. 6 графиков видно, что в диапазоне давлений ксенона $(1-50) \cdot 10^{-4}$ Тор, давлений гелия $(0,1-0,5)$ Тор и соответствующих этим условиям электронных температур $(3-10 \text{ эВ})$ выполняется условие (1.29) для частоты неупругих ударов, и функция распределения для электронов с энергией, превышающей порог неупругих ударов, не зависит от радиальной координаты.

Кроме того, в тех же условиях экспериментально было показано, что функция распределения практически не меняется по радиусу. Это следует как из результатов непосредственных измерений методом второй производной тока на зонд радиальных зависимостей функции распределения электронов по энергиям вплоть до $r = 0,85R$, так и из измерений радиального поведения интенсивностей линий гелия с сильно различающимся ходом функций оптического возбуждения. В последнем случае, если радиальный ход интенсивностей указанных линий в пределах погрешности эксперимента одинаков, то и ФРЭЭ для $\varepsilon > 22 \text{ эВ}$ будет постоянна по радиусу.

Следует отметить, что при больших парциальных давлениях гелия и ксенона, применение используемой методики определения радиального хода концентрации атомов примеси затруднено необходимостью учета поперечной неоднородности функции распределения электронов по энергиям и тем, что в этих условиях увеличивается вклад процессов ступенчатого возбуждения. Поэтому измерения проводились

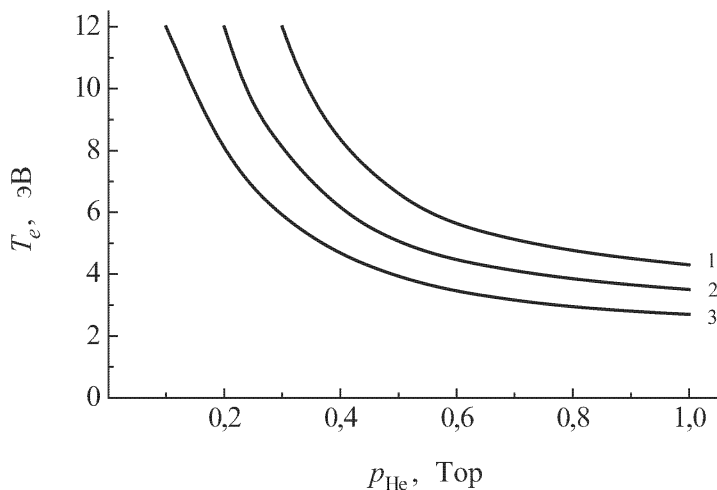


Рис. 6. Рассчитанные кривые, разделяющие область с не зависящей от радиальной координаты ФРЭЭ (ниже кривых) и изменяющейся по радиусу функцией распределения (выше кривых) в плазме разряда в смеси He-Xe при p_{He} , Тор: 1 — 0; 2 — 10^{-3} ; 3 — $5 \cdot 10^{-3}$.

в диапазоне давлений гелия 0,1–0,5 Тор, давлений ксенона 10^{-4} – 10^{-3} Тор и разрядных токах 0,01–0,25 А. Когда ФРЭЭ начинает заметно меняться по радиусу разрядной трубки, в формулу (1.19) вводится поправочный множитель, учитывающий изменение функции распределения по радиусу разрядной трубки.

§ 4. Метод измерения пространственного распределения концентрации ионов в бинарных смесях

Для исследования радиального распределения ионов примеси в данной работе использовался метод, предложенный в [104, 105], основанный на использовании теории ионного тока на зонд. Если электроны обладают максвелловским распределением по скоростям, и в плазме имеются только однократно ионизованные атомы двух родов, то общий ионный ток на зонд можно рассматривать как сумму ионных токов отдельных компонентов смеси. Для больших отрицательных потенциалов относительно плазмы ионный ток на зонд равен:

$$i = i_1 + i_2 = \gamma e S' (n_1^+ v_1 + n_2^+ v_2), \quad (1.30)$$

где $v_1 = \sqrt{\frac{2kT_e}{M_1}}$, $v_2 = \sqrt{\frac{2kT_e}{M_2}}$, n_1^+ , n_2^+ и M_1 , M_2 — концентрации и массы ионов соответствующих компонентов; S' — площадь слоя объемного заряда вокруг зонда; e — заряд электрона; γ — коэффициент, значение которого зависит от формы зонда.

Из квазинейтральности плазмы следует

$$n_1^+ + n_2^+ = n_e, \quad (1.31)$$

где n_e — концентрация электронов.

При потенциале пространства электронный ток на зонд равен:

$$I = \frac{1}{4} e n_e v_e S, \quad (1.32)$$

где $v_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}$; m — масса электрона; S — площадь зонда.

Используя формулы (1.30)–(1.32), получаем следующие выражения:

$$\frac{n_1^+}{n_e} = \left(\frac{1}{2\gamma} \frac{i}{I} \sqrt{\frac{M_2}{\pi m}} \frac{S}{S'} - 1 \right) \left(\sqrt{\frac{M_2}{M_1}} - 1 \right)^{-1}, \quad (1.33)$$

$$\frac{n_2^+}{n_e} = \left(\frac{1}{2\gamma} \frac{i}{I} \sqrt{\frac{M_1}{\pi m}} \frac{S}{S'} - 1 \right) \left(\sqrt{\frac{M_1}{M_2}} - 1 \right)^{-1}. \quad (1.34)$$

Для нахождения S' используется «закон 3/2» для двух родов заряженных частиц, различающихся только массами, решением которого является [105]:

$$i_1 \sqrt{M_1} + i_2 \sqrt{M_2} = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{e} \frac{\varphi^{3/2}}{\beta^2 \left(\frac{r}{a}\right)} \frac{l_p}{a}, \quad (1.35)$$

где φ — разность потенциалов между плазмой и зондом; l_p — длина зонда; a — радиус зонда; r — радиус слоя объемного заряда около зонда; $\beta^2 \left(\frac{r}{a}\right)$ — табулированная функция [156].

При помощи формул (1.30)–(1.32) из формулы (1.35) исключаются i_1 и i_2 :

$$\frac{I}{\left(\frac{l_p}{a}\right) \varphi^{3/2}} = \sqrt{\frac{2e}{\pi m}} \frac{1}{9\gamma} \frac{S}{S' \beta^2 \left(\frac{r}{a}\right)} \equiv F \left(\frac{r}{a}\right). \quad (1.36)$$

Построив график зависимости $F \left(\frac{r}{a}\right)$ от $\frac{r}{a}$, можно, по измеренным n_e , φ , l_p и a , найти $\frac{S}{S'}$ для данного тока i и определить n_1^+ и n_2^+ по формулам (1.33), (1.34). В случае цилиндрического зонда γ равно 0,4. Данный метод, по мнению авторов [104], может давать значительную

ошибку при определении абсолютной величины концентрации ионов, но довольно точно передает относительный ход в зависимости от параметров разряда. Однако после соответствующей калибровки системы с достаточной степенью точности можно оценить и абсолютные значения концентрации ионов компонентов. Калибровка состоит в том, что проводятся измерения, скажем, концентрации ионов первого сорта n_1^+ в разряде чистого газа сорта 1. Далее, полагая, что $n_1^+ = n_e$ (или $n_2^+ = 0$), формально делаем поправку на коэффициент γ . Определенное таким образом значение γ в наших условиях оказалось равным 0,55.

§ 5. Экспериментальная установка

Исследования пространственного перераспределения компонентов бинарной смеси Не-Хе в зависимости от условий разряда проводились в трубке длиной 60 см и внутренним диаметром 3 см. Для измерения функции распределения электронов по энергиям на расстоянии 25 см от катода в трубку впаивался первый подвижный цилиндрический зонд диаметром 0,1 мм и длиной рабочей части 5 мм. Затем через каждые 10 см помещались еще два подвижных зонда.

Функция распределения электронов по энергиям определялась методом второй производной электрического тока на зонд [98] и с помощью зондовой методики, основанной на применении метода регуляризации к решению уравнения, связывающего электронный ток на цилиндрический зонд с ФРЭЭ [106, 107]

$$I_e(eV) = \frac{n_e e S}{\sqrt{8m}} \int_{eV}^{\infty} \frac{\varepsilon - eV}{\sqrt{\varepsilon}} f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1.37)$$

где S — площадь поверхности зонда; e и m — заряд и масса электрона; n_e — концентрация электронов; ε — энергия электронов; V — потенциал зонда относительно плазмы.

Уравнение (1.37) легко преобразуется в уравнение Фредгольма первого рода

$$I_e(eV) = C \int_0^b k(eV, \varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1.38)$$

где C — константа, $0 \leq \varepsilon \leq b$, $0 \leq V \leq d$,

$$k(eV, \varepsilon) = \begin{cases} 0 & \text{при } \varepsilon < eV, \\ \frac{\varepsilon - eV}{\sqrt{\varepsilon}} & \text{при } \varepsilon \geq eV, \end{cases}$$

— ядро интегрального уравнения.

Нахождение решения уравнения (1.38), то есть определение функции $f(\varepsilon)$ по известным значениям $I_e(eV)$ и $k(eV, \varepsilon)$ относится к классу некорректных задач, и для его решения используется метод регуляризации А.Н.Тихонова [106–108]. По найденной ФРЭЭ вычислялась средняя энергия электронов.

Измерения радиального распределения интенсивности излучения велись перпендикулярно оси разрядной трубки. Излучение из трубки с помощью системы линз и зеркал фокусировалось на щель монохроматора. Ширина входной щели была не более 0,02 мм, высота ограничивалась до 0,2 мм. Это позволяло получить пространственное разрешение по диаметру трубки не хуже 1–2 мм. Вертикальное перемещение одной из линз позволяло сканировать изображение трубки вдоль щели монохроматора. Сигнал с фотоэлектронного умножителя подавался на вход “Y” двухкоординатного самописца, а на вход “X” подавался сигнал, пропорциональный скорости сканирования изображения. В результате получаются усредненные по лучу зрения значения интенсивностей $I(x)$, которые связаны с локальными значениями интенсивностей $I(r)$ уравнением Абеля. Для случая цилиндрически симметричной плазмы это уравнение можно записать в виде

$$I(x) = 2 \int_x^r \frac{I(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}. \quad (1.39)$$

Известно [109], что интегральное уравнение Абеля принадлежит к классу задач математической физики, при алгебраизации которых получаются так называемые плохо обусловленные системы линейных уравнений. Системы такого рода характеризуются тем, что точность найденного решения значительно ниже, чем точность исходных данных. Для решения этих задач развиты современные математические методы. В настоящей работе вычисление локальных значений интенсивностей выполнялось по методу регуляризации А.Н.Тихонова [108] с помощью программы, разработанной в НИВЦ МГУ [110]. Как показано в [111], расчет локальных значений интенсивностей по исходным данным, известным с точностью до 15%, происходит без нарастания ошибки. По полученным таким образом локальным значениям интенсивностей линий ксенона и гелия рассчитывался радиальный ход концентрации атомов ксенона в основном состоянии по формуле (1.19). Погрешность определения $n_{Xe}(r)$ вблизи оси разрядной трубки составляла величину 5–10%. Концентрация ксенона в пристеночных областях ($12 \text{ мм} \leq r \leq 15 \text{ мм}$) находилась путем экстраполяции экспериментально полученной зависимости концентрации атомов ксенона в области пространства $0 \text{ мм} \leq r \leq 12 \text{ мм}$ по прямой с наклоном $\left. \frac{dn_{Xe}(r)}{dr} \right|_{r=12 \text{ мм}}$.

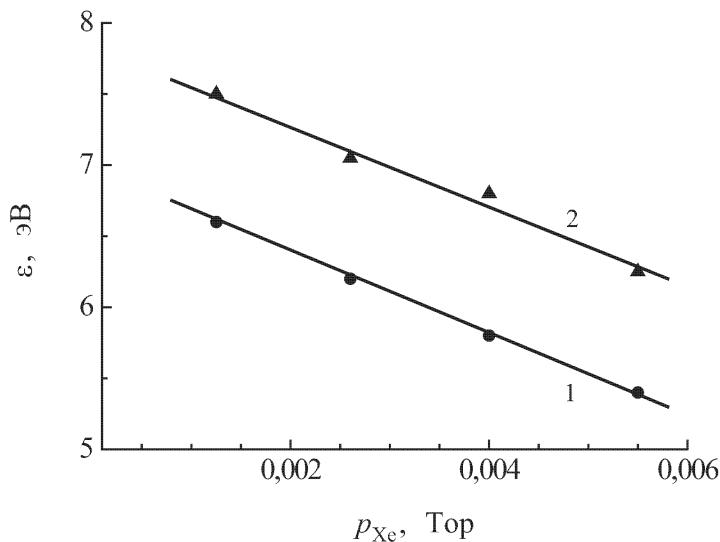


Рис. 7. Зависимость средней энергии электронов от парциального давления ксенона. $p_{He} = 0,3$ Тор, $i = 0,2$ А, расстояние от катода z , см: 1 — 35; 2 — 45.

§ 6. Радиальное распределение атомов ксенона в положительном столбе разряда в смеси He-Xe

Экспериментальное изучение разряда в смеси инертных газов показывает, что добавление даже небольшой в процентном отношении доли примеси, имеющей более низкий потенциал ионизации, чем основной газ, существенно меняет электрокинетические и оптические параметры разряда. Причем эти параметры не только изменяются по абсолютной величине, но меняется и характер их зависимости от условий разряда (давление, разрядный ток).

Рассмотрим, прежде всего, как меняется в зависимости от парциального давления примеси такая важная характеристика разряда, как средняя энергия электронов (см. рис. 7). Из рисунка видно, что с ростом парциального давления примеси с более низким потенциалом ионизации средняя энергия электронов уменьшается. Это объясняется тем, что с увеличением концентрации примеси потери энергии электронами будут все в большей степени определяться столкновениями с атомами примеси, и разряд по своим свойствам будет все больше приближаться к свойствам разряда в примесном газе, для которого характерны низкие значения средних энергий электронов. По этой же причине уменьшаются по абсолютной величине значения радиальных и продольных полей при добавлении примеси.

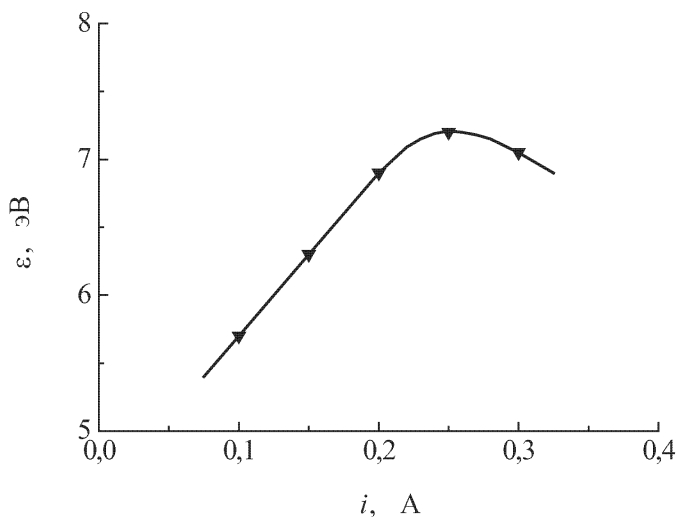


Рис. 8. Средняя энергия электронов в зависимости от силы разрядного тока. $p_{\text{He}} = 0,3$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 4 \cdot 10^{-3}$ Тор, расстояние от катода $z = 45$ см.

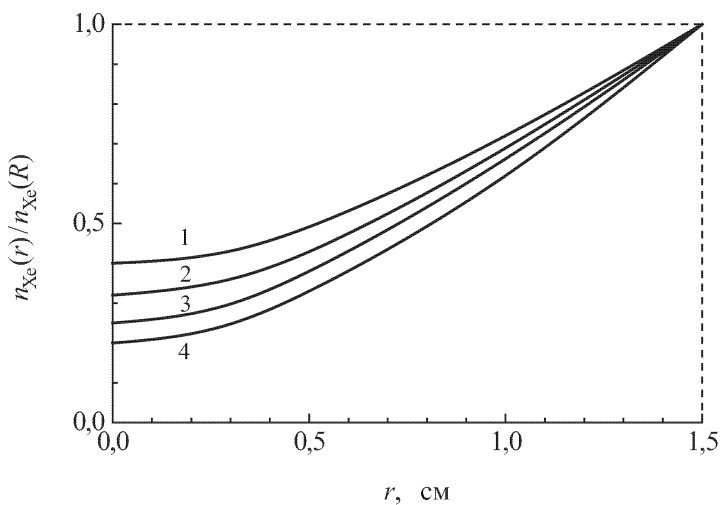


Рис. 9. Радиальное распределение концентрации атомов ксенона в основном состоянии при $p_{\text{He}} = 0,3$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 8 \cdot 10^{-4}$ Тор для различных разрядных токов i , А: 1 — 0,1; 2 — 0,15; 3 — 0,2; 4 — 0,25.

Но объяснить только таким образом зависимость средней энергии электронов от условий разряда в бинарной смеси инертных газов, например, от разрядного тока (см. рис. 8) невозможно. В этом случае необходимо учитывать возникающую в разряде в смеси газов радиальную неоднородность в распределении концентрации примеси.

На рис. 9 приведен ход концентрации атомов ксенона по радиусу для различных значений разрядного тока. Видно, что концентрация атомов примеси у стенок выше, чем у оси разрядной трубки, причем это обеднение центральных областей разряда атомами ксенона увеличивается с ростом разрядного тока. Дело в том, что с ростом разрядного тока возрастает концентрация электронов и, соответственно, скорость ионизации атомов примеси. Это приводит к увеличению потока ионов примеси на стенки трубки, а, значит, и к увеличению степени поперечного перераспределения атомов примеси. Если теперь обратиться к рис. 8, то такое поведение ε_e от разрядного тока можно объяснить уходом примеси к стенкам, где она локализуется во все более узких пристеночных слоях. В этом случае свойства разряда в приосевых областях все более приближаются к свойствам разряда в чистом гелии, который характеризуется более высокими значениями средних энергий электронов, радиальных и продольных электрических полей. Некоторое падение средней энергии ε_e электронов при дальнейшем увеличении разрядного тока связано с характерным поведением ε_e от i в разряде в чистом гелии. Однако, надо отметить, что из-за большой теплопроводности электронного газа средняя энергия электронов в условиях эксперимента остается постоянной по радиусу трубки: $\varepsilon_e = 7,5$ эВ; $7,3$ эВ; $7,5$ эВ; $7,6$ эВ; $7,4$ эВ на расстояниях от оси разрядной трубки, соответственно равных 0 мм; 4 мм; 8 мм; 11 мм; 13 мм при $p_{\text{He}} = 0,3$ Тор и разрядном токе $i = 0,2$ А.

С увеличением парциального давления ксенона степень радиального разделения компонентов смеси, описываемая величиной $\beta = [n_{\text{Xe}}(R) - n_{\text{Xe}}(0)] / n_{\text{Xe}}(R)$ уменьшается, соответственно этому величина $n_{\text{Xe}}(0) / n_{\text{Xe}}(R)$ увеличивается (см. рис. 10). Это объясняется тем, что ФРЭЭ обедняется быстрыми электронами при добавлении примеси, так как потери энергии электронами все больше будут определяться неупругими столкновениями с атомами примесного газа, имеющими меньшие пороговые энергии возбуждения и ионизации, по сравнению с атомами основного газа. При этом уменьшается и средняя энергия электронов (см. рис. 7). Все это приводит к снижению степени ионизации атомов ксенона и, соответственно, к уменьшению величины радиального разделения.

С ростом же парциального давления гелия возрастают концентрация и средняя энергия электронов и, соответственно, скорость ионизации атомов ксенона. По этим причинам возрастает поток ионов ксенона на стенки. С другой стороны, возврат атомов примеси в разряд затруднен тем, что рост давления основного газа, который определяет движение частиц, приводит к уменьшению коэффициента диффузии

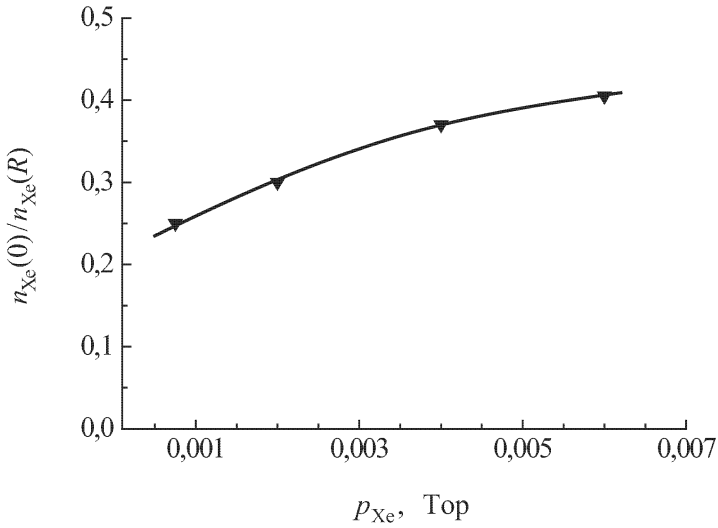


Рис. 10. Зависимость величины $n_{Xe}(0)/n_{Xe}(R)$ в плазме разряда в He-Xe смеси от парциального давления ксенона при $p_{He} = 0,3$ Тор, $i = 0,2$ А.

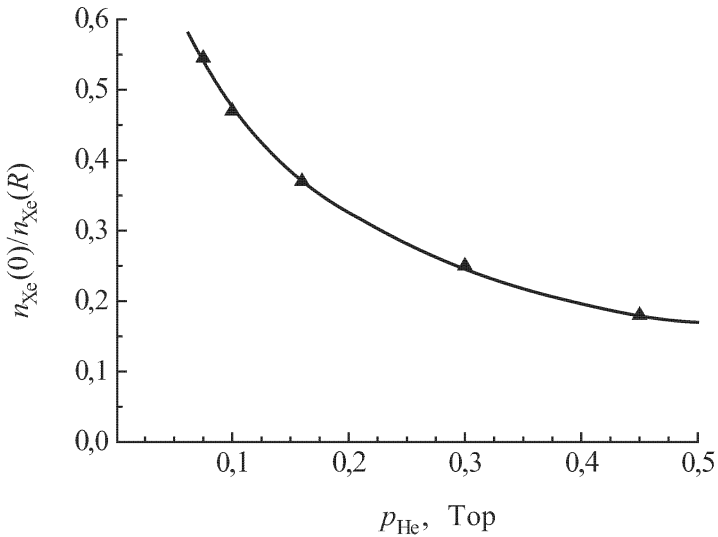


Рис. 11. Зависимость величины $n_{Xe}(0)/n_{Xe}(R)$ в плазме разряда в He-Xe смеси от парциального давления гелия. $p_{Xe} = 8 \cdot 10^{-4}$ Тор, $i = 0,2$ А.

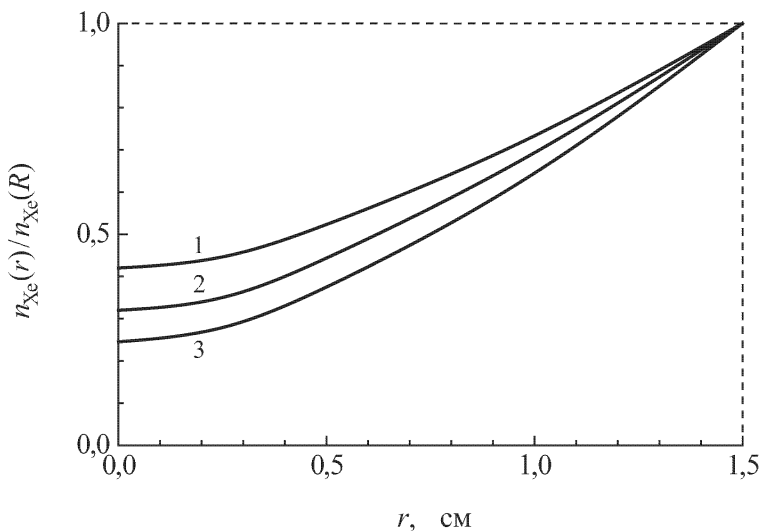


Рис. 12. Радиальное распределение концентрации атомов ксенона в основном состоянии при $p_{He} = 0,3 \text{ Тор}$, $p_{Xe} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ Тор}$, $i = 0,2 \text{ А}$ для различных расстояний от катода z , см: 1 — 20; 2 — 32; 3 — 45.

атомов ксенона в гелии. Все вышеуказанное и объясняет увеличение степени β разделения с ростом парциального давления гелия, при этом величина $n_{Xe}(0)/n_{Xe}(R)$ уменьшается (рис. 11).

Следует отметить, что все приведенные выше измерения проводились в фиксированном сечении разряда на расстоянии 45 см от катода. Но наряду с радиальным разделением в положительном столбе существует и продольный катафорез. Поэтому полученные зависимости величины поперечного разделения от условий разряда включают, строго говоря, и влияние продольного разделения.

Для того чтобы выяснить взаимосвязь этих двух видов разделения, были проведены следующие измерения. Степень поперечного перераспределения примеси измерялась в различных сечениях положительного столба, и оказалось, что она возрастает при движении от катодной границы столба к анодной (см. рис. 12). Это объясняется следующим образом. Как известно [8], наличие продольного катафореза приводит к тому, что концентрация примеси становится неоднородной по длине столба: уменьшается при движении от катода к аноду, соответственно этому, увеличиваются средняя энергия электронов (см. рис. 7) и степень радиального разделения (см. рис. 12) при движении в указанном направлении. Поэтому влияние продольного катафореза ведет к тому, что у анодной границы столба радиальное разделение будет больше, чем в отсутствии продольного катафореза, а у катодной границы — меньше.

§ 7. Расчеты распределения концентраций атомов и ионов ксенона по сечению разрядной трубки

Рассмотрим плазму положительного столба, состоящую из электронов и двух сортов положительных ионов, так что

$$n_{\text{Xe}}^+ + n_{\text{He}}^+ = n_e,$$

где n_{Xe}^+ — концентрация ионов ксенона, n_{He}^+ — концентрация ионов гелия. Потоки этих частиц по радиусу разрядной трубки

$$\begin{aligned} n_{\text{Xe}}^+ u_{\text{Xe}^+} &= -D_{\text{Xe}^+} \frac{dn_{\text{Xe}}^+}{dr} + b_{\text{Xe}^+} E_r n_{\text{Xe}}^+, \\ n_{\text{He}}^+ u_{\text{He}^+} &= -D_{\text{He}^+} \frac{dn_{\text{He}}^+}{dr} + b_{\text{He}^+} E_r n_{\text{He}}^+, \end{aligned} \quad (1.40)$$

$$n_e u_e = -D_e \frac{dn_e}{dr} - b_e E_r n_e,$$

где u , D , b — скорости направленного движения вдоль радиуса трубки, коэффициенты диффузии и подвижности электронов, ионов гелия и ксенона в гелии.

Из условия квазинейтральности суммарный поток положительных ионов через единичную поверхность в единицу времени по направлению к стенкам должен быть равен потоку электронов через эту поверхность за то же время:

$$n_{\text{Xe}}^+ u_{\text{Xe}^+} + n_{\text{He}}^+ u_{\text{He}^+} = n_e u_e. \quad (1.41)$$

Из выражений (1.40) и (1.41) можно найти E_r :

$$E_r = - \frac{D_e \frac{dn_e}{dr} - D_{\text{Xe}^+} \frac{dn_{\text{Xe}}^+}{dr} - D_{\text{He}^+} \frac{dn_{\text{He}}^+}{dr}}{b_e n_e + b_{\text{Xe}^+} n_{\text{Xe}}^+ + b_{\text{He}^+} n_{\text{He}}^+}. \quad (1.42)$$

Поскольку $D_e \gg D_{\text{Xe}^+ + \text{He}^+}$ и $b_e \gg b_{\text{Xe}^+ + \text{He}^+}$, а концентрации n_e , n_{Xe}^+ и n_{He}^+ одного порядка величины, то

$$E_r \approx - \frac{kT_e}{e} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr}. \quad (1.43)$$

Из этого выражения видно, что радиальный ход E_r описывается так же, как и в случае плазмы, состоящей из электронов и ионов одного сорта. Присутствие примесного газа практически не сказывается на радиальной зависимости электрического поля, а меняется лишь его величина вследствие уменьшения T_e .

Используя (1.6), выражение для потоков положительных ионов ксенона и гелия с учетом (1.43) можно записать в виде

$$n_{\text{Xe}}^+ u_{\text{Xe}^+} = -D_{\text{Xe}^+} \left[1 + \frac{T_e}{T_{\text{Xe}^+}} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr} \left(\frac{1}{n_{\text{Xe}^+}} \frac{dn_{\text{Xe}}^+}{dr} \right)^{-1} \right] \frac{dn_{\text{Xe}}^+}{dr}, \quad (1.44a)$$

$$n_{\text{He}}^+ u_{\text{He}^+} = -D_{\text{He}^+} \left[1 + \frac{T_e}{T_{\text{He}^+}} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr} \left(\frac{1}{n_{\text{He}^+}} \frac{dn_{\text{He}}^+}{dr} \right)^{-1} \right] \frac{dn_{\text{He}}^+}{dr}. \quad (1.44б)$$

Как видно из (1.44 а,б), если в случае плазмы, состоящей из электронов и положительных ионов одного сорта, амбиполярная диффузия описывается одним коэффициентом

$$D^a = b_i \frac{kT_e}{e}, \quad (1.45)$$

то при наличии еще одного сорта ионов плазма характеризуется тремя коэффициентами «амбиполярной» диффузии [112], по одному для каждого типа ионов и электронов:

$$\begin{aligned} D_{\text{Xe}^+}^a &= b_{\text{Xe}^+} \frac{kT_e}{e} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr} \left(\frac{1}{n_{\text{Xe}^+}} \frac{dn_{\text{Xe}}^+}{dr} \right)^{-1}, \\ D_{\text{He}^+}^a &= b_{\text{He}^+} \frac{kT_e}{e} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr} \left(\frac{1}{n_{\text{He}^+}} \frac{dn_{\text{He}}^+}{dr} \right)^{-1}, \\ D_e^a &= \frac{n_{\text{Xe}}^+}{n_e} D_{\text{Xe}^+}^a + \frac{n_{\text{He}}^+}{n_e} D_{\text{He}^+}^a. \end{aligned} \quad (1.46)$$

Из (1.46) следует, что эти коэффициенты зависят от соотношения концентрации ионов того или иного сорта, а также от радиального распределения $n_{\text{Xe}}^+(r)$ и $n_{\text{He}}^+(r)$. В частном случае, когда радиальные профили концентраций ионов гелия и ксенона одинаковые или рассматривается плазма в пристеночной области, где

$$\frac{dn_e}{dr} \left(\frac{dn_{\text{Xe}}^+}{dr} \right)^{-1} \approx \frac{n_e}{n_{\text{Xe}}^+}, \quad (1.47)$$

эти выражения упрощаются:

$$D_{\text{Xe}^+}^a \approx b_{\text{Xe}^+} \frac{kT_e}{e}, \quad D_{\text{He}^+}^a \approx b_{\text{He}^+} \frac{kT_e}{e}, \quad (1.48)$$

$$D_e^a = \frac{n_{\text{Xe}}^+}{n_e} D_{\text{Xe}^+}^a + \frac{n_{\text{He}}^+}{n_e} D_{\text{He}^+}^a.$$

Видно, что присутствие ионов одного сорта не влияет на коэффициент диффузии другого сорта. Однако коэффициент диффузии электронов зависит от соотношения концентрации ионов гелия и ксенона.

Так как основным механизмом образования положительных ионов ксенона являются ионизация атомов электронным ударом из основного состояния и пеннинговская ионизация, а причиной гибели заряженных частиц — их уход на стенки разрядной трубки за счет амбиполярной диффузии, то с учетом выражений (1.44) уравнения баланса для концентраций атомов n_{Xe} и ионов n_{Xe}^+ ксенона имеют вид:

$$D_{\text{Xe}} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_{\text{Xe}}(r)}{\partial r} \right) - z_{0i} n_e(r) n_{\text{Xe}}(r) - k_p n_m^{\text{He}}(r) n_{\text{Xe}}(r) = 0, \quad (1.49)$$

$$D_{\text{Xe}^+}^a \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{n_{\text{Xe}}^+(r)}{n_e(r)} \frac{\partial n_{\text{Xe}}^+(r)}{\partial r} \right) + z_{0i} n_e(r) n_{\text{Xe}}(r) + k_p n_m^{\text{He}}(r) n_{\text{Xe}}(r) = 0,$$

где z_{0i} — константа скорости ионизации атомов ксенона из основного состояния электронным ударом; k_p — константа скорости пеннинговской ионизации атомов примеси при их столкновениях с метастабильными атомами гелия; n_e и n_m^{He} — концентрации электронов и метастабильных атомов гелия.

Известно [20, 113], что радиальное распределение концентрации атомов примесного газа в случае, когда имеет место явление поперечного перераспределения компонентов смеси, подчиняется параболической зависимости

$$n_{\text{Xe}} \left(\frac{r}{R} \right) = n_{\text{Xe}}(0) \left[1 + a \left(\frac{r}{R} \right)^2 + b \left(\frac{r}{R} \right)^4 \right], \quad (1.50)$$

где коэффициенты a и b можно найти, подставляя (1.50) в (1.49)

$$a = \frac{\alpha}{4}, \quad b = \frac{\alpha}{64} (\alpha - 2, 4^2), \quad (1.51)$$

$$\alpha = \frac{z_{0i} n_e(0) + k_p n_m^{\text{He}}(0)}{D_{\text{Xe}}} \Lambda^2,$$

где Λ — эффективная диффузионная длина. В предположении, что радиальные профили концентраций электронов и метастабильных атомов гелия описываются функцией Бесселя первого рода нулевого порядка, то есть

$$n_e(r) \sim J_0 \left(2, 4 \frac{r}{R} \right), \quad n_m^{\text{He}}(r) \sim J_0 \left(2, 4 \frac{r}{R} \right),$$

а $n_{\text{Xe}}(r)$ — выражением (1.50), из равенства потоков ионов ксенона на стенки разрядной трубки и обратного потока атомов ксенона в объем плазмы

$$D_{\text{Xe}} \frac{dn_{\text{Xe}}}{dr} = -D_{\text{Xe}^+}^a \frac{n_{\text{Xe}}^+}{n_e} \frac{dn_e}{dr} \quad (1.52)$$

получим

$$n_{\text{Xe}}(0) D_{\text{Xe}} \frac{2r}{R} \left[a + 2b \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] = \frac{J_1}{J_0} 2,4 n_{\text{Xe}}^{\dagger} \left(\frac{r}{R} \right),$$

или

$$n_{\text{Xe}}^{\dagger} \left(\frac{r}{R} \right) = 2 \frac{D_{\text{Xe}}}{D_{\text{Xe}^+}^{\alpha}} n_{\text{Xe}}(0) \frac{r J_0}{2,4 R J_1} \left[a + 2b \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad (1.53)$$

где J_1 — функция Бесселя первого рода первого порядка.

Как следует из (1.53), при $r = 0$ с правой стороны получается неопределенность вида $0/0$. Избежать ее удается преобразованием этого выражения с использованием соотношения

$$J_0 + J_2 = \frac{2J_1}{2,4r}, \quad (1.54)$$

где J_2 — функция Бесселя первого рода второго порядка. Подставляя (1.54) в (1.51), окончательно получаем:

$$n_{\text{Xe}}^{\dagger} \left(\frac{r}{R} \right) = 0,69 \frac{D_{\text{Xe}}}{D_{\text{Xe}^+}^{\alpha}} n_{\text{Xe}}(0) \frac{J_0}{J_0 + J_2} \left[a + 2b \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]. \quad (1.55)$$

Таким образом, как видно из (1.50) и (1.51), степень радиального разделения компонентов смеси зависит от ФРЭЭ (через z_{0i}), величины разрядного тока (через n_e и n_m^{He}) и давления гелия (через D). Чем больше давление гелия и суммарная частота ионизации $z_{0i} n_e + k_p n_m^{\text{He}}$, тем больше α , а значит, и степень перераспределения концентрации атомов примеси по сечению разрядной трубки.

Это видно из рис. 13, на котором приводится рассчитанный радиальный ход концентрации атомов ксенона в зависимости от параметра α .

При малых значениях α распределение $n_{\text{Xe}}(r)$ однородно по радиусу, то есть отношение $n_{\text{Xe}}(0)/n_{\text{Xe}}(R)$ близко к единице. С ростом α отношение $n_{\text{Xe}}(0)/n_{\text{Xe}}(R)$ уменьшается, т.е. степень радиального разделения компонентов смеси, описываемая величиной $\beta = [n_{\text{Xe}}(R) - n_{\text{Xe}}(0)]/n_{\text{Xe}}(R)$, увеличивается. При этом, как показывают расчеты с использованием выражения (1.55), радиальное распределение концентрации ионов ксенона отличается от бесселевского, и при $\alpha \geq 10$ на оси в $n_{\text{Xe}}^{\dagger}(r)$ появляется провал (см. рис. 14). Такое поведение радиального профиля концентрации ионов примеси экспериментально наблюдалось нами в [49]. Причиной отклонения $n_{\text{Xe}}^{\dagger}(r)$ от бесселевской функции является обеднение приосевой области разряда атомами примеси [49], вследствие чего область наиболее эффективной ионизации атомов ксенона смещается ближе к стенкам разрядной трубки.

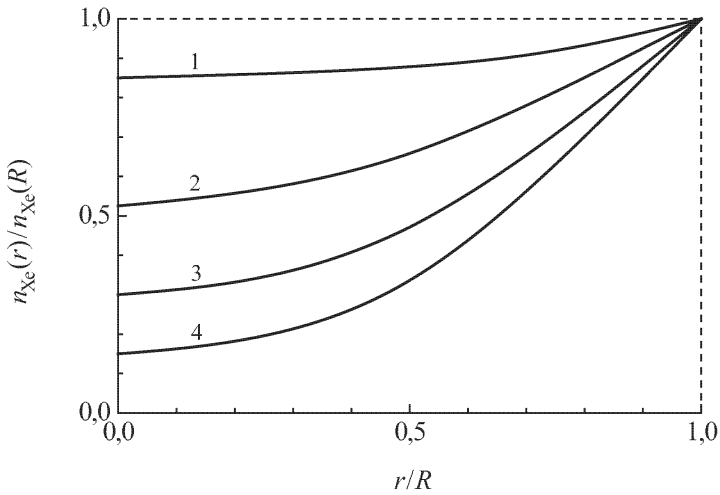


Рис. 13. Рассчитанный радиальный ход концентрации атомов ксенона в бинарной He-Xe смеси в зависимости от параметра α : 1 — 1; 2 — 4; 3 — 8; 4 — 16.

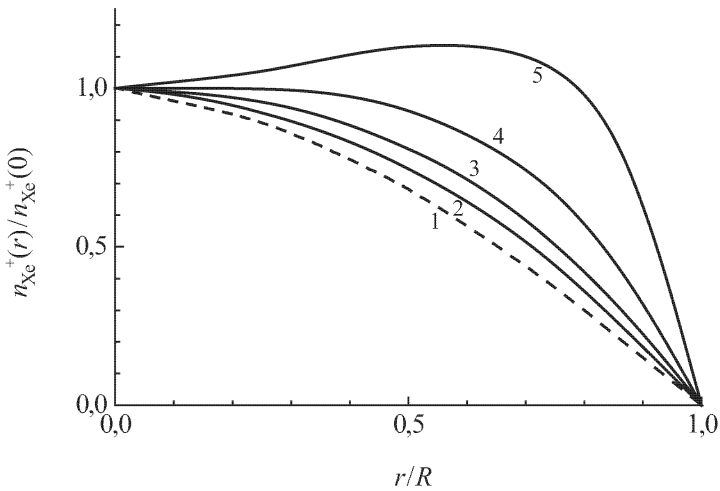


Рис. 14. Рассчитанное радиальное распределение концентрации ионов ксенона в бинарной He-Xe смеси в зависимости от параметра α : 2 — 1; 3 — 4; 4 — 8; 5 — 16. Пунктирная кривая (1) — функция Бесселя.

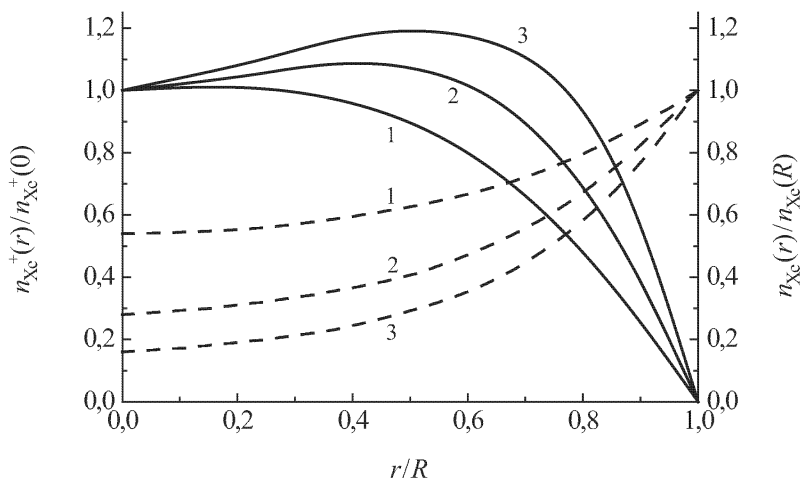


Рис. 15. Экспериментально измеренный радиальный ход концентрации ионов ксенона (сплошные кривые) и восстановленное по этим данным радиальное распределение концентрации атомов ксенона (пунктирные кривые) при $p_{\text{Xe}} = 8 \cdot 10^{-3}$ Тор, $i = 0,2$ А, $z = 35$ см в зависимости от парциального давления гелия p_{He} , Тор: 1 — 0,06; 2 — 0,3; 3 — 0,6.

§ 8. Поперечное распределение концентрации ионов ксенона в разряде постоянного тока в смеси He-Xe

Измерения радиального распределения концентрации ионов ксенона проводились в разрядной трубке с внутренним диаметром 3,2 см. Расстояние от катода до анода равнялось 55 см. Разрядный ток менялся от 50 до 300 мА, парциальное давление гелия — от 0,06 до 0,8 Тор, парциальное давление ксенона — от $5 \cdot 10^{-4}$ до $8 \cdot 10^{-3}$ Тор.

На рис. 15 показан для примера полученный вышеизложенным методом радиальный ход концентрации ионов ксенона на расстоянии $z = 35$ см от катода при давлении ксенона $8 \cdot 10^{-3}$ Тор и разрядном токе 50 мА в зависимости от парциального давления гелия. Из рисунка видно, что при относительно малых парциальных давлениях гелия радиальное распределение концентрации ионов ксенона близко к бесселевскому. С увеличением p_{He} в центре радиального профиля концентрации ионов примеси $n_{\text{Xe}^+}(r)$ образуется провал, и максимум в радиальном распределении концентрации ионов ксенона перемещается ближе к стенкам. Такое поведение $n_{\text{Xe}^+}(r)$ объясняется тем, что в разряде имеет место радиальный катафорез. Поэтому из-за обеднения приосевых частей разряда атомами примеси область, где интенсивно происходит ионизация атомов Хе, перемещается ближе к стенкам, то есть происходит уменьшение эффективной диффузионной длины Λ_{ef} для атомов примеси [49], определяемой расстоянием между

максимумом в радиальном распределении концентрации ионов ксенона и стенкой разрядной трубки. При этом атомы ксенона, образовавшиеся в результате нейтрализации ионов Xe^+ на стенках, диффундируя от них в объем разряда, на расстоянии Λ_{ef} вновь ионизируются и возвращаются обратно на стенку. Такое распределение концентрации ионов примеси в условиях разделения компонентов смеси экспериментально наблюдалось в [49] при исследовании динамики поперечного катафореза в импульсном разряде в смеси He-Xe.

Таким образом, глубина провала или положение максимума в радиальном распределении концентрации ионов примеси могут характеризовать степень перераспределения атомов ксенона. Измерения, проведенные в данной работе, показали, что с увеличением давления гелия от 0,06 до 0,8 Тор при фиксированных $i=100$ мА, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор, $z = 45$ см концентрация электронов на оси трубки увеличивается от $0,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ до $3,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; растет также средняя энергия электронов. Это приводит к увеличению скорости ионизации атомов ксенона (α в выражении (1.51) растет) и большему переносу ионов ксенона к стенкам разрядной трубки, то есть степень перераспределения атомов ксенона по радиусу возрастает.

Влияние парциального давления ксенона на радиальное перераспределение ионов примеси показано на рис. 16. Уменьшение парциального давления ксенона приводит к увеличению степени ионизации ксенона из-за повышения средней энергии электронов. Все это вызывает возрастание потока ионов ксенона к стенкам, вследствие чего увеличивается степень перераспределения концентрации атомов ксенона по радиусу трубки.

На рис. 15 и рис. 16 пунктирными линиями приводятся зависимости $n_{\text{Xe}}(r)$, полученные расчетным путем по формуле (1.50), на основании экспериментально полученных значений параметра α . Для нахождения α по формуле (1.55) рассчитывались зависимости $n_{\text{Xe}}^+(r)$ для различных значений этого параметра, и выбиралось то значение α , для которого радиальный ход концентрации ионов ксенона наиболее близок к экспериментально измеренному распределению. Таким образом, поперечное распределение ионов примеси с максимумом на расстоянии $\Lambda_{ef} < R$ от стенок возникает вследствие радиального катафореза.

Приведенные на рис. 15 и рис. 16 результаты измерений относятся к сечениям разряда, находящимся на определенном расстоянии z от катода. Однако наличие продольного катафореза приводит к тому, что концентрация атомов примеси неодинакова по длине столба: она уменьшается при движении от катода к аноду [30]. В связи с этим степень поперечного перераспределения концентрации атомов примеси, а значит, и вид профиля $n_{\text{Xe}}^+(r)$, также зависит от выбранного места измерений. При движении от катода к аноду происходит возрастание степени поперечного разделения смеси. Это, в свою очередь, влияет на радиальный профиль концентрации ионов легкоионизируемого газа, который сильно меняется по длине разрядной трубки (см. рис. 17).

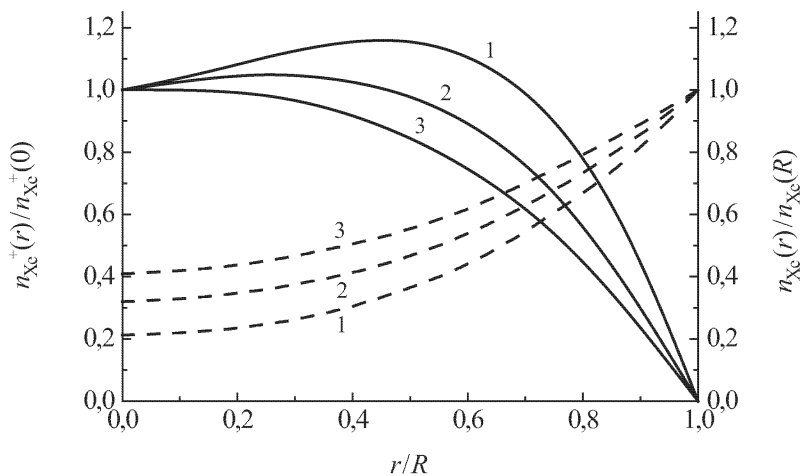


Рис. 16. Экспериментально измеренный радиальный ход концентрации ионов ксенона (сплошные кривые) и восстановленное по этим данным радиальное распределение концентрации атомов ксенона (пунктирные кривые) при $p_{\text{He}} = 0,3$ Тор, $i = 0,2$ А, $z = 35$ см в зависимости от парциального давления ксенона p_{Xe} , Тор: 1 — 10^{-3} ; 2 — $4 \cdot 10^{-3}$; 3 — $8 \cdot 10^{-3}$.

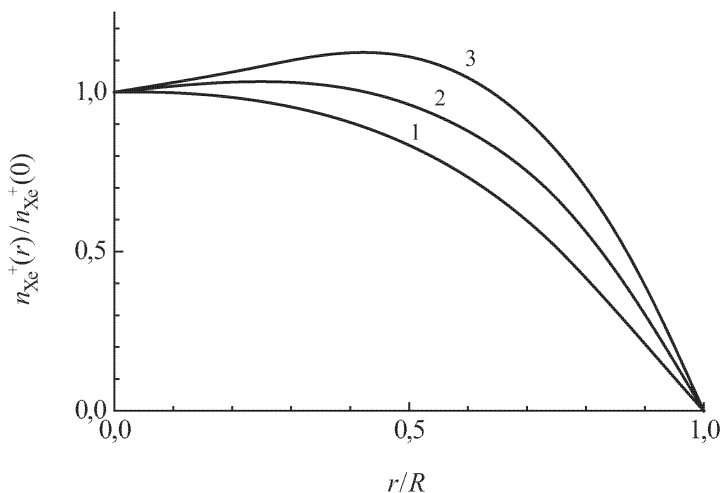


Рис. 17. Радиальные профили концентрации ионов легкоионизируемой примеси в разряде в бинарной He-Kr смеси при $i = 0,1$ А, $p_{\text{He}} = 0,5$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 4 \cdot 10^{-3}$ Тор, измеренные в сечениях, находящихся от катода на различных расстояниях z , см: 1 — 15; 2 — 35; 3 — 45.

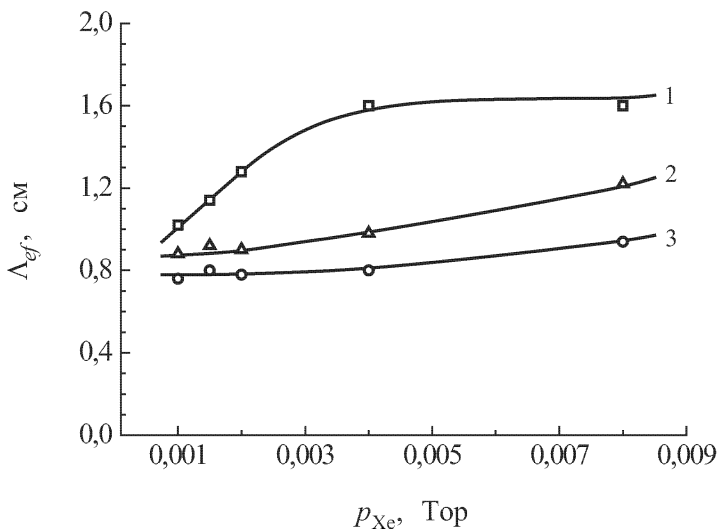


Рис. 18. Зависимости эффективной диффузионной длины Λ_{ef} от давления ксенона в разряде в бинарной He-Xe смеси при $i = 0,1$ А, $p_{He} = 0,3$ Тор и различных расстояний от катода z , см: 1 — 15; 2 — 35; 3 — 45.

Из рис. 18 и рис. 19, на которых приведены зависимости эффективной диффузионной длины Λ_{ef} от давления ксенона и гелия, измеренные на различных расстояниях от катода, хорошо видно влияние продольного катафореза на радиальное распределение концентрации ионов ксенона. Эти данные позволяют качественно оценить зависимость радиального катафореза от продольного. Так, на расстоянии $z = 45$ см от катода Λ_{ef} почти не меняется с увеличением парциального давления ксенона, тогда как в прикатодной области ($z = 15$ см) при изменении p_{Xe} от $8 \cdot 10^{-4}$ Тор до $4 \cdot 10^{-3}$ Тор эффективная диффузионная длина резко возрастает и достигает значения $\Lambda_{ef} = R$. При дальнейшем изменении p_{Xe} провала в радиальном распределении $n_{Xe}^+(r)$ не наблюдается, то есть $\Lambda_{ef} = R$, и радиальное разделение компонентов смеси в этих условиях мало.

§ 9. Оценка вклада различных механизмов, приводящих к радиальному разделению смеси

Все приведенные в предыдущих параграфах экспериментальные результаты объяснялись с помощью определенного, выбранного нами механизма разделения, связанного с непосредственным переносом материи ионами, которые, нейтрализуясь у стенок, создают около них область повышенной плотности одного из компонентов смеси. Обоснует ли правоту выбора именно этого механизма разделения.

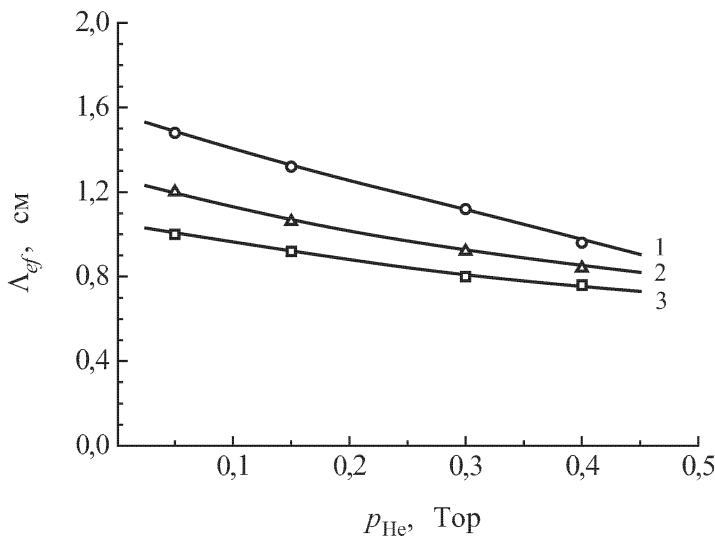


Рис. 19. Зависимости эффективной диффузионной длины Λ_{ef} от давления гелия в разряде в бинарной He-Xe смеси при $i = 0,1$ А, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор и различных расстояний от катода z , см: 1 — 15; 2 — 35; 3 — 45.

Как уже указывалось выше (§ 1.1), к радиальному разделению бинарной смеси газов могут приводить процессы передачи атомам кинетической энергии и импульса от ионов примеси, ускоряемых в радиальном электрическом поле. Однако, надо отметить, что указанные механизмы не действуют в том случае, когда время диффузии атомов примеси через зону разряда меньше времени между двумя перезарядочными столкновениями, то есть при условии [4]

$$\lambda_{ex}\lambda_2 > R^2, \quad (1.56)$$

где $\lambda_{ex} = \frac{v_2}{\sigma_{ex}v_2^+n_2^+}$; v_2 и v_2^+ — скорости атомов и ионов примеси; σ_{ex} — сечение перезарядочных столкновений для примеси; λ_2 — длина пробега атомов примеси по отношению к упругим столкновениям с атомами основного газа и примеси. В нашем случае $\lambda_{ex}\lambda_2$ значительно больше, чем $R^2 = 2,25$ см². Поэтому в условиях эксперимента вклад рассмотренных механизмов в экспериментально наблюдаемое разделение смеси пренебрежимо мал.

Оценим теперь вклад, который в условиях нашего эксперимента дает процесс термодиффузии в поперечное перераспределение компонентов бинарной смеси инертных газов. Согласно таблицы, приведенной в работе [5], постоянная термодиффузии α_T для смеси He-Xe имеет величину порядка 0,43. С учетом этого, в условиях эксперимента (давление гелия меньше 0,5 Тор, разрядный ток не более 0,25 А)

разделение $n_{\text{Xe}}(0)/n_{\text{Xe}}(R)$, обусловленное термодиффузией, имеет величину порядка 0,9 [3]. Однако, с ростом давления смеси и разрядного тока степень разделения, связанная с термодиффузией, будет постоянно расти, что объясняется увеличением радиального градиента температуры.

Таким образом, оценки показывают, что вклад всех перечисленных выше механизмов значительно меньше величины разделения смеси, которую мы наблюдаем в эксперименте.

Обратимся теперь к механизму поперечного разделения, связанному с преимущественным переносом ионов компонента с более низким потенциалом ионизации под действием радиального электрического поля к стенкам разрядной трубки. Как уже указывалось выше, наиболее полно и последовательно теоретическая модель явления радиального катафореза с учетом продольной неоднородности положительного столба дана в [7, 8]. С использованием формул (1.14) и (1.15) была рассчитана величина поперечного перераспределения атомов примеси в зависимости от расстояния от катодной границы столба для всех условий эксперимента. Частота ионизации аппроксимировалась линейной зависимостью от энергии [114], значения подвижностей ионов гелия и ксенона брались из [93]. Функция распределения электронов по энергиям предполагалась максвелловской.

Для примера на рис. 20 приведены результаты расчета (пунктирная кривая, $p_{\text{He}} = 0,3 \text{ Тор}$, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3} \text{ Тор}$, $i = 0,2 \text{ А}$) и экспериментальные значения величины $n_{\text{Xe}}(0)/n_{\text{Xe}}(R)$ радиального разделения для $p_{\text{Xe}} = 10^{-3} \text{ Тор}$, $i = 0,2 \text{ А}$ и трех значений давления гелия 0,1; 0,3 и 0,5 Тор в различных сечениях по длине разрядной трубки. Видно, что расчеты величины поперечного перераспределения компонентов смеси, выполненные в предположении, что механизмом разделения является радиальный катафорез, удовлетворительно согласуются с измеренной величиной радиального разделения в центральных и прианодных частях разрядной трубки. При этом незначительное систематическое завышение экспериментальных значений по сравнению с рассчитанной зависимостью связано, по-видимому, с некоторым вкладом «ионного ветра» и термодиффузии при этих условиях.

То обстоятельство, что в условиях эксперимента существует сильное продольное разделение, иллюстрируется следующими экспериментальными данными. Так как отношение интенсивностей спектральных линий гелия и ксенона в условиях эксперимента можно представить в виде

$$\frac{I_{\text{He}}(z)}{I_{\text{Xe}}(z)} = \frac{\nu_{\text{He}} n_{\text{He}}(z) z_{0k}^{\text{He}}(z)}{\nu_{\text{Xe}} n_{\text{Xe}}(z) z_{0k}^{\text{Xe}}(z)}, \quad (1.57)$$

а из-за малости степени ионизации гелия $n_{\text{He}}(z) = \text{const}$, то, зная зависимость отношения констант скоростей возбуждения рассматриваемых спектральных линий от температуры электронов, по формуле (1.57) можно определить распределение концентрации атомов ксенона

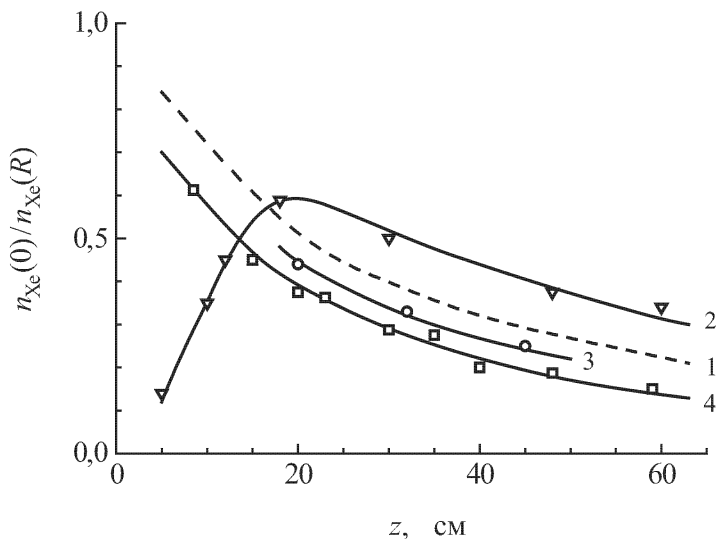


Рис. 20. Зависимости степени радиального разделения компонентов бинарной He-Xe смеси от продольной координаты (пунктирная кривая (1) — расчет для $i = 0,2$ А, $p_{\text{He}} = 0,3$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор); сплошные кривые — экспериментальные данные для $i = 0,2$ А, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор и трех значений давления гелия p_{He} , Тор: 2 — 0,1; 3 — 0,3; 4 — 0,5.

по длине газоразрядной трубки из экспериментально измеренных значений $T_e(z)$ и $I_{\text{Xe}}(z)/I_{\text{He}}(z)$.

На рис. 21 приведены измеренные зависимости интенсивностей излучения спектральных линий гелия и ксенона по длине разрядной трубки, а на рис. 22 представлена рассчитанная в предположении максвелловского вида ФРЭЭ зависимость отношения $z_{0k}^{\text{He}}/z_{0k}^{\text{Xe}}$ от температуры электронов. Определенная по формуле (1.57) величина $n_{\text{Xe}}(z)$, с использованием данных рис. 21 и рис. 22, изображена на рис. 23.

В условиях диффузионного режима разряда для стационарного состояния продольного разделения компонентов смеси поток положительных ионов примеси на катод уравнивается обратным диффузионным потоком атомов к аноду. Из равенства потоков в [1] получено, что концентрация атомов примеси на оси разрядной трубки $n_2(z)$ убывает от ее значения у катода n_{20} по линейному закону

$$n_2(z) = n_{20} - \frac{1,36n_2^+(0)b_2E_z}{\pi D_{21}}z, \quad (1.58)$$

где $n_2^+(0)$ — концентрация ионов примеси на оси разряда; b_2 — подвижность ионов примеси в буферном газе; E_z — продольное поле; D_{21} — коэффициент диффузии атомов примеси в буферном газе.

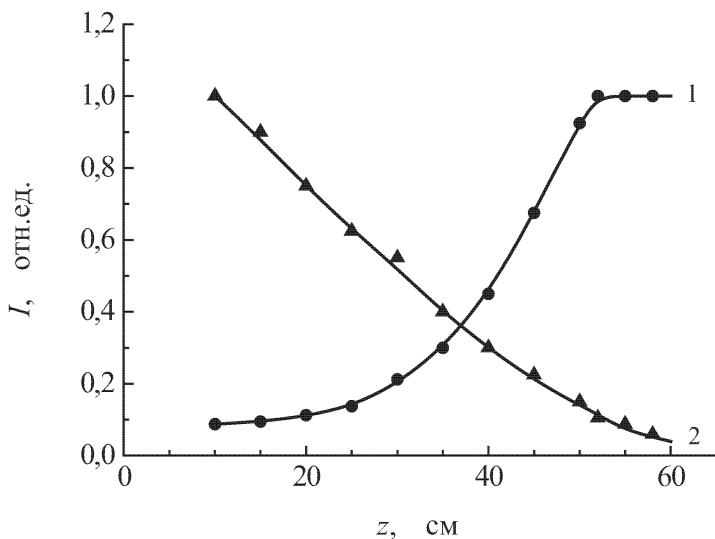


Рис. 21. Продольные распределения интенсивностей излучения спектральных линий $\lambda = 706,5$ нм гелия (1) и $\lambda = 711,9$ нм ксенона (2) в разряде в бинарной He-Xe смеси при $p_{\text{He}} = 0,5$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,2$ А.

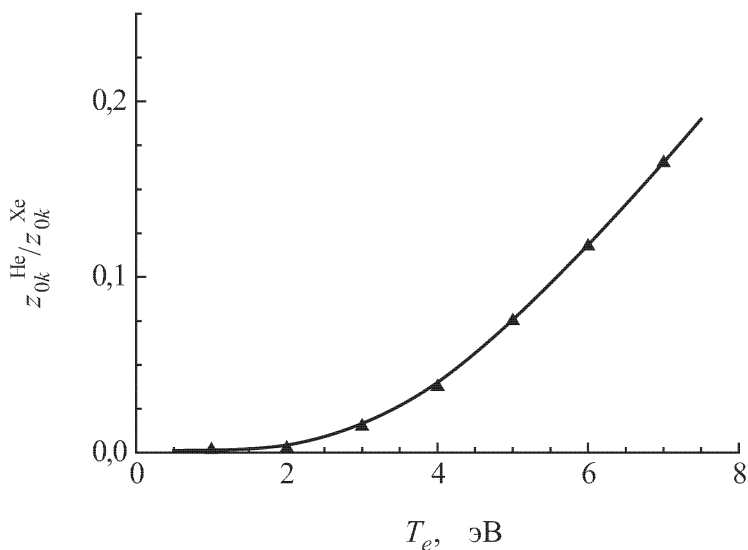


Рис. 22. Зависимость от температуры электронов отношения констант прямого возбуждения электронным ударом спектральных линий гелия $\lambda = 706,5$ нм и ксенона $\lambda = 711,9$ нм.

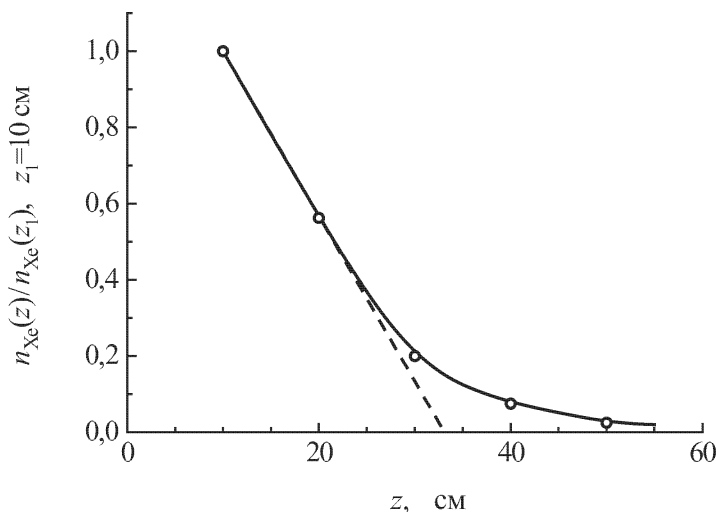


Рис. 23. Продольное распределение концентрации ксенона в разряде в бинарной He-Xe смеси при $p_{He} = 0,5$ Тор, $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,2$ А.

Тогда, при условии, что на границе продольного разделения концентрация атомов примеси становится пренебрежимо мала, то есть $n_2(L_{гр}) = 0$, из формулы (1.58) получаем следующее выражение для определения положения границы разделения $L_{гр}$, отсчитываемой от катода:

$$L_{гр} = \frac{\pi D_{21} n_{20}}{1,36 n_2^+(0) b_2 E_z}. \quad (1.59)$$

Оценки по формуле (1.59) в условиях эксперимента ($p_{He} = 0,5$ Тор, $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,2$ А) дают величину $L_{гр} = 26$ см, тогда как экспериментально полученное значение $L_{гр} = 33$ см (см. рис. 23), то есть экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными.

При уменьшении давления гелия радиальное разделение в центральных и прианодных частях разрядной трубки уменьшается (см. рис. 11), что находится в согласии с механизмом радиального разделения, обусловленным катафорезом, тогда как при приближении к катоду радиальное разделение начинает сильно расти. Катафорез перестает удовлетворительно объяснять разделение He-Xe смеси по всей длине трубки. Перераспределение примеси Xe в частях трубки, близких к катоду, хорошо объясняется с помощью механизма «ионного ветра». Оценки вклада этого механизма в радиальное разделение по формуле (1.4) дают, что при $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,2$ А с уменьшением давления гелия p_{He} от 0,5 до 0,1 Тор величина $n_{Xe}(R)/n_{Xe}(0)$ увеличивается от 1,2 до 2,8, что хорошо согласуется с полученными экспериментальными данными.

§ 10. Пространственное разделение компонентов в тройных смесях инертных газов

Для проведения сравнения пространственного распределения компонентов в бинарной и тройной смесях необходимо, чтобы в обоих случаях разряды создавались при одинаковых условиях. Процесс разделения компонентов в плазме He-Xe смеси подробно описан в § 1.6–1.9. Однако нам не известны исследования разделения компонентов в плазме He-Ne, He-Kr, He-Xe смесей при тех же условиях разряда. Поэтому подробно было изучено разделение компонентов в низкотемпературной плазме в бинарных смесях инертных газов, как в плазме импульсного разряда, так и разряда постоянного тока. Измерения проводились в следующих пределах изменения внешних условий разряда: общее давление 0,1–0,5 Тор, ток 0,05–0,3 А, частота следования импульсов 0,1–10 Гц, длительность импульса разрядного тока 10–200 мкс. Исследовались как радиальное, так и продольное перераспределения компонентов смеси.

Установлено, что так же как и в гелий-ксеноновой смеси с повышением давления буферного газа степень продольного и поперечного разделений компонентов бинарных смесей инертных газов растет. Это объясняется тем, что с ростом давления основного газа возрастает концентрация электронов, а, следовательно, и скорость ионизации. Поэтому возрастает поток ионов примеси на стенки. С другой стороны, возврат атомов примеси в разряд затруднен тем, что рост давления основного газа, который определяет движение частиц примеси, приводит к уменьшению диффузионного потока атомов легкоионизируемой примеси к оси разрядной трубки.

Рост разрядного тока приводит к увеличению степени разделения компонентов как в продольном, так и в поперечном направлениях. С ростом тока возрастает концентрация электронов и, соответственно, скорость ионизации атомов примеси с низким потенциалом ионизации. Это приводит к увеличению потока ионов примеси на стенки трубки, а значит, и к увеличению степени перераспределения атомов примеси.

С ростом парциального давления примеси степень разделения компонентов бинарных смесей инертных газов уменьшается. Это объясняется тем, что при добавлении примеси функция распределения электронов по энергиям обедняется быстрыми электронами, так как потери энергии электронов все больше будут определяться неупругими столкновениями с атомами примеси. Это приводит к снижению степени ионизации атомов легкоионизируемого компонента и, соответственно, к уменьшению величины радиального разделения.

К такому же выводу можно прийти, проводя анализ результатов радиального распределения атомов примеси в различных сечениях по длине разрядной трубки при различных токах. Так как из-за продольного разделения концентрация примеси уменьшается от катода к аноду,

то можно считать, что в различных сечениях парциальное давление компонентов разное, и оно для легкоионизируемой примеси возрастает от анода к катоду, а для основного газа наоборот — уменьшается. Измерения показали, что при токах, при которых продольное разделение компонентов заметно, радиальное разделение от анода к катоду несколько уменьшается, то есть рост парциального давления примеси приводит к ослаблению явления разделения компонентов в плазме положительного столба бинарной смеси инертных газов.

В импульсном разряде степень поперечного разделения компонентов бинарной смеси инертных газов меньше, чем в разряде постоянного тока. Это объясняется тем, что времена установления продольного разделения компонентов бинарной смеси порядка сотен микросекунд, в то время как радиального — несколько десятков микросекунд. Поэтому при равных начальных условиях парциальное давление атомов примеси в данном сечении трубки в плазме импульсного разряда больше, чем в разряде постоянного тока. А как было сказано выше, чем больше парциальное давление примеси, тем меньше степень разделения компонентов.

Механизмы, приводящие к пространственному разделению в бинарных смесях, описаны в предыдущем параграфе, где было показано, что в наших условиях разделение компонентов происходит в основном за счет явления катафореза. В этом случае разделение компонентов будет тем сильнее, чем больше разница в потенциалах ионизации и массах компонентов. Поэтому был введен параметр, равный произведению разности потенциалов ионизации компонентов на разность их масс. Значения этого множителя равны 46,88; 844,04; 1049,55; 1586,16 для смесей He-Ne; He-Kr; Ne-Xe и He-Xe соответственно. Исходя из этих значений, нами заранее предполагалось, что по возрастанию степени пространственного разделения компонентов бинарные смеси инертных газов должны стоять в ряду: He-Ne; He-Kr; Ne-Xe и He-Xe. Полученные зависимости продольного и радиального распределений концентраций атомов примесей подтвердили это предположение (см. рис. 24, 25). Видно, что чем больше отличаются друг от друга потенциалы ионизации и массы составляющих бинарную смесь компонентов, тем сильнее происходит их разделение. Следует отметить, что характерное поведение перераспределения компонентов бинарных смесей инертных газов, исследованных в данном параграфе, подобно поведению степени разделения He-Xe смеси.

Нам неизвестны экспериментальные работы по изучению пространственного разделения компонентов плазмы тройных смесей, хотя они имеют широкое применение в газоразрядных устройствах и важно иметь представление о характере разделения в таких системах. Известна одна теоретическая работа [115], в которой рассмотрено радиальное разделение в тройной смеси, когда к основному газу с высоким потенциалом ионизации добавлены две легкоионизируемые компоненты. Авторы работы [115] используют диффузионное приближение.

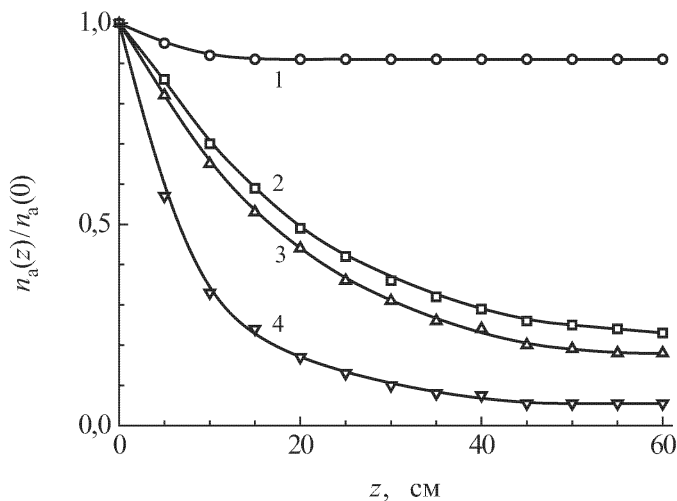


Рис. 24. Продольное распределение относительных концентраций атомов неона в разряде в бинарной He-Ne смеси (кривая 1), криптона в He-Kr смеси (кривая 2), ксенона в He-Xe смеси (кривая 3) и ксенона в He-Xe смеси (кривая 4) при давлении основного газа 0,3 Тор, давлении примесного газа 10^{-3} Тор, разрядном токе $i = 0,1$ А.

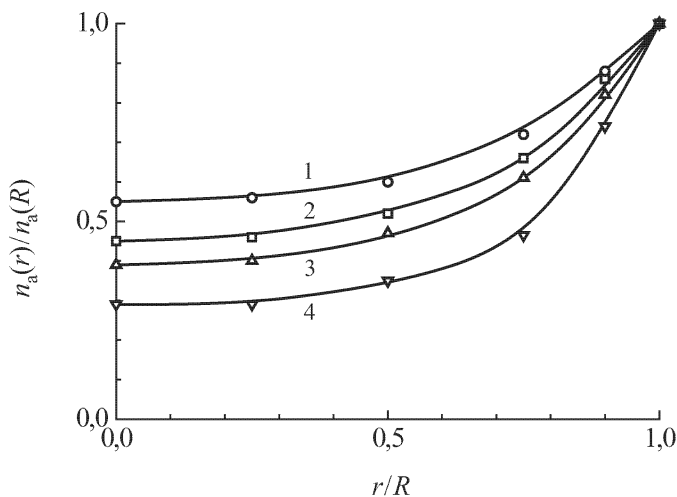


Рис. 25. Поперечное распределение относительных концентраций атомов неона в разряде в бинарной He-Ne смеси (кривая 1), криптона в He-Kr смеси (кривая 2), ксенона в He-Xe смеси (кривая 3) и ксенона в He-Xe смеси (кривая 4) при давлении основного газа 0,3 Тор, давлении примесного газа 10^{-3} Тор, разрядном токе $i = 0,1$ А.

Тогда потоки электронов J_e и ионов J_j запишутся в виде

$$J_e = -D_e \nabla n_e - \mu_e E n_e, \quad (1.60)$$

$$J_j = -D_j \nabla n_j^\dagger + \mu_j E n_j^\dagger, \quad (1.61)$$

где E — напряженность радиального электрического поля в положительном столбе; μ_e, μ_j, D_e, D_j — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов сорта j ; n_e, n_j^\dagger — концентрации электронов и ионов сорта j .

Используя условие квазинейтральности, из (1.60), (1.61) легко получить следующее соотношение:

$$\frac{J_e}{\mu_e} + \sum_{j=1}^N \frac{J_j}{\mu_j} = \frac{D_e}{\mu_e} \nabla n_e + \sum_{j=1}^N \left(\frac{J_j}{\mu_j} \right) \nabla n_j^\dagger. \quad (1.62)$$

Считая, что величины μ и D не зависят от координат и температура атомов всех сортов одинакова и равна T , с учетом уравнения непрерывности для плотностей электронного и ионного токов, можно получить следующее соотношение:

$$\nabla^2 \left[\frac{T + T_e}{T} n_e + \sum_{j=1}^N \left(1 + \frac{\mu_j}{\mu_e} \right) n_j \right] = 0, \quad (1.63)$$

или в другой форме для $N=2$:

$$\frac{T + T_e}{T} \nabla^2 n_e = - \left(1 + \frac{\mu_1}{\mu_e} \right) \frac{k_1}{D_1} n_1 n_e - \left(1 + \frac{\mu_2}{\mu_e} \right) \frac{k_2}{D_2} n_2 n_e, \quad (1.64)$$

где k_j — константа скорости ионизации нейтралов сорта j .

Полагая, что положительный столб разряда продольно-однородный с плоской или цилиндрической геометрией и $\mu_j/\mu_e \ll 1$, из соотношения (1.64) можно получить следующее равенство:

$$n_e + \beta (n_1 + n_2) = \text{const} = q, \quad (1.65)$$

где $\beta = T/(T_e + T)$.

В [115] показано, что из (1.65) следует, что $\frac{d^2 n_j}{dx^2} \geq 0, \frac{dn_j}{dx} \geq 0$. Это означает, что соответствующие кривые монотонно возрастают и выпуклы вниз. Другими словами, наличие двух легкоионизируемых примесей не должно вносить никаких особенностей в характер пространственного перераспределения по сравнению со случаем одной примеси.

В случае выполнения условия $\frac{k_1}{D_1} = k'_1 \approx k'_2 = \frac{k_2}{D_2}$, радиальные распределения относительных концентраций обеих примесей будут идентичны. Однако, авторы работы [115] более интересным считают случай, когда $k'_1 n_1 \approx k'_2 n_2$ в некоторой области изменения переменных, но при этом $k'_1 \gg k'_2$. Этот случай численно моделировался при

условии, что концентрация частиц в центре плазменного слоя соответственно равна $n_{10} = n_1(0) = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $n_{20} = n_2(0) = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $n_{e0} = n_e(0) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Коэффициенты k'_j брались в следующем виде:

$$k'_1 = 4.7 \cdot 10^{-1} \left(\frac{9}{T_e} + 2 \right) \exp \left\{ -\frac{9}{T_e} \right\}, \quad k'_2 = 0,1k'_1.$$

Задавая спектр наиболее вероятных значений T_e и разные величины ширины плазменного слоя L , в [115] были рассчитаны радиальные распределения относительных концентраций атомов обеих примесей. Результаты расчетов показали, что примесь с большим коэффициентом ионизации разделяется сильнее.

Экспериментальные исследования пространственного разделения компонентов тройных смесей были проведены нами на примере He-Ne-Xe смеси (гелий является буферным газом) в диапазонах изменения параметров разряда: давление гелия 0,1–0,5 Тор, парциальные давления неона и ксенона $(1-50) \cdot 10^{-4}$ Тор, разрядный ток 0,05–0,3 А. Для измерения пространственного перераспределения компонентов тройной смеси применялась та же самая методика, что и при исследовании бинарных смесей инертных газов, подробно рассмотренная в § 1.2. Измерения проводились по интенсивностям спектральных линий с длиной волны $\lambda = 706,51$ нм для гелия, $\lambda = 753,5$ нм для неона и 711,96 нм для ксенона. Функция распределения электронов по энергиям измерялась в различных точках по радиусу и по длине трубки. ФРЭЭ, как и в случае бинарных смесей, оставалась постоянной в поперечном сечении трубки, что позволяло корректно применять используемый метод.

На рис. 26 приведены радиальные распределения средней энергии электронов в плазме He-Ne-Xe смеси, а на рис. 27 представлены зависимости средней энергии электронов от тока в различных точках по длине разряда. Видно, что средняя энергия электронов вдоль оси трубки увеличивается при движении от катода к аноду. Это объясняется тем, что концентрация примесей, и особенно ксенона, к катоду повышается за счет процессов разделения компонентов. А так как потенциалы ионизации для атомов примесей меньше, чем для буферного газа, то с ростом их концентраций доля энергии, теряемой электронами, возрастает.

Продольные и радиальные распределения относительных концентраций атомов неона и ксенона как в тройной He-Ne-Xe смеси, так и в бинарных He-Ne и He-Xe смесях показаны на рис. 28 и рис. 29. Видно, что перераспределение неона увеличивается с добавлением ксенона в гелий-неоновую смесь, в то время как перераспределение ксенона уменьшается в присутствии неона. Эти изменения проявляются в радиальном направлении сильнее, чем в аксиальном.

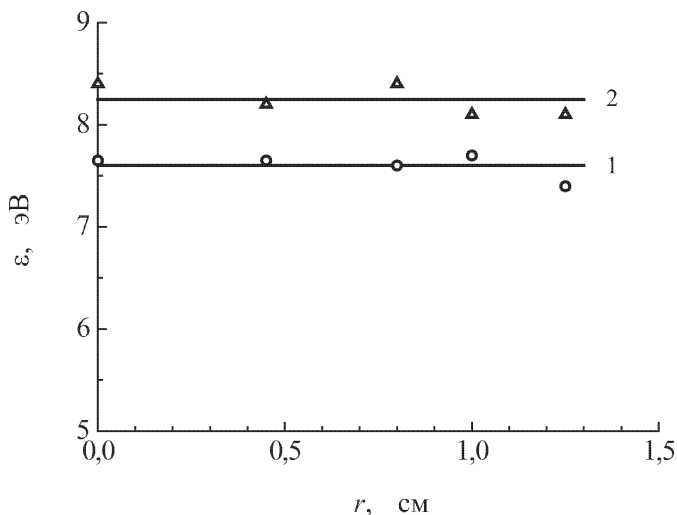


Рис. 26. Радиальное распределение средней энергии электронов в плазме He-Ne-Xe смеси при разрядном токе 0,3 А, давлении гелия 0,25 Тор, неона $5 \cdot 10^{-4}$ Тор, ксенона 10^{-3} Тор в двух сечениях разрядной трубки, отстоящих от катода на расстояниях z , см: 1 — 20; 2 — 40.

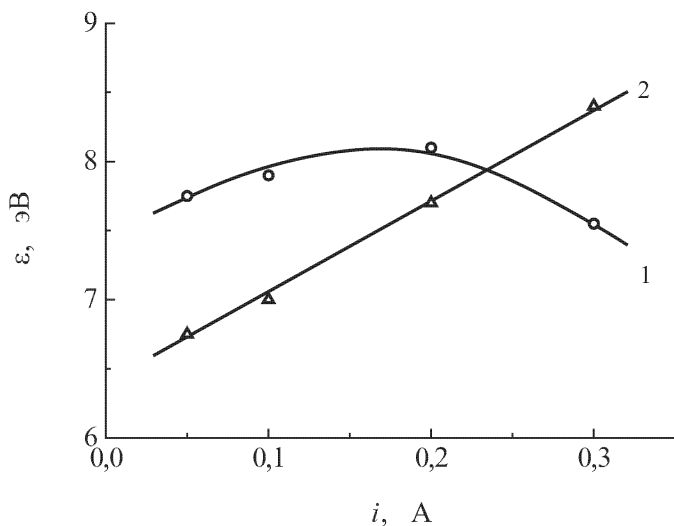


Рис. 27. Зависимость средней энергии электронов в плазме He-Ne-Xe смеси от силы разрядного тока в сечениях разрядной трубки, отстоящих от катода на расстояниях z , см: 1 — 20; 2 — 40 при давлении гелия 0,25 Тор, неона $5 \cdot 10^{-4}$ Тор, ксенона 10^{-3} Тор.

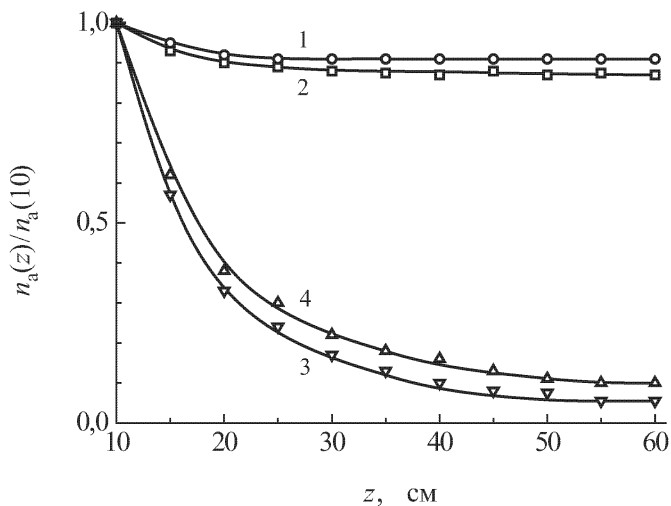


Рис. 28. Продольные распределения относительных концентраций атомов неона (кривые 1, 2) и атомов ксенона (кривые 3, 4) в разряде в тройной He-Ne-Xe смеси (кривые 2, 4) и в соответствующих бинарных смесях (кривые 1, 3) при давлении гелия $0,25 \text{ Тор}$, давлении неона 10^{-3} Тор , и ксенона $5 \cdot 10^{-4} \text{ Тор}$, разрядном токе $i = 0,1 \text{ А}$.

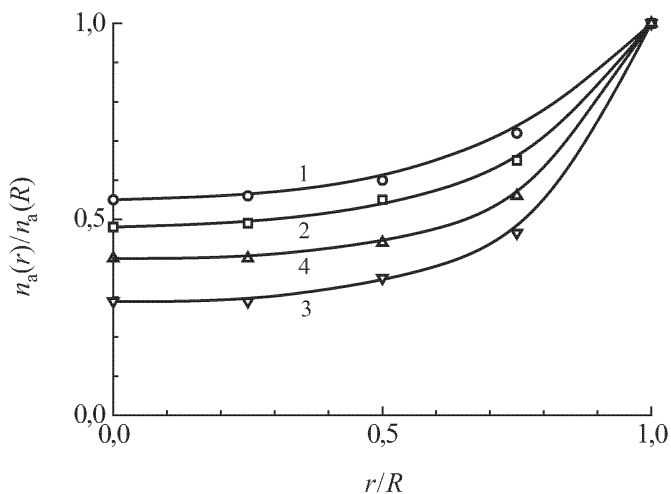


Рис. 29. Радиальные распределения относительных концентраций атомов неона (кривые 1, 2) и атомов ксенона (кривые 3, 4) в разряде в тройной He-Ne-Xe смеси (кривые 2, 4) и в соответствующих бинарных смесях (кривые 1, 3) при давлении гелия $0,25 \text{ Тор}$, давлении неона 10^{-3} Тор , и ксенона $5 \cdot 10^{-4} \text{ Тор}$, $z = 30 \text{ см}$, разрядном токе $i = 0,1 \text{ А}$.

Объяснение наблюдаемому отличию поведения пространственного распределения атомов в тройных смесях по сравнению с бинарными смесями может быть дано на основе предположения, что главным механизмом разделения компонентов смесей является катафорез. Так как в плазме должно выполняться условие квазинейтральности, то в тройной смеси поток ионов ксенона к стенкам разрядной трубки должен быть меньше, чем в бинарной. При этом степень разделения неона в тройной He-Ne-Xe смеси увеличивается по сравнению с бинарной He-Ne смесью из-за того, что ионы ксенона, уходящие на стенки, создают больший процентный состав ксенона в пристеночных областях, что приводит к уменьшению обратного диффузионного потока атомов неона в разряд.

С ростом давления буферного газа перераспределение компонентов в плазме тройной He-Ne-Xe смеси усиливается, так как увеличение давления буферного газа приводит к повышению концентрации электронов в плазме, что в свою очередь приводит к росту скоростей ионизации, следовательно, увеличиваются потоки ионов более легкоионизируемых компонентов смеси на стенки. С другой стороны, возврат атомов легкоионизируемых примесей в разряд затруднен тем, что рост давления основного газа, который определяет движение частиц, приводит к уменьшению диффузионных потоков атомов примесей. Подобным же образом ведут себя и бинарные He-Ne и He-Xe смеси.

Интересная особенность наблюдается при исследовании радиальных распределений относительных концентраций атомов примесей в тройной смеси в различных сечениях разрядной трубки. Как было показано выше, в бинарной He-Ne смеси степень радиального разделения увеличивается при движении от катода к аноду. Следует отметить, что все бинарные смеси инертных газов ведут себя аналогичным образом. Однако радиальное перераспределение неона в тройной смеси уменьшается при движении от катода к аноду. Подобное поведение неона объясняется присутствием ксенона, степень аксиального перераспределения которого намного больше степени разделения неона, и у катода концентрация атомов ксенона намного больше, чем у анода. Поэтому ксенон оказывает существенное влияние на радиальное перераспределение атомов неона в сторону его уменьшения.

Рост тока приводит к увеличению степени разделения компонентов в плазме тройной He-Ne-Xe смеси. Это связано с увеличением концентрации электронов, приводящим к повышению скорости ионизации атомов, а, следовательно, к увеличению степени разделения компонентов.

Глава 2

КИНЕТИКА НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

§ 1. Методы определения параметров плазмы в условиях импульсной модуляции разрядного тока

Для изучения динамики радиального катафореза необходимо знать характерные времена установления стационарного уровня таких важнейших параметров плазмы, как функция распределения электронов по энергиям, концентрация электронов и метастабильных атомов в зависимости от условий разряда. Кроме того, важно знать, какие именно процессы определяют этот стационарный уровень. Все это представляет и самостоятельный интерес, так как в настоящее время импульсный режим работы используется в целом ряде устройств: в газовых лазерах, импульсных источниках света, плазмо-химических реакторах, МГД-преобразователях, плазменных инжекторах и ускорителях и т.д. В частности, получить на практике высокие температуры электронов гораздо проще на импульсных экспериментальных установках, чем на стационарных. В силу этого возникает необходимость изучения кинетики неравновесной плазмы.

Для регистрации временного хода концентрации метастабильных атомов гелия и ксенона и абсолютной величины интенсивностей исследуемых спектральных линий использовалась установка, блок-схема которой изображена на рис. 30.

В нее входит следующая аппаратура: вакуумная установка, позволяющая получать разрежение в разрядной камере не хуже, чем 10^{-6} Тор, и напускать в нее исследуемые газы с наперед заданным соотношением парциальных давлений компонентов смеси; разрядные трубки специальной конфигурации с впаянными в торцах окошками (расстояние между которыми 10 см), что позволяло вести спектральные измерения вдоль разряда; модулятор; блок синхронизации; система линз и зеркал для проецирования излучения от источников на щель спектрального прибора; монохроматор; система для записи спектра при импульсном режиме разряда.

Для получения импульсного режима зажигания разряда был собран модулятор по схеме с частичным разрядом накопительной емкости. Электронный ключ был смонтирован на базе лампы ГИ-30, на которую

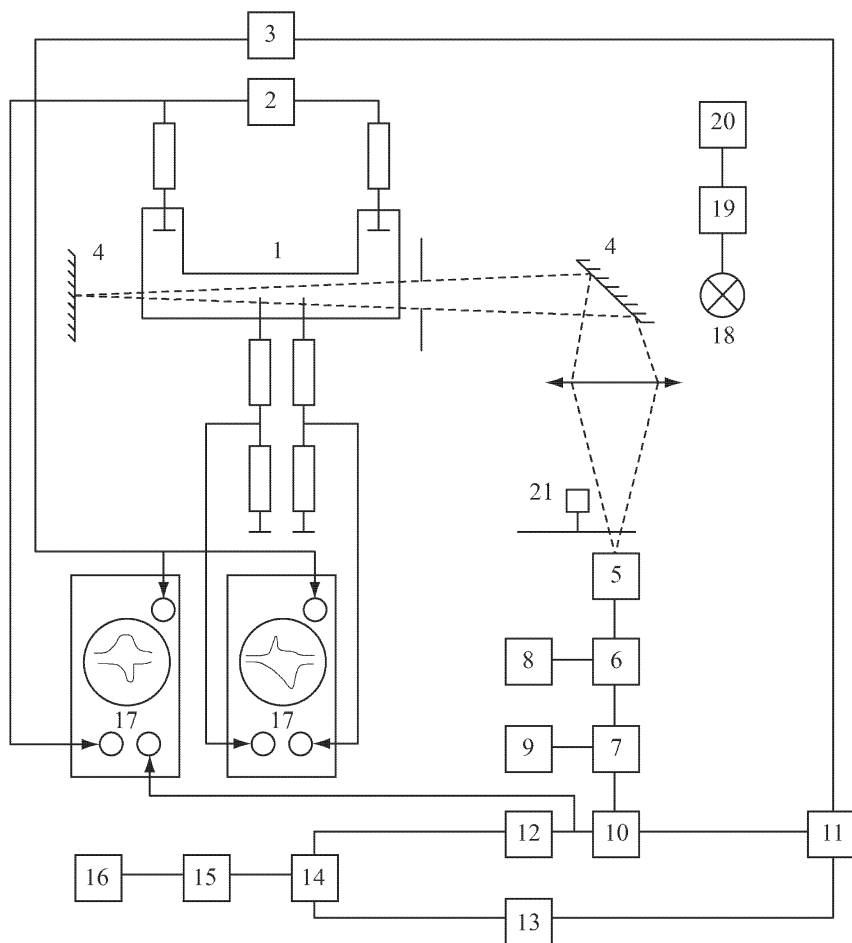


Рис. 30. Блок-схема экспериментальной установки. 1 — разрядная трубка; 2 — модулятор; 3 — блок синхронизации; 4 — система линз и зеркал; 5 — монохроматор; 6 — фотоэлектронный умножитель; 7 — истоковый повторитель; 8, 9 — блоки питания; 10 — временной селектор; 11 — генератор селекторных импульсов; 12, 13 — узкополосные усилители; 14 — синхронный детектор; 15 — усилитель постоянного тока; 16 — самописец; 17 — запоминающие осциллографы; 18 — ленточная эталонная лампа; 19 — амперметр; 20 — источник питания лампы; 21 — дисковый модулятор.

подавались управляющие импульсы заданной длительности и частоты повторения с импульсного генератора. В качестве накопительного элемента использовался конденсатор емкостью 100 мкФ, подзарядка которого происходила в паузах между импульсами через диоды Д-248Б, а постоянная времени разряда конденсатора была выбрана много большей максимальной длительности импульса разрядного тока, так что за время импульса происходил лишь частичный разряд накопительной емкости, и на выходе модулятора вырабатывался сигнал прямоугольной формы. Параметры схемы позволяли получать импульсы тока длительностью до 1 мс с крутизной переднего фронта порядка 10^6 А/с и заднего — $(3-5) \cdot 10^5$ А/с.

Регистрация импульса разрядного тока, напряжения на разрядной трубке, напряженности электрического поля в плазме, зондовой характеристики и интенсивности свечения плазмы производилась на запоминающих осциллографах. Напряженность электрического поля в плазме определялась по разности плавающих потенциалов двух электрических зондов. Функция распределения электронов по энергиям находилась методом регуляризации из электронной части зондовой характеристики.

Функция распределения электронов по энергиям определялась методом зондов Ленгмюра [98]. Для нахождения временного хода функции распределения электронов зондовые характеристики снимались в различные моменты времени импульса разрядного тока. В начале импульса зондовые характеристики снимались через 5 мкс, в конце импульса — через 10–20 мкс. Для получения функции распределения, средней энергии и концентрации электронов зондовые характеристики обрабатывались по методу регуляризации (см. § 1.5). При определении функции распределения зондовым методом в динамическом режиме необходимо учитывать конечное время $t_{\text{сл}}$ формирования слоя объемного заряда у зонда. Это время определяется в основном скоростью ионов, так как в любом случае при изменении потенциала зонда изменяется распределение ионов, примыкающих к зонду. Для перераспределения ионов в слое требуется конечное время, приблизительно равное отношению дебаевской длины r_D к тепловой скорости ионов v_i [116]:

$$t_{\text{сл}} = \frac{r_D}{v_i} = 4,8 \cdot 10^{-4} \sqrt{\frac{M_i T_e}{n_e T_i}} \text{ с}, \quad (2.1)$$

где T_i и M_i — температура и масса (в а.е.м.) иона.

По оценкам в наших условиях $t_{\text{сл}} \leq 1$ мкс и при выбранном нами масштабе временного разрешения 5 мкс зондовый слой успевает сформироваться. Такие измерения ФРЭЭ проводились через 5–10 мкс после начала импульса, так как при меньших временах невозможна корректная интерпретация зондовых характеристик [116, 117].

Для того чтобы получить информацию о функции распределения в начале импульса, был применен оптический метод [30]. В том случае, когда возбужденные атомы заселяются за счет прямого возбуждения

и каскадных переходов, а рассеяются за счет спонтанных переходов на нижележащие уровни, для интенсивностей спектральных линий можно воспользоваться уравнением

$$I(x) = n_0 n_e \sqrt{\frac{2}{m}} h\nu(x) \int_{\varepsilon_{0k}(x)}^{\infty} \sigma(x, \varepsilon) \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (2.2)$$

где n_0 — концентрация атомов исследуемого газа; x — параметр, характеризующий данную спектральную линию; $\nu(x)$, $\varepsilon_{0k}(x)$ и $\sigma(x, \varepsilon)$ — частота, энергия возбуждения и оптическая функция возбуждения x -ой спектральной линии.

Это уравнение (2.2) является уравнением Вольтерра I-го рода, которое легко сводится к интегральному уравнению Фредгольма I-го рода

$$U(x) = \int_a^b k(x, s) z(s) ds, \quad (2.3)$$

$c \leq x \leq d$, $z(s) \in F$, $U(x) \in L_2$, $a = \min\{\varepsilon_{0k}(x)\}$, где $z(s)$, F , $U(x)$ и L_2 — некоторые метрические пространства,

$$k(x, \varepsilon) = \begin{cases} 0, & \text{при } s \leq \varepsilon_{0k}(x), \\ \sigma(x, \varepsilon) \sqrt{s}, & \text{при } s > \varepsilon_{0k}(x), \end{cases}$$

$$U(x) = \frac{I(x)}{n_0 n_e h\nu(x) \sqrt{\frac{2}{m}}}, \quad x = x, \quad s = \varepsilon, \quad z(s) = f(\varepsilon).$$

В процессе измерений может быть получено лишь приближенное значение $U_\delta(x)$ точного решения правой части $U_T(x)$ с точностью δ . Таким образом, задача заключается в определении приближенного значения $z_\delta(s)$ точного решения $z_T(s)$ по приближенно известной правой части $U_\delta(x)$. В том случае, когда $z_\delta(s)$ и $U_\delta(x)$ связаны уравнением (2.3), задача определения $z_\delta(s)$ относится к классу некорректно поставленных, так как отсутствует устойчивость уравнения (2.3) к малым изменениям правой части $U_\delta(x)$. В [108, 119–121] А.Н.Тихоновым развит новый подход к решению некорректно поставленных задач, позволяющий строить приближенное решение уравнения вида (2.3), устойчивое к малым изменениям исходных данных. В основе этого метода лежит понятие регуляризирующего оператора, откуда сам метод решения некорректно поставленных задач типа (2.3) получил название метода регуляризации. В НИВЦ МГУ была разработана программа [110] на основе этого метода. По этой программе и измеренным интенсивностям спектральных линий гелия была определена функция распределения в начальной стадии импульсного разряда в гелии, где невозможно было проводить зондовые измерения, так как в эти моменты времени

концентрация электронов мала, средняя энергия их велика, и экранирующий зондовый слой не успевает сформироваться.

В начале импульсного разряда заселенность метастабильных состояний гелия мала [38], поэтому вклад ступенчатых процессов [122] в возбуждение спектральных линий гелия пренебрежимо мал по сравнению с прямым возбуждением из основного состояния. Поэтому с достаточной степенью точности можно считать, что интенсивности линий гелия описываются выражением (2.2). Оптические функции возбуждения линий брались из [94], а интенсивности соответствующих спектральных линий были измерены в абсолютных единицах.

Для нахождения абсолютных заселенностей уровней использовался фотоэлектрический метод определения яркости излучения исследуемого газоразрядного объекта по сравнению с яркостью эталонного источника сплошного спектра.

Поток света от исследуемого разряда, проходящий через выходную щель монохроматора, равен:

$$\Phi_{\lambda} = g_1 B_{\lambda} s_1 h_1 \omega', \quad (2.4)$$

где B_{λ} — яркость изучаемого источника линейчатого спектра; s_1 и h_1 — ширина и высота входной щели; g_1 — коэффициент потери света при прохождении через оптическую систему монохроматора излучения от источника линейчатого спектра; ω' — геометрический фактор спектрального прибора. Здесь предполагается, что ширина s_2 и высота h_2 выходной щели таковы, что она не ограничивает световой поток исследуемой спектральной линии, то есть геометрическое изображение входной щели как по высоте, так и по ширине не больше ширины s_2 и высоты h_2 выходной щели.

Поток света от источника сплошного спектра, проходящий через выходную щель монохроматора, настроенного на ту же длину волны λ :

$$\Phi_{\lambda}^{\text{спл}} = g_2 b_{\lambda T} \Delta \lambda s_1 h_1 \omega'', \quad (2.5)$$

где g_2 — потери света при прохождении через оптическую систему монохроматора излучения от источника сплошного спектра; $b_{\lambda T}$ — яркость эталонного источника света; $\Delta \lambda = s_2 d\lambda/dl$ — интервал длин волн, которые проходят через выходную щель монохроматора; $d\lambda/dl = 1/D_l$, D_l — линейная дисперсия монохроматора для изучаемой области спектра; ω'' — геометрический фактор спектрального прибора.

Обозначим

$$\frac{\Phi_{\lambda}}{\Phi_{\lambda}^{\text{спл}}} = \frac{K'_{\lambda}}{K''_{\lambda}}, \quad (2.6)$$

где K'_{λ} и K''_{λ} — показания прибора, измеряющего ток фотоэлектронного умножителя при освещении фотокатода потоком света изучаемой спектральной линии и потоком света от источника сплошного спектра, прошедшего через монохроматор, настроенный на ту же длину

волны λ . Из (2.4)–(2.6) определяется яркость изучаемого источника линейчатого спектра:

$$B_\lambda = \frac{K'_\lambda}{K''_\lambda} b_{\lambda T} s_2 \frac{d\lambda}{d\lambda'} \frac{\omega'}{\omega''} \frac{g_1}{g_2}. \quad (2.7)$$

Для ленточных вольфрамовых ламп с учетом коэффициента излучательной способности вольфрама [116] имеем:

$$b_{\lambda T} = \frac{C_1 \varepsilon_{\lambda, T}}{\lambda^5 \varepsilon_{\lambda_0, T}^{\lambda_0/\lambda}} \exp \left\{ -\frac{C_2}{\lambda T} \right\}, \quad (2.8)$$

где $C_1 = 1,177 \cdot 10^{-5}$ эрг·см²·с⁻¹·стер⁻¹; $C_2 = 1,439$ см·К; T — яркостная температура; $\varepsilon_{\lambda, T}$ — излучательная способность вольфрама на исследуемой длине волны λ ; $\varepsilon_{\lambda_0, T}$ — излучательная способность вольфрама на длине волны $\lambda_0 = 6500$ Å.

Если эталонный источник устанавливается точно на место исследуемого объекта или на геометрически ему подобное, то $g_1 = g_2$ и $\omega' = \omega''$, тогда

$$B_\lambda = \frac{K'_\lambda}{K''_\lambda} b_{\lambda T} \frac{s_2}{D_l}. \quad (2.9)$$

Если в объеме источника нет самопоглощения исследуемых полос, то

$$B_\lambda = \frac{i_{o\lambda} L}{4\pi}, \quad (2.10)$$

где L — протяженность объекта вдоль оптической оси; $i_{o\lambda}$ — приведенная мощность излучения единицы объема плазмы;

$$i_{o\lambda} = n_k A_{kn} h \nu_{kn}, \quad (2.11)$$

где n_k — заселенность исследуемого уровня возбужденного состояния атома; A_{kn} и ν_{kn} — вероятность и частота спонтанного перехода; h — постоянная Планка.

Из формул (2.8)–(2.11) получаем:

$$n_k A_{kn} = \frac{4\pi 10^{-8} C_1 s_2 \varepsilon_{\lambda, T} K'_\lambda}{D_l h \nu_{kn} \lambda^5 L \varepsilon_{\lambda_0, T}^{\lambda_0/\lambda} K''_\lambda} \exp \left\{ -\frac{C_2}{\lambda T} \right\}, \quad (2.12)$$

где размерность величин, входящих в формулу (2.12), следующая: A_{kn} — с⁻¹, D_l^{-1} — Å/мм, λ — см, s_2 — мм, L — см.

Наличие или отсутствие самопоглощения спектральных линий в объеме разряда можно проверить, помещая зеркало с известным коэффициентом отражения за разрядом и измеряя интенсивность данных линий с открытым и закрытым зеркалом (метод одного зеркала за объектом).

Концентрация метастабильных атомов гелия и ксенона измерялась методом поглощения спектральных линий 388,9 нм гелия и 823,1 нм ксенона. Использовался метод одного зеркала за трубкой или метод

двух идентичных трубок U-образной формы диаметром 3 см и длиной рабочей части 10 см каждая. Известно [123], что концентрация метастабильных атомов связана с величиной поглощения κ_0 в центре линии соотношением:

$$n_m = 1,21 \cdot 10^{19} \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 f} \kappa_0, \quad (2.13)$$

где $\Delta\lambda$ и f — соответственно доплеровская полуширина и сила осциллятора изучаемой линии. Для $\lambda = 823,1$ нм Хе I $f = 0,428$, для $\lambda = 501,6$ нм He I $f = 0,151$, а для $\lambda = 388,9$ нм He I $f = 0,0645$ [124]. При расчете концентраций метастабильных атомов учитывались сверхтонкие структуры спектральных линий [82, 123].

Для практического использования метода реабсорбции прежде всего надо проверить, насколько реальные условия соответствуют тем предпосылкам, которые использовались при выводе формул, устанавливающих связь между интегральным коэффициентом поглощения и производением из силы осциллятора на концентрацию поглощающих атомов. Это, во-первых, однородность светящегося слоя; во-вторых, соответствие действительного контура линии тому типу контура, для которого произведен расчет; в-третьих, одинаковое заполнение объектива спектрографа светом от трубки и ее изображения. О степени выполнимости третьего требования можно сказать, что в эксперименте необходимо стремиться к тому, чтобы свет, отраженный от зеркала, заполнял объектив в такой же степени, что и свет от трубки. Этого достичь трудно и обычно диафрагмированием объектива добиваются того, чтобы телесный угол с вершиной на щели спектрального прибора и основанием — отверстие диафрагмы, включал в себя трубку и ее изображение. Однородность светящегося столба обеспечивалась специальным расположением электродов, при котором катодные и анодные области разряда не попадали в зону измерений. Для экспериментального подтверждения однородности столба проводились измерения интенсивностей спектральных линий вдоль оси положительного столба. Результаты измерений показали, что степень неоднородности невелика и примерно одного порядка с погрешностью эксперимента. Что касается второго требования, то, как известно, в положительном столбе при низком давлении и небольших плотностях тока контур линии, в основном, определяется эффектом Доплера [125].

§ 2. Функция распределения электронов по энергиям в начальной стадии импульсного разряда

Эксперименты по определению временного хода функции распределения электронов по энергиям проводились в разряде в чистом гелии и в смеси He-Xe в диапазоне давлений гелия 0,05–2 Тор, давлений ксенона $(6-20) \cdot 10^{-4}$ Тор и для разрядных токов 0,1–0,5 А. Результаты измерений ФРЭЭ зондовым методом при $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор, $i = 0,15$ А

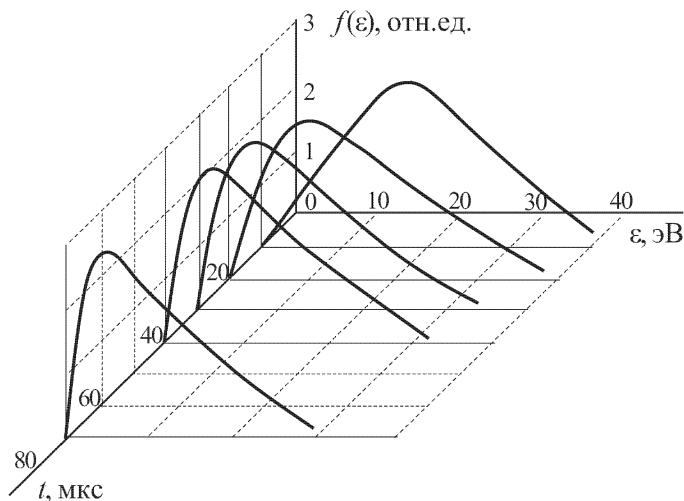


Рис. 31. Временной ход функции распределения электронов по энергиям в плазме импульсного разряда в гелии при $p_{He} = 0,2$ Тор, $i = 0,15$ А.

представлены на рис. 31. Из этого рисунка видно, что в начальной стадии разряда максимум функции распределения сдвинут в область больших энергий электронов, функция распределения обогащена быстрыми электронами по сравнению со стационарным видом ее, которого она достигает в условиях эксперимента через 50 мкс. Более наглядно изменение соотношения числа быстрых и медленных электронов по мере релаксации функции распределения можно увидеть на рис. 32, где показано, как во времени меняется отношение числа электронов с определенной энергией к числу электронов с той же энергией, соответствующему стационарной ФРЭЭ.

Измерения ФРЭЭ в различные моменты времени дали возможность определить временной ход средней энергии и концентрации электронов. Как видно из рис. 33, в начале импульса средняя энергия электронов велика и за ~ 50 мкс уменьшается до стационарного уровня. Примерно за это же время и концентрация электронов нарастает до значения, соответствующего стационарной фазе разряда (см. рис. 34). Временной ход напряженности продольного электрического поля представлен на рис. 35.

Однако, измерения функции распределения зондовым методом были проведены для времен, спустя 5 мкс после начала импульса. Получить сведения о функции распределения в самом начале импульса разрядного тока позволил оптический метод. Ясно, что отклонения ФРЭЭ от равновесной наиболее значительно как раз в начальный период формирования разряда, где, как показано в ряде работ [126, 127], возможно осуществление режима убегания электронов.

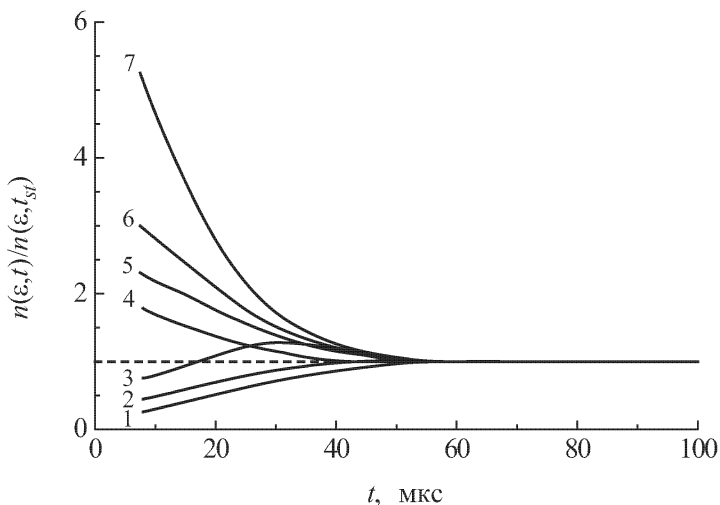


Рис. 32. Изменение во времени отношения числа электронов с определенной энергией ε , эВ: 1 — 2; 2 — 5; 3 — 10, 4 — 15; 5 — 20; 6 — 25; 7 — 30 к числу электронов с той же энергией, соответствующему стационарной функции распределения. Импульсный разряд в гелии при $p_{He} = 0,2$ Тор, $i = 0,15$ А.

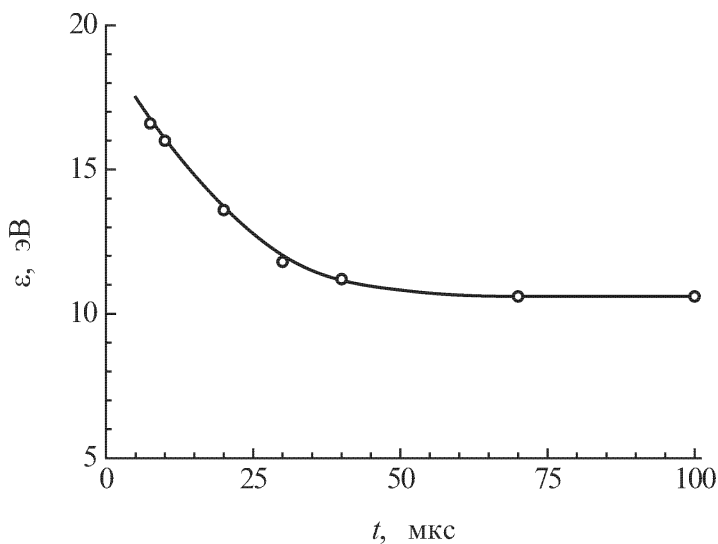


Рис. 33. Временной ход средней энергии электронов в плазме импульсного разряда в гелии при давлении 0,2 Тор и разрядном токе 0,15 А.

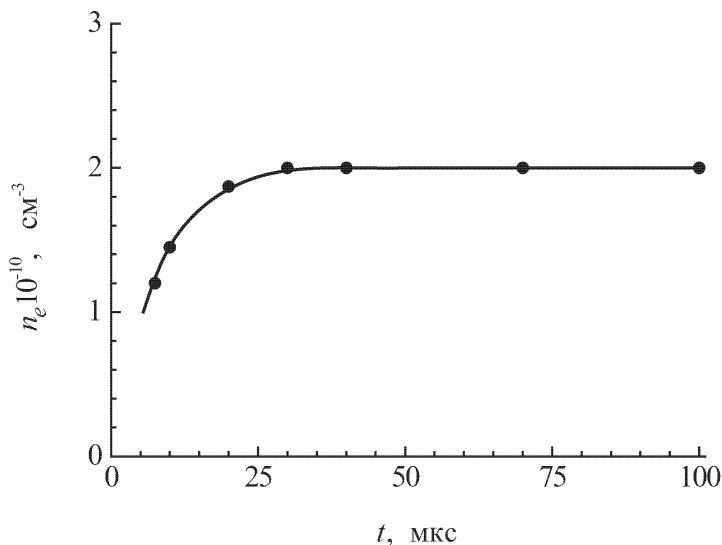


Рис. 34. Временной ход концентрации электронов в плазме импульсного разряда в гелии при $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор, $i = 0,15$ А.

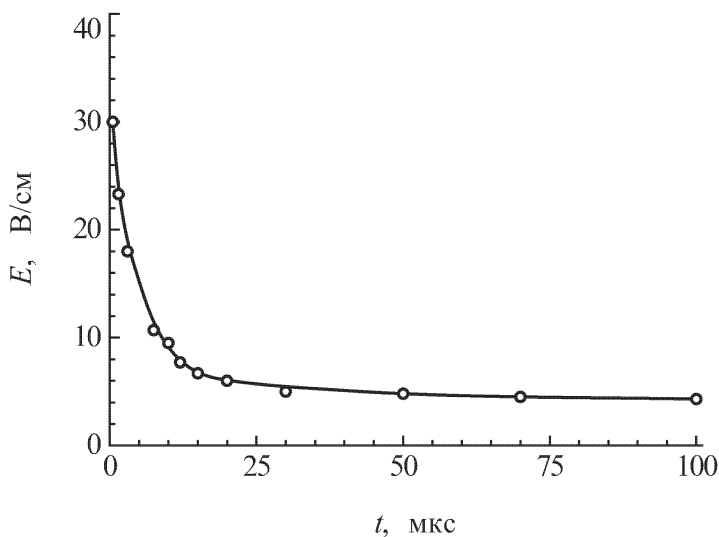


Рис. 35. Зависимость напряженности продольного электрического поля в плазме импульсного разряда в гелии от времени. $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор, $i = 0,15$ А.

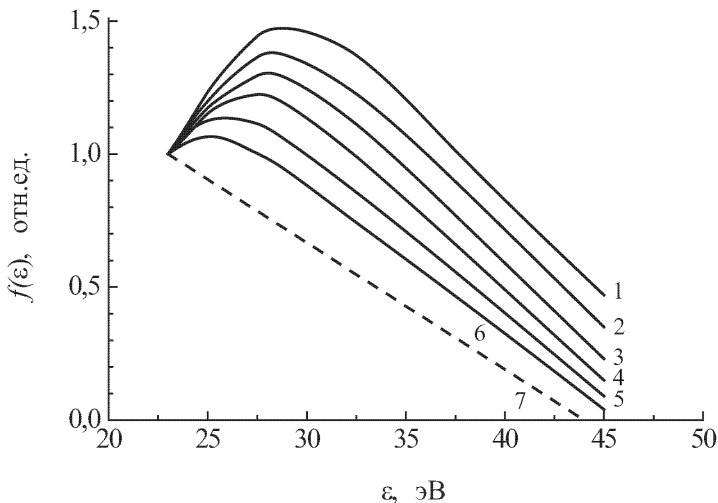


Рис. 36. Функция распределения быстрых электронов по энергиям в стадии пробоя импульсного разряда в гелии $p_{не}$, Тор: 1 — 0,02; 2 — 0,04; 3 — 0,07; 4 — 0,15; 5 — 0,3; 6 — 0,6; пунктирная прямая (7) — стационарная ФРЭЭ.

Результаты измерения ФРЭЭ оптическим методом приведены на рис. 36 (ФРЭЭ для различных давлений нормированы на единицу в начальных точках). Измерения проводились при пороговых значениях напряжения зажигания разряда. Из рисунка видно, что, например, при давлении гелия 0,15 Тор в начальной стадии импульсного разряда для моментов времени $\sim 10^{-7}$ с функция распределения сугубо неравновесная (кривая 4), она обогащена, быстрыми электронами и имеет немонотонный вид в области энергий электронов $\varepsilon > 23$ эВ, в отличие от стационарной фазы разряда (кривая 7). Это объясняется тем, что появившиеся первоначально в холодном газе электроны при возникновении импульсного тока ускоряются всей приложенной к разрядному промежутку разностью потенциалов. Поэтому начальной стадии разряда соответствует неравновесная функция распределения в диапазоне энергий, значительно превышающих энергии электронов в стационарном разряде. Затем, в результате столкновений электронов энергетический диапазон ФРЭЭ расширяется, а из-за влияния неупругих процессов резко уменьшается доля быстрых электронов. Влияние давления газа на вид ФРЭЭ в начале импульса иллюстрируется результатами, приведенными на рис. 36, кривые 1–6. Видно, что при $p = 0,02$ Тор «горб» на ФРЭЭ в области энергий 25–30 эВ выражен наиболее сильно, с повышением давления происходит его уменьшение, пока он практически не исчезает при $p = 0,6$ Тор. Что касается расположения максимума функции распределения, то он сдвигается в область больших энергий при уменьшении давления.

При изучении неравновесной плазмы представляется интересным исследовать заселенности возбужденных уровней и связь их значений с параметрами разряда, в первую очередь с функцией распределения электронов по энергиям. В эксперименте получено, что в начале импульса для моментов времени $\sim 10^{-7}$ с в пределах серии реализуется инверсная заселенность, особенно выражено это явление для уровней n^3D серии, в меньшей степени для n^1D и n^1S . С течением времени заселенности верхних и нижних уровней выравниваются, и в стационарной фазе разряда заселенность уровней одной серии более или менее равномерно убывает с увеличением главного квантового числа n . Наиболее сильно проявляется инверсная заселенность при давлении 0,02 Тор. При давлении 0,6 Тор, когда «горб» на функции распределения несущественен, подобное распределение по уровням уже не наблюдается. При решении модельной задачи — нахождении заселенности уровней при различных видах ФРЭЭ — выяснилось, что сильнее инверсная заселенность реализуется при более выраженном максимуме на функции распределения электронов по энергиям.

Для получения информации о кинетике электронов на начальной стадии импульсного разряда в гелии использовались также метод задерживающих потенциалов, метод селекции электронов по скоростям с помощью поперечного магнитного поля и зондовый метод. Для этого использовалась разрядная трубка специальной конструкции. Анодом служила сетка с коэффициентом прозрачности 0,7. За анодом в непосредственной близости от него монтировалась вторая сетка с коэффициентом прозрачности 0,95, на которую подавался задерживающий потенциал. За второй сеткой располагался подвижный коллектор. В трубке монтировался также плоский подвижный пристеночный зонд, который мог перемещаться вдоль стенки разрядной трубки. В пространстве между второй сеткой и коллектором возможно было создавать поперечное по отношению к оси разрядной трубки постоянное магнитное поле с индукцией от 0 до 4 мТл. Расстояние между катодом и анодом было фиксировано и равно 12 см. Расстояние между коллектором и второй сеткой можно было изменять от 0 до 12 см. Эксперименты были выполнены в чистом гелии при давлении 0,02–2,0 Тор. К разрядному промежутку прикладывалось импульсное напряжение прямоугольной формы длительностью 1 мкс. Амплитуда импульса изменялась от 200 до 700 В.

На рис. 37 представлены зависимости тока электронов на коллектор I_k в стадии пробоя от расстояния между анодом и коллектором при давлении гелия 0,15 Тор и различных величинах прикладываемого к разрядному промежутку импульсного напряжения. Видно, что поток электронов, прошедших через анод и попавших в эквипотенциальное пространство между второй сеткой и коллектором, ослабевает за счет упругих и неупругих столкновений с атомами. Согласно [128], электроны с энергией $\varepsilon > 10$ эВ рассеиваются преимущественно вперед при упругих столкновениях с атомами, причем доля

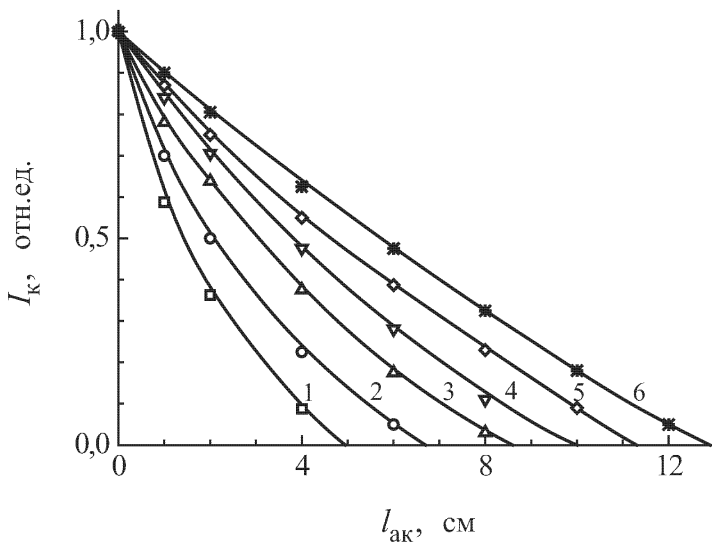


Рис. 37. Зависимость потока электронов на коллектор от расстояния $l_{ак}$ между анодом и коллектором в стадии пробоя импульсного разряда в гелии при давлении 0,15 Тор и различных напряжениях между катодом и анодом U_0 , В: 1 — 200; 2 — 300; 3 — 400; 4 — 500; 5 — 600; 6 — 700.

электронов, рассеянных вперед, увеличивается с ростом их энергии. В этом случае электроны будут двигаться, непрерывно ускоряясь в поле, и с большей эффективностью набирать энергию. Неупругие столкновения затрудняют этот процесс.

В работе [127] указывается, что в импульсном режиме при многократном перенапряжении возможен переход электронов в режим убегающего в кратковременной переходной начальной стадии разряда. Для осуществления режима непрерывного ускорения электронов необходимо, чтобы величина приведенной напряженности электрического поля E/p превышала некоторое критическое значение (критерий Драйсера). Для гелия $(E/p)_{cr} \approx 50$ В/(см·Тор). В наших условиях E/p меняется от 15 В/(см·Тор) при давлении 0,6 Тор до 250 В/(см·Тор) при $p = 0,02$ Тор. При $p = 0,6$ Тор приведенное поле $E/p < (E/p)_{cr}$, длина свободного пробега электронов мала, и при своем движении от катода к аноду электроны испытывают многократные упругие и неупругие столкновения. С уменьшением давления величина E/p превышает пороговое значение, длина свободного пробега электронов растет, и вероятность того, что электрон наберет большую энергию, увеличивается. В этих условиях, следовательно, возможен переход к режиму непрерывного ускорения электронов.

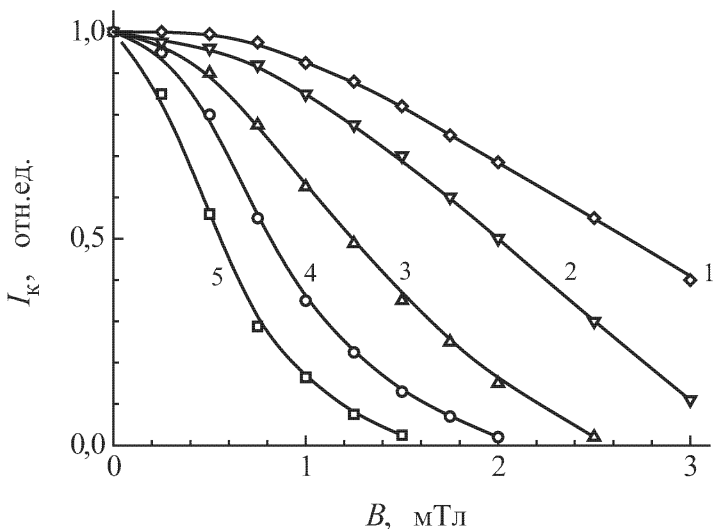


Рис. 38. Зависимость потока электронов, попавших на коллектор в стадии пробы разрядного промежутка, от величины индукции поперечного магнитного поля для различных расстояний между второй сеткой и коллектором $l_{ск}$, см: 1 — 1; 2 — 3; 3 — 4; 4 — 6; 5 — 8.

По данным рис. 37 можно найти эффективную длину рассеяния электронов и оценить их энергию. Из таких оценок следует, что на начальной стадии при пороговых значениях U_0 в разряде преобладают электроны с энергией ~ 20 эВ, а с увеличением U_0 энергия электронов растет и достигает величины ~ 100 эВ при $U_0 = 700$ В.

На рис. 38 представлены зависимости I_K для $t \sim 10^{-7}$ с от величины поперечного магнитного поля при $p = 0,2$ Тор и фиксированных расстояниях от второй сетки до коллектора $l_{ск}$. Из рис. 38 видно, что с увеличением магнитного поля величина тока на коллектор монотонно уменьшается. Так, при $l_{ск} = 8$ см уже при $B = 1,5$ мТл ток электронов равен нулю, $I_K = 0$, тогда как при $l_{ск} = 2$ см даже при $B = 3$ мТл ток на коллектор уменьшается всего в два раза. Отсюда также можно оценить энергию электронов.

В эксперименте фиксировались также зависимости тока на пристеночный зонд I_3 от величины поперечного магнитного поля для различных расстояний $l_{зс}$ зонда от второй сетки. На рис. 39 представлены зависимости $I_3 = f(B)$ при $l_{зс} = 2,3$ см и $p = 0,4$ Тор. Видно, что в отсутствие внешнего магнитного поля ток на зонд равен нулю, при увеличении B ток I_3 растет и достигает максимальной величины при $B = 0,7$ мТл. Дальнейшее увеличение B приводит к уменьшению I_3 и при $B = 1,5$ мТл ток на пристеночный зонд не регистрируется. Рассчитав

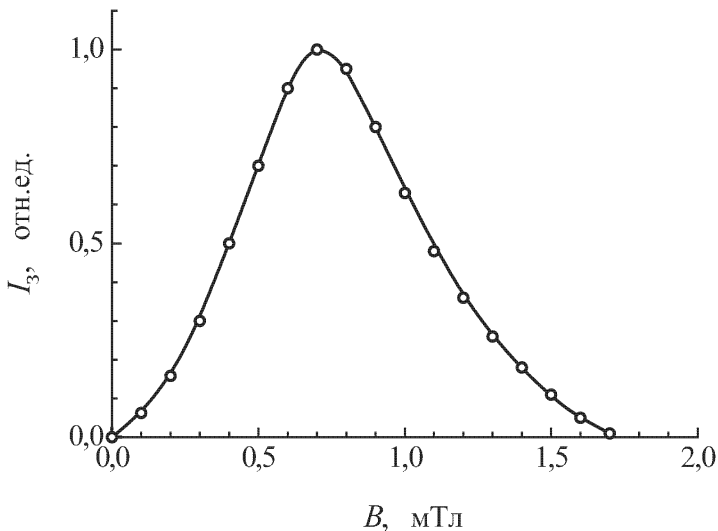


Рис. 39. Зависимость тока на пристеночный зонд от величины поперечного магнитного поля при расстоянии зонда от второй сетки $l_{3c} = 2,3$ см для давления гелия $0,4$ Тор.

по этим данным радиус кривизны траектории электронов в магнитном поле, можно получить величину направленной скорости электронов.

На рис. 39 максимуму тока соответствует энергия электронов $\varepsilon \sim 30$ эВ, а максимальная энергия электронов порядка 100 эВ. Изменяя направление магнитного поля на противоположное, мы видим, что ток на пристеночный зонд при любых значениях B равен нулю, хотя зависимость тока на коллектор $I_k = f(B)$ аналогичная, приведенной на рис. 38, то есть поток электронов отклоняется магнитным полем этого направления в противоположную сторону.

Для получения количественных данных о ФРЭЭ в начальной фазе разряда использовался метод задерживающего потенциала, подаваемого относительно анода на вторую сетку. По полученным кривым рассчитывались ФРЭЭ. Результаты для различных давлений приведены на рис. 40.

Из рис. 40 видно, что в стадии пробоя максимум ФРЭЭ лежит в области энергий 20 – 40 эВ в зависимости от давления, причем с уменьшением давления газа максимум ФРЭЭ смещается в область больших энергий, и у функции распределения отрастает «хвост». Так при $p = 0,06$ Тор в разряде регистрируются электроны с энергией 150 – 200 эВ, тогда как при $p = 2$ Тор электронов с энергией больше 50 эВ практически нет, что объясняется более эффективным влиянием неупругих столкновений при увеличении давления газа. Влияние давления газа на вид ФРЭЭ показано на рис. 41, где даны зависимости

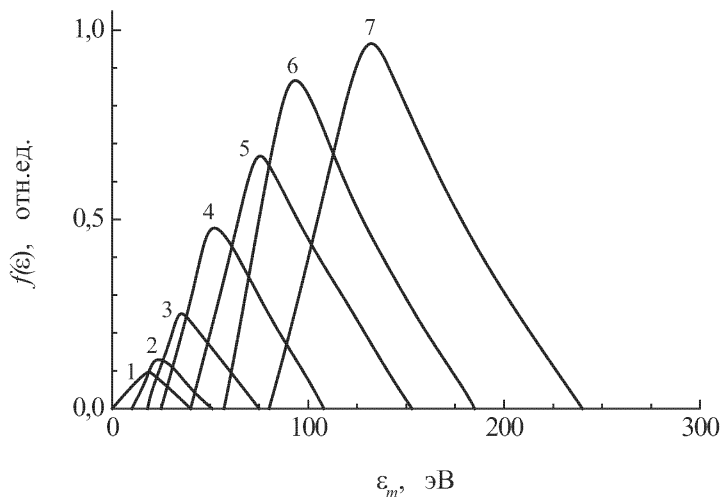


Рис. 40. Функция распределения быстрых электронов в стадии пробоя ($t \approx 10^{-7}$ с) при давлении гелия $p_{\text{He}} = 0,3$ Тор и различных значениях напряжения на разрядном промежутке U_0 , В: 1 — 200; 2 — 250; 3 — 300; 4 — 400; 5 — 500; 6 — 600; 7 — 700.

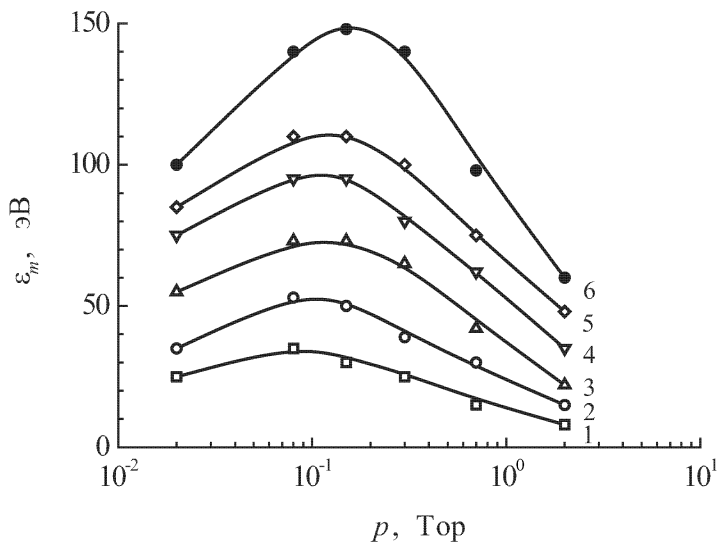


Рис. 41. Зависимость энергии ϵ_m , соответствующей максимуму функции распределения быстрых электронов, от давления гелия для различных значений напряжения на разрядном промежутке U_0 , В: 1 — 200; 2 — 300; 3 — 400; 4 — 500; 5 — 600; 6 — 700.

энергии ε_m , соответствующей максимуму функции распределения, от давления гелия при различных величинах U_0 . Видно, что при всех исследованных давлениях с ростом U_0 энергия ε_m увеличивается, причем кривые $\varepsilon_m = f(p)$ проходят через максимум. Это можно объяснить тем, что при низких давлениях электроны эффективно гибнут на стенках разрядной трубки, а с увеличением p растет частота неупругих столкновений, что приводит к эффективной потере энергии электронами.

Исследование кинетики заселения возбужденных уровней гелия в начальной стадии импульсного разряда показало, что инверсная заселенность реализуется в большей степени при низких давлениях гелия и для пороговых значений прикладываемых напряжений. С увеличением давления гелия инверсная заселенность исчезает, и заселенность уровней уменьшается с увеличением главного квантового числа n . Для примера, на рис. 42 представлена зависимость от приложенного напряжения U_0 при давлении гелия 0,15 Тор населенности уровней n^3D серии ($n = 3, 4, 5$), нормированная на заселенность 3^3D уровня. Видно, что инверсная населенность n^3D уровней реализуется в большей степени при пороговых напряжениях U_0 и при увеличении U_0 инверсная заселенность исчезает. При $p = 0,02$ Тор и $U = 200$ В заселенность 5^3D уровня в 1,5 раза больше, чем населенность уровня 3^3D .

В работе был применен также зондовый метод измерения функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС) в плазме с периодически изменяющимися параметрами, основанный на связи функции распределения со второй производной электронного тока на зонд. Эта связь наиболее проста в случае изотропной плазмы, когда она дается соотношением Дривестейна [129]:

$$f(\varepsilon) = \frac{m^2}{2\pi e^3 S} \frac{d^2 i_e}{dV^2}, \quad (2.14)$$

где m и e — масса и заряд электрона; S — площадь зонда, V — потенциал зонда относительно потенциала плазмы, i_e — электронный ток на зонд.

Если же плазма, а следовательно, и (ФРЭС), является анизотропной, тогда ФРЭС, заданная в сферической системе координат с полярной осью, совпадающей с осью симметрии плазмы, может быть разложена по многочленам Лежандра [130]:

$$f(v, \theta) = \sum_{j=0}^{\infty} f_j(v) P_j(\cos \theta), \quad (2.15)$$

где v — модуль скорости, θ — полярный угол, $P_j(\cos \theta)$ — многочлен Лежандра. Из (2.15) видно, что определение ФРЭС сводится к экспериментальному измерению функциональных коэффициентов разложения $f_j(v)$.

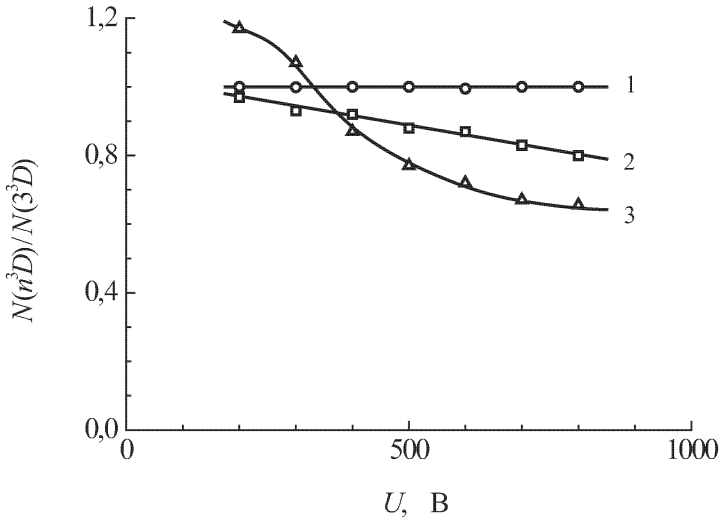


Рис. 42. Зависимость заселенностей уровней n^3D (n : 1 — 3; 2 — 4; 3 — 5) от напряжения на разрядном промежутке при давлении гелия 0,15 Тор.

В [131] подробно рассматривается возможность определения ФРЭС в соответствии с выражением (2.15) для различных зондов. В частности, для плоского одностороннего зонда установлена следующая связь между второй производной от плотности электронного тока на зонд $j_e''(eV)$ и функциональными коэффициентами разложения $f_j(eV)$:

$$j_e''(eV) = \frac{2\pi e^2 n}{m^2} \sum_{j=0}^{\infty} F_j(eV) P_j(\cos \theta_0), \quad (2.16)$$

$$F_j(eV) = e f_j(eV) - \int_{eV}^{\infty} f_j(\varepsilon) \frac{\partial P(\sqrt{eV/\varepsilon})}{\partial V} d\varepsilon. \quad (2.17)$$

Таким образом, если имеется возможность ограничения числа слагаемых в выражении (2.15), то измеряя $j_e''(eV)$ для соответствующего числа фиксированных углов формируют из (2.16) алгебраическую систему уравнений для отыскания $F_j(eV)$. В свою очередь $F_j(eV)$ входит в (2.17). Выражение (2.17) является интегральным уравнением Вольтера II-го рода. Следовательно, с помощью плоского одностороннего зонда может быть решена задача экспериментального определения конечного числа коэффициентов представления (2.17). Таким образом, метод второй производной может быть использован и в целях диагностики анизотропной плазмы. Плодотворным оказывается применение этого метода и в случае сильно неравновесной ФРЭС, когда число быстрых электронов того же порядка, что и медленных максвеллизированных.

В этом случае на зондовой ВАХ в полулогарифмическом масштабе отсутствует линейный участок, соответствующий максвелловской части ФРЭС, традиционные способы обработки ВАХ становятся непригодными, и метод второй производной остается практически единственным для получения информации о параметрах плазмы [132]. Таким образом, диагностика плазмы методом второй производной оказывается весьма универсальной. Главными условиями применимости его остаются следующие условия:

- 1) $\lambda \gg d, r_D$, где λ — длина свободного пробега электрона; d — характерный размер зонда; r_D — радиус Дебая;
- 2) $t_o \gg t_{\text{сл}}$, где t_o — время начала проведения зондового измерения; $t_{\text{сл}}$ — время образования призондового слоя.

Второе условие относится к случаю диагностики плазмы импульсного разряда. В соответствии с вышесказанным была разработана и собрана экспериментальная установка, предназначенная для изучения плазмы с периодически изменяющимися параметрами, с учетом ее возможной неравновесности, анизотропии и нестационарности.

На рис. 43 представлены результаты измерения функции распределения электронов в стадии пробоя импульсного разряда в гелии при $p = 0,25$ Тор и пороговом значении напряжения U_0 (минимальном напряжении, при котором еще происходит пробой газа). Из рисунка видно, что функция распределения электронов по энергиям имеет сугубо неравновесный вид. Она обогащена быстрыми электронами по сравнению с равновесной функцией при той же средней энергии электронов, причем в области энергий $20 \text{ эВ} < \varepsilon < 30 \text{ эВ}$ наблюдается пучок электронов, что подтверждается измерениями, проведенными при различной ориентации зонда. При этом выяснилось, что выделенное направление существует лишь в начале разрядного импульса, тогда как в более поздней фазе такое направление отсутствует.

Результаты измерений зависимости вида функции распределения электронов от напряжения на разрядном промежутке приведены на рис. 44. Видно, что с увеличением параметра перенапряжения $\chi = U/U_0$ от 1 до 2,5 энергия пучка электронов возрастает от ~ 20 эВ до ~ 60 эВ. Причем хаотическая (тепловая) скорость электронов пучка и медленных электронов в условиях эксперимента меняется слабо, оставаясь на уровне $\sim 10^8$ см/с, что соответствует $T_e \sim 10$ эВ.

Были проведены также измерения ФРЭЭ при различных давлениях гелия, то есть исследовался вид функции распределения быстрых электронов в зависимости от частоты столкновений с тяжелыми частицами. При этом оказалось (см. рис. 45), что с увеличением давления газа, а, следовательно, и частоты столкновений, количество быстрых электронов уменьшается, и немонотонный вид ФРЭЭ в области больших энергий исчезает. Так, например, при давлении гелия 1 Тор пучок быстрых электронов практически не наблюдается.

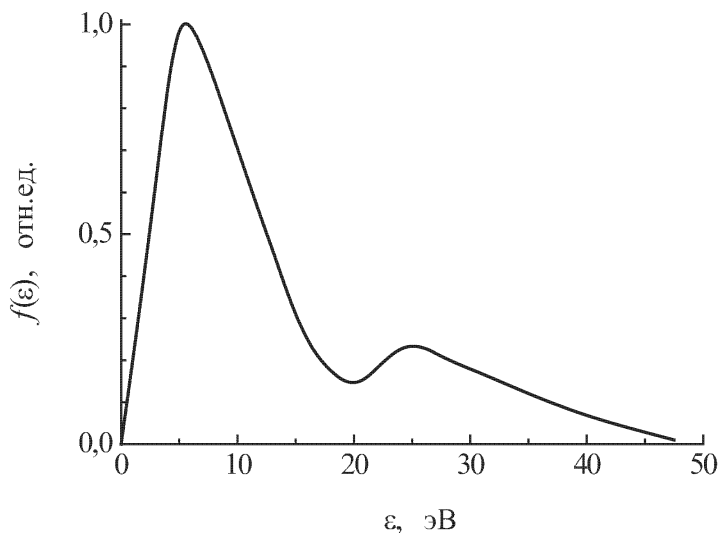


Рис. 43. Функция распределения электронов в стадии пробоя ($t \approx 10^{-7}$ с) при давлении гелия $p_{\text{He}} = 0,25$ Тор и $U_0 = 200$ В.

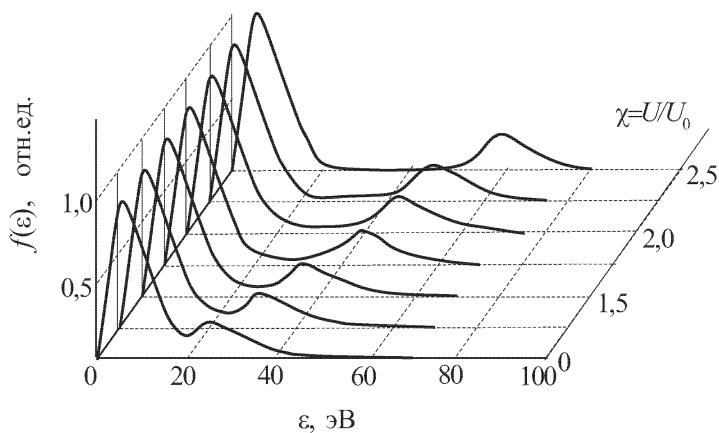


Рис. 44. Функция распределения электронов в стадии пробоя ($t \approx 10^{-7}$ с) при давлении гелия $p_{\text{He}} = 0,25$ Тор в зависимости от перенапряжения $\chi = U/U_0$ на разрядном промежутке.

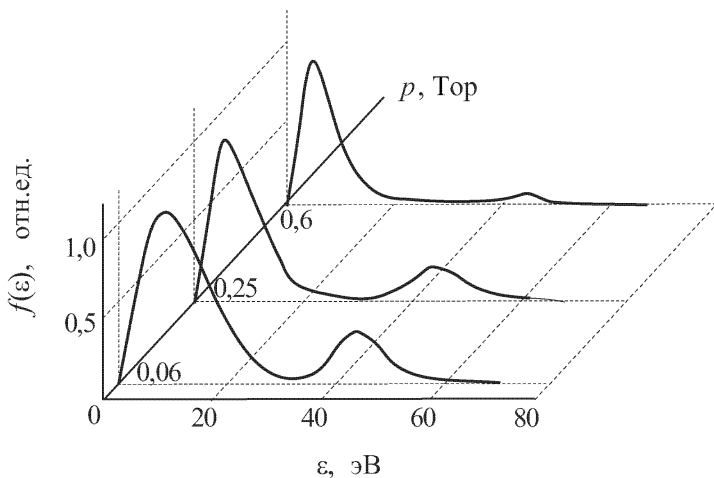


Рис. 45. Влияние давления газа на вид функции распределения электронов по энергиям в стадии пробоя импульсного разряда в гелии.

§ 3. Кинетика заселения метастабильных атомов гелия в импульсном разряде

Кинетика низкотемпературной плазмы определяется совокупностью большого числа элементарных процессов, среди которых важную роль играют неупругие столкновения электронов с возбужденными атомами. В первую очередь это относится к процессам с участием метастабильных атомов, которые оказывают заметное влияние на развитие разряда и формирование функции распределения электронов по энергиям. Изучение поведения концентрации метастабильных атомов гелия в состояниях 2^1S и 2^3S в плазме импульсного разряда проводилось в диапазоне давлений 0,07–0,8 Тор при различных значениях разрядного тока $i = 0,05$ –0,5 А. Временные зависимости концентрации метастабильных атомов гелия в состоянии 2^3S представлены на рис. 46–48, а в состоянии 2^1S — на рис. 49–51.

Согласно полученным экспериментальным данным, время выхода концентрации метастабильных атомов на стационарный уровень и стационарное значение заселенности n_m^{st} метастабильных состояний зависят как от разрядного тока, так и от давления гелия.

Временной ход концентрации метастабильных атомов 2^1S (см. рис. 49–51) имеет специфическую особенность в отличие от поведения концентрации атомов гелия в состоянии 2^3S . При небольших давлениях и малых разрядных токах концентрация $n_m(2^1S)$ плавно нарастает со временем и достигает стационарного уровня, проходя через небольшой максимум при $t \sim 70$ –80 мкс. С ростом разрядного

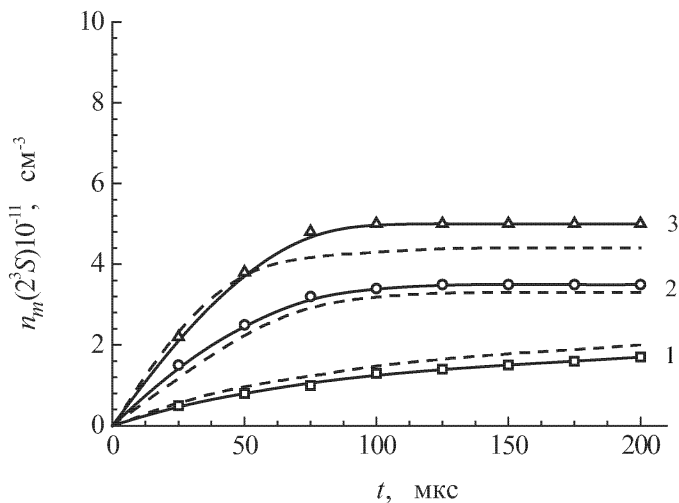


Рис. 46. Временной ход концентрации метастабильных атомов гелия в состоянии 2^3S (сплошные кривые — эксперимент, пунктирные — расчет) при давлении гелия $p_{\text{He}} = 0,15$ Тор и разрядном токе i , А: 1 — 0,1; 2 — 0,3; 3 — 0,5.

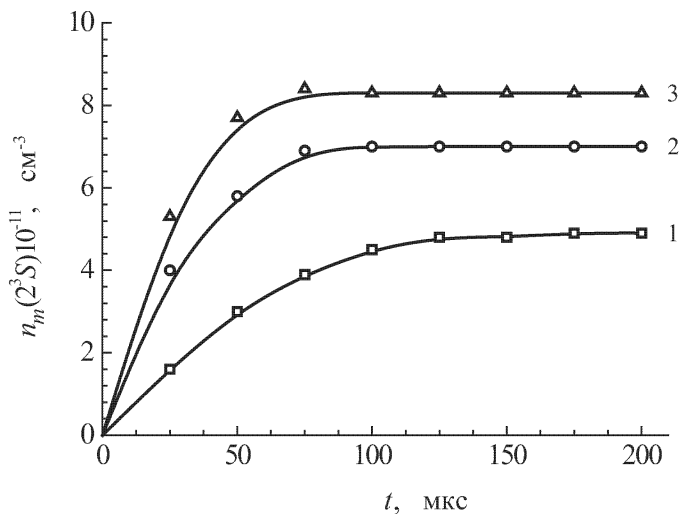
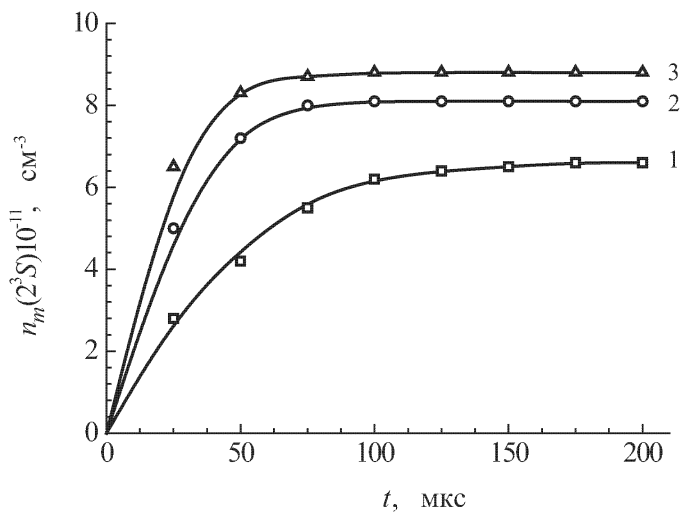
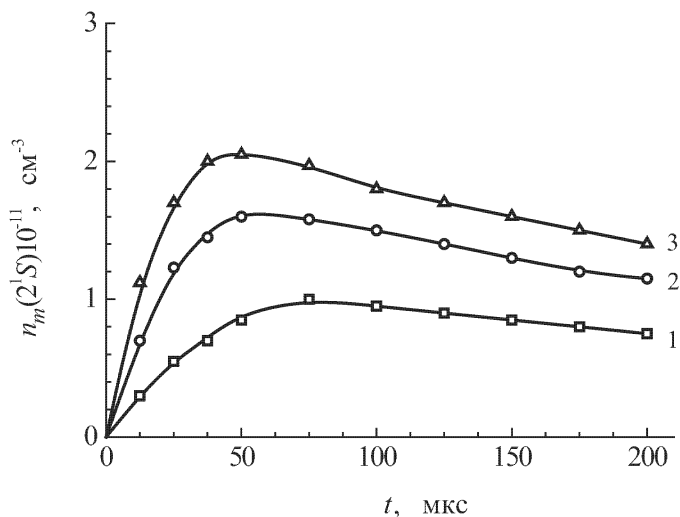


Рис. 47. Временной ход концентрации метастабильных атомов гелия в состоянии 2^3S при давлении гелия $p_{\text{He}} = 0,3$ Тор и разрядном токе i , А: 1 — 0,1; 2 — 0,3; 3 — 0,5.

Рис. 48. То же, что на рис. 47, $p_{\text{He}} = 0,6$ Тор.Рис. 49. Временной ход концентрации метастабильных атомов гелия в состоянии 2^1S при давлении гелия $p_{\text{He}} = 0,15$ Тор и разрядном токе i , А: 1 — 0,1; 2 — 0,3; 3 — 0,5.

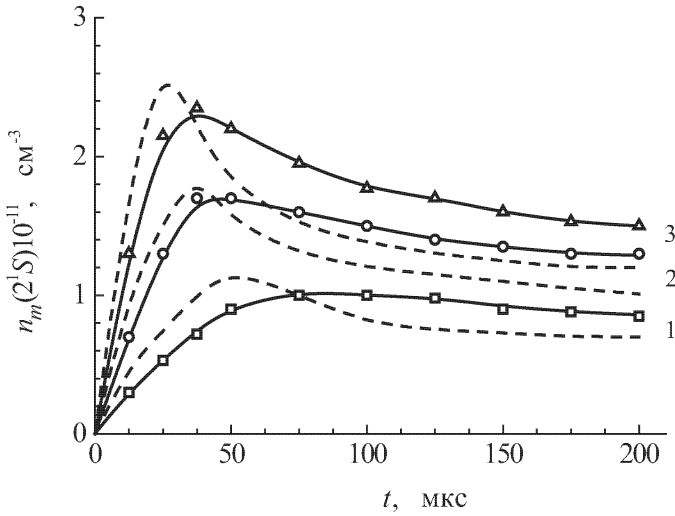


Рис. 50. Временной ход концентрации метастабильных атомов гелия в состоянии 2^1S (сплошные кривые — эксперимент, пунктирные — расчет) при давлении гелия $p_{\text{He}} = 0,3$ Тор и разрядном токе i , А: 1 — 0,1; 2 — 0,3; 3 — 0,5.

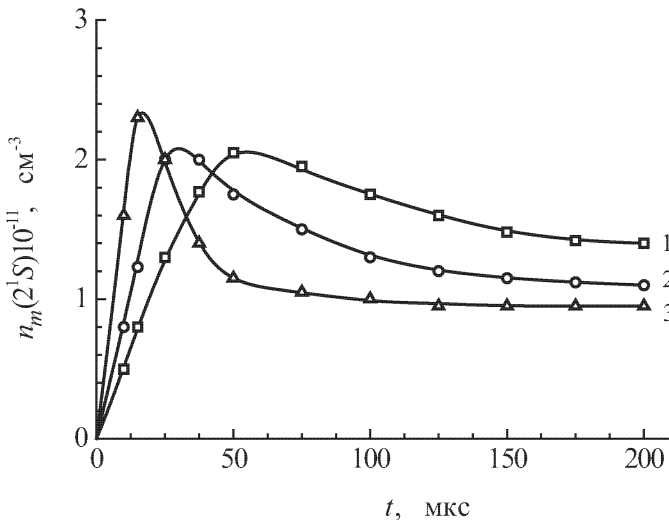


Рис. 51. То же, что на рис. 49, $p_{\text{He}} = 0,6$ Тор.

тока и давления этот максимум приобретает все более выраженный характер, становится острее и сдвигается ближе к началу импульса.

Для объяснения полученных зависимостей рассмотрим уравнение баланса для концентрации метастабильных атомов

$$\frac{dn_m(t)}{dt} = z_{0m}n_en_0 - \frac{n_m(t)}{\tau_{D_m}} - k_1n_m^2(t) - z_{mi}n_en_m(t), \quad (2.18)$$

где n_e , n_0 и n_m — соответственно концентрации электронов, атомов в основном и в метастабильном состояниях (либо 2^1S , либо 2^3S); z_{0m} — константа скорости заселения метастабильного уровня электронным ударом из основного состояния; k_1 — константа скорости взаимодействия двух метастабильных атомов; z_{mi} — константа скорости разрушения метастабильного уровня электронным ударом (удары второго рода, ступенчатое возбуждение и ступенчатая ионизация). Для расчета значений констант z_{0m} , z_{mi} и k_1 использовались данные о сечениях соответствующих процессов, приведенные в [133]; и экспериментально полученные нами данные о временном ходе функции распределения электронов по энергиям. Диффузионное время жизни метастабильных атомов $2^{1,3}S$ вычислялось с использованием коэффициентов диффузии D_m , полученных в [93], по формуле

$$\tau_{D_m} = \frac{\Lambda^2 p}{D_m}, \quad (2.19)$$

где $\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{2,4}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2$, $R = 1,5$ см — радиус разрядной трубки, L — длина разрядного промежутка.

При низких значениях давления гелия и разрядного тока концентрация электронов мала, и исчезновение метастабильных атомов $He(2^3S)$ происходит преимущественно за счет диффузионных потерь на стенки. В этом случае характерное время t_{st} выхода концентрации метастабильных атомов гелия в состоянии 2^3S на стационарный уровень определяется их диффузионным временем жизни. С ростом тока и, соответственно, концентрации электронов увеличивается роль электронного разрушения и, следовательно, уменьшается характерное время t_{st} , что и наблюдается в эксперименте (рис. 46). При увеличении давления гелия частота диффузионного ухода метастабильных атомов уменьшается, а концентрация электронов растет. Это приводит к тому, что дезактивация метастабильных атомов происходит в этом случае преимущественно за счет процесса электронного разрушения и время t_{st} определяется этим процессом. Значение стационарной заселенности метастабильного уровня 2^3S , как следует из рис. 46–48, сильнее меняется с ростом разрядного тока при меньшем давлении. При $p = 0,15$ Тор эта зависимость от тока почти линейна, тогда как при $p = 0,6$ Тор стационарный уровень концентрации

атомов $\text{He}(2^3S)$ практически не изменяется при больших токах. Понять причину такой зависимости можно, рассмотрев стационарное уравнение баланса (2.18). При низких давлениях частота диффузионного ухода велика, концентрации электронов и метастабильных атомов малы, так что вкладом их в разрушение уровня 2^3S можно пренебречь. В этом случае стационарный уровень заселенности $n_m^{st} = z_{0m} n_e n_0 \tau_{D_m}$ изменяется пропорционально электронной концентрации. С повышением давления гелия, когда диффузия затрудняется, картина меняется: основную роль играет электронное разрушение, и при высоких концентрациях электронов $n_m^{st} = n_0 \frac{z_{0m}}{z_{mi}}$, то есть исчезает зависимость от n_e или разрядного тока.

Решение модельной задачи для временного хода концентраций метастабильных атомов гелия в состояниях 2^1S и 2^3S при $p = 0,15$ Тор, с учетом изменения в течение импульса функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), позволило рассчитать поведение $n_m(2^{1,3}S)$ за время импульса. Временной ход ФРЭЭ, средней энергии и концентрации электронов получены с помощью обработки по программе [136] по методу регуляризации зондовых характеристик, снятых в различные моменты импульса. Установлено, что в начальной фазе разряда ФРЭЭ обогащена быстрыми электронами, средняя энергия электронов превышает свое стационарное значение и резко изменяется в течение первых ~ 50 мкс, концентрация электронов достигает своего стационарного значения, а функция распределения релаксирует к стационарному виду по мере развития разряда. Причем, как показывают экспериментальные данные, ε_e и n_e изменяются в начале импульса тем резче, чем больше разрядный ток. Вычисленные с использованием этих результатов временные зависимости концентрации атомов в состояниях 2^1S и 2^3S в импульсе существенно различны (см. рис. 46 и 50) и хорошо согласуются с экспериментальными данными о поведении $n_m(2^{1,3}S)$. Проведенные расчеты позволяют сделать вывод о том, что причиной особенности временного хода концентрации атомов $\text{He}(2^1S)$ является сильная временная зависимость ФРЭЭ в плазме разряда в режиме однократных импульсов. В начальной стадии импульса, когда в разрядном промежутке имеется недостаток заряженных и метастабильных частиц по сравнению со стационарным режимом, а напряженность электрического поля в плазме превышает стационарное значение, функция распределения сильно обогащена быстрыми электронами. По мере роста концентраций n_e и n_m в течение импульса за счет неупругих процессов доля быстрых электронов в плазме уменьшается, а средняя энергия электронов падает. А как показывают расчеты, константа скорости заселения уровня 2^1S электронным ударом из основного состояния в условиях эксперимента резче изменяется в течение импульса при изменении ФРЭЭ, чем константа скорости заселения уровня 2^3S .

К тому же константа скорости дезактивации уровня 2^1S электронным ударом (в основном на уровень 2^1P) превосходит константу скорости электронного разрушения уровня 2^3S . А так как коэффициенты диффузии метастабильных атомов в состояниях 2^1S и 2^3S почти одинаковы: $D_m = 410 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ для $\text{He}(2^1S)$ и $D_m = 440 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ для $\text{He}(2^3S)$ при $p = 1 \text{ Тор}$, $T_g = 300 \text{ К}$ [93, 135], то электроны вносят больший вклад по сравнению с диффузией в дезактивацию уровня $\text{He}(2^1S)$, чем уровня $\text{He}(2^3S)$. Отсюда, изменение вида ФРЭЭ и рост n_e в течение импульса ведут к тому, что для метастабильного уровня $\text{He}(2^1S)$ скорость заселяющего процесса с течением времени резко уменьшается, а частота процессов, приводящих к дезактивации этого уровня, растет, тогда как те же величины для уровня $\text{He}(2^3S)$ изменяются за импульс не столь сильно. Все это в совокупности и приводит к различию во временном ходе $n_m(2^1S)$ и $n_m(2^3S)$. С увеличением давления и разрядного тока роль электронного разрушения состояния 2^1S по сравнению с диффузией еще более повышается, что приводит к усилению немонотонности поведения концентрации $n_m(2^1S)$.

§ 4. Кинетика заселения метастабильного состояния $\text{Xe}(^3P_2)$ в импульсном разряде He-Xe смеси

Рассмотрим, какие процессы ответственны за формирование стационарного уровня заселенности метастабильного состояния $\text{Xe}(^3P_2)$ в зависимости от условий разряда. На рис. 52 представлены экспериментально измеренные временные зависимости выхода заселенности метастабильного состояния 3P_2 ксенона на стационарный уровень при давлении ксенона 10^{-3} Тор , гелия — $0,4 \text{ Тор}$ и трех значениях разрядного тока. На рис. 53 приведены зависимости времени t_{st} достижения стационарного значения заселенности метастабильного состояния 3P_2 ксенона от разрядного тока для нескольких значений давления гелия, а на рис. 54 — от давления гелия для различных значений разрядного тока. Из рис. 52–54 видно, что в случае малых разрядных токов порядка $0,05 \text{ А}$ время t_{st} сильно зависит от давления гелия (время t_{st} минимально при малых давлениях и возрастает с ростом давления гелия), тогда как для больших разрядных токов $\sim 0,4 \text{ А}$ время t_{st} почти не зависит от давления гелия.

Из результатов измерений стационарного значения заселенности n_m^{st} метастабильного состояния 3P_2 ксенона следует (см. рис. 55), что при малых давлениях гелия зависимость n_m^{st} от разрядного тока имеет линейный характер. При давлениях же гелия порядка 1 Тор n_m^{st} выходит на насыщение для разрядных токов, больших $0,1 \text{ А}$.

Для объяснения полученных зависимостей рассмотрим уравнение баланса для концентрации метастабильных атомов ксенона в состоянии 3P_2

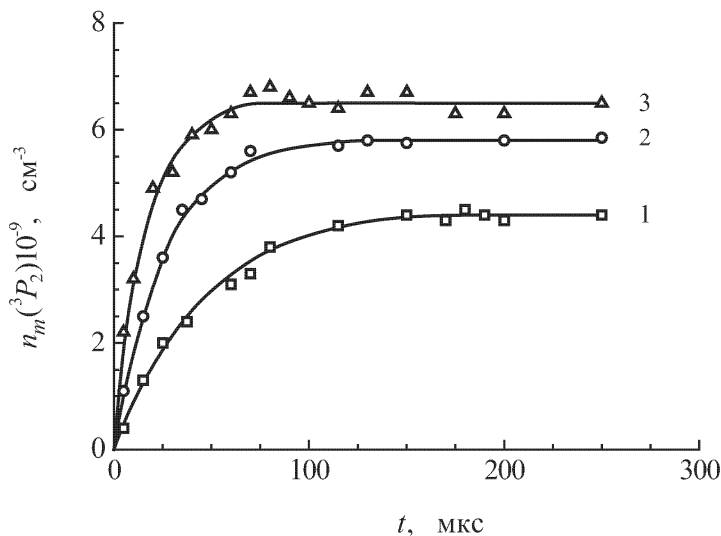


Рис. 52. Временной ход концентрации метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в разряде в смеси He-Xe при $p_{\text{He}} = 0,4$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор, разрядном токе i , А: 1 — 0,03; 2 — 0,12; 3 — 0,38.

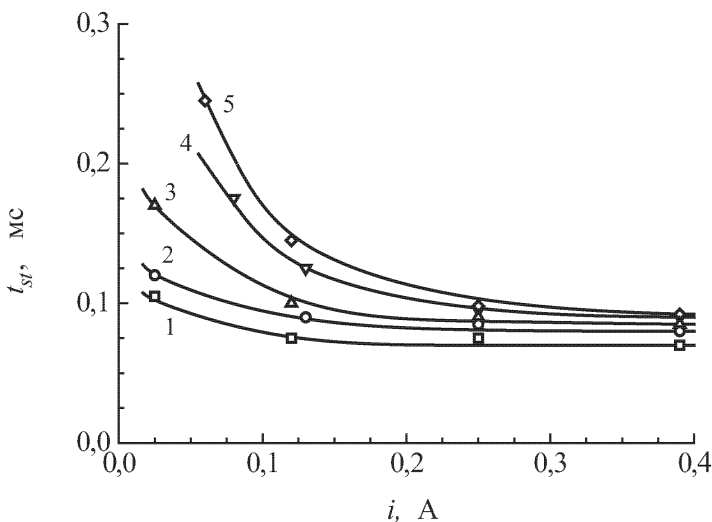


Рис. 53. Зависимость времени достижения стационарного значения заселенности метастабильного состояния 3P_2 ксенона от разрядного тока при $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор и p_{He} , Тор: 1 — 0,08; 2 — 0,2; 3 — 0,4; 4 — 0,8; 5 — 1,0.

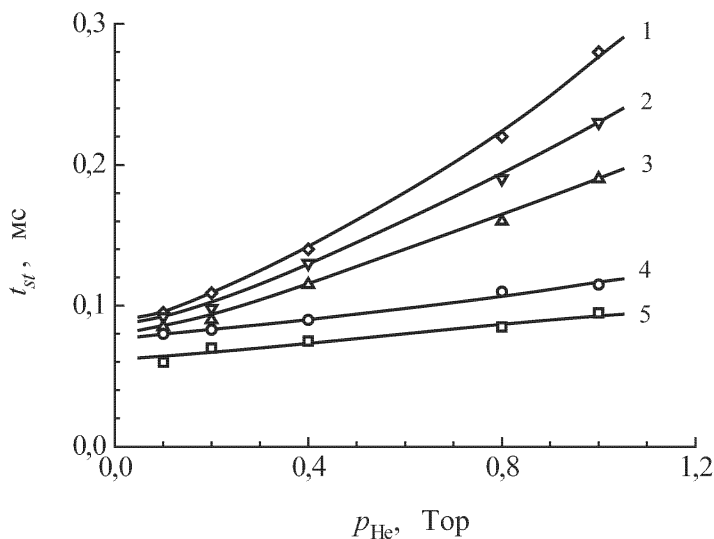


Рис. 54. Зависимость времени достижения стационарного значения заселенности метастабильного состояния 3P_2 ксенона от давления гелия при $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Торр и разрядном токе i , А: 1 — 0,05; 2 — 0,075; 3 — 0,1; 4 — 0,2; 5 — 30,4.

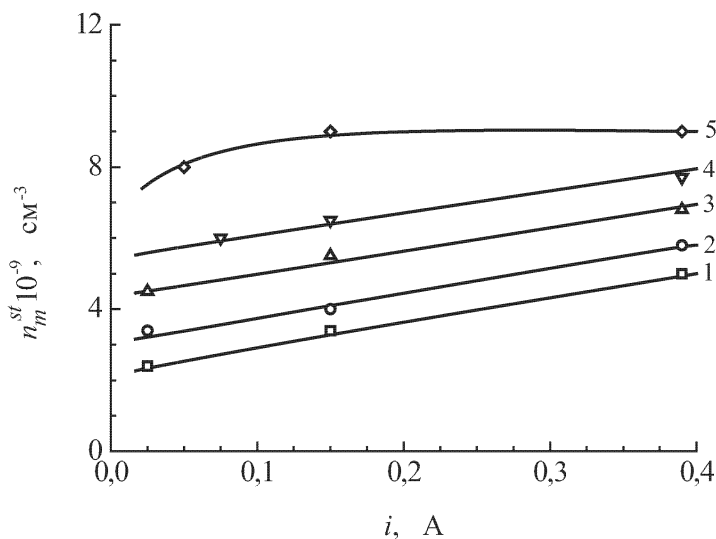


Рис. 55. Зависимость стационарного значения заселенности метастабильного состояния $\text{Xe}(^3P_2)$ от разрядного тока при $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Торр и p_{He} , Торр: 1 — 0,08; 2 — 0,2; 3 — 0,4; 4 — 0,6; 5 — 1,0.

$$\begin{aligned} \frac{dn_m^{\text{Xe}}(t)}{dt} = & z_{0m}^{\text{Xe}}(t) n_e(t) n_{\text{Xe}}(t) + z_{rm}^{\text{Xe}}(t) n_e(t) n_r^{\text{Xe}}(t) - \frac{n_m^{\text{Xe}}(t)}{\tau_{D_m}^{\text{Xe}}} - \\ & - n_e(t) n_m^{\text{Xe}}(t) [z_{m0}^{\text{Xe}}(t) + z_{mi}^{\text{Xe}}(t) + z_{mr}^{\text{Xe}}(t) + z_{mk}^{\text{Xe}}(t)] - k_3 n_m^{\text{He}}(t) n_m^{\text{Xe}}(t), \end{aligned} \quad (2.20)$$

где обозначения входящих в уравнение (2.19) величин те же самые, что и в (1.22).

Для концентрации n_m^{st} метастабильных атомов ксенона из уравнения (2.19) получаем следующее выражение:

$$n_m^{\text{st}} = (z_{0m}^{\text{Xe}} n_{\text{Xe}} + z_{rm}^{\text{Xe}} n_r^{\text{Xe}}) n_e \tau_r^{\text{Xe}}, \quad (2.21)$$

где

$$\frac{1}{\tau_r^{\text{Xe}}} = \frac{1}{\tau_{D_m}^{\text{Xe}}} + n_e (z_{m0}^{\text{Xe}} + z_{mr}^{\text{Xe}} + z_{mi}^{\text{Xe}} + z_{mk}^{\text{Xe}}) + k_3 n_m^{\text{He}}, \quad (2.22)$$

τ_r^{Xe} — постоянная времени релаксации метастабильных атомов ксенона в состоянии 3P_2 .

Используя формулы (2.21) и (2.22), можно объяснить экспериментально полученные зависимости (см. рис. 52–55). При малых давлениях гелия диффузия метастабильных 3P_2 атомов ксенона к стенкам разрядной трубки является основным процессом, приводящим к их исчезновению из разрядного промежутка. Поэтому рост разрядного тока, приводящий к увеличению концентрации электронов, слабо сказывается на постоянной времени релаксации τ_r^{Xe} , тогда как стационарный уровень концентрации метастабильных атомов в этом случае

$$n_m^{\text{st}} = z_{0m}^{\text{Xe}} n_{\text{Xe}} n_e \tau_{D_m}^{\text{Xe}}$$

пропорционален концентрации электронов, что и ведет к росту n_m^{st} с увеличением разрядного тока.

При больших давлениях гелия диффузия атомов 3P_2 ксенона затруднена. С ростом разрядного тока основным процессом, приводящим к исчезновению метастабильных атомов ксенона, становится процесс разрушения их электронным ударом. В результате этого для больших давлений гелия время установления стационарного значения концентрации метастабильных атомов 3P_2 ксенона сильно зависит от величины разрядного тока. Величина же n_m^{st} в этом случае не зависит от силы разрядного тока, так как из выражения (2.21) следует, что в случае, когда выполняется условие

$$n_e (z_{m0}^{\text{Xe}} + z_{mr}^{\text{Xe}} + z_{mi}^{\text{Xe}} + z_{mk}^{\text{Xe}}) \gg \frac{1}{\tau_{D_m}^{\text{Xe}}},$$

стационарное значение n_m^{st} атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ не зависит от n_e .

§ 5. Влияние метастабильных атомов на повторный пробой в гелии

В последнее время разряд в импульсном режиме все шире используется в научных исследованиях. Это связано с тем, что с его помощью можно изучать процессы релаксации в плазме, динамику поведения различных ее характеристик. Кроме того, применение импульсного режима питания в газоразрядных источниках света экономически более выгодно [137]. Большинство импульсных газоразрядных приборов работает при большой частоте следования импульсов. Поэтому представляется интересным исследовать зависимость вида ФРЭЭ в начальной стадии импульсного разряда от частоты следования импульсов. Для моделирования частотного режима нами проводилось исследование функции распределения электронов в режиме парных импульсов при различных временных задержках второго импульса относительно заднего фронта первого. Известно, что повторный пробой газа облегчен по сравнению с первичным пробоем. Это связано с тем, что деионизация разрядного промежутка происходит в течение некоторого времени, то есть к моменту подачи второго импульса в разрядном промежутке может еще находиться большое количество заряженных частиц. Наличие в газе долгоживущих возбужденных частиц также облегчает повторный пробой, так как ионизации газа в этом случае могут производить электроны с малыми энергиями за счет ступенчатых процессов с участием метастабильных атомов.

Из приведенной на рис. 56а осциллограммы видно, что импульс тока имеет в начальный момент резко выраженный максимум, который не связан с особенностью схемы, так как при включении вместо разрядной трубки омического сопротивления наблюдались прямоугольные импульсы тока. Немонотонный характер тока в начальный момент связан со стадиями пробоя и формирования разряда. Подобный отклик плазмы на импульсное включение наблюдался и в [138, 139]. Все измерения проводились при малой частоте (10–30 Гц) повторения импульсов, практически в разовом режиме.

Возник вопрос: как влияет частота следования импульсов на форму импульса тока? Была собрана схема, позволяющая подавать второй импульс на разрядную трубку и менять в широких пределах временной интервал между импульсами. Оказалось, что форма импульсов тока в начальный момент существенно зависит от частоты следования. Если время задержки второго импульса относительно первого импульса не превышает несколько сотен микросекунд, то максимума во втором импульсе не наблюдается (см. рис. 56б). Напротив, при увеличении временного интервала между импульсами максимум в начале второго импульса появляется и через 1–2 мс (в зависимости от давления гелия) достигает величины максимума в первом импульсе (см. рис. 56в,г), причем с увеличением давления гелия увеличивается и время, через

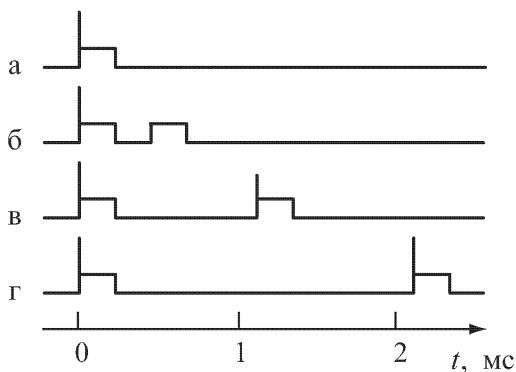


Рис. 56. Осциллограммы разрядного тока при различных задержках второго импульса относительно первого.

которое появляется максимум во втором импульсе. Изменение разрядного тока существенно не влияет на время появления максимума во втором импульсе.

Естественно предположить, что после первого импульса остаются долгоживущие возбужденные состояния атомов гелия, облегчающие развитие разряда во втором импульсе. К такому же выводу приводят и измерения электрического поля во втором импульсе. По мере увеличения временного интервала между импульсами поле в начальный момент времени во втором импульсе нарастает и через несколько миллисекунд достигает значения, соответствующего полю в начальный момент времени в первом импульсе (рис. 57), то есть, по мере разрушения долгоживущего возбужденного состояния, развитие разряда во втором импульсе затрудняется. Вероятнее всего такими долгоживущими возбужденными состояниями являются метастабильные 2^1S и 2^3S состояния атомов гелия.

Для выяснения влияния метастабильных атомов на развитие разряда определялось время заселения метастабильных уровней в первом импульсе (см. рис. 46–51) и время разрушения метастабильных состояний после первого импульса. На рис. 58 приведена зависимость $n_m(t)$ от времени для трех значений давления гелия.

В условиях эксперимента (в послесвечении), как показывают оценки, скорость тушения метастабильного состояния электронами и атомами много меньше скорости ухода метастабильных атомов за счет диффузии к стенкам разрядной трубки. Электронная температура падает до газовой температуры за времена $\tau = 1/(\delta\nu_{ef}) = (1/p) \cdot 10^{-6}$ с, где $\delta = 2m/M$ — доля энергии, теряемой электроном при упругом столкновении с атомом, ν_{ef} — эффективная частота столкновений. Релаксация метастабильного состояния за счет столкновений с электронами (удары второго рода и ступенчатые процессы) происходит

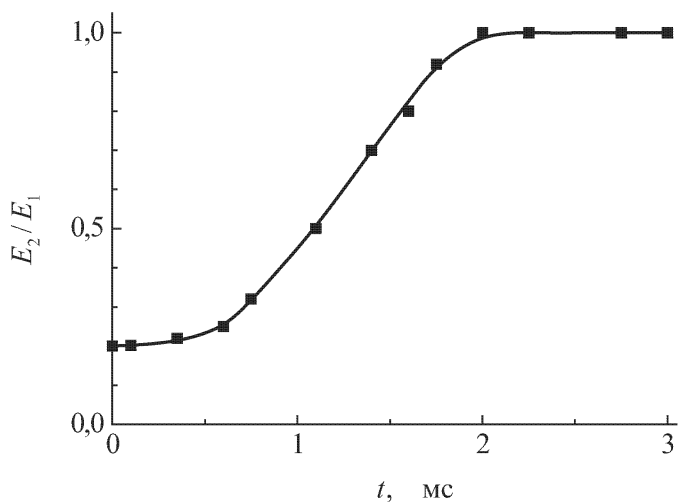


Рис. 57. Зависимость напряженности продольного электрического поля в начале второго импульса от временного интервала между импульсами при $i = 0,15$ А, $p_{\text{He}} = 0,8$ Тор.

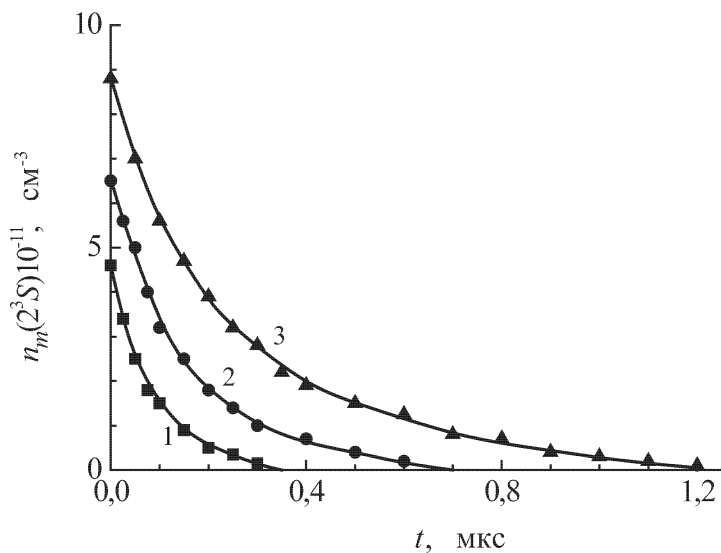


Рис. 58. Временной ход концентрации метастабильных атомов $n_m(2^3S)$ в стадии распада плазмы для различных значений давления гелия p_{He} , Тор: 1 — 0,1; 2 — 0,2; 3 — 0,4.

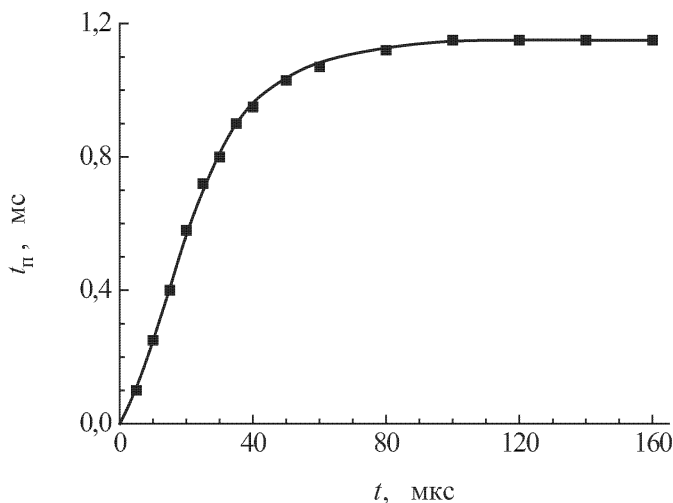


Рис. 59. Зависимость времени появления пика во втором импульсе от длительности первого.

за времена $\tau_e \sim 10^{-1} - 10^{-2}$ с. Время релаксации при взаимодействии двух метастабильных атомов равно $\tau_{nm} = 1/(k_1 n_m) \approx (1-5) \cdot 10^{-3}$ с. Тогда как время релаксации за счет диффузии $\tau_{D_m} = \Lambda^2/D_m \approx (1-4) \cdot 10^{-4}$ с.

Рассмотрим в качестве иллюстрации конкретный случай, когда разрядный ток в импульсе равен 0,15 А, а давление гелия составляет 0,4 Тор. В этом случае время выхода концентрации метастабильных атомов на стационарное значение в первом импульсе порядка 70–80 мкс (рис. 46). Время же разрушения метастабильного состояния после импульса при этих условиях порядка 1,2 мс (рис. 58).

Теперь обратимся к рис. 59, где представлена зависимость времени появления максимума во втором импульсе от длительности первого импульса. Мы видим, что после того, как длительность первого импульса достигла значения 80 мкс, время появления максимума во втором импульсе остается постоянным и при дальнейшем увеличении длительности первого импульса, то есть по мере увеличения длительности первого импульса от 0 до 80 мкс нарастает концентрация метастабильных атомов и, соответственно, увеличивается время разрушения метастабильного уровня после импульса. После того как концентрация метастабильных атомов достигнет стационарного значения, время разрушения метастабильного состояния тоже станет постоянным. С другой стороны, время разрушения метастабильных атомов после первого импульса при этом давлении порядка 1,2 мс (рис. 58), что соответствует с достаточной степенью точности времени появления максимума во втором импульсе (рис. 59).

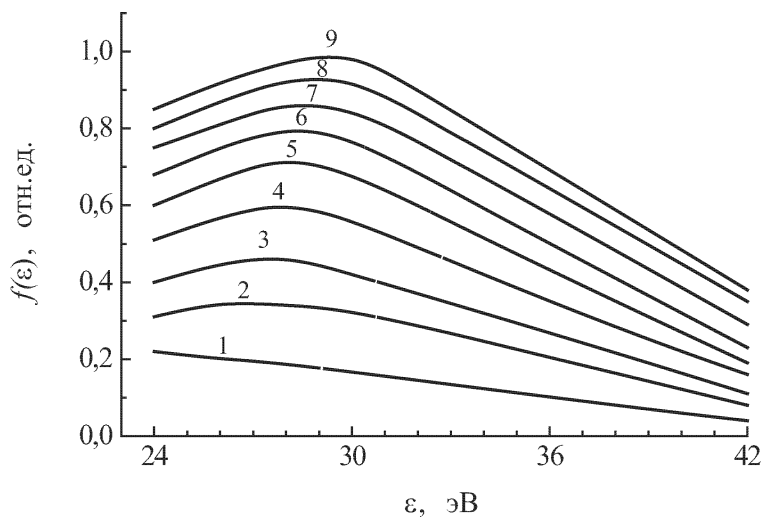


Рис. 60. Функция распределения электронов по энергиям в начале второго импульса при давлении гелия $p = 0,15$ Тор и различных временных задержках между первым и вторым импульсами $t_{\text{зад}}$, мкс: 1 — 50; 2 — 100; 3 — 200; 4 — 300; 5 — 400; 6 — 500; 7 — 600; 8 — 900; 9 — 1000.

Для изучения влияния на функцию распределения электронов по энергиям в начальный момент импульса наличия в разрядном промежутке заряженных и возбужденных частиц проводились измерения в начальный момент второго импульса интенсивностей спектральных линий гелия, по которым восстанавливалась ФРЭЭ. Полученная таким образом зависимость ФРЭЭ во втором импульсе от времени задержки его относительно заднего фронта первого импульса для $p_{\text{He}} = 0,15$ Тор представлена на рис. 60. Из этого рисунка видно, что при малых временах задержки ($t_{\text{зад}} \sim 50$ мкс) функция распределения в начале второго импульса имеет вид, близкий к виду ФРЭЭ в стационарной фазе. Увеличение временного интервала между импульсами, то есть уменьшение концентрации заряженных и долгоживущих возбужденных частиц, оставшихся после первого импульса, приводит к тому, что вид ФРЭЭ во втором импульсе все более приближается к виду функции распределения в начале первого. При увеличении давления гелия время достижения ФРЭЭ в начале второго импульса уровня функции распределения в первом импульсе увеличивается.

Глава 3

ДИНАМИКА РАДИАЛЬНОГО КАТАФОРЕЗА

Для того чтобы более полно понять физику процессов, протекающих в смесях газов, наряду с изучением зависимости стационарного уровня разделения смеси от параметров разряда представляет интерес изучение динамики установления распределения плотности примеси по сечению разрядной трубки. Зная характерные времена разделения смеси, можно выбрать наиболее оптимальные условия работы импульсных газоразрядных приборов, в которых рабочим веществом служит смесь газов. Кроме того, при определении констант элементарных процессов, протекающих в плазме, состоящей из смеси газов, например, коэффициента диффузии метастабильных атомов примеси в буферном газе, необходимо принимать во внимание изменение во времени радиального распределения плотности компонентов смеси.

§ 1. Динамика радиального разделения компонентов He-Xe смеси

Измерения временного хода распределений интенсивностей спектральных линий гелия и ксенона по радиусу разрядной трубки позволило по методике, изложенной в § 1.2, исследовать динамику радиального распределения концентрации атомов ксенона в основном состоянии. Следует только отметить, что при работе в импульсном режиме, в отличие от разряда постоянного тока, измерения радиального профиля интенсивностей линий проводились с торца разрядной трубки. Сканирование изображения относительно щели монохроматора осуществлялось с помощью плоскопараллельной пластинки. Такие измерения возможны по той причине, что в условиях импульсной модуляции разрядного тока можно не учитывать влияния продольного катафореза, так как отношение времени его установления ко времени установления радиального катафореза составляет величину порядка $(L/R)^2 \sim 200$, где L и R — длина и радиус разрядной трубки. Поэтому при изучении динамики радиального катафореза нет необходимости проводить измерения поперек разрядной трубки и применять инверсию Абея для вычисления локальных значений интенсивностей.

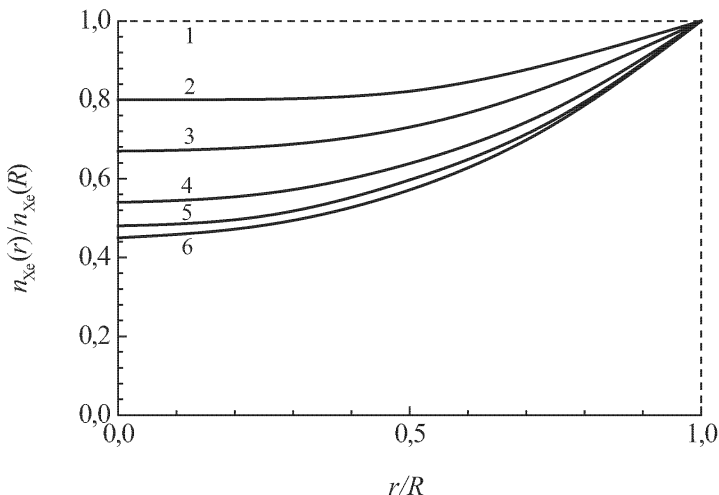


Рис. 61. Радиальное распределение концентрации атомов ксенона в основном состоянии в различные моменты времени t , мкс: 1 — 0; 2 — 10; 3 — 15; 4 — 30; 5 — 50; 6 — 70, 100. $p_{\text{He}} = 0,25$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,15$ А.

Время установления радиального градиента концентрации примеси в He-Xe смеси измерялось в разрядной трубке диаметром 3 см, длиной 20 см при изменении давления буферного газа от 0,08 до 0,8 Тор, примеси от $3 \cdot 10^{-4}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ Тор и разрядного тока от 0,06 до 0,3 А. В качестве примера на рис. 61 представлена радиальная зависимость концентрации атомов ксенона, нормированная на концентрацию ксенона у стенок разрядной трубки, в различные моменты времени при давлении гелия 0,25 Тор, ксенона 10^{-3} Тор и $i = 0,15$ А. Из рис. 61 видно, что в этих условиях радиальное распределение концентрации атомов ксенона устанавливается за 60–70 мкс.

Полученная таким образом экспериментальная зависимость времени разделения смеси t_{st} от давления гелия и разрядного тока представлена на рис. 62. Видно, что зависимость времени разделения смеси от давления основного газа имеет немонотонный характер, тогда как с ростом разрядного тока время установления стационарного радиального распределения компонентов смеси монотонно уменьшается при всех исследованных давлениях гелия. На рис. 63 приведена зависимость времени установления радиального катафореза от разрядного тока при давлении гелия 0,25 Тор.

В данной работе были проведены также измерения времени t_b восстановления однородного по радиусу разрядной трубки распределения атомов ксенона после окончания импульса разрядного тока. С этой целью на разрядную трубку подавался второй импульс

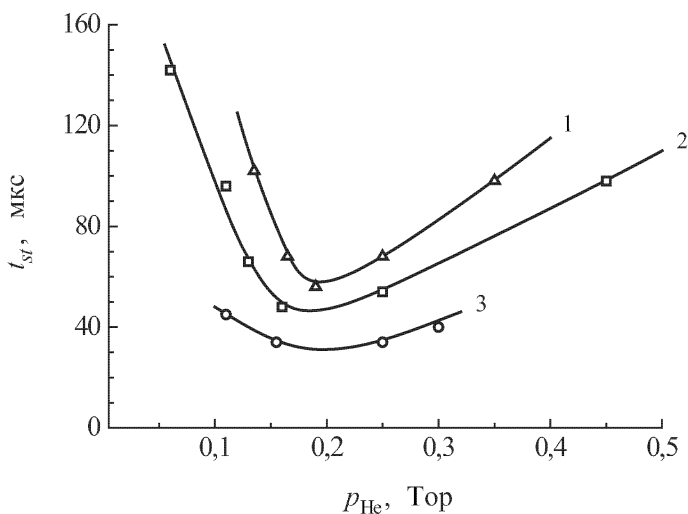


Рис. 62. Время установления стационарного уровня радиального катафореза в He-Xe смеси в трубке радиусом 1,5 см при $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор в зависимости от давления гелия для различных значений разрядного тока i , А: 1 — 0,06; 2 — 0,15; 3 — 0,3.

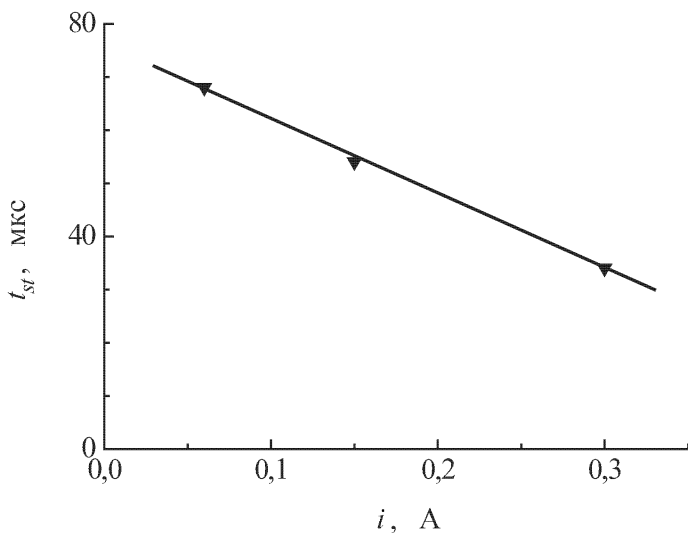


Рис. 63. Зависимость времени установления стационарного радиального распределения компонентов He-Xe смеси от разрядного тока при $p_{\text{He}} = 0,25$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор.

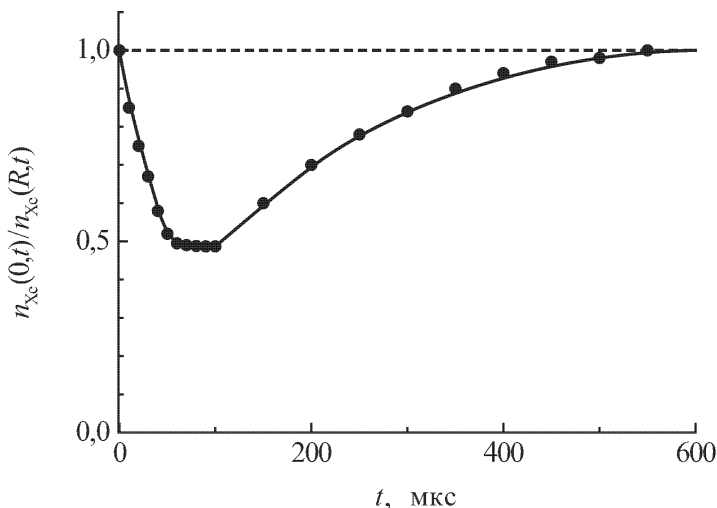


Рис. 64. Временной ход концентрации атомов ксенона в основном состоянии на оси разрядной трубки за время импульса разрядного тока ($\tau_{им} = 100$ мкс) и после его окончания. $p_{He} = 0,25$ Тор, $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,15$ А.

с задержкой относительно заднего фронта первого импульса, изменяющейся в пределах от нуля до нескольких миллисекунд, и проводились измерения радиального профиля концентрации атомов ксенона в основном состоянии в моменты времени, соответствующие начальным участкам второго импульса ($\Delta t = 3$ мкс). Измеряя время задержки второго импульса относительно первого, можно определить время восстановления однородного распределения концентрации ксенона.

На рис. 64 приведены результаты измерения $n_{Xe}(0, t)$ после окончания импульса разрядного тока при давлении гелия $0,25$ Тор, давлении ксенона 10^{-3} Тор и разрядном токе $0,15$ А. Из результатов измерения видно, что время восстановления t_B в условиях эксперимента порядка 300 – 400 мкс, что близко к времени, необходимому для выравнивания концентрации атомов ксенона по радиусу разрядной трубки за счет диффузии нейтральных атомов ксенона, тогда как в импульсе разрядного тока (см. рис. 62, 64) время установления стационарного уровня разделения компонентов смеси значительно меньше этой величины (~ 60 мкс).

Рассмотрим, чем обусловлена динамика поперечного разделения смеси в импульсе. Время установления стационарного радиального распределения компонентов смеси определяется временем достижения равновесия между потоком ионов легкоионизируемого компонента к стенкам разрядной трубки и обратным потоком атомов этого компонента от стенок в разряд. Время жизни ионов в разряде определяется временем амбиполярной диффузии, а возвращение нейтральных атомов в разряд

происходит в результате теплового движения. Поскольку коэффициент амбиполярной диффузии, как правило, на два порядка больше коэффициента диффузии атомов в основном состоянии, то величина t_{st} будет определяться, в основном, временем возврата атомов примеси в разряд. Однако, как показывает эксперимент (см. рис. 62), с увеличением давления гелия от 0,05 до 0,2 Тор время установления стационарного значения радиального распределения компонентов уменьшается, несмотря на то, что с ростом давления основного газа диффузия атомов ксенона от стенок в разряд затрудняется, и время, необходимое для возврата нейтральных атомов, должно увеличиваться. При дальнейшем увеличении давления буферного газа ($p_{He} > 0,2$ Тор) время установления радиального градиента примеси начинает постепенно расти.

§ 2. Динамика радиального перераспределения ионов примеси

Для объяснения полученных зависимостей времени поперечного разделения смеси от параметров разряда было сделано следующее предположение. Известно [30], что с ростом парциального давления гелия и разрядного тока степень поперечного перераспределения увеличивается, то есть растет поток ионов примеси к стенкам разрядной трубки и увеличивается концентрация атомов примеси в пристеночных областях. А это может привести к тому, что по мере роста концентрации примеси у стенок положение максимума в распределении ионов ксенона по радиусу будет постепенно перемещаться из центра к стенкам разрядной трубки, то есть в этом случае атомы примеси не возвращаются в центр разрядной трубки, а на некотором расстоянии от стенок ионизируются и вновь уходят на стенки. То есть, с течением времени, по мере того как нарастает степень поперечного перераспределения компонентов смеси, ионизация примесных атомов преимущественно будет происходить все ближе к стенкам разрядной трубки. В этом случае стационарный уровень катафореза будет определяться равенством потока ионов из областей, где наблюдается максимум в радиальном распределении ионов, и обратным потоком нейтральных атомов в эти же области, что и приводит к уменьшению времени t_{st} с ростом разрядного тока и парциального давления гелия.

Для проверки этого предположения было измерено радиальное распределение ионов ксенона в смеси He-Xe в различные моменты времени в зависимости от давления гелия. Результаты измерений при $p_{He} = 0,25$ Тор, $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор и $i = 0,15$ А представлены на рис. 65. Отсюда видно, что в начальные моменты времени радиальное распределение ионов ксенона колоколообразное, с течением времени оно уплощается, и область, где наблюдается максимум в распределении ионов ксенона по радиусу, перемещается от оси разрядной трубки к ее стенкам, то есть происходит уменьшение эффективней диффузионной длины Λ_{ef} ,

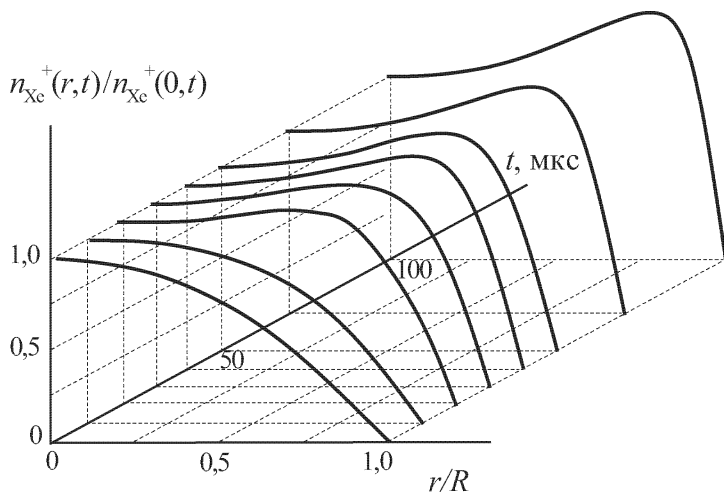


Рис. 65. Изменение во времени радиального распределения ионов ксенона в импульсном разряде в He-Xe смеси при $p_{He} = 0,25$ Тор, $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,15$ А.

определяемой в этом случае расстоянием между максимумом в распределении ионов примеси и стенкой разрядной трубки. На рис. 66 показана полученная таким образом зависимость эффективной диффузионной длины от давления гелия. Поэтому уменьшение времени установления радиального катафореза с ростом давления гелия при малых $p_{He} < 0,2$ Тор (рис. 62) обусловлено резким уменьшением эффективной диффузионной длины. При дальнейшем увеличении давления гелия спад времени установления катафореза постепенно замедляется, и при достаточно больших p_{He} наблюдается рост времени t_{st} . Это связано с тем, что при таких давлениях гелия эффективная диффузионная длина уже практически не меняется, тогда как диффузия и атомов, и ионов примеси затрудняется с ростом давления буферного газа

§ 3. Метод исследования динамики радиального катафореза в пеннинговской смеси

Используемый в предыдущих параграфах метод определения радиальной зависимости концентрации атомов примеси в основном состоянии по интенсивностям спектральных линий имеет, в силу своей специфики, ограниченную область применимости (см. § 1.2). Для того чтобы расширить область параметров разряда, в которой можно корректно измерять пространственное распределение атомов примеси, нами был предложен метод [30, 49], основанный на том, что эффективность тушения метастабильных атомов гелия

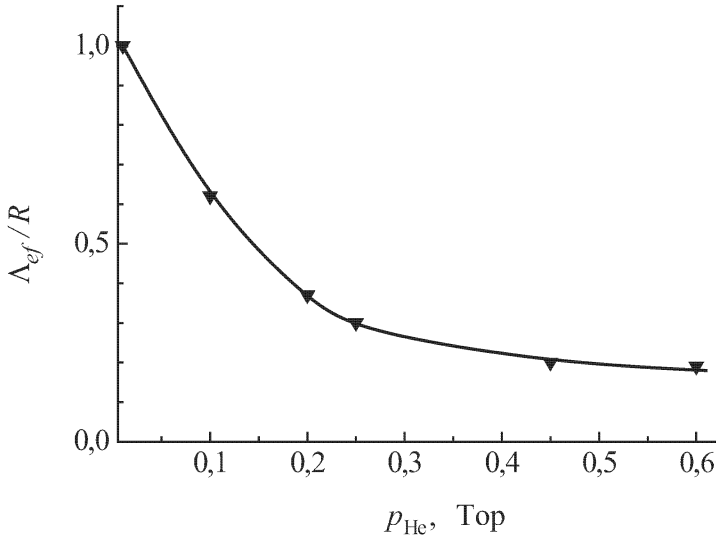
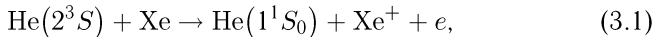


Рис. 66. Зависимость эффективной диффузионной длины Λ_{ef} от давления гелия при $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,15$ А.

в состоянии 2^3S в разряде в смеси He-Xe зависит от концентрации атомов ксенона в основном состоянии. В такой смеси эффективно протекает реакция ионизации Пеннинга



поскольку энергия возбуждения метастабильного состояния гелия 2^3S , равная 19,82 эВ, выше пороговой энергии ионизации ксенона (12,12 эВ) и эффективное сечение этого процесса велико ($\sigma = (12 \pm 2) \cdot 10^{-16}$ см² [142]).

Для постоянной времени релаксации τ_r метастабильного состояния 2^3S гелия в послесвечении можно записать выражение

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{1}{\tau_{D_m}} + \frac{1}{\tau_{\Sigma}} + k_p n_{\text{Xe}}(r, t), \quad (3.2)$$

где k_p — константа скорости реакции (3.1); $n_{\text{Xe}}(r, t)$ — концентрация атомов ксенона в основном состоянии в фиксированном месте разрядной трубки в фиксированный момент времени; τ_{Σ} — постоянная времени тушения метастабильного состояния 2^3S за счет столкновений с электронами и друг с другом; τ_{D_m} — постоянная времени диффузии метастабильных атомов He(2^3S).

Определяя постоянную времени релаксации $\tau_r(r, t)$ по измеренному временному ходу концентрации метастабильных атомов гелия в состоянии 2^3S после импульсов разрядного тока различной длительности в различных местах по радиусу разрядной трубки, можно изучить

динамику радиального перераспределения атомов ксенона. Эксперименты по изучению возможности использования данного метода для исследования динамики радиального катафореза проводились на примере He-Xe смеси при $p_{\text{He}} = 0,8$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор и разрядном токе 0,15 А. Изучался временной ход концентрации атомов гелия в метастабильном состоянии 2^3S в центре разрядной трубки после импульсов разрядного тока различной длительности.

На рис. 67 представлены временные зависимости величины $\kappa_0 l$, пропорциональной концентрации метастабильных атомов гелия в состоянии 2^3S , (κ_0 — коэффициент поглощения в центре линии $\lambda = 3889$ Å, l — длина плазменного столба) при различных длительностях импульса разрядного тока. Из результатов измерений видно (см. рис. 67), что эффективность тушения метастабильных атомов гелия уменьшается с увеличением длительности импульса. Это связано с тем, что в процессе установления радиального катафореза атомы ксенона уходят из центра разрядной трубки, следовательно, уменьшается величина $n_{\text{Xe}}(0, t)$ и, соответственно этому, (см. формулу (3.2)), увеличивается постоянная времени релаксации τ_r . Из рис. 67 также видно, что концентрация ксенона в центре разрядной трубки выходит на стационарное значение за времена порядка 150 мкс, так как при изменении длительности импульса от 150 до 300 мкс наклон прямой, описывающей распад концентрации метастабильных атомов He(2^3S), не меняется (см. рис. 67, прямая 4). Следует отметить, что предложенный метод позволяет с достаточной степенью точности найти время поперечного разделения при больших давлениях гелия и ксенона, когда применение метода определения степени радиального разделения по интенсивностям спектральных линий все более затрудняется из-за влияния ступенчатых процессов возбуждения.

Измерения временного хода концентрации атомов ксенона в основном состоянии проводились предложенным методом в центре разрядной трубки радиусом 1,5 см при $p_{\text{Xe}} = (3,5; 10; 20) \cdot 10^{-4}$ Тор. На рис. 68 представлена зависимость времени выхода концентрации атомов ксенона на стационарный уровень от давления ксенона. Из приведенных результатов видно, что время установления стационарного значения радиального катафореза увеличивается с ростом парциального давления ксенона от ~ 75 мкс при $p_{\text{Xe}} = 3,5 \cdot 10^{-4}$ Тор до ~ 300 мкс при $p_{\text{Xe}} = 2 \cdot 10^{-3}$ Тор.

Такую зависимость времени разделения смеси от давления ксенона можно объяснить тем, что с увеличением парциального давления ксенона уменьшается степень его поперечного перераспределения. Это приводит к тому, что эффект уменьшения диффузионной длины будет играть все меньшую роль. Кроме того, при достаточно большом процентном содержании ксенона в смеси диффузия атомов ксенона

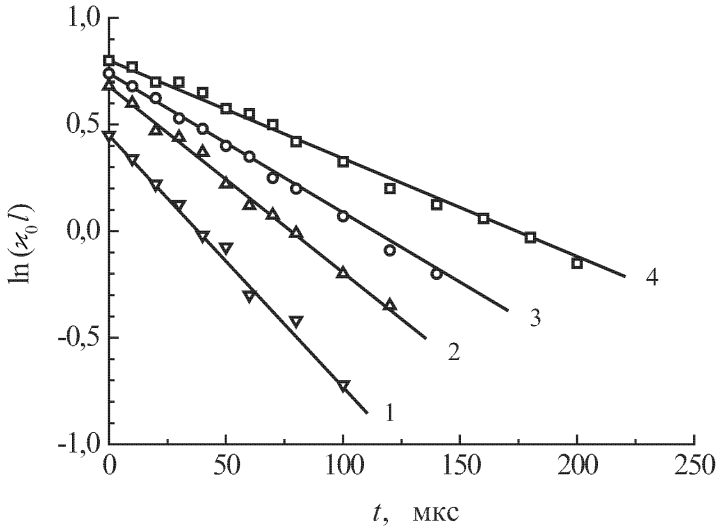


Рис. 67. Временной ход величины x_0/l в стадии послесвечения при различных длительностях импульса разрядного тока τ , мкс: 1 — 15; 2 — 30; 3 — 75; 4 — 150, 300. $p_{\text{He}} = 0,8$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,15$ А.

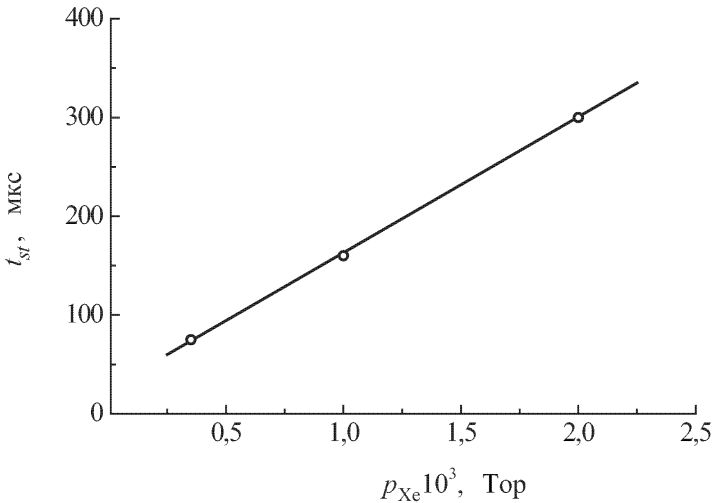


Рис. 68. Зависимость времени установления стационарного уровня концентрации атомов ксенона в основном состоянии на оси разрядной трубки от давления ксенона $p_{\text{He}} = 0,8$ Тор, $i = 0,15$ А.

будет определяться не только столкновениями с атомами гелия, но и заметное влияние будут оказывать соударения атомов ксенона друг с другом, то есть коэффициент диффузии атомов ксенона будет уменьшаться (коэффициент диффузии атомов ксенона в гелии $400 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ [144], тогда как в ксеноне — $43 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ [145]).

§ 4. Расчет времени установления стационарного уровня радиального катафореза

В настоящее время в литературе нет работ, в которых бы задача о динамике поперечного разделения решалась аналитически. Для того чтобы получить количественные оценки времени выхода поперечного разделения смеси на стационарный уровень, численным методом решалось нестационарное уравнение диффузии для атомов ксенона в основном состоянии:

$$\frac{\partial n_{\text{Xe}}(r, t)}{\partial t} = D_0 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_{\text{Xe}}(r, t)}{\partial r} \right) - k_p n_m^{\text{He}}(r, t) n_{\text{Xe}}(r, t) - \{z_{0k}(r, t) + z_{0i}(r, t)\} n_e(r, t) n_{\text{Xe}}(r, t), \quad (3.3)$$

где $n_{\text{Xe}}(r, t)$, $n_m^{\text{He}}(r, t)$ и $n_e(r, t)$ — соответственно концентрация атомов ксенона в основном состоянии, метастабильных атомов гелия и электронов в фиксированном месте разрядной трубки r в фиксированный момент времени t ; D_0 — коэффициент диффузии атомов в основном состоянии ксенона в гелии; k_p — константа скорости ионизации атомов ксенона при взаимодействии их с метастабильными атомами гелия; z_{0k} и z_{0i} — константы скоростей возбуждения и ионизации атомов ксенона электронным ударом из основного состояния.

Для вычисления скоростей реакций, входящих в это уравнение, использовались следующие данные: значение коэффициента диффузии атомов ксенона в гелии приведено в [144]; константа k_p найдена в данной работе (см. § 5.4); Необходимые для расчета констант z_{0k} и z_{0i} величины сечений σ_{0k} брались из [95, 96] а σ_{0i} — из [114]. Необходимые для вычисления данные о функции распределения и концентрации электронов находились из зондовых измерений.

Сделаем замену переменных:

$$y = \frac{n_{\text{Xe}}(r, t)}{n_{\text{Xe}}(0, t)}; \quad x = \frac{r}{R},$$

где $n_{\text{Xe}}(0, t)$ — концентрация атомов ксенона в центре разрядной трубки; R — радиус разрядной трубки.

Тогда уравнение (3.3) примет вид

$$\frac{\partial y(r, t)}{\partial t} = D_0 \frac{1}{R^2 r} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial y(r, t)}{\partial r} \right) - y(r, t) q(r, t), \quad (3.4)$$

где

$$q(x, t) = k_p n_m^{\text{He}}(x, t) + \{z_{0k}(x, t) + z_{0i}(x, t)\} n_e(x, t).$$

Если выбрать равномерную сетку по времени и радиусу ($x_i = ih$, $t_j = j\tau$, $i = 0, 1, 2, \dots, N_1$, $j = 0, 1, 2, \dots, N_2$), то уравнение (3.4) можно заменить следующей разностной схемой [146]:

$$\frac{y_i^{j+1} - y_i^j}{\tau} = D_0 \frac{1}{R^2 x_i} \frac{1}{h} \left(x_{i+1/2} \frac{y_{i+1} - y_i}{h} - x_{i-1/2} \frac{y_i - y_{i-1}}{h} \right) - y_i q_i, \quad (3.5)$$

где y_i^j — значение функции y в узлах сетки. Эта разностная задача решалась на ЭВМ методом итераций. Расчет начинался с условия, что распределение атомов ксенона по сечению разрядной трубки однородно. Полученное решение использовалось в качестве начального распределения для второго приближения и т.д. Такая процедура продолжалась до тех пор, пока не получались распределения, близкие к полученным в предыдущем приближении распределениям.

Результаты расчета изменения во времени радиального распределения концентрации атомов ксенона в основном состоянии для разрядного тока 0,15 А и парциальных давлений гелия и ксенона 0,45 Тор и 10^{-3} Тор соответственно показаны на рис. 69. Из рисунка видно, что с течением времени происходит перераспределение атомов ксенона по сечению разрядной трубки, а именно, обеднение приосевых областей разряда атомами примеси и, соответственно, увеличение концентрации ксенона у стенок. Определенное по этим данным время выхода радиального катафореза на стационарный уровень имеет величину ~ 130 мкс, что в пределах ошибки совпадает с экспериментально измеренным $t_{st} \sim 100$ мкс (см. рис. 62, кривая 2).

Качественные оценки зависимости времени установления стационарного уровня разделения смеси можно провести аналогично тому, как это сделано в работе [25]. Уменьшение концентрации атомов ксенона происходит в результате образования ионов ксенона n_{Xe}^+ :

$$\frac{dn_{\text{Xe}}}{dt} = -\frac{n_{\text{Xe}}^+}{\tau_{\text{Xe}^+}}, \quad (3.6)$$

где τ_{Xe^+} — время жизни ионов ксенона в разряде.

С другой стороны, концентрация атомов ксенона n_{Xe} меняется в течение времени t_{st} , необходимого для установления стационарного значения поперечного разделения:

$$\frac{dn_{\text{Xe}}}{dt} = -\frac{n_{\text{Xe}}}{t_{st}}. \quad (3.7)$$

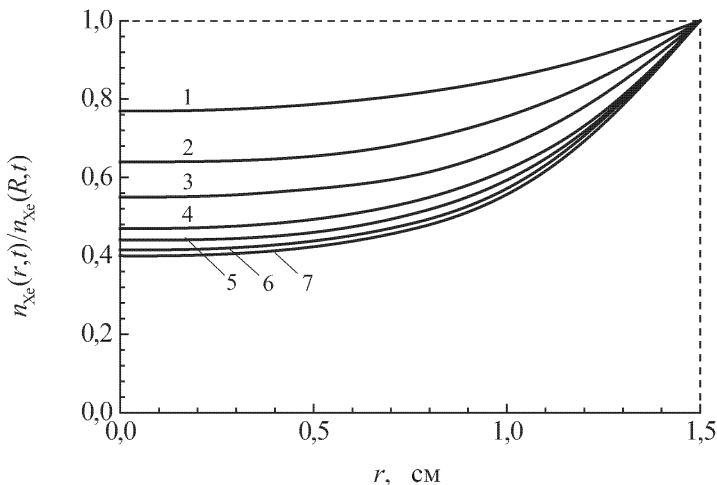


Рис. 69. Рассчитанное радиальное распределение концентрации атомов ксенона в основном состоянии в различные моменты времени t , мкс: 1 — 20; 2 — 40; 3 — 60; 4 — 80; 5 — 100; 6 — 120; 7 — 140. $p_{\text{He}} = 0,45 \text{ Тор}$, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3} \text{ Тор}$, $i = 0,15 \text{ А}$.

Тогда

$$t_{st} = \frac{n_{\text{Xe}}}{n_{\text{Xe}}^+} \tau_{\text{Xe}^+}. \quad (3.8)$$

Из формулы (3.8) видно, что время установления радиального катафореза увеличивается с ростом давления ксенона, что и наблюдается в эксперименте (см. рис. 68). Для того чтобы определить характер зависимости t_{st} от других параметров разряда, надо знать, как зависят от этих параметров τ_{Xe^+} и n_{Xe}^+ . Время жизни ионов ксенона в разряде определяется амбиполярной диффузией их к стенкам разрядной трубки:

$$\tau_{\text{Xe}^+} = \frac{\Lambda_{ef}^2}{D_{\text{Xe}^+}} = \frac{\Lambda_{ef}^2 p_{\text{He}}}{760 b_{\text{Xe}^+} k T_e}, \quad (3.9)$$

где Λ_{ef} — эффективная диффузионная длина; D_{Xe^+} — коэффициент амбиполярной диффузии ионов ксенона в гелии; b_{Xe^+} — подвижность ионов ксенона в гелии при давлении гелия 760 Тор.

На рис. 70 приведен рассчитанный по формулам (3.8) и (3.9) ход времени установления стационарного уровня радиального разделения смеси от давления гелия с учетом экспериментально полученных зависимостей Λ_{ef} (рис. 66) и ε_e (рис. 71). Найденная таким образом зависимость t_{st} от давления гелия имеет качественно такой же характер, как и зависимость t_{st} от p_{He} , определенная по измерению радиального хода интенсивностей спектральных линий гелия и ксенона (см. рис. 62).

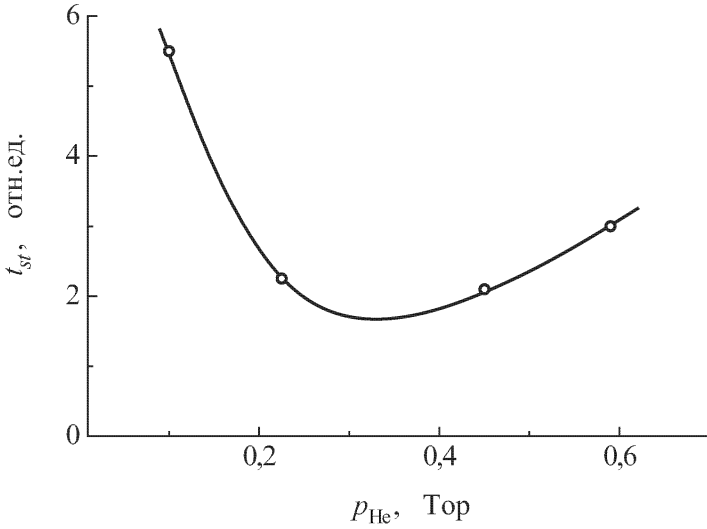


Рис. 70. Рассчитанная зависимость времени установления стационарного уровня радиального разделения He-Xe смеси от давления гелия при $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор; $i = 0,15$ А.

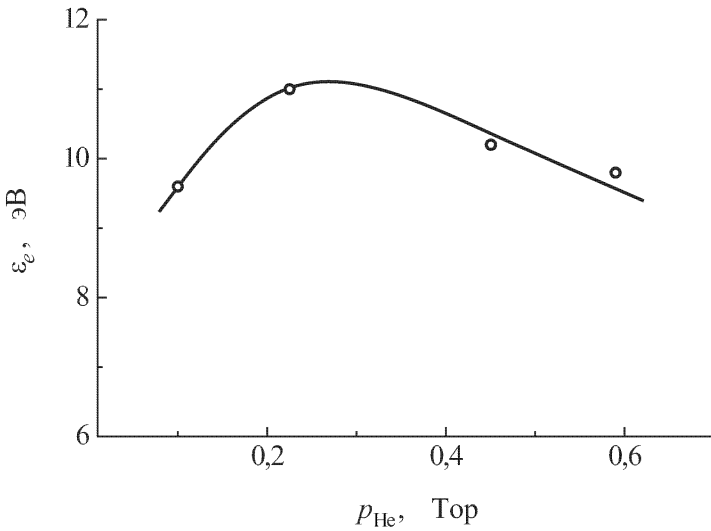


Рис. 71. Зависимость средней энергии электронов в плазме разряда в He-Xe смеси от давления гелия при $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,15$ А.

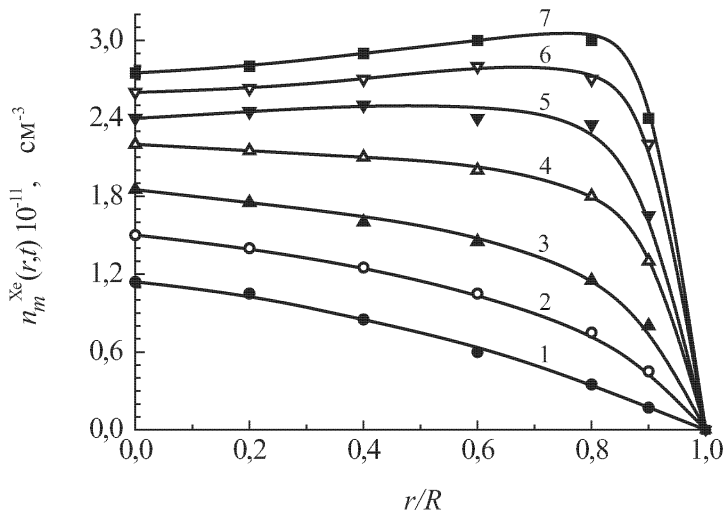


Рис. 72. Радиальные распределения концентрации метастабильных атомов ксенона в состоянии 3P_2 при $p_{\text{He}} = 0,5$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,2$ А в различные моменты времени импульса разрядного тока t , мкс: 1 — 7,5; 2 — 15; 3 — 25; 4 — 50; 5 — 100; 6 — 150; 7 — 200.

§ 5. Радиальное распределение концентрации атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в разряде в He-Xe смеси

Исследование временной зависимости радиального распределения концентрации метастабильных атомов ксенона в состоянии 3P_2 проводилось при давлении гелия 0,5 Тор и давлении ксенона 10^{-3} Тор.

На рис. 72 представлена радиальная зависимость концентрации метастабильных атомов ксенона $n_m^{\text{Xe}}(r, t)$ в состоянии 3P_2 в различные моменты времени импульса разрядного тока длительностью 200 мкс. Из рисунка видно, что с течением времени вид радиальной зависимости $n_m^{\text{Xe}}(r, t)$ сильно изменяется. Так, в начальные моменты импульса ($t \sim 10$ мкс) распределение метастабильных атомов по радиусу разрядной трубки близко к бesselевскому. По мере увеличения времени радиальное распределение $n_m^{\text{Xe}}(r, t)$ уплощается, и к концу импульса устанавливается стационарное распределение с максимальным значением концентрации метастабильных атомов не на оси разрядной трубки, а ближе к стенкам. Эксперименты показали также, что поперечное распределение концентрации метастабильных атомов гелия в состоянии 2^1S и 2^3S не меняются в течение импульса и близки к бesselевскому распределению. Такой ход радиальной зависимости концентрации метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ является следствием неоднородного распределения атомов ксенона в основном состоянии

по сечению трубки (см. Главу 1). Для проверки этого утверждения был проведен численный расчет радиального распределения метастабильных атомов примеси

Нестационарное уравнение диффузии для метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ имеет следующий вид:

$$\frac{\partial n_m^{\text{Xe}}(r, t)}{\partial t} = D_m \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_m^{\text{Xe}}(r, t)}{\partial r} \right) - z_{mk} n_e(r, t) n_m^{\text{He}}(r, t) + z_{0m} n_e(r, t) n_{\text{Xe}}(r, t), \quad (3.10)$$

где D_m — коэффициент диффузии метастабильных атомов ксенона в гелии; z_{mk} — суммарная константа электронного девозбуждения состояния 3P_2 за счет ударов второго рода, ступенчатого возбуждения и ступенчатой ионизации; z_{0m} — константа скорости электронного возбуждения метастабильного уровня из основного состояния.

Уравнение (3.10) заменялось разностной схемой, и эта задача решалась на ЭВМ методом итераций. В качестве начального распределения метастабильных атомов ксенона бралось распределение, совпадающее с ходом $n_e(r, t_0)$. Вычисленное распределение $n_m^{\text{Xe}}(r, t)$ служило начальным для распределения в следующий момент времени. Необходимые для расчета зависимости $n_{\text{Xe}}(r, t)$, $n_e(r, t)$ и $f(\varepsilon, r, t)$ определялись экспериментально. Расчет прекращался, когда результат последующего вычисления в пределах погрешности совпадал с предыдущим.

На рис. 73 приведены результаты расчета радиального распределения концентрации метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в конце импульса длительностью 200 мкс в зависимости от давления гелия. Видно, что с ростом давления гелия рассчитанное распределение концентрации метастабильных атомов ксенона все больше отличается от бесселевского, причем, вид радиального распределения при давлении гелия 0,5 Тор (рис. 73, кривая 5) удовлетворительно совпадает с измеренным (рис. 72, кривая 7).

Были проведены также измерения радиального распределения атомов ксенона в состоянии 3P_2 в стадии распада плазмы. На рис. 74 представлены радиальные зависимости $n_m^{\text{Xe}}(r, t)$ в стадии послесвечения, нормированные на значения концентрации на оси разряда. Видно, что в процессе распада плазмы профиль $n_m^{\text{Xe}}(r, t)$ становится уже, хотя даже для времен $t \sim 300$ мкс после окончания импульса радиальное распределение метастабильных атомов ксенона шире бесселевского. Это объясняется тем, что разрушение атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в стадии деионизации плазмы происходит, в основном, за счет электронного девозбуждения метастабильного состояния на резонансный уровень 3P_1 , а не за счет диффузионного ухода атомов $\text{Xe}(^3P_2)$. То, что распад концентрации $n_m^{\text{Xe}}(r, t)$ в стадии послесвечения носит не диффузионный характер, видно из рис. 75, где приведены временные зависимости концентрации электронов n_e и метастабильных атомов n_m^{Xe} в стадии деионизации плазмы.

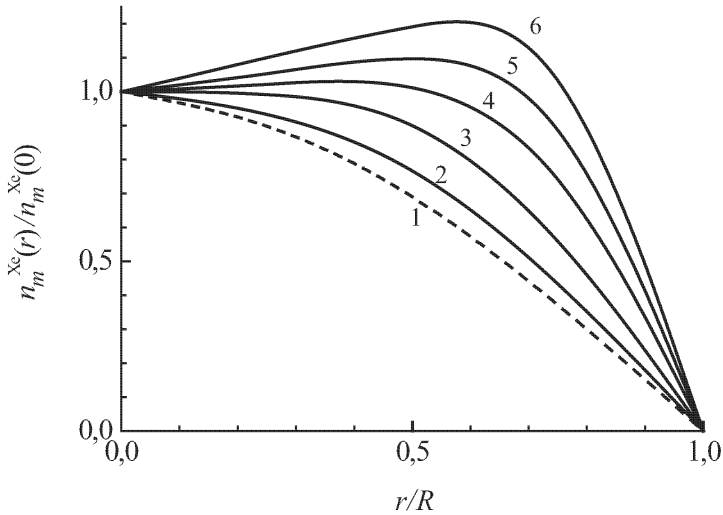


Рис. 73. Рассчитанное распределение концентрации метастабильных атомов ксенона в разряде в He-Xe смеси при различных давлениях гелия p_{He} , Тор: 2 — 0,1; 3 — 0,2; 4 — 0,3; 5 — 0,5; 6 — 0,8 (кривая 1 — функция Бесселя).

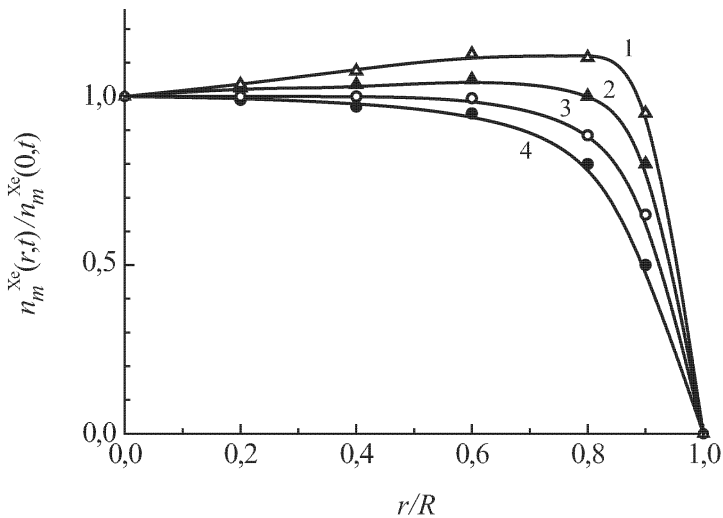


Рис. 74. Радиальные распределения концентрации метастабильных атомов ксенона в состоянии 3P_2 при $p_{\text{He}} = 0,5$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,2$ А в различные моменты времени деионизации плазмы t , мкс: 1 — 0; 2 — 100; 3 — 200; 4 — 300.

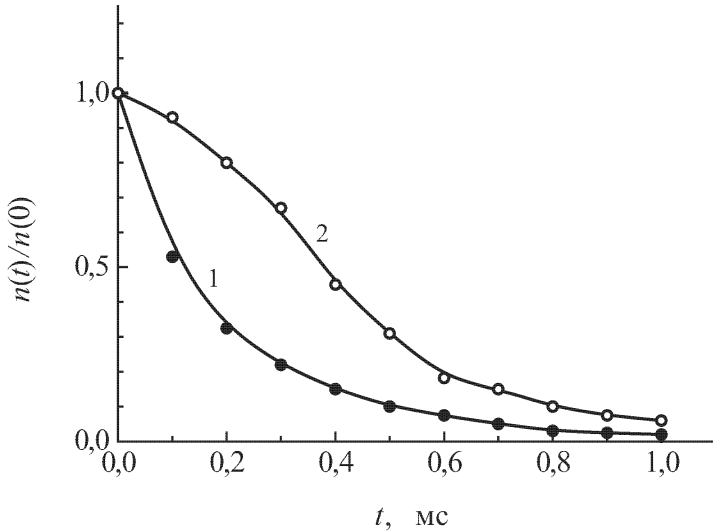
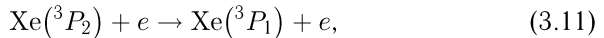


Рис. 75. Временной ход концентрации метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ (кривая 1) и концентрации электронов (кривая 2) в стадии деионизации плазмы импульсного разряда $\tau = 200$ мкс в He-Xe смеси при $p_{\text{He}} = 0,5$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,2$ А.

Оценки показывают, что постоянная времени диффузионного ухода атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ к стенкам разрядной трубки равна 700 мкс, тогда как экспериментально измеренная постоянная времени жизни — 250 мкс. Если же учесть тот факт, что за время 300 мкс в стадии деионизации концентрация электронов существенно не изменяется (рис. 75), а T_e падает до значения $\sim 0,1$ эВ, при котором происходит эффективное возбуждение атомов ксенона на уровень 3P_1 с уровня 3P_2 электронным ударом по схеме



то мы видим, что разрушение метастабильного состояния происходит, в основном, за счет столкновений атомов ксенона в состоянии 3P_2 с медленными электронами.

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ He-Xe СМЕСИ

§ 1. Особенности методики измерения радиального электрического поля в продольном магнитном поле

Известно, что положительный столб разряда в диффузионном режиме при наложении продольного магнитного поля описывается теорией Шоттки с учетом влияния магнитного поля на коэффициенты диффузии и подвижности заряженных частиц [1]. В этом случае потенциал плазмы по сечению разрядной трубки меняется следующим образом:

$$\varphi_p(r) - \varphi_p(0) = \frac{D_{e\perp} - D_{i\perp}}{b_{e\perp} + b_{i\perp}} \ln \frac{n_e(r)}{n_e(0)}, \quad (4.1)$$

где $D_{j\perp} = \frac{D_j}{1 + \omega_j^2 \tau_j^2}$; $b_{j\perp} = \frac{b_j}{1 + \omega_j^2 \tau_j^2}$ — коэффициенты диффузии и

подвижности электронов ($j = e$) и ионов ($j = i$) в магнитном поле,

$\omega_j = \frac{eB}{M_j}$, $\tau_j = \frac{\lambda_j}{v_j}$ — циклотронная частота и время между столкнове-

ниями соответственно электронов и ионов с атомами газа. Поскольку $\omega_e \tau_e \gg \omega_i \tau_i$, то коэффициент диффузии электронов поперек силовых линий магнитного поля $D_{e\perp}$ уменьшается сильнее, чем коэффициент диффузии ионов $D_{i\perp}$. Вследствие этого величина $\varphi_p(r) - \varphi_p(0)$ при увеличении магнитного поля падает.

Радиальное электрическое поле $E_r = -\frac{d\varphi_r}{dr}$ правильнее всего определять по разности непосредственно измеренных значений потенциалов пространства $\varphi_p(r)$ в различных точках по радиусу трубки. Однако, как известно [147, 148], само определение φ_p из зондовых измерений составляет определенные трудности из-за эффекта стока, вследствие чего нуль второй производной зондового тока не совпадает с потенциалом пространства [148]. Поэтому обычно, когда необходимо определять радиальный ход потенциала пространства по сечению трубки или напряженность электрического поля, то их измеряют по разности плавающих потенциалов [147]. Этот метод можно применять для измерений продольного электрического поля. В случае же измерений

таким образом радиального электрического поля необходимо выполнение ряда условий [149]. Так как $\varphi_p = \varphi_f + \Delta\varphi_s$ (φ_f — плавающий потенциал), то радиальный ход плавающего потенциала будет следовать за поперечным ходом потенциала плазмы в случае, если величина $\Delta\varphi_s$ при перемещении зонда по радиусу не меняется: $E_r = -\frac{d\varphi_p}{dr} = -\frac{d\varphi_f}{dr}$. Величина $\Delta\varphi_s$ определяется выражением [150]

$$\Delta\varphi_s = \frac{kT_e}{2e} \ln \frac{M}{m}. \quad (4.2)$$

Поэтому обычно единственным критерием того, что $\Delta\varphi_s = \text{const}$, принимается $T_e = \text{const}$ [151–153]. Между тем необходимо учесть еще один факт, на который до сих пор не обращали внимания, а именно — изменение толщины призондового слоя r_s , пренебрежение которым, как показали результаты наших исследований [31], может привести к значительным ошибкам при измерении напряженности радиального электрического поля.

При движении зонда, находящегося под плавающим потенциалом, от оси к стенкам разрядной трубки толщина слоя r_s увеличивается вследствие уменьшения концентрации заряженных частиц. Известно [147], что для корректных зондовых измерений электроны в призондовом слое должны двигаться без столкновений в потенциальном поле внешнего источника, то есть длина свободного пробега электронов $\lambda_e \gg r_s \sim r_D$, где r_D — дебаевская длина экранирования. Поэтому изменение r_s не сказывается на величине электронного тока на зонд, в то время как отбор положительных ионов для цилиндрического слоя растет пропорционально r_s : $j_s = 0,4en_i v_i S'$ [116], где $S' = 2\pi r_s l$ — площадь поверхности слоя, l — длина зонда. Это увеличение ионного тока приводит к тому, что равенство потоков положительных и отрицательных зарядов на зонд достигается при больших электронных токах. Поэтому, по мере движения зонда от оси к стенкам разрядной трубки потенциал φ_f сдвигается все ближе к φ_p (рис. 76). Данный эффект приводит к кажущемуся уменьшению напряженности радиального электрического поля, определенной по разности плавающих потенциалов: $E_r^{\text{каж}} = -\frac{d\varphi_f}{dr}$.

Величину этого сдвига, равную разности $\Delta\varphi_s(0) - \Delta\varphi_s(r)$, можно вычислить следующим образом. Скачок потенциала $\Delta\varphi_s$ около зонда локализуется в тонком слое, за пределами которого находится невзвешенная плазма. Полагая, что в плазме электроны имеют максвелловское распределение по скоростям, можно записать закон Больцмана для распределения концентрации электронов в призондовом слое:

$$n_{ex} = n_{e0} \exp \left\{ -\frac{e\varphi_x}{kT_e} \right\}, \quad (4.3)$$

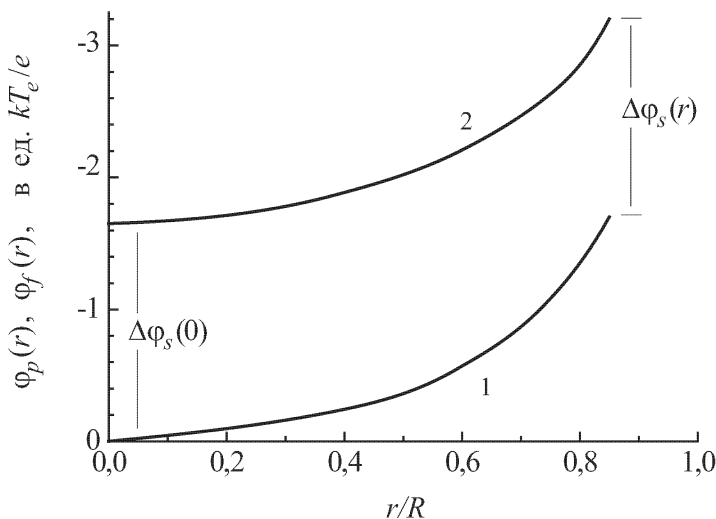


Рис. 76. Радиальное изменение плавающего потенциала (1) и потенциала пространства (2).

где φ_x — потенциал данной точки относительно потенциала плазмы на границе между плазмой и слоем в предположении, что потенциал на границе $\varphi_p = 0$.

Характерно, что в рассматриваемом случае в пределах слоя изменяется концентрация, но не изменяется средняя энергия электронов. Тогда, учитывая, что плотность хаотического электронного тока $j_e = 0,25en_e v_e$, получим плотность электронного тока в призондовом слое

$$j_{ex} = j_e \exp \left\{ -\frac{e\varphi_x}{kT_e} \right\} \quad (4.4)$$

и плотность электронного тока на зонд

$$j_{es} = j_e \exp \left\{ -\frac{e\varphi_s}{kT_e} \right\}. \quad (4.5)$$

Все ионы, приходящие в процессе хаотического движения из плазмы к призондовому слою, попадают в ускоряющее поле и достигают зонда, то есть $j_{is} = j_i$. Поэтому ток положительных ионов на зонд определяется площадью всего собирающего ионы слоя S' . Поскольку

$$j_{es}S = j_{is}S', \quad (4.6)$$

где $S' \sim r_s \sim r_D \sim n_e^{-1/2}$, то, логарифмируя (4.6), после простых преобразований можно получить разность

$$\Delta\varphi_s(0) - \Delta\varphi_s(r) = \frac{kT_e}{2e} \ln \frac{n_e(0)}{n_e(r)}, \quad (4.7)$$

где $\Delta\varphi_s(0)$ — падение потенциала в призондовом слое на оси разрядной трубки. Как видно из выражения (4.7) разность $\Delta\varphi_s(0) - \Delta\varphi_s(r)$ зависит логарифмически от концентрации электронов.

На рис. 77 приводится зависимость $\Delta\varphi_s(0) - \Delta\varphi_s(r)$, рассчитанная для радиального распределения концентрации электронов по функции Бесселя (кривая 1) и для экспериментально полученного распределения $n_e(r)$ в отсутствии магнитного поля (кривая 2). Так как бесселевское распределение по радиусу уже, чем наблюдающийся в эксперименте профиль концентрации электронов при $B = 0$, то и величина сдвига в первом случае больше.

Однако, необходимо отметить, что нельзя рассчитывать значение $\Delta\varphi_s(0) - \Delta\varphi_s(r)$ лишь с учетом радиального распределения концентрации заряженных частиц, используя полученное выражение (4.7), так как формулы (4.2) и (4.7) справедливы при максвелловском распределении электронов по энергиям. Тогда как величина скачка $\Delta\varphi_s$ определяется функцией распределения быстрых электронов и в эксперименте может существенно отличаться от значения, полученного из (4.2). В частности, как показано в [154, 155], может оказаться, что величина скачка вообще незначительна вследствие сильного обеднения электронами «хвоста» ФРЭЭ по сравнению с максвелловской функцией. Это потребовало бы еще более жесткого условия к измерениям E_r по разности плавающих потенциалов, чем то, которое приводят авторы [149, 151], а именно, должно выполняться постоянство по радиусу трубки вида ФРЭЭ, а не только средней энергии электронов. Поэтому формула (4.7) может служить лишь для качественного объяснения существующей зависимости разности между плавающим потенциалом и потенциалом пространства от концентрации заряженных частиц.

§ 2. Радиальное электрическое поле в положительном столбе разряда в He и смеси He-Xe

В экспериментах использовались две трубки с диаметрами 1,5 и 2,5 см и длиной 60 см. Каждая из трубок имела по три подвижных цилиндрических зонда, один из которых был сдвоенный. Кроме того, имелись пристеночные цилиндрические и плоские зонды для измерения потока заряженных частиц на стенку.

Величина r_s при плавающем потенциале рассчитывалась по «закоу 3/2» [156]. Следует отметить, что для нахождения разности между потенциалом пространства и плавающим потенциалом по радиусу трубки важно знать относительное изменение r_s от точки к точке. Сравнение полученных значений $r_s(r)/r_s(0)$ при аппроксимации ионного тока выражением (4.17) и при аппроксимации прямой, проведенной по касательной к ионному току насыщения, показывают удовлетворительное согласие между ними. Измерения проводились при значениях магнитного поля меньших B_{cr} , при котором имеет место винтовая

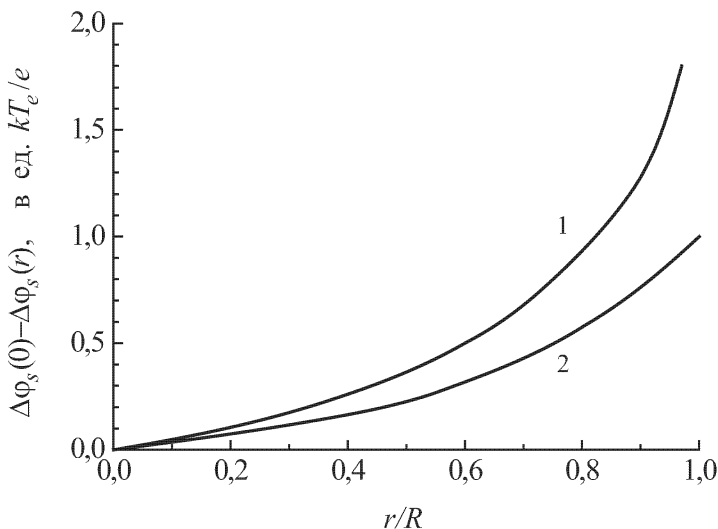


Рис. 77. Зависимость $\Delta\varphi_s(0) - \Delta\varphi_s(r)$, рассчитанная для радиального распределения концентрации электронов по функции Бесселя (кривая 1) и для экспериментально полученного распределения $n_e(r)$ в отсутствии магнитного поля (кривая 2).

неустойчивость. Последнее обстоятельство регистрировалось (с помощью осциллографа) по сигналу с зонда, находящегося при плавающем потенциале, или по характерному росту напряженности продольного электрического поля по достижении магнитным полем значения B_{cr} .

Исследование влияния изменения толщины призондового слоя на результаты измерений E_r по разности плавающих потенциалов необходимо проводить в условиях, когда вид ФРЭЭ по радиусу не меняется. Измерения радиальной зависимости функции распределения электронов по энергиям показали, что это требование в наших условиях разряда выполняется. Поэтому поведение E_r поперек оси трубки будет определяться лишь радиальным распределением концентрации заряженных частиц.

На рис. 78 пунктирными кривыми изображен измеренный ход плавающего потенциала $\varphi_f(r)$, а сплошными — рассчитанный ход потенциала $\varphi'_f(r)$ с учетом изменения r_s по радиусу разрядной трубки при $p_{He} = 0,2$ Тор, $i = 0,05$ А, $2R = 2,5$ см. Из рисунка видно, что поведение этих величин по радиусу для соответствующих значений индукции магнитного поля, в том числе и для $B = 0$, различается. Измерение потенциала плазмы в отсутствие магнитного поля по нулю второй производной зондового тока показало, что ход потенциала плазмы $\varphi_p(r)$ совпадает с полученной зависимостью $\varphi'_f(r)$. Таким образом, влияние изменения толщины призондового слоя на измерение E_r

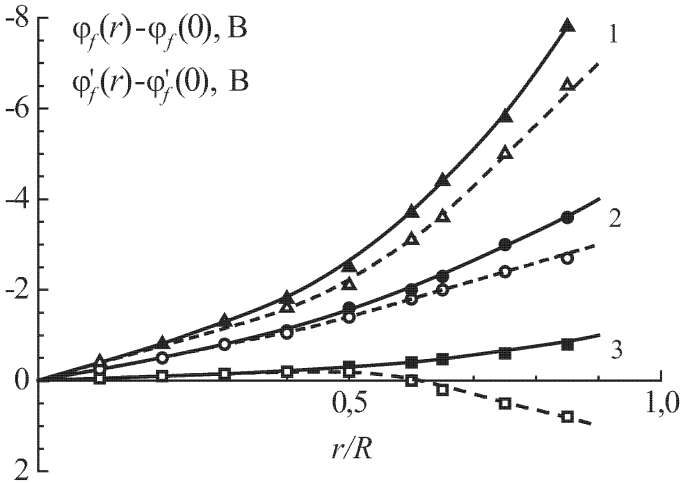


Рис. 78. Измеренный $\Delta\varphi_f(r)$ (пунктирные линии) и рассчитанный $\Delta\varphi_f'(r)$ (сплошные линии) ход потенциалов по радиусу разрядной трубки при $p_{He} = 0,2$ Тор, $i = 0,05$ А, $2R = 2,5$ см; индукция магнитного поля B , Гс: 1 — 0, 2 — 300, 3 — 600.

по разности плавающих потенциалов в отсутствии магнитного поля отражается в том, что полученные в эксперименте кажущиеся значения $E_r^{\text{каж}} = -\frac{d\varphi_f}{dr}$ меньше истинных $E_r = -\frac{d\varphi_p}{dr} = -\frac{d\varphi_f'}{dr}$.

Из рисунка также видно, что в соответствии с формулой (4.1) происходит уменьшение E_r при наложении магнитного поля. Причиной тому служит существенный спад потока заряженных частиц на стенки. Более того, когда $D_{e\perp} = D_{i\perp}$, имеем $E_r = 0$. В этом случае движение заряженных частиц к стенкам происходит лишь под действием радиального градиента их концентрации.

Известно [1], что продольное магнитное поле приводит к сужению радиального профиля концентрации заряженных частиц, которое наблюдается и в наших условиях (см. рис. 79). Вследствие этого в магнитоактивной плазме, согласно (4.7), разность между плавающим потенциалом и потенциалом плазмы будет меняться по радиусу более резко по сравнению со случаем, когда $B = 0$. Кроме того, магнитное поле уменьшает разность $\varphi_p(r) - \varphi_p(0)$ и, когда она становится одного порядка с величиной сдвига $\Delta\varphi_s(r) - \Delta\varphi_s(0)$, в зависимости $\varphi_f(r)$ появляется немонотонность. Это видно из рис. 78 (кривая 3). Такой же немонотонный ход $\varphi_f(r)$ наблюдался, например, в работе [152], авторы которой лишь на основании выполнения условия $T_e(r) = \text{const}$ отождествляли поведение $\varphi_f(r)$ с радиальным распределением потенциала плазмы $\varphi_p(r)$. Это приводит к тому, что, например, на расстоянии

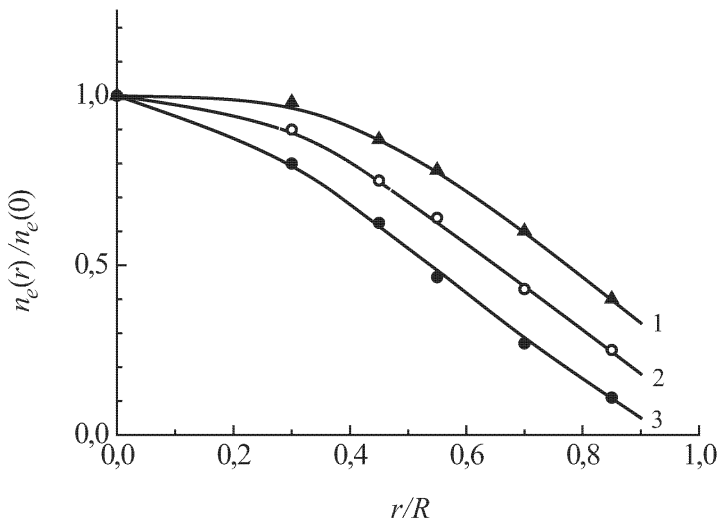


Рис. 79. Радиальное распределение концентрации заряженных частиц в плазме разряда в гелии при $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор, $i = 0,05$ А, индукция магнитного поля B , Гс: 1 — 0, 2 — 200, 3 — 440.

$r = (0,3 - 0,8)R$ от оси $E_r^{\text{каж}} < 0$, то есть радиальное электрическое поле $E_r^{\text{каж}}$ имеет знак, противоположный знаку электрического поля в отсутствие магнитного поля, тогда как в приосевых областях $r = (0 - 0,3)R$ поле $E_r^{\text{каж}} > 0$ имеет направление, соответствующее случаю $B = 0$. При учете изменения толщины призондового слоя по радиусу немонотонность в зависимости $\varphi'_p(r)$ исчезает, и повсюду по сечению трубки $E_r > 0$.

На рис. 80 сплошной линией приводится экспериментально полученный ход толщины призондового слоя r_s на оси трубки в зависимости от силы разрядного тока, нормированной на значение r_s при $i = 10$ мА. Здесь же пунктирной линией приводится рассчитанная зависимость $r_s(i)$ согласно выражению $r_s \sim r_D = (T_e/4\pi e^2 n_e)^{1/2}$. Температура и концентрация электронов находились экспериментально. Как видно из рис. 80, при малых концентрациях электронов (то есть малых токах) имеет место более сильная зависимость r_s от i . Очевидно, этим объясняется немонотонный характер зависимости падения потенциала в призондовом слое от разрядного тока (рис. 81, кривая 3). При этом, как видно, величина $\Delta\varphi_s(0)$ сначала возрастает при увеличении разрядного тока до ~ 50 мА, затем уменьшается, в то время как, согласно выражению (4.2), она должна падать во всей области возрастания разрядного тока, поскольку, как показали измерения, температура электронов монотонно уменьшается с увеличением разрядного тока.

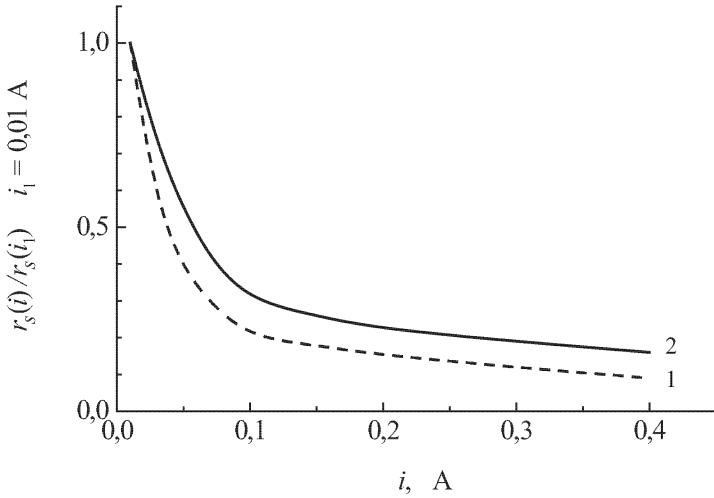


Рис. 80. Зависимости от тока толщины призондового слоя на оси разрядной трубки (1 — расчет, 2 — эксперимент) при давлении гелия $p_{He} = 0,2$ Тор.

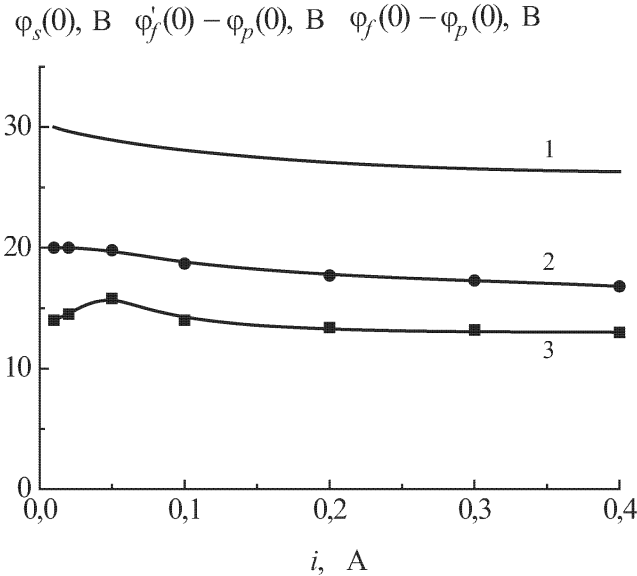


Рис. 81. Зависимости от разрядного тока расчетных значений $\varphi_s(0)$ (1) и экспериментальных величин $\varphi'_f(0) - \varphi_p(0)$ (2) и $\varphi_f(0) - \varphi_p(0)$ (3) при $p_{He} = 0,2$ Тор.

После описанной выше процедуры учета изменения толщины $r_s(r)$ слоя получается соответствующая кривой 2 на рис. 81 зависимость $\varphi'_p(0) - \varphi_p(0)$ от i . Кривая 1 представляет рассчитанный ход падения потенциала в призондовом слое на оси трубки по формуле (4.2) с использованием экспериментальной зависимости $T_e(i)$. Как видно, по абсолютным значениям $\varphi_s(0)$ и $\varphi'_f(0) - \varphi_p(0)$ достаточно сильно различаются. Это подтверждает приближенность формулы (4.2) из-за того, что сюда должна входить температура «хвоста» функции распределения электронов по энергиям, соответствующая точке плавающего потенциала. В этом отношении может представлять интерес решение обратной задачи, то есть нахождение энергии электронов, соответствующей φ_f . Например, при $i = 10$ мА измеренная по наклону электронного тока в полулогарифмическом масштабе (то есть в предположении максвелловской ФРЭЭ) температура электронов равна 7 эВ, в то время как температура «хвоста» ФРЭЭ, рассчитанная по формуле (4.2) при потенциале $\varphi = 20$ В относительно потенциала плазмы, равна 4,5 эВ. Как видно, ФРЭЭ обеднена высокоэнергичными электронами по сравнению с максвелловской функцией распределения электронов по энергиям.

В свою очередь, немонотонный ход $\varphi_f(0) - \varphi_p(0)$ от тока отражается и в зависимости кажущегося радиального электрического поля $E_r^{\text{каж}}$ от разрядного тока. На рис. 82 приводятся величины $\Delta\varphi_f(0,8R) = \varphi_f(0) - \varphi_f(0,8R)$ и $\Delta\varphi'_f(0,8R) = \varphi'_f(0) - \varphi'_f(0,8R)$ в магнитном поле и в его отсутствии, полученные для различных токов. Как видно, эти величины для фиксированных значений индукции B магнитного поля сильнее различаются при малых разрядных токах. Это объясняется тем, что в этой области изменения разрядных токов ($i \leq 100$ мА) происходит резкое уменьшение r_s (см. рис. 80).

По аналогии с разрядом в чистом гелии для плазмы бинарной смеси можно выразить суммарный поток положительных ионов ксенона и гелия, приравняв его к потоку электронов:

$$0,4e (n_{\text{He}}^+ v_{\text{He}}^+ + n_{\text{Xe}}^+ v_{\text{Xe}}^+) S' = \frac{1}{4} e n_e v_e \exp \left\{ -\frac{e\varphi_s}{kT_e} \right\} S. \quad (4.8)$$

После преобразований имеем

$$\begin{aligned} & \Delta\varphi_s(0) - \Delta\varphi_s(r) = \\ & = \frac{kT_e}{e} \ln \left[\left(\frac{n_e(0)}{n_e(r)} \right)^{1/2} \frac{\frac{n_{\text{Xe}}^+(r)}{n_e(r)} \sqrt{M_{\text{He}^+}} + \frac{n_{\text{He}}^+(r)}{n_e(r)} \sqrt{M_{\text{Xe}^+}}}{\frac{n_{\text{Xe}}^+(0)}{n_e(0)} \sqrt{M_{\text{He}^+}} + \frac{n_{\text{He}}^+(0)}{n_e(0)} \sqrt{M_{\text{Xe}^+}}} \right]. \quad (4.9) \end{aligned}$$

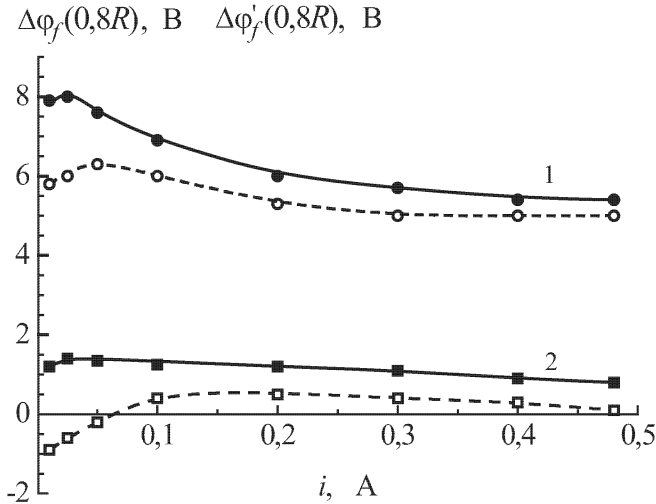


Рис. 82. Зависимости от разрядного тока экспериментально измеренных $\Delta\varphi_f(0,8R)$ (пунктирные линии) и рассчитанных величин $\Delta\varphi'_f(0,8R)$ (сплошные линии) при $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор. Индукция магнитного поля B , Гс: 1 — 0; 2 — 600.

Из этого выражения следует, что в случае одинакового радиального распределения $n_{\text{Xe}}^+(r)$ и $n_{\text{He}}^+(r)$ (то есть $\frac{n_{\text{Xe}}^+(r)}{n_e(r)}$ и $\frac{n_{\text{He}}^+(r)}{n_e(r)} = \text{const}$) профиль сдвига плавающего потенциала по радиусу относительно значения плавающего потенциала на оси совпадает с профилем $\Delta\varphi_s(0) - \Delta\varphi_s(r)$ для случая разряда в гелии (рис. 77). Из рассчитанной по измеренным значениям $\frac{n_{\text{Xe}}^+(r)}{n_e(r)}$ и $\frac{n_{\text{He}}^+(r)}{n_e(r)}$ зависимости $\Delta\varphi_s(0) - \Delta\varphi_s(r)$ следует, что величина сдвига для He-Xe разряда меньше. Однако необходимо иметь в виду, что значения $\Delta\varphi_s(0) - \Delta\varphi_s(r)$ приводятся в единицах kT_e/e , и притом температура электронов должна соответствовать температуре электронов в точке плавающего потенциала, то есть, это некоторая «эффективная» температура, соответствующая, как показывают оценки, потенциалу (15–20) В для смеси He-Xe и (25–30) В для чистого гелия. Эта величина kT_e/e меняется в зависимости от параметров плазмы (процентного содержания смеси, величины индукции магнитного поля, разрядного тока и т.д.).

Радиальный ход потенциала плазмы в смеси He-Xe определялся так же, как и в случае плазмы разряда в гелии, по измерениям разности плавающих потенциалов с учетом изменения толщины призондового слоя. В этом случае толщина призондового слоя находилась из «обобщенного закона 3/2» для плазмы, содержащей ионы двух сортов

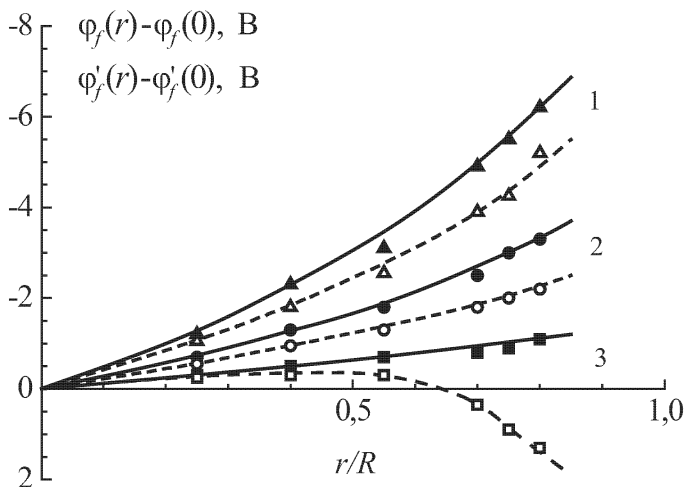


Рис. 83. Измеренный $\Delta\varphi_f(r)$ (пунктирные линии) и рассчитанный $\Delta\varphi'_f(r)$ (сплошные линии) ход потенциалов по радиусу разрядной трубки в плазме разряда в He-Xe смеси при $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор $i = 0,05$ А, индукция магнитного поля B , Гс: 1 — 0, 2 — 300, 3 — 600.

(гелия и ксенона), различающихся только массами [104]. На рис. 83 приводится радиальное распределение измеренных плавающих потенциалов $\Delta\varphi_f(r)$ и полученных с учетом изменения $r_s(r)$ потенциалов $\Delta\varphi'_f(r)$ для давления гелия 0,2 Тор, давления ксенона 10^{-3} Тор и разрядного тока 0,05 А. Как видно, и в этом случае наблюдается поведение $\varphi_f(r)$, аналогичное случаю разряда в чистом гелии.

§ 3. Влияние поперечного распределения концентрации заряженных частиц на радиальное электрическое поле

Из выражения (4.1) следует, что радиальный ход потенциала плазмы $\varphi_p(r)$ в магнитном поле зависит как от соотношения коэффициентов диффузии $D_{e\perp}$ и $D_{i\perp}$, так и от распределения концентрации электронов по радиусу. В частности, при $r \rightarrow R$ из (4.1) следует $\varphi_p(r) \rightarrow -\infty$ [1]. Этот физически невозможный результат показывает, что граничное условие $n_e(r) = 0$ не выполняется.

В [157] предлагается более точное граничное условие для $n_e(r)$. При выводе этого условия в работе [157] используется метод, примененный Фабрикантом при построении теории диффузии возбужденных атомов [158]. Рассматривается слой положительного пространственного заряда у стенок (А) и прилегающий к нему слой (В) толщиной $\frac{2}{3}\lambda_i$,

где λ_i — длина свободного пробега ионов. В 1 см³ слоя (B) из плазмы в 1 с входят $D_a \frac{dn_e}{dr}$ ионов. Из слоя (B) в слой (A) за 1 с переходят

$$\frac{1}{2} n_e v_i - \frac{1}{3} \lambda_i v_i \frac{dn_e}{dr}$$

ионов. В слое (B) за 1 с возникает $\frac{2}{3} z n_e \lambda_i$ новых ионов вследствие ионизации электронами. Тогда из условия баланса носителей тока имеем

$$\frac{2}{3} z n_e \lambda_i = -D_a \frac{dn_e}{dr} - \frac{1}{2} n_e v_i + \frac{1}{3} \lambda_i v_i \frac{dn_e}{dr}. \quad (4.10)$$

После ряда преобразований в [157] получено значение параметра μ функции Бесселя $J_0\left(\mu \frac{r}{R}\right)$, при котором $J_0\left(\mu \frac{r}{R}\right) = 0$:

$$\mu = \frac{2,405}{1 + 0,82 \left(\frac{1}{2} - \frac{2z}{3\nu_i}\right) \lambda_i \frac{1}{R} \frac{T_e}{T_i}}. \quad (4.11)$$

Сравнение расчетных значений $n_e(R)$ с экспериментально полученными данными в отсутствие магнитного поля дало хорошее количественное соответствие между ними.

Для применения этого выражения в магнитоактивной плазме в (4.10) нужно подставлять коэффициент амбиполярной диффузии с учетом магнитного поля, то есть в (4.11) необходимо умножить второе слагаемое в знаменателе на $1/(1 + \omega_e \tau_e \omega_i \tau_i)$. Рассчитанные таким образом значения $n_e(R)/n_e(0)$ и $\ln [n_e(R)/n_e(0)]$ приводятся на рис. 84. Как видно, в отсутствие магнитного поля $n_e(R) \approx 0,3 n_e(0)$. Наложение магнитного поля и его увеличение приводят к резкому спаду $n_e(R)/n_e(0)$ и, соответственно, величина $\ln [n_e(R)/n_e(0)]$ возрастает. Поэтому при оценках $\varphi_p(R)$ нужно учитывать изменение $n_e(R)/n_e(0)$ в магнитном поле.

При достаточно сильных магнитных полях, когда выполняется условие $D_{e\perp} < D_{i\perp}$, согласно выражению (4.1), возможна перемена знака радиального электрического поля на противоположный. Измерение плавающих потенциалов в трубке диаметром 1,5 см дали значение $\Delta\varphi_f(0,8R) = \varphi_f(0,8R) - \varphi_f(0) = 3,5$ В для $B = 600$ Гс (см. рис. 85). Следует отметить, что идентификация радиального хода плавающего потенциала с поперечным распределением потенциала плазмы может привести к аномально большим значениям напряженности кажущегося электрического поля $E_r^{\text{каж}} = -\frac{d\varphi_f}{dr}$, как это имело место, например, в [153].

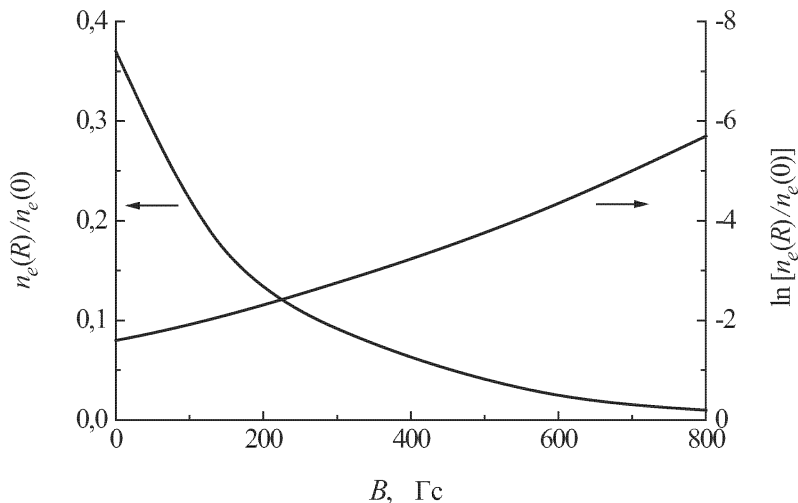


Рис. 84. Зависимость величин $n_e(R)/n_e(0)$ и $\ln[n_e(R)/n_e(0)]$ от величины индукции магнитного поля.

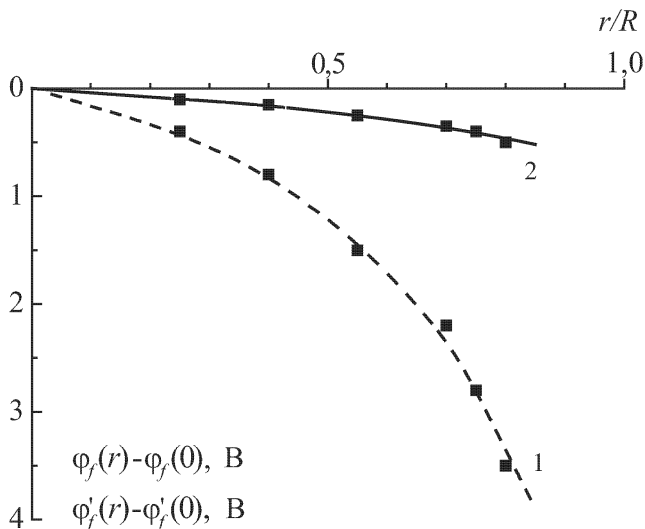


Рис. 85. Измеренный $\Delta\varphi_f(r)$ (пунктирные линии) и рассчитанный $\Delta\varphi'_f(r)$ (сплошные линии) ход потенциалов по радиусу разрядной трубки в плазме разряда в гелии при $p_{\text{He}} = 0,06$ Тор, $i = 0,015$ А, индукция магнитного поля $B = 600$ Гс.

С учетом изменения толщины призондового слоя по сечению трубки получаем $\Delta\varphi'_f(0,8R) = 0,5$ В, которое все равно значительно превышает значение $\Delta\varphi_p(0,8R) \approx \frac{kT_i}{e} \approx 0,01$ В, вычисленное по формуле (4.1) для бесселевского распределения концентрации электронов по радиусу. Учтем изменение радиального профиля концентрации электронов при наложении магнитного поля, используя выражение [159, 160]

$$n_e^B(r) = n_e^0(r) \exp(-\alpha B), \quad (4.12)$$

где $\alpha = \frac{eE_z b_e r}{2kT_e p}$. Для наших условий разряда в точке $r_1 = 0,8R$ значение α составляет $0,01$ Гс⁻¹. Тогда подстановка $n_e^B(r)$ в выражение (4.1) дает

$$\Delta\varphi_p(r_1) = -\frac{kT_i}{e} \left(\ln \frac{n_e^0(r_1)}{n_e^0(r)} - \alpha B \right) \approx 0,2 \text{ В} \quad (4.13)$$

при $T_i = 300$ К, что приблизительно согласуется с величиной $\Delta\varphi'_f(r_1) = 0,5$ В (см. рис. 85).

Присутствие ионов примесного газа приводит к тому, что значение магнитного поля B_0 при котором достигается равенство коэффициентов диффузии положительных ионов и электронов, уменьшается. Это объясняется тем, что подвижность ионов ксенона в гелии, хотя они намного тяжелее ионов основного газа, больше подвижности ионов гелия в гелии ($b_{\text{Xe}^+}^{\text{He}} = 18$ см²·В⁻¹·с⁻¹, $b_{\text{He}^+}^{\text{He}} = 10,4$ см²·В⁻¹·с⁻¹ [161]) из-за эффективных перезарядочных столкновений последних с атомами собственного газа. Поэтому для уменьшения $D_{e\perp} = b_{e\perp} \frac{kT_e}{e}$ до большей величины $D_{\text{Xe}^+} = b_{\text{Xe}^+}^{\text{He}} \frac{kT_i}{e} > D_{\text{He}^+} = b_{\text{He}^+}^{\text{He}} \frac{kT_i}{e}$ требуется приложить меньшее значение магнитного поля. На рис. 86 приводится рассчитанное по формуле (1.42) значение величины B_0 при котором $E_r = 0$, в зависимости от процентного соотношения концентрации ионов ксенона и электронов. Как видно, зависимость B_0 от $n_{\text{Xe}^+}^+ / n_e$ достаточно сильная.

Следует отметить, что с увеличением парциального давления ксенона, когда коэффициенты переноса начинают зависеть от концентрации атомов ксенона, B_0 резко увеличивается. Это объясняется тем, что подвижность ионов ксенона в собственном газе имеет низкое значение ($b_{\text{Xe}^+}^{\text{Xe}} = 0,58$ см²·В⁻¹·с⁻¹) [161]. Здесь все значения подвижностей приводятся для давления газа 760 Тор. На рис. 87 приводится рассчитанная с использованием формулы (1.44) зависимость величины B_0 от парциального давления ксенона. Расчет проводился для давления

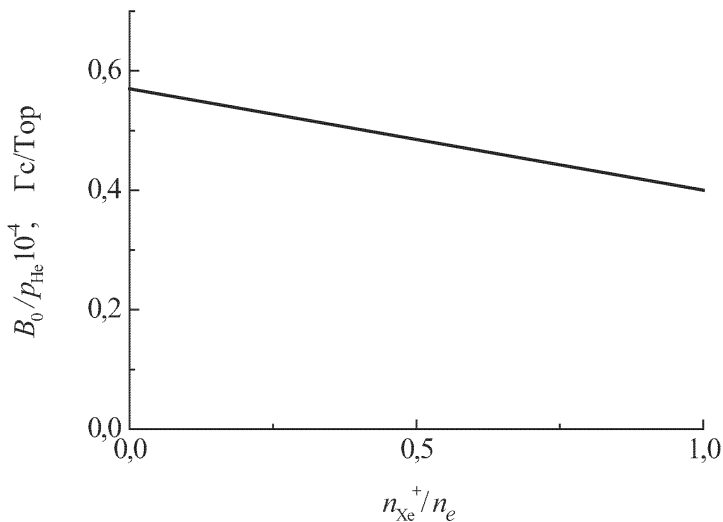


Рис. 86. Зависимость величины индукции магнитного поля B_0 , при которой радиальное электрическое поле обращается в ноль, от соотношения концентрации ионов примеси и электронов в разряде в He-Xe смеси; $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор.

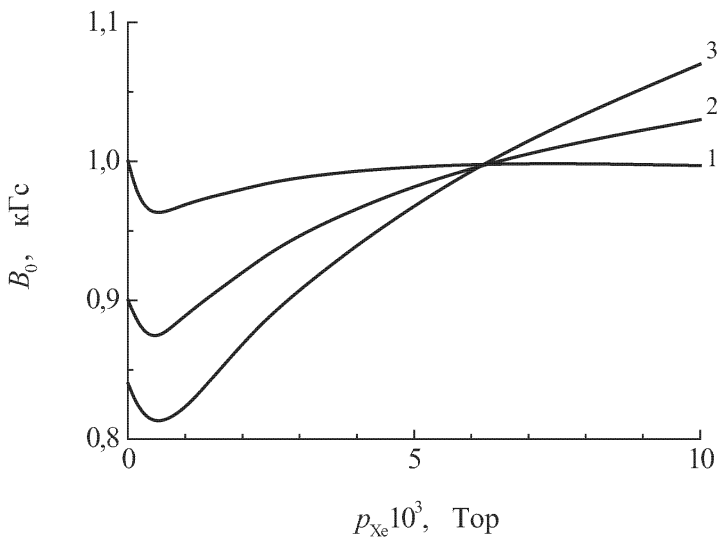


Рис. 87. Зависимость величины индукции магнитного поля B_0 , при которой радиальное электрическое поле обращается в ноль, от парциального давления ксенона в разряде в He-Xe смеси при $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор и различных соотношениях концентраций ионов примесного и основного газов $n_{\text{Xe}^+}/n_{\text{He}^+}$: 1 — 0,25; 2 — 1,0; 3 — 4,0.

гелия 0,2 Тор и трех соотношений концентраций ионов основного и примесного газов. Подвижность ионов гелия в ксеноне из литературных данных нам неизвестна. Поэтому она находилась из аппроксимации кривой зависимости подвижности ионов ксенона от массового числа атомов основного газа [259] в область $M = 2-4$ а.е.м. Как видно из рис. 87, небольшая добавка ксенона (около 10^{-3} Тор) приводит к уменьшению значения B_0 . С дальнейшим ростом p_{Xe} величина B_0 увеличивается. Таким образом, при наших условиях разряда достигается оптимальный вариант для перемены знака радиального электрического поля

Итак, можно заключить, что в продольном магнитном поле происходит существенное уменьшение E_r в плазме разряда. При условии, что $D_{e\perp} < D_{i\perp}$, величина разности потенциалов между осью и пристеночной областью плазмы может на порядок величины превышать значение kT_i/e , которое следует из (4.1). Присутствие легкоионизируемой примеси в количестве, при котором еще диффузия и дрейф ионов определяются свойствами основного газа, приводит к более быстрому спаду радиального электрического поля в зависимости от магнитного поля, чем в случае разряда в чистом гелии.

§ 4. Влияние магнитного поля на радиальное распределение концентрации атомов ксенона

Как было показано выше, в условиях эксперимента ФРЭЭ для электронов с энергией, превышающей порог неупругих ударов, не зависит от радиальной координаты. Наложение продольного магнитного поля резко уменьшает подвижность электронов в радиальном направлении и тем самым, как указано в [162], переводит разряд в локальный режим. Случаи перехода режима из нелокального в локальный при возрастании индукции магнитного поля экспериментально наблюдались в [163, 164]. При этом оказалось, что напряженность продольного электрического поля E_z сначала возрастает с ростом индукции магнитного поля, достигая максимума E_z^{\max} , положение которого слабо зависит от разрядного тока, а затем спадает. Уменьшение напряженности E_z в магнитном поле объясняется уменьшением коэффициента амбиполярной диффузии заряженных частиц поперек силовых линий магнитного поля. Возрастание же E_z , наблюдающееся при гораздо меньших значениях B , связывается с переходом к локальному режиму формирования ФРЭЭ по сечению трубки. Это условие локальности разряда для функции распределения имеет вид [162]

$$R > \frac{\varepsilon_1}{eE_z} \frac{\nu_d(\varepsilon_1)}{\omega_e},$$

где ν_d — частота столкновений для передачи импульса в неупругой области функции распределения электронов по энергиям.

Поскольку в наших экспериментах, как отмечалось выше, уже при $B = 0$ выполняется условие локальности, то в магнитном поле оно заведомо будет выполняться. Об этом же говорит тот факт, что зависимость E_z от B всегда (до критического значения B_{cr} , при котором начинается винтовая неустойчивость) имеет падающий характер. Отсутствие максимума в зависимости $E_z(B)$ в наших условиях служит признаком того, что изменение магнитного поля не меняет режима локальности разряда. Кроме того, непосредственные зондовые измерения ФРЭЭ показали постоянство ее вида по сечению разрядной трубки в условиях эксперимента.

Исследование влияния продольного магнитного поля на радиальный ход концентрации атомов ксенона в зависимости от внешних условий разряда проводилось в диапазоне давлений гелия 0,1–0,5 Тор, ксенона — $(1-50) \cdot 10^{-4}$ Тор и разрядного тока $i = 15-50$ мА. Из рис. 88, 89 видно, что в отсутствии магнитного поля большая часть атомов ксенона находится у стенок разрядной трубки. С наложением магнитного поля происходит уменьшение степени радиального разделения компонентов смеси, что хорошо согласуется с результатами расчетов, приведенными в § 1.7. Рис. 89 иллюстрирует зависимость радиального распределения концентрации атомов ксенона от величины магнитного поля при давлении $p_{\text{He}} = 0,5$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор и токе $i = 45$ мА (то есть по сравнению с условием на рис. 88 при прочих одинаковых параметрах разряда здесь разрядный ток имеет втрое большее значение). С ростом разрядного тока при $B = 0$ степень радиального перераспределения концентрации атомов примесного газа растет [30], тогда как величина $\omega_i \tau_i$ (где $\omega_i = eB/M_i$, $\tau_i = \lambda_i/v_i$; M_i , λ_i и v_i — соответственно масса, средняя длина свободного пробега и средняя хаотическая скорость ионов), определяющая влияние магнитного поля на перенос ионов к стенкам, практически не меняется. Поэтому при больших разрядных токах и максимально возможном в наших условиях значении $B = 750$ Гс отношение $n_{\text{Xe}}(0)/n_{\text{Xe}}(R)$ достаточно велико (рис. 89), то есть не происходит полного подавления радиального катафореза.

Рассмотрим влияние магнитного поля на те параметры разряда, которые определяют степень радиального катафореза. Стационарный уровень разделения компонентов смеси поддерживается за счет равенства потоков ионов ксенона на стенки и обратного потока атомов примеси в объем разряда. Тогда в предположении, что ионы не отражаются от стенок и не поглощаются ими, а только рекомбинируют на стенках, получаем уравнение баланса (1.52).

Поскольку $D_a \sim (1 + \omega_e \tau_e \omega_i \tau_i)^{-1}$ [1], то с увеличением индукции магнитного поля уменьшается поток ионов примеси на стенки разрядной трубки. Тогда, согласно (1.52), должна уменьшаться и величина градиента концентрации атомов ксенона, что и наблюдается в эксперименте.

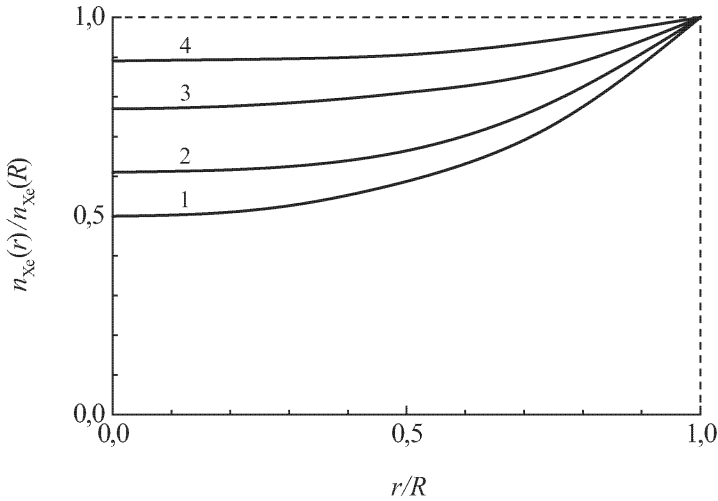


Рис. 88. Радиальное распределение концентрации атомов ксенона в основном состоянии в разряде в He-Xe смеси при $p_{He} = 0,5$ Тор, $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,015$ А для различных значений индукции магнитного поля B , Гс: 1 — 0; 2 — 250; 3 — 370; 4 — 750.

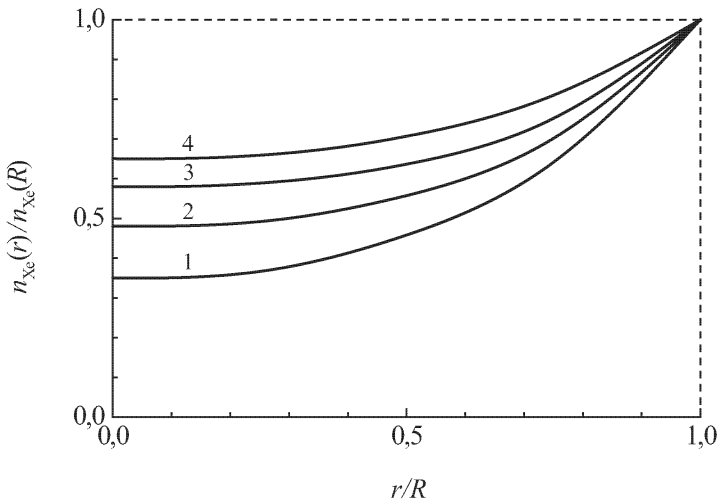


Рис. 89. Радиальное распределение концентрации атомов ксенона в основном состоянии в плазме разряда в He-Xe смеси при $p_{He} = 0,5$ Тор, $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,045$ А для различных значений индукции магнитного поля B , Гс: 1 — 0; 2 — 200; 3 — 500; 4 — 750.

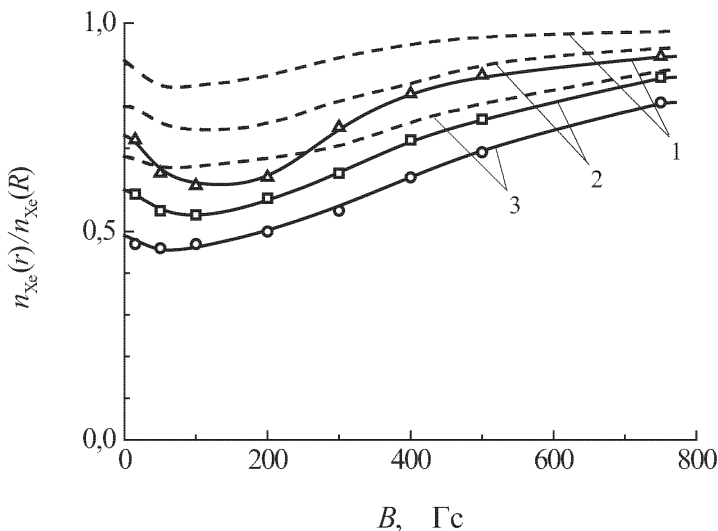


Рис. 90. Зависимость величины радиального разделения компонентов He-Xe смеси (точки — эксперимент, пунктирные кривые — расчет) от индукции магнитного поля при $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор и различных значениях разрядного тока i , А: 1 — 0,015; 2 — 0,03; 3 — 0,045.

Но такое монотонное уменьшение $n_{\text{Xe}}(0)/n_{\text{Xe}}(R)$ с ростом магнитного поля наблюдается не всегда. Так, при относительно малых давлениях гелия и разрядных токах в зависимости $n_{\text{Xe}}(0)/n_{\text{Xe}}(R)$ от B имеет место немонотонность (см. рис. 90, сплошные линии), то есть изменение магнитного поля от 0 до ~ 200 Гс вызывает рост радиального разделения смеси, и только при дальнейшем увеличении B величина разделения уменьшается.

Это объясняется тем, что в плазме, помещенной в магнитное поле, средняя энергия электронов падает с ростом B (см. рис. 91). По этой причине относительная доля ионов легкоионизируемой примеси возрастает по сравнению с ионами гелия. Это возрастание доли ионов ксенона, как показали измерения, происходит более интенсивно при малых магнитных полях и тем резче, чем меньше давление основного газа и величина разрядного тока. Поэтому в этих условиях, несмотря на то, что общий поток положительных ионов на стенки падает, поток ионов ксенона возрастает, что вызывает рост степени радиального разделения компонентов смеси.

На рис. 90 пунктирными линиями приводятся рассчитанные значения $n_{\text{Xe}}(0)/n_{\text{Xe}}(R)$ для соответствующих условий разряда. При этом использовалась теория радиального разделения смеси, учитывающая одновременно перераспределение концентрации легкоионизируемого газа вдоль трубки [7, 8]. Как видно, качественно ход экспериментальных

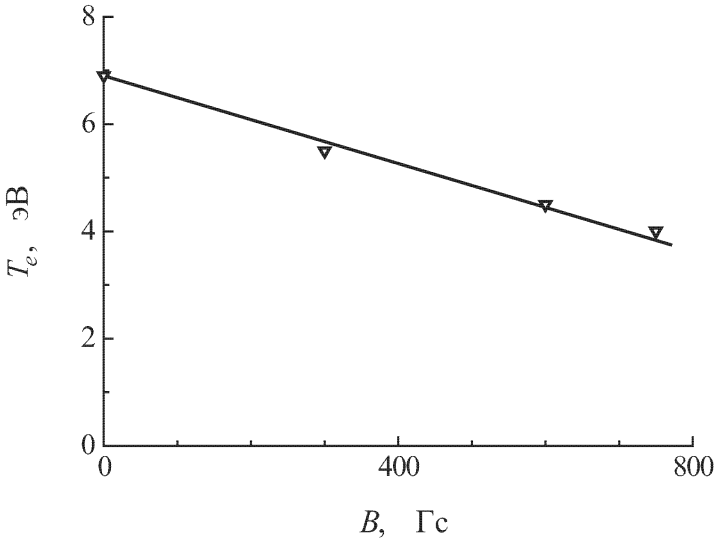


Рис. 91. Зависимость температуры электронов от индукции магнитного поля в плазме разряда в гелии при $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор и $i = 0,015$ А.

и расчетных кривых совпадает, хотя абсолютные значения последних значительно меньше.

Заметим, что, как было указано выше, в ряде работ наблюдалось превышение экспериментального значения степени разделения над теоретическими значениями в разряде в смеси He-Cd для радиального катафореза [113] и в смеси инертных газов для продольного катафореза [165, 166], по поводу которого у авторов нет единого мнения. Так авторы [113] полагают, что в смеси газов не выполняется закон Бланка, то есть даже малая добавка легкоионизируемого компонента (меньше 1%) начинает влиять на движение атомов примеси и притом намного сильнее, чем это следует из закона Бланка [161]. Поскольку коэффициент диффузии атомов примеси в собственном газе меньше, чем в основном газе [167], то это равносильно увеличению давления буферного газа. Поэтому параметр α (смотри выражение (1.51)) на самом деле оказывается больше, чем это следует из расчетов с учетом закона Бланка. Соответственно, и экспериментальное значение степени разделения компонентов смеси оказывается больше его рассчитанного значения для соответствующих условий разряда. Авторы же [165] утверждают, что при расчетах не учитывается вклад молекулярных ионов в перенос примеси. Тогда в уравнении (1.52) в правой части добавился бы член $-2D_{\text{Xe}_2^+}^a \frac{n_2^+}{n_e} \frac{dn_e}{dr}$, где n_2^+ и $D_{\text{Xe}_2^+}^a$ — концентрация и коэффициент амбиполярной диффузии молекулярных ионов ксенона.

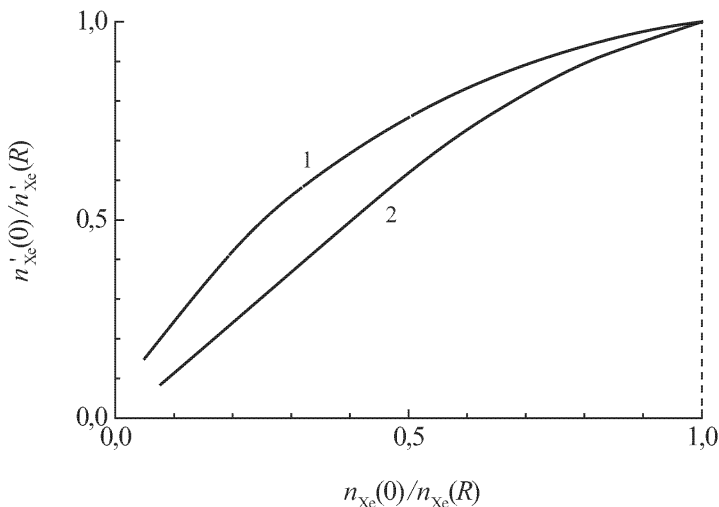


Рис. 92. Зависимость рассчитанной с учетом молекулярных ионов величины $n'_{Xe}(0)/n'_{Xe}(R)$ от величины разделения компонентов He-Xe смеси $n_{Xe}(0)/n_{Xe}(R)$ при $n_{Xe_2}^+(0)/n_{Xe}^+(0)$: 1 — 0,1; 2 — 0,2.

Поскольку подвижности атомарных и молекулярных ионов одного порядка величины [161], то рассчитанные с учетом молекулярных ионов значения $n'_{Xe}(0)$ меньше, чем без его учета (рис. 92). То есть, если принять во внимание присутствие в разряде наряду с атомарными ионами и молекулярных ионов, то степень радиального разделения компонентов смеси при расчетах окажется больше. Причем, это различие, как видно из рис. 92, становится сильнее с уменьшением величины $n_{Xe}(0)/n_{Xe}(R)$.

Таким образом, можно заключить, что описанный механизм действия магнитного поля на явление радиального катафореза в бинарной смеси газов правильно объясняет экспериментальные результаты.

§ 5. Радиальное распределение концентрации ионов примеси в разряде, помещенном в продольное магнитное поле

Как было показано в § 1.8 и § 3.2, вследствие радиального катафореза поперечное распределение ионов примеси может отличаться от распределения, описываемого функцией Бесселя. С другой стороны, как показали измерения (см. § 4.4), с помощью продольного магнитного поля можно управлять радиальным распределением концентрации атомов примеси. Естественно, представляет интерес изучение влияния

магнитного поля на радиальное распределение ионов примеси $n_{X_e}^+(r)$ в аналогичных условиях разряда.

Однако необходимо иметь в виду, что методика зондовых измерений концентрации ионов в том виде, в котором она описана в § 1.4, в магнитоактивной плазме неприменима. Основной причиной тому является так называемый эффект стока электронов на зонд [168, 169]. Явление стока состоит в том, что диффузия электронов из невозмущенных областей плазмы не успевает компенсировать потери зарядов на зонд в его окрестности. Это особенно сильно выражено в магнитном поле, которое сводит движение электронов по существу к одномерному движению вдоль силовых линий магнитного поля. В этом случае можно использовать интегральное уравнение, описывающее электронный ток на зонд [170],

$$i(e\varphi) = \frac{2\pi en_e S}{m^2} \int_{e\varphi}^{\infty} \frac{f(\varepsilon)(\varepsilon - e\varphi) d\varepsilon}{1 + \delta \left(1 - \frac{e\varphi}{\varepsilon}\right)}, \quad (4.14)$$

где S — площадь поверхности зонда, φ — потенциал зонда относительно плазмы, $f(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергиям, δ — параметр стока, равный [170],

$$\delta = \frac{3}{4} \frac{a}{\lambda_e} \left(1 + \omega_e^2 \tau_e^2\right) \ln \left(1 + \frac{a}{a\sqrt{1 + \omega_e^2 \tau_e^2} + \lambda_e}\right). \quad (4.15)$$

Здесь a — радиус зонда, λ_e — длина свободного пробега электронов. Уравнение (4.14) легко преобразуется в уравнение Фредгольма I-го рода

$$i(e\varphi) = C \int_0^b k(e\varphi, \varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (4.16)$$

где C — константа, $0 \leq \varepsilon \leq b$, $0 \leq e\varphi \leq d$, $k(e\varphi, \varepsilon)$ — подынтегральное выражение в (4.16), называемое ядром уравнения. Нахождение решения уравнения (4.16) по известным значениям $i(e\varphi)$ и $k(e\varphi, \varepsilon)$ относится к классу некорректных задач, и для решения его используется метод регуляризации А.Н. Тихонова [106–108, 119–121]. Выделение электронного тока из полного тока на зонд осуществлялось из аппроксимации ионного тока в виде, предложенном авторами работы [136],

$$i_i(e\varphi) = i_i(0) (1 + C\varphi^\beta), \quad (4.17)$$

где

$$i_i(0) = \frac{n_e e S}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}. \quad (4.18)$$

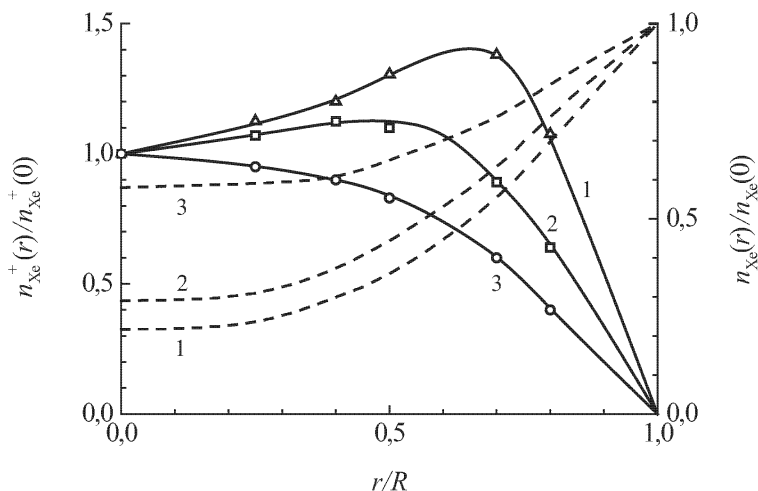


Рис. 93. Радиальное распределение концентрации ионов (сплошные кривые) и атомов в основном состоянии (пунктирные кривые) примесного газа при $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор и $i = 0,045$ А для различных значений индукции магнитного поля B , Гс: 1 — 0; 2 — 450; 3 — 750.

На рис. 93 приводится радиальное распределение концентрации ионов примесного газа при $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор и $i = 45$ мА для различных значений магнитного поля. В отсутствии магнитного поля, как видно из рисунка, на оси разрядной трубки в радиальном распределении концентрации ионов ксенона наблюдается провал, что свидетельствует о достаточно большой степени поперечного разделения смеси. С включением магнитного поля и дальнейшим его увеличением максимум в радиальном распределении концентрации ионов ксенона постепенно сдвигается к оси, и профиль $n_{\text{Xe}}^+(r)$ стремится к бесселевскому распределению. На этом же рисунке показано радиальное распределение концентрации атомов ксенона, полученное расчетным путем из (1.50), для соответствующих условий разряда. Параметр α , необходимый для расчета, находился из выражения (1.55) путем сопоставления расчетного и экспериментально полученного распределений концентрации ионов ксенона по сечению разрядной трубки.

Измерения поперечного профиля $n_{\text{Xe}}^+(r)$ при наложении магнитного поля производились и при других параметрах разряда. На рис. 94 приводится радиальное распределение концентрации ионов ксенона при $p_{\text{He}} = 0,5$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор и $i = 45$ мА в зависимости от магнитного поля (то есть при прочих одинаковых параметрах давление гелия в 2,5 раза больше, чем p_{He} в условиях, соответствующих рис. 93). Рост давления основного газа при $B = 0$, как было показано выше, приводит

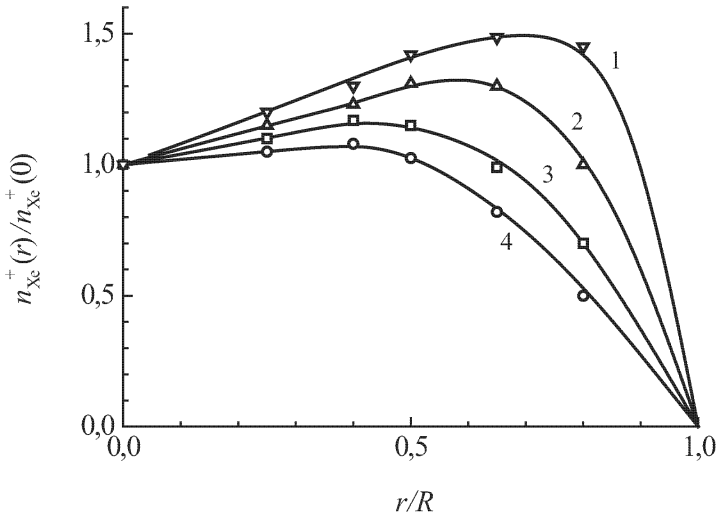


Рис. 94. Радиальное распределение концентрации ионов примесного газа при $p_{He} = 0,5$ Тор, $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор и $i = 0,045$ А для различных значений индукции магнитного поля B , Гс: 1 — 0; 2 — 450; 3 — 600; 4 — 750.

к возрастанию степени радиального перераспределения концентрации атомов примеси, то есть Λ_{ef} уменьшается (рис. 19). Наложение магнитного поля в этом случае сказывается слабее на изменение профиля $n_{Xe}^+(r)$, поскольку параметр $\omega\tau$, определяющий влияние магнитного поля, уменьшается с ростом давления гелия.

При малых разрядных токах и давлениях основного газа, как показали измерения, изменение магнитного поля от 0 до ~ 200 Гс приводит к уменьшению Λ_{ef} (рис. 95). Такое поведение $\Lambda_{ef}(B)$ в этих условиях согласуется с ходом $n_{Xe}(0)/n_{Xe}(R)$ в зависимости от B при аналогичных условиях (см. рис. 82 § 4.4).

Рис. 96 иллюстрирует для условий разряда, соответствующих рис. 95, зависимость отношения потоков ионов примеси на стенку в магнитном поле и без него, полученную из выражения (1.44):

$$\frac{j(B)}{j(0)} = \frac{1}{1 + \omega_e \tau_e \omega_i \tau_i} \frac{n_{Xe}^+(B, r)}{n_{Xe}^+(0, r)} \Big|_{r \rightarrow R}. \quad (4.19)$$

Видно, что при малых разрядных токах с увеличением магнитного поля приблизительно до 100 Гс поток ионов ксенона $j(B)$ возрастает по сравнению с потоком $j(0)$ в отсутствии магнитного поля. Такое поведение $j(B)$ определяется тем, что при малых магнитных полях с увеличением B концентрация ионов ксенона растет быстрее, чем уменьшается коэффициент амбиполярной диффузии ионов примеси

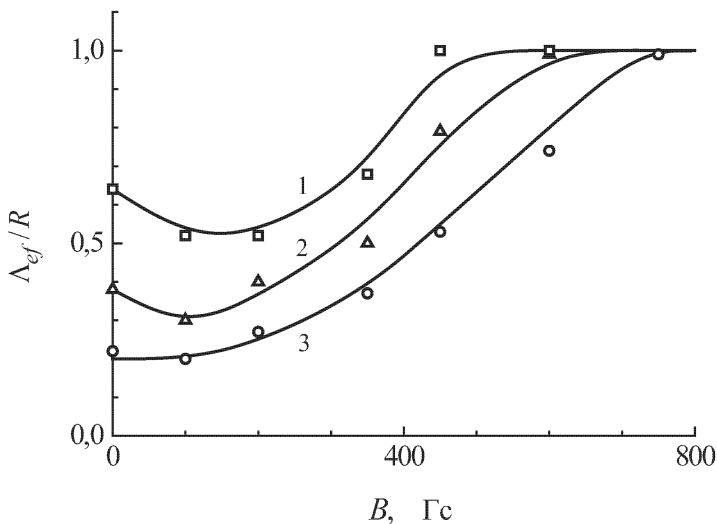


Рис. 95. Зависимость эффективной диффузионной длины Λ_{ef} от индукции магнитного поля в разряде в He-Xe смеси при $p_{\text{He}} = 0,5$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор и различных значений разрядного тока i , А: 1 — 0,015; 2 — 0,03; 3 — 0,045.

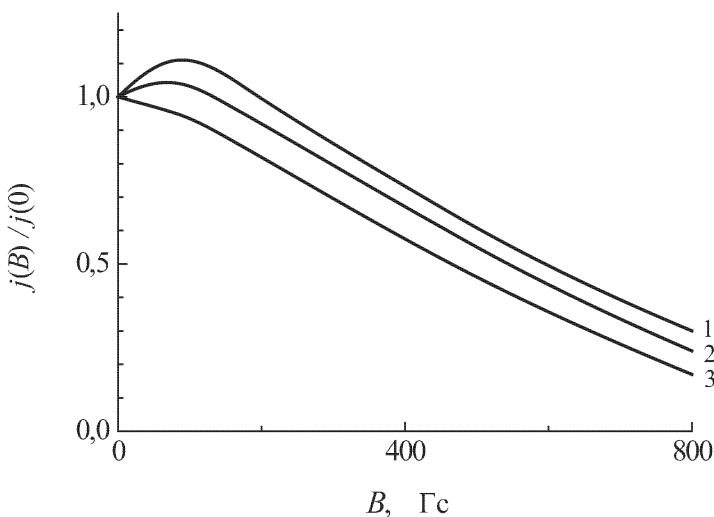


Рис. 96. Зависимость отношения потоков ионов примеси на стенку разрядной трубки от магнитного поля в He-Xe смеси при $p_{\text{He}} = 0,2$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор и различных значениях разрядного тока i , А: 1 — 0,015; 2 — 0,03; 3 — 0,045.

поперек оси трубки. Это приводит к возрастанию степени радиального катафореза и соответственно — к уменьшению Λ_{ef} . С дальнейшим ростом индукции B магнитного поля в выражении (4.19) начинает преобладать уменьшение первого множителя над увеличением второго, в результате чего величина $j(B)$ падает, то есть происходит уменьшение степени радиального разделения компонентов смеси, а как следствие этого, рост величины Λ_{ef} .

§ 6. Влияние магнитного поля на поперечное распределение атомов $\text{Xe}(^3P_2)$

Эксперименты по изучению влияния магнитного поля на радиальное распределение концентрации метастабильных атомов ксенона проводились в импульсном разряде при давлении гелия 0,2–1,0 Тор, ксенона — 10^{-3} – 10^{-2} Тор и разрядном токе — 0,05–1,5 А. На рис. 97 приводится радиальное распределение концентрации метастабильных атомов ксенона в состоянии 3P_2 в конце импульса длительностью 200 мкс в условиях, когда радиальное распределение компонентов смеси уже установилось. Как следует из рисунка, в отсутствии магнитного поля профиль концентрации метастабильных атомов ксенона по радиусу сильно отличается от бесселевского. Наложение магнитного поля приводит к тому, что распределение $n_m^{\text{Xe}}(r)$ приближается к функции Бесселя.

Рассмотрим стационарное уравнение баланса для концентрации атомов $\text{Xe}(^3P_2)$:

$$D_m \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_m^{\text{Xe}}(r)}{\partial r} \right) - z_{mk} n_e(r) n_m^{\text{Xe}}(r) + z_{0m} n_e(r) n_{\text{Xe}}(r) = 0. \quad (4.20)$$

Обозначения физических величин те же, что и в уравнении (3.10). Так как времена достижения стационарного уровня степени продольного и радиального катафореза относятся как $(L/R)^2$, где L и R — длина и радиус разрядной трубки соответственно, то за $t \sim 200$ мкс установится стационарный уровень поперечного разделения компонентов смеси, тогда как аксиальное перераспределение концентрации легкоионизируемой примеси не произойдет. Тогда уравнение (4.20) можно дополнить условием постоянства средней концентрации нормальных атомов ксенона \bar{n}_{Xe} по сечению трубки:

$$\bar{n}_{\text{Xe}} = \frac{2}{R} \int_0^R n_{\text{Xe}}(r) r dr = \text{const}. \quad (4.21)$$

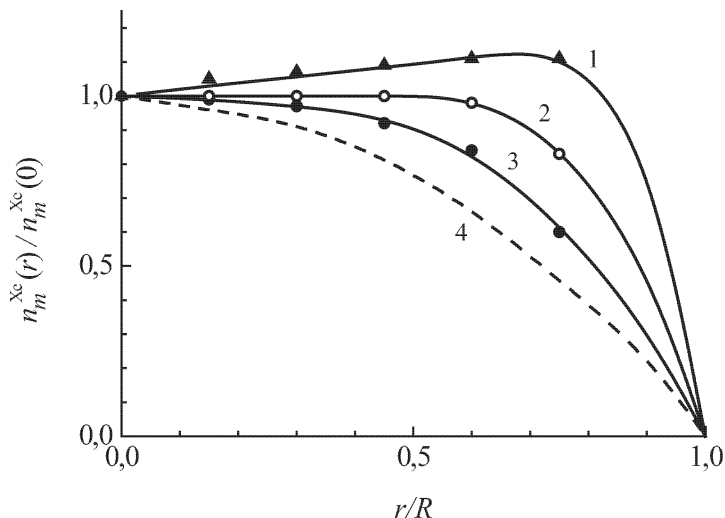


Рис. 97. Влияния магнитного поля на радиальное распределение концентрации метастабильных атомов ксенона в состоянии 3P_2 в конце импульса длительностью $\tau = 200$ мкс при $p_{\text{He}} = 0,4$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,5$ А. Индукция магнитного поля B , Гс: 1 — 0; 2 — 300; 3 — 600. Пунктирная кривая (4) — функция Бесселя.

Перейдем к безразмерному параметру $x = r/R$. После аппроксимации $n_m^{\text{Xe}}(r)$ в виде ряда по степеням x

$$n_m^{\text{Xe}}(r) = n_m^{\text{Xe}}(0) \left(1 + a_1 x^2 + b_1 x^4 \right) \quad (4.22)$$

и подстановки (4.22) в уравнение (4.20), находим коэффициент a_1 :

$$a_1 = \frac{R^2 n_e(0)}{4D n_m^{\text{Xe}}(0)} [z_{mk} n_m^{\text{Xe}}(0) - z_{0m} n_{\text{Xe}}(0)]. \quad (4.23)$$

С использованием граничного условия $n_m^{\text{Xe}}(R) = 0$ находим: $b_1 = -1 - a_1$. Зная коэффициенты a_1 и b_1 , по формуле (4.22) можно рассчитать радиальное распределение концентрации метастабильных атомов ксенона в состоянии 3P_2 в зависимости от условий эксперимента. На рис. 98 приводятся рассчитанные зависимости профиля концентрации метастабильных атомов по радиусу от значения a_1 .

Из выражений (4.22) и (4.23) следует критерий появления провала на оси трубки в распределении $n_m^{\text{Xe}}(r)$:

$$z_{mk} n_m^{\text{Xe}}(0) > z_{0m} n_{\text{Xe}}(0). \quad (4.24)$$

Как видно из (4.24), при прочих неизменных условиях разряда направление знака неравенства зависит от значения концентрации атомов ксенона на оси разрядной трубки $n_{\text{Xe}}(0)$. Например,

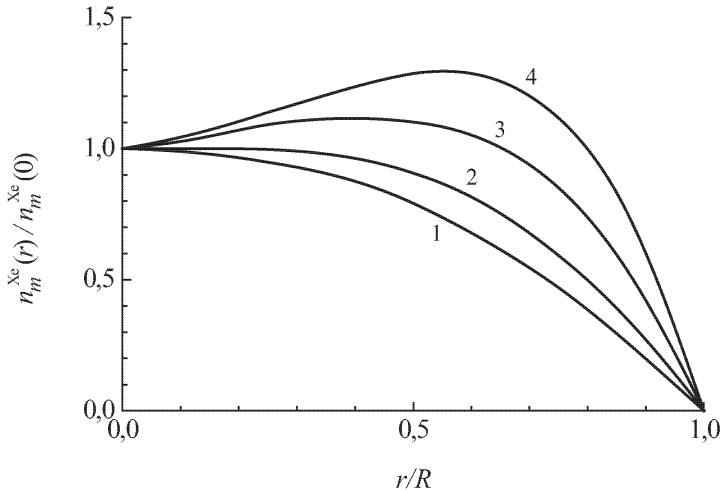


Рис. 98. Рассчитанные зависимости профиля концентрации метастабильных атомов ксенона в состоянии 3P_2 по радиусу от значения a_1 : 1 — -1 ; 2 — 0 ; 3 — 1 ; 4 — 2 .

в условиях, соответствующих рис. 97, при допущении, что отсутствует радиальное разделение компонентов смеси, то есть при условии $n_{Xe}(r) = \bar{n}_{Xe} = \text{const}$, коэффициент a_1 , оказывается равным $a_1 = -0,6$, и радиальный ход $n_m^{Xe}(r)$ близок к функции Бесселя (см. рис. 97, пунктирная кривая 4). Однако из-за катафореза $n_{Xe}(0) < \bar{n}_{Xe}$, вследствие чего $a_1 > 0$. Поэтому максимум в $n_m^{Xe}(r)$ сдвинут ближе к стенкам разрядной трубки. Наложение магнитного поля, как видно, существенно меняет характер распределения $n_m^{Xe}(r)$, приближая его к бесселевскому распределению. Это следует из того, что вследствие уменьшения степени радиального разделения компонентов смеси концентрация атомов ксенона на оси растет. Поэтому значение a_1 уменьшается.

Таким образом, то обстоятельство, что с помощью продольного магнитного поля можно управлять степенью радиального разделения компонентов смеси, отражается и на ходе концентрации метастабильных атомов ксенона: становится возможной перестройка радиального распределения концентрации атомов и в метастабильных состояниях.

§ 7. Влияние продольного магнитного поля на динамику радиального катафореза

Исследования радиального распределения концентрации атомов ксенона в основном состоянии в различные моменты времени импульса разрядного тока проводились по описанной в Главе 1 методике

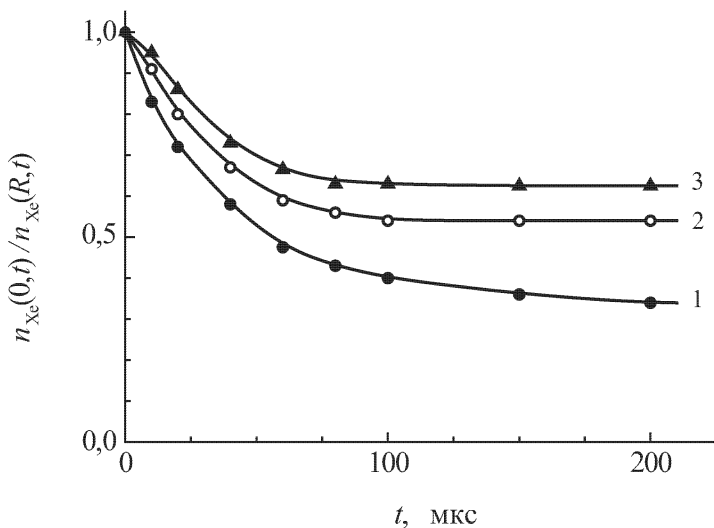


Рис. 99. Временной ход степени разделения компонентов He-Xe смеси при $p_{He} = 0,5$ Тор, $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,2$ А и различных значениях индукции магнитного поля B , Гс: 1 — 0; 2 — 400; 3 — 750.

в разрядной трубке диаметром 2,5 см и длиной 60 см при давлениях гелия 0,2–0,5 Тор, ксенона — 10^{-3} – 10^{-2} Тор и разрядном токе 0,05–1,0 А.

На рис. 99 приводится временной ход зависимости величины $n_{Xe}(0,t)/n_{Xe}(R,t)$ при $p_{He} = 0,5$ Тор, $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор, $i = 200$ мА для различных значений индукции магнитного поля. Как видно, в отсутствии магнитного поля в стационарной фазе разряда степень радиального разделения компонентов смеси велика. С наложением магнитного поля степень радиального разделения уменьшается, что наблюдалось и в стационарном разряде. Не совсем понятными, на первый взгляд, получаются временные зависимости радиального разделения от магнитного поля. Поскольку перенос примеси к стенкам осуществляется амбиполярным потоком, то из-за уменьшения коэффициента амбиполярной диффузии время достижения стационарного уровня радиального разделения компонентов смеси должно расти с увеличением величины индукции магнитного поля, так как время $t_{st} \sim t_a \sim 1/D_a \sim (1 + \omega_e \tau_e \omega_i \tau_i)$. Однако, из экспериментов следует обратное, то есть время t_{st} в магнитном поле уменьшается. Причиной этого является влияние молекулярных ионов ксенона, образующихся в разряде, так как их поток ускоряет процесс переноса примеси к стенкам разрядной трубки.

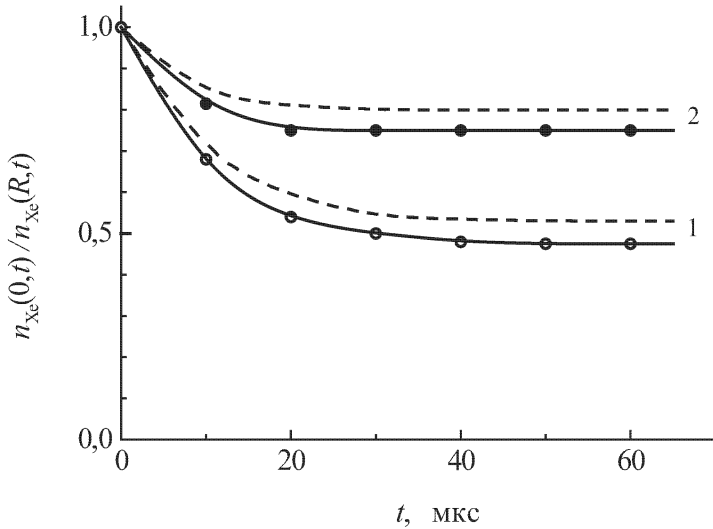


Рис. 100. Временной ход (точки — эксперимент, пунктир — расчет) степени разделения компонентов He-Xe смеси при $p_{He} = 0,25$ Тор, $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор, $i = 0,15$ А и различных значений индукции магнитного поля B , Гс: 1 — 0; 2 — 500.

Рассмотрим нестационарное уравнение баланса для атомов ксенона в основном состоянии:

$$\frac{\partial n_{Xe}(r, t)}{\partial t} = D \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_{Xe}(r, t)}{\partial t} \right) - z(t) n_e(r, t) n_{Xe}(r, t) - k_p n_m^{He}(r, t) n_{Xe}(r, t) + \alpha_D n_{Xe_2}^+(r, t) n_e(r, t) - \frac{n_{Xe_2}^+}{\tau_a}. \quad (4.25)$$

С учетом того, что при отсутствии продольного катафореза средняя концентрация атомов ксенона по сечению трубки

$$\bar{n}_{Xe} = \frac{2}{R} \int_0^R n_{Xe}(r) r dr \quad (4.26)$$

остаётся постоянной, уравнение (4.26) для концентрации атомов ксенона в центре разрядной трубки при учете выражения (4.26) запишется в виде

$$\frac{\partial n_{Xe}(r, t)}{\partial t} = \frac{8D}{R^2} \bar{n}_{Xe} - n_{Xe}(0, t) \left[\frac{8D}{R^2} + z n_e(0, t) + k_p n_m^{He}(0) \right] + \alpha_D n_{Xe_2}^+(0, t) n_e(r, t) - \frac{n_{Xe_2}^+}{\tau_a}. \quad (4.27)$$

На рис. 100 приводятся экспериментальные (сплошные кривые) и рассчитанные по формуле (4.27) (пунктирные кривые) значения $\frac{n_{Xe}(0, t)}{n_{Xe}(R, t)}$ в зависимости от времени для различных значений индукции B магнитного поля. Как видно, наблюдается достаточно хорошее согласие экспериментальных данных и рассчитанных при учете вклада молекулярных ионов ксенона зависимостей, что подтверждает значительную роль молекулярных ионов ксенона в процессе переноса примеси к стенкам разрядной трубки.

Глава 5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ

Константы скоростей ряда элементарных процессов можно определить, изучая законы релаксации метастабильных атомов и заряженных частиц в послесвечении. Дело в том, что в плазме послесвечения элементарные процессы могут быть «разрешены» во времени, тогда как в стационарном разряде или в активной фазе импульсного разряда одновременно протекает большое количество процессов. Однако изучение послесвечения плазмы представляет известные трудности и требует применения специфических методов исследования.

§ 1. Методы исследования параметров распадающейся плазмы

Для изучения законов гибели электронов и метастабильных атомов в послесвечении использовалась установка, позволяющая определить $n_e(t)$ и $n_m(t)$ в различные моменты времени после окончания импульса разрядного тока. Для этого был собран еще один модулятор, вырабатывающий импульс напряжения прямоугольной формы. Схема установки позволяла плавно изменять в широком диапазоне (от 0 до 5 мс) задержку импульса второго модулятора относительно заднего фронта импульса первого модулятора.

Концентрация электронов в распадающейся плазме определялась по методу, предложенному в [171]. На электроды разрядной трубки наряду с основным электрическим импульсом, поджигающим разряд, подавался второй импульс напряжения с малой амплитудой. Усредненное по объему значение электронной концентрации \bar{n}_e связано с силой тока i в зондирующем импульсе:

$$\bar{n}_e = \frac{i}{\pi R^2 e \bar{v}_{др}}, \quad (5.1)$$

где R — радиус разрядной трубки, $\bar{v}_{др}$ — дрейфовая скорость электронов.

Экспериментально измерялись напряженность электрического поля E_2 и сила тока i_2 во втором импульсе при различных задержках его относительно заднего фронта первого импульса. Зная величину E_2 ,

и используя зависимость $\bar{v}_{др} = f(E/p)$ [172], можно найти скорость дрейфа $\bar{v}_{др}$, а по формуле (5.1) и значение \bar{n}_e .

Временной ход концентрации электронов в стадии распада плазмы после первого импульса измерялся при подаче на разрядную трубку второго импульса напряжения длительностью 3 мкс. Электрическое поле в плазме в этот момент времени измерялось по разности плавающих потенциалов двух зондов Ленгмюра, а сила тока — с помощью безындукционного сопротивления ТВО ($R = 15$ Ом). Проведя измерения величин E_2 и i_2 при различных задержках второго импульса относительно первого и используя формулу (5.1), можно найти закон релаксации $n_e(t)$ в стадии послесвечения.

Амплитуда второго импульса выбиралась такой, чтобы не вызывать дополнительной ионизации и возбуждения. Для проверки отсутствия дополнительной ионизации на разрядную трубку подавался третий импульс, следующий сразу же за вторым, и регистрировался ток i_3 . Тот факт, что сила тока i_3 не зависела от того, прикладывался ли к разрядной трубке второй импульс или нет, указывает на отсутствие во время действия второго импульса дополнительной ионизации. Наложение второго импульса не вызывало также и высвечивания линий гелия с длиной волны $\lambda = 587,5$ нм, что связано с отсутствием процессов возбуждения при подаче на трубку зондирующего импульса.

Измерения временного хода концентрации метастабильных атомов в послесвечении проводились методом поглощения двумя способами: либо методом одного зеркала за трубкой, либо методом двух идентичных трубок. В первом случае концентрация $n_m(t)$ измерялась по начальному участку второго импульса, когда влияние его на заселенность метастабильного состояния практически еще не сказывается. Изменяя время задержки второго импульса относительно первого, можно определить закон разрушения метастабильных состояний в стадии распада плазмы. Во втором случае использовался метод просвечивания исследуемой разрядной трубки в различные моменты стадии послесвечения излучением от второй разрядной трубки, расположенной за первой. В случае одинаковых условий (давление газа, разрядный ток, размеры трубок) контуры излучения и поглощения в обеих трубках будут иметь один и тот же вид.

Установка позволяла плавно перемещать запускающий импульс второго модулятора относительно заднего фронта первого импульса. Селекторный импульс был жестко синхронизован с определенным моментом времени запускающего импульса и мог быть настроен на передний фронт импульса свечения, возникающего при вторичном пробое, что позволяло определить $n_m(t)$ в послесвечении по методу одного зеркала за разрядной трубкой. Когда использовался метод двух идентичных трубок, селекторный импульс синхронизировался с определенным моментом времени импульса свечения от просвечивающей трубки. Регистрация производилась на самописце, позволяющем изменять скорость записи в широких пределах, что давало возможность регистрировать

в необходимом масштабе выбранные для исследования интервалы времени в стадии распада плазмы.

При определении концентрации метастабильных атомов по измененному коэффициенту поглощения спектральных линий необходимо проводить исследования контуров спектральных линий. В случае доплеровского профиля ширина спектральной линии $\Delta\nu_D$ связана с температурой атомов газа T_g следующим соотношением:

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2 \ln 2 RT_g}{M}} = 7,16 \cdot 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T_g}{M}}, \quad (5.2)$$

где ν_0 — частота, соответствующая центру линии; M — атомный вес; R — универсальная газовая постоянная.

Запись контуров спектральных линий производилась с помощью прибора высокой разрешающей силы — сканирующего интерферометра Фабри–Перо [173]. В эксперименте сканирование интерференционной картины осуществлялось изменением давления азота в барокамере интерферометра.

Контурные спектральных линий в наших условиях представляют собой свертку гауссовского и лоренцовского профилей. Полную лоренцовскую ширину $\Delta\nu_L$ можно представить в виде

$$\Delta\nu_L = \Delta\nu_e + \Delta\nu_{R_0} + \Delta\nu_p, \quad (5.3)$$

где $\Delta\nu_e$ — естественная ширина линии; $\Delta\nu_{R_0}$ — ширина аппаратной функции интерферометра; $\Delta\nu_p$ — ширина линии, обусловленная соударениями. При используемых в эксперименте давлениях и разрядных токах величинами $\Delta\nu_e$ и $\Delta\nu_p$ можно пренебречь. Величина $\Delta\nu_{R_0}$ при аппаратной функции Эри [173] равна

$$\Delta\nu_{R_0} = \frac{c}{2L} \frac{1 - R_0}{\pi R_0^{1/2}}, \quad (5.4)$$

где c — скорость света; R_0 — коэффициент отражения зеркал; L — расстояние между зеркалами интерферометра.

Полную гауссовскую ширину $\Delta\nu_G$ можно записать в виде:

$$\Delta\nu_G^2 = \Delta\nu_D^2 + \Delta\nu_0^2 + \Delta\nu_H^2, \quad (5.5)$$

где $\Delta\nu_D$ — доплеровская ширина; $\Delta\nu_0$ — аппаратная ширина диафрагмы; $\Delta\nu_H$ — аппаратное уширение интерферометра, связанное с неровностью поверхности зеркал и неточностью юстировки. Эта последняя величина не может быть рассчитана, поэтому экспериментально (диафрагмированием) добивались устранения этого уширяющего эффекта. Аппаратная ширина диафрагмы оценивалась по формуле

$$\Delta\nu_0 = \frac{c}{8\lambda} \frac{d^2}{f^2}, \quad (5.6)$$

где d — диаметр диафрагмы; f — фокусное расстояние объектива, фокусирующего интерференционную картину на щель монохроматора.

Обработка записанных контуров и выделение доплеровской полуширины производились по методу Баллика [174], так как в нашем случае крылья соседних порядков интерференции накладывались.

§ 2. Определение коэффициентов диффузии метастабильных атомов

2.1. Выбор условий эксперимента. Коэффициенты диффузии метастабильных атомов определялись при исследовании временного хода концентрации атомов в метастабильных состояниях в послесвечении. В том случае, если единственной причиной гибели возбужденных частиц является их диффузия к стенкам разрядной трубки, скорость изменения концентрации этих частиц подчиняется второму закону Фика [175]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla (D \nabla n), \quad (5.7)$$

где n — концентрация возбужденных атомов; D — коэффициент их диффузии к стенкам разрядной трубки.

В силу того, что уравнение диффузии представляет собой дифференциальное уравнение второго порядка, в его общее решение будут входить две произвольные постоянные интегрирования, которые определяются из граничных условий и других физических соображений. В задачах такого рода обычно считается, что концентрация возбужденных частиц конечна всюду в объеме и равна нулю на стенках трубки. Кроме того, полагается, что плотность возбужденных частиц мала по сравнению с плотностью атомов в основном состоянии, и коэффициент диффузии является постоянной величиной. В этом случае общее решение уравнения (5.7) для цилиндра радиуса R и высотой L имеет вид

$$n(r, z, t) = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} G_{ij} J_0(\alpha_i r) \cos\left(\frac{2j-1}{L} \pi z\right) \exp\left\{-\frac{t}{\tau_{ij}}\right\}, \quad (5.8)$$

где G_{ij} — постоянная интегрирования; $J_0(\alpha_i r)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Диффузионная длина Λ_{ij} находится из соотношения

$$\frac{1}{\Lambda_{ij}^2} = \alpha_i^2 + \left[\frac{2j-1}{L} \pi\right]^2, \quad (5.9)$$

где $\alpha_i R$ — i -ый корень функции $J_0(\alpha_i r)$.

В том случае, если начальное распределение соответствует собственной функции диффузионной задачи, от ряда остается один член, и мы получаем решение, соответствующее наинизшей (основной) моде:

$$n(r, z, t) = G_{11} J_0 \left(\frac{2,405}{R} r \right) \cos \left(\frac{\pi}{L} z \right) \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_{11}} \right\}, \quad (5.10)$$

где

$$\frac{1}{D\tau_{11}} = \frac{1}{\Lambda_{11}^2} = \left(\frac{2,405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{L} \right)^2.$$

Таким образом, по измеренной постоянной времени распада заселенности возбужденных состояний можно по формуле (5.10) определить коэффициент диффузии возбужденных атомов в том случае, если начальное распределение по радиусу возбужденных частиц будет бесслевским.

Все эти рассуждения проводились в предположении, что единственной причиной гибели частиц является диффузия их к стенкам разрядной трубки. Однако наряду с диффузией к стенкам существенную роль играет тушение возбужденных атомов электронами и атомами. Тогда постоянная времени распада возбужденных атомов будет иметь следующий вид:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{D}{\Lambda^2} + k_0 n_0 + k_e n_e, \quad (5.11)$$

где k_0 и k_e — константы скоростей объемных процессов дезактивации при столкновениях с атомами и электронами соответственно. Поэтому в каждом конкретном случае необходимо провести анализ влияния объемных потерь на распад метастабильных состояний.

Еще одним источником ошибки при определении коэффициента диффузии возбужденных атомов может быть неполная гибель их на стенках разрядной трубки. Отражение метастабильных атомов от стенок увеличивает характеристическую диффузионную длину, а это, в свою очередь, ведет к завышению коэффициента диффузии. В работе [176] приведены результаты вычисления поправки к диффузионной длине, связанные с отражением метастабильных атомов от стенок, для давления газа 1 Тор, температуры газа 300 К и разрядной трубки радиусом 1 см, причем с увеличением давления газа и геометрических размеров трубки эта поправка уменьшается. По оценкам, в условиях нашего эксперимента отражением метастабильных атомов $\text{He}(2^3S)$, $\text{Ne}(^3P_2)$ и $\text{Xe}(^3P_2)$ от стенок разрядной трубки можно пренебречь.

При измерении коэффициента диффузии метастабильных атомов ксенона появляются дополнительные трудности, связанные с сильной поперечной неоднородностью в распределении основного состояния ксенона. Существование этой неоднородности приводит к тому, что и метастабильные атомы ксенона распределены гораздо шире бесслевского контура, а при больших степенях разделения смеси концентрация метастабильных атомов ксенона в приосевых областях ниже,

чем в областях, примыкающих к стенкам трубки. Для того чтобы уменьшить вклад высших диффузионных мод в изменение концентрации метастабильных атомов ксенона в послесвечении, измерения следует проводить при условиях, когда степень поперечного разделения смеси минимальна.

Все вышеперечисленные процессы могут привести к отличному от бесселевского начальному распределению частиц. В работе [177] указывается, что при пространственном распределении частиц, не отвечающем одномодовому режиму, высшие диффузионные моды могут играть значительную роль, и пренебрежение ими, особенно в ранней стадии распада, может привести к ошибке в оценке скорости ухода частиц на порядки величин. Однако высшие диффузионные моды спадают значительно быстрее, чем первая диффузионная мода, и для

времен, больших, чем $\tau_{11} = \left(\frac{R}{2,405}\right)^2 \frac{1}{D}$, скорость распада концен-

трации частиц будет соответствовать скорости распада первой моды. К этому времени и радиальные распределения частиц будут отвечать основной диффузионной моде. Поэтому определять коэффициенты диффузии метастабильных атомов следует, по возможности, в позднем послесвечении.

2.2. Температурная зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов He(2^3S) в собственном газе. Коэффициент диффузии метастабильных атомов He(2^3S) в чистом гелии определялся при давлениях 0,08–0,2 Тор, разрядных токах 0,05–0,10 А, в трубках диаметрами 2, 3 и 5 см. По оценкам, при таких условиях в распадающейся гелиевой плазме релаксация метастабильного состояния за счет столкновений с электронами (удары второго рода и ступенчатые процессы) происходит за времена $\tau_{me} \approx 10^{-1} - 10^{-2}$ с. Время релаксации при взаимодействии двух метастабилей гелия равно $\tau_{mm} \approx (1-5) \cdot 10^{-3}$ с. Тогда как время релаксации за счет диффузии $\tau_{D_m} \approx (1-4) \cdot 10^{-4}$ с. Отсюда видно, что в условиях эксперимента в чистом гелии гибель метастабильных атомов 2^3S гелия за счет объемных процессов дезактивации пренебрежимо мала по сравнению с диффузионным уходом их к стенкам разрядной трубки.

На рис. 101 приведены временные зависимости в полулогарифмическом масштабе концентрации метастабильных атомов He(2^3S) в послесвечении для различных давлений гелия в трубке диаметром 3 см. Видно, что при этих условиях распад концентрации метастабильных атомов носит чисто экспоненциальный характер. По углу наклона зависимости $\ln n_m(2^3S)$ от t определялись эффективные времена жизни метастабильных атомов He(2^3S), а затем по формуле (5.10) находились соответствующие коэффициенты диффузии.

Такие же измерения проводились и в трубках диаметром 2 и 5 см. Данные о временном ходе $n_m(t)$ в стадии деионизации плазмы в трубках различных диаметров при $p_{He} = 0,1$ Тор показаны на рис. 102.

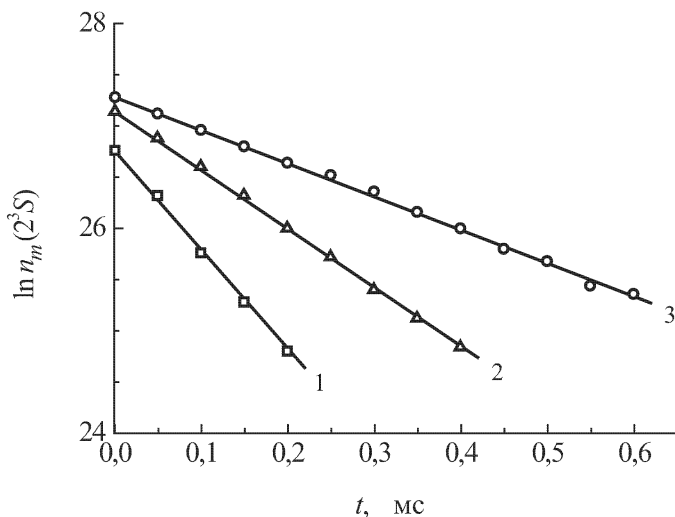


Рис. 101. Зависимость от времени распада концентрации метастабильных атомов $\text{He}(2^3S)$ в полулогарифмическом масштабе в стадии послесвечения для различных давлений гелия p_{He} , Тор: 1 — 0,1; 2 — 0,2; 3 — 0,4.

Из рисунка видно, что при одном и том же давлении гелия распад концентрации метастабильных атомов замедляется по мере увеличения радиуса разрядной трубки. Найденные отсюда времена жизни метастабильных атомов подчиняются линейной зависимости от R^2 , как это видно из рис. 103. Этот результат еще раз подтверждает, что распад концентрации метастабильных атомов в выбранных условиях эксперимента носит чисто диффузионный характер.

Для метастабильного состояния 2^3S гелия экспериментально определенный коэффициент диффузии, приведенный к давлению гелия 1 Тор, при температуре 300 К составляет величину порядка $400 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

Экспериментальные результаты по изучению распада концентрации метастабильных атомов гелия в состоянии 2^1S свидетельствуют о том, что распад концентрации атомов $\text{He}(2^1S)$ происходит за времена ~ 100 мкс, то есть уровень 2^1S сильно разрушается электронами даже при малых токах и давлениях, а диффузионные потери не обеспечивают наблюдаемую в эксперименте скорость дезактивации состояния $\text{He}(2^1S)$. При этом дезактивация уровня 2^1S электронным ударом приводит к переходу атомов из состояния 2^1S в основном в состояние 2^1P . Константа скорости этого процесса в начальной стадии послесвечения равна $(2-4) \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Таким образом, в начальной стадии деионизации плазмы, когда высоки концентрации электронов и метастабильных атомов, исчезновение атомов $\text{He}(2^1S)$ происходит

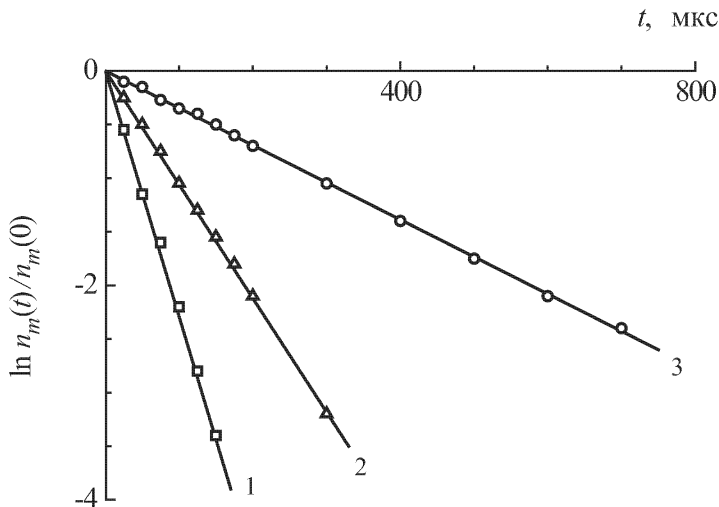


Рис. 102. Временной ход концентрации метастабильных атомов $\text{He}(2^3S)$ в стадии послесвечения при $p_{\text{He}} = 0,1$ Тор в трубках различных радиусов R , см: 1 — 1,0; 2 — 1,5; 3 — 2,5.

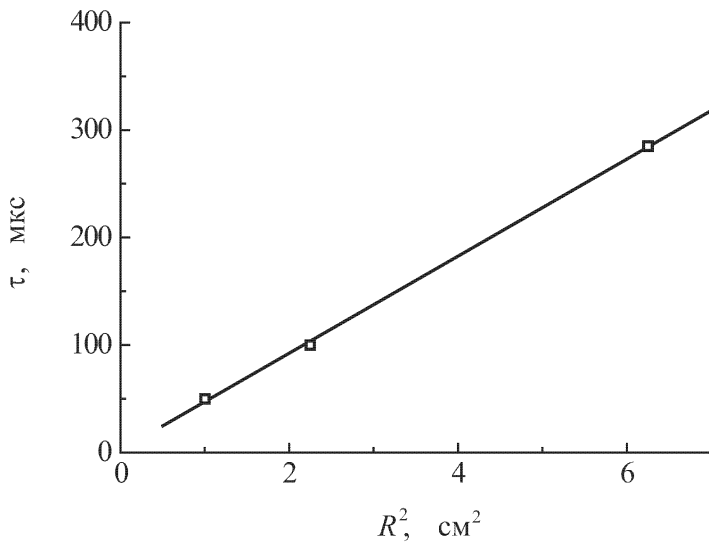


Рис. 103. Зависимость постоянной времени жизни метастабильных атомов $\text{He}(2^3S)$ от R^2 .

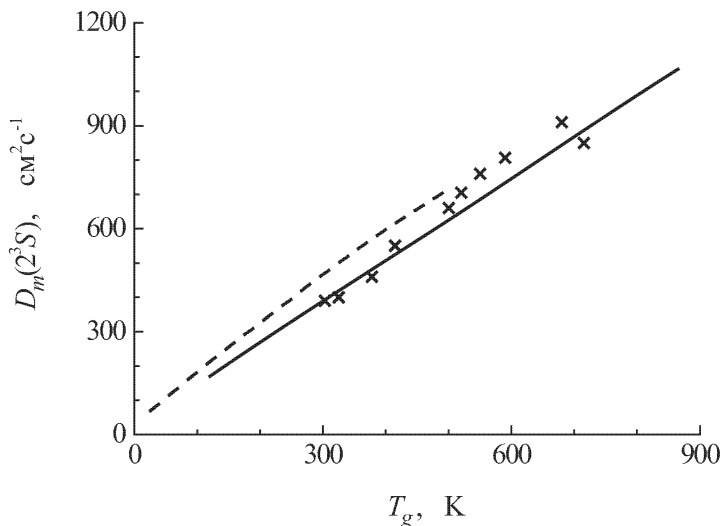


Рис. 104. Температурная зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов $\text{He}(2^3S)$, приведенного к давлению 1 Тор. Крестики — результаты данной работы, сплошная кривая — расчет [135], пунктир — расчет [179].

быстро в результате неупругих процессов, позднее, с уменьшением числа заряженных и возбужденных частиц, распад замедляется и приближается к диффузионному.

Для того чтобы получить температурную зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов разрядная трубка помещалась в термостат, температура которого поддерживалась постоянной с точностью 5–10 градусов и могла изменяться от 300 до 700 К. Величина поперечного градиента температуры, который возникает при протекании тока через трубку, оценивалась по формулам работы [178], и в условиях эксперимента ($p_{\text{He}} = 0,1$ Тор, $i = 0,05$ А) она не превышала 10 градусов на 1 см. Этот результат подтверждается и непосредственными измерениями температуры газа в центре разрядной трубки по контурам спектральных линий. Поэтому газовая температура принималась равной температуре стенок разрядной трубки, нагреваемых печкой.

На рис. 104 представлена температурная зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов гелия в состоянии 2^3S , полученная описанным выше способом, и теоретически рассчитанные зависимости $D_m(T_g)$, приведенные в [135, 179].

В работе [135] коэффициент диффузии метастабильных атомов гелия в собственном газе вычислялся в приближении Чепмена–Энскога, то есть, когда диффузия определяется целиком упругим рассеянием. Потенциал объемного взаимодействия вычислялся асимптотическим методом, что справедливо при больших расстояниях между атомами.

Этот метод более прост в обращении, чем вариационный метод вычисления потенциала обменного взаимодействия, описанный в [179]. Однако этот последний метод дает более высокую точность расчета коэффициента диффузии метастабильных атомов гелия в гелии. Как видно из рис. 104, результаты теоретических расчетов обеих работ и экспериментально полученная нами температурная зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов гелия находятся в удовлетворительном согласии между собой.

2.3. Температурная зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в смеси He-Xe. Как уже отмечалось выше, при определении коэффициента диффузии метастабильных атомов ксенона в смеси He-Xe особенно важно знать пространственное распределение метастабильных атомов к концу импульса разрядного тока, так как из-за неоднородного распределения атомов в основном состоянии в этом случае особенно велика вероятность появления высших диффузионных мод. Поэтому был проведен численный расчет радиального распределения метастабилей ксенона. Из рис. 73, где приведены результаты этого расчета, видно, что с ростом давления гелия рассчитанное радиальное распределение метастабильных атомов ксенона все более отличается от бесселевского контура. Такой ход радиальной зависимости метастабильных атомов ксенона является следствием неоднородного распределения атомов ксенона в основном состоянии (смотри Главу 1). При давлении же гелия порядка 0,1 Тор, разрядном токе 0,05 А и таких длительностях импульса, когда перераспределение атомов ксенона в основном состоянии по радиусу еще не достигло стационарного значения, радиальный профиль метастабильных атомов ксенона, как видно из рис. 105, практически не отличается от бесселевского. Результаты расчетов позволяют нам выбрать следующие условия эксперимента для определения коэффициента диффузии атомов $\text{Xe}(^3P_2)$: $p_{\text{He}} \leq 0,1$ Тор, $p_{\text{Xe}} \leq 10^{-3}$ Тор, $i < 0,1$ А.

Рассмотрим теперь, как в выбранных условиях эксперимента влияют на распад концентрации метастабильных атомов ксенона в состоянии 3P_2 в смеси He-Xe тушение их при столкновениях с возбужденными и заряженными частицами, а также с невозбужденными атомами. Релаксация метастабильного состояния за счет взаимодействия двух метастабилей ксенона происходит за времена $\tau_{mm} = 1/k_4 n_m$. Константа скорости девозбуждения k_4 состояния 3P_2 ксенона при столкновении двух метастабилей ксенона имеет величину $\sim 10^{-10}$ см³·с⁻¹ [92], концентрация метастабильных атомов ксенона в условиях эксперимента не превышала $\sim 10^{10}$ см⁻³. Отсюда получаем $\tau_{mm} = 1$ с. Константа скорости девозбуждения k_3 состояния 3P_2 ксенона при столкновениях с метастабильными атомами He(2^3S) бралась из [92]. Тогда, зная концентрацию метастабильных атомов гелия, можно оценить постоянную времени релаксации при взаимодействии друг с другом метастабильных атомов гелия и ксенона $\tau_{n_m(2^3S)} = 1/k_3 n_m(2^3S) \approx 0,2$ с.

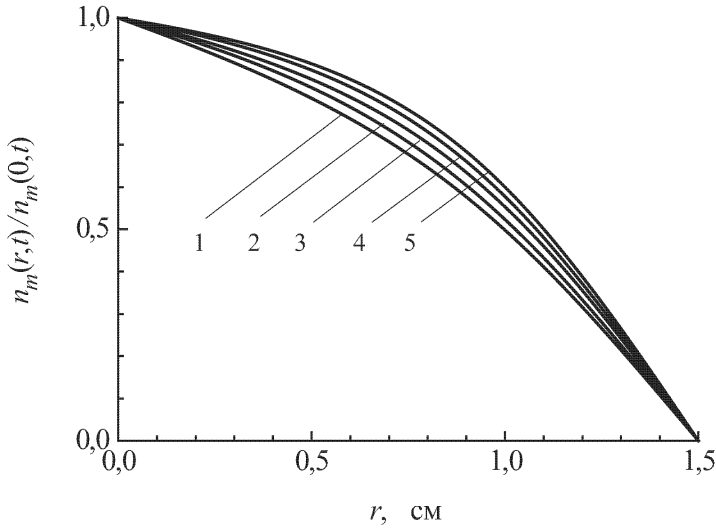


Рис. 105. Рассчитанное радиальное распределение метастабильных атомов ксенона 3P_2 при $p_{\text{He}} = 0,1$ Тор в различные моменты времени t , мкс: 2 — 10; 3 — 30; 4 — 60; 5 — 90. Кривая 1 — бесселевское распределение.

Вычислим далее частоты процессов взаимодействия атомов $\text{Xe}({}^3P_2)$ с электронами. Частоты возбуждения ν_{mk} на вышележащие уровни, исключая уровень 3P_1 , и ступенчатой ионизации ν_{mi} в рассмотренном диапазоне электронных температур ($0,026 \text{ эВ} \leq kT_e \leq 0,1 \text{ эВ}$) имеют величины, много меньшие, чем 1 с^{-1} . Частота тушения состояния 3P_2 при ударах второго рода с медленными электронами ν_{m0} рассчитывалась с использованием сечения данного процесса, приведенного в [91]: $\nu_{m0} = n_e z_{m0} \leq 10 \text{ с}^{-1}$. Наиболее важными в нашем случае процессами являются ступенчатое возбуждение уровня 3P_1 ксенона из состояния 3P_2 и обратный ему процесс ${}^3P_1 \rightarrow {}^3P_2$. Частота прямого процесса ν_{mr} вычислялась из полученного в работе [180] сечения σ_{mr} и экспериментально измеренных значений электронной концентрации в стадии послесвечения. В условиях эксперимента ($p_{\text{He}} = (0,05-0,1)$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор, $i = (0,05-0,1)$ А) $\nu_{mr} = n_e z_{mr} \leq 5 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$. Постоянная времени диффузии $\tau_{D_m} = \Lambda^2 p / D_m$ в этих условиях не превышала величины $6 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, то есть скорость ухода метастабильных атомов ксенона к стенкам разрядной трубки за счет диффузии много больше скорости тушения метастабильного состояния за счет вышеперечисленных процессов.

Коэффициент диффузии метастабильных атомов ксенона в гелии и его температурная зависимость находились аналогично тому, как это было сделано при определении коэффициента диффузии метастабильных атомов гелия. На рис. 106 показана полученная таким образом

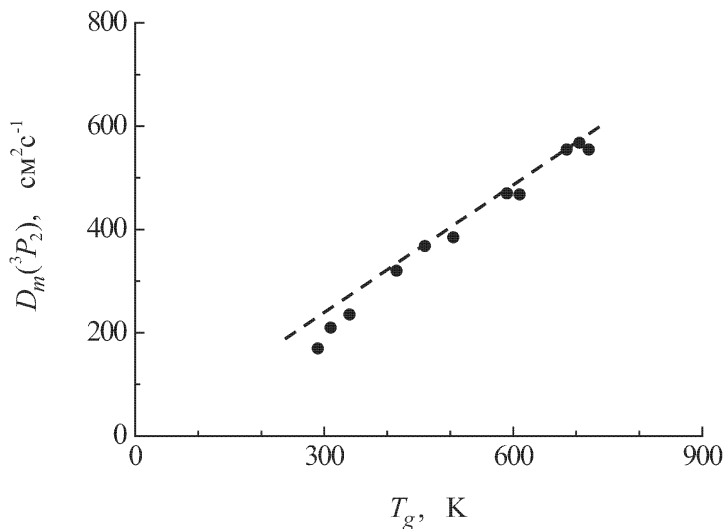


Рис. 106. Температурная зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в смеси Не-Хе, приведенного к давлению 1 Тор. Точки — результаты данной работы, пунктир — расчет [181].

температурная зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в гелии. На этом же рисунке пунктирной кривой представлена теоретически рассчитанная температурная зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в гелии, приведенная в работе [181]. Видно, что экспериментально полученные результаты хорошо согласуются с рассчитанной температурной зависимостью.

Эксперименты по измерению температурной зависимости коэффициентов диффузии метастабильных атомов $\text{Ne}(^3P_{0,2})$ в гелии проводились при следующих условиях: общее давление смеси $\leq 0,1$ Тор, разрядный ток 0,02 А, длительность импульса ≤ 100 мкс, режим создания разряда — разовый. При этих условиях пространственное перераспределение компонентов смеси незначительное, а частота тушения метастабильных атомов за счет взаимодействия с электронами $\sim 5 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$ [182] может быть сравнима с частотой диффузионного ухода $\sim 10^3 \text{ с}^{-1}$. Поэтому измерения коэффициентов диффузии проводились в позднем послесвечении, когда процессами, связанными с электронным разрушением метастабильных атомов, можно было пренебречь из-за уменьшения температуры и концентрации электронов. Все процессы взаимодействия метастабильных атомов неона с нейтральными и возбужденными атомами происходят с частотами, намного меньшими, чем частота диффузионного ухода их на стенки. Так, оценки дают, что частоты взаимодействия атомов $\text{Ne}(^3P_2)$ с атомами $\text{Ne}(^3P_{1,2})$

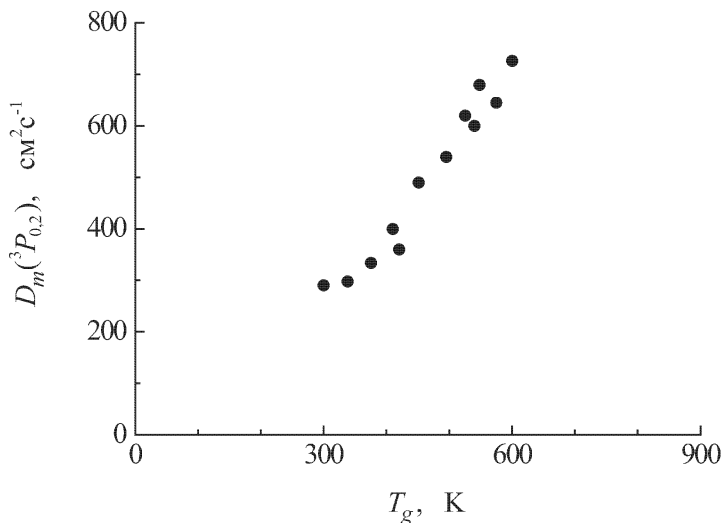


Рис. 107. Температурная зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов неона в смеси He-Ne, приведенного к давлению 1 Тор.

меньше 10 с^{-1} [183], атомов $\text{Ne}(^3P_{0,2})$ с атомами неона в основном состоянии меньше 10^2 с^{-1} [184], частоты гибели атомов $\text{Ne}(^3P_{0,2})$ при взаимодействии с нейтральными атомами гелия меньше 1 с^{-1} [185].

На рис. 107 приведена экспериментально полученная температурная зависимость коэффициентов диффузии метастабильных атомов неона в состоянии $^3P_{0,2}$ в гелии. Значения коэффициентов диффузии метастабильных атомов приведены к общему давлению смеси 1 Тор.

§ 3. О влиянии процентного содержания примеси на коэффициенты диффузии в бинарных смесях инертных газов

Атомы в метастабильном состоянии из-за их высокой плотности играют важную роль в кинетике неравновесной плазмы. Если плазма создается в объеме относительно небольших размеров, то при некоторых условиях уход метастабильных атомов из этого объема будет целиком определяться их диффузией. В настоящее время в литературе имеется достаточно полный набор данных о коэффициентах диффузии метастабильных атомов в собственном газе [143], однако нет данных о влиянии процентного содержания примеси на коэффициенты диффузии в бинарных смесях.

Известно [143], что для подвижностей ионов в смесях газов выполняется закон Бланка, выражающийся следующей формулой:

$$\frac{n_1 + n_2}{b} = \frac{n_1}{b_1} + \frac{n_2}{b_2}, \quad (5.12)$$

где n_1 и n_2 — концентрации атомов одного и второго сортов; b , b_1 , b_2 — подвижности исследуемых ионов в смеси газов, в газе первого и второго сортов соответственно. Подвижность связана с коэффициентом диффузии D известным соотношением Эйнштейна

$$D = bT, \quad (5.13)$$

где T — температура газа. Подвижность есть, по определению, коэффициент пропорциональности между средней скоростью, приобретаемой частицей газа во внешнем поле, и действующей на частицу со стороны поля силой [188]. В случае ионов таким полем является электрическое поле, подвижность же метастабильных атомов определяется радиальным градиентом их концентрации. Очевидно, что соотношение Эйнштейна (5.13) позволяет в формуле (5.12) заменить подвижности соответствующими коэффициентами диффузии:

$$\frac{n_1 + n_2}{D} = \frac{n_1}{D_1} + \frac{n_2}{D_2}. \quad (5.14)$$

Возможность оценки коэффициентов диффузии метастабильных атомов по формуле (5.14) была экспериментально проверена в смесях He-Xe, Ne-Ne, Ne-Xe. Коэффициенты диффузии определялись из анализа результатов оптических и электрокинетических измерений в послесвечении газоразрядной плазмы. Выбирались условия эксперимента, при которых основным механизмом, приводящим к гибели возбужденных частиц в стадии деионизации плазмы, является их диффузионный уход на стенки разрядной трубки, а протекание разрядного тока в активной фазе не приводит к заметному разогреву газа. В таком случае решением уравнения Фика (5.7), которому подчиняется диффузия частиц, является

$$n(t) = n(0) \exp \left\{ -\frac{t}{\tau} \right\}, \quad (5.15)$$

где $\tau = \Lambda^2/D$ — характеристическое время диффузии, Λ — диффузионная длина. Концентрация метастабильных атомов измерялась по поглощению спектральных линий с длиной волны $\lambda = 823,1$ нм, 640,2 нм, 616,3 нм соответственно для состояний $\text{Xe}(^3P_2)$, $\text{Ne}(^3P_2)$, $\text{Ne}(^3P_0)$ методом двух идентичных U-образных трубок. Временной ход концентрации электронов в стадии деионизации плазмы, знание которого необходимо для проведения анализа изменения концентрации возбужденных атомов в этой стадии, измерялся методом второго зондирующего импульса малой амплитуды (см. § 5.1).

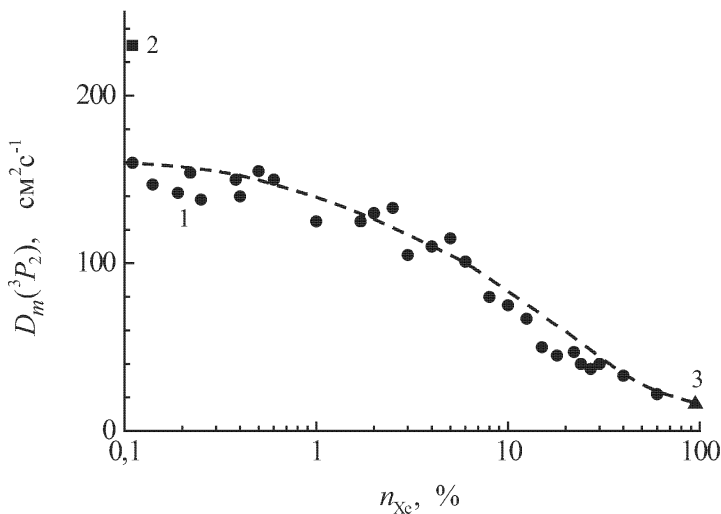


Рис. 108. Зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ от процентного содержания компонентов He-Xe смеси. 1 — эксперимент, 2 — данные работы [39], 3 — данные работы [133], пунктирная кривая — расчет по формуле (5.14).

Измерения коэффициентов диффузии метастабильных атомов в бинарных смесях при изменении процентного содержания примеси в них от 0,1 % до 100 % проводились при следующих условиях: общее давление смеси меньше 0,1 Тор, разрядный ток меньше 0,05 А, длительность импульса меньше 100 мкс, режим создания разряда — разовый. При этих условиях газ в разряде нагревался всего на несколько градусов, что позволяло проводить измерения коэффициентов диффузии при температуре газа 300 К; с другой стороны, концентрация метастабильных атомов достигает к концу импульса величины $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что позволяло уверенно регистрировать поглощение в широком временном интервале стадии послесвечения плазмы. При анализе экспериментальных данных проводился учет всех конкурентоспособных диффузионному уходу процессов, приводящих к изменению концентрации метастабильных атомов.

Экспериментально полученные зависимости коэффициентов диффузии метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$, $\text{Ne}(^3P_0)$ и $\text{Ne}(^3P_2)$ в смесях He-Xe, He-Ne и Ne-Xe от процентного содержания компонентов представлены на рис. 108–111. Коэффициенты диффузии приведены к давлению смеси 1 Тор. На этих же рисунках представлены кривые, рассчитанные по формуле (5.14). Как видно из рисунков, в пределах экспериментальных погрешностей рассчитанные кривые удовлетворительно согласуются с результатами наших экспериментов. Из данных результатов

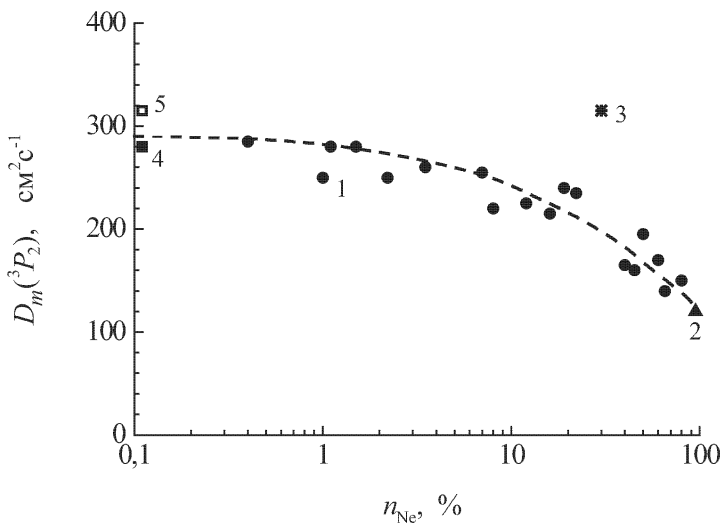


Рис. 109. Зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов $\text{Ne}(^3P_2)$ от процентного содержания неона в He-Ne смеси. 1 — эксперимент, 2 — данные работы [81], 3 — данные работы [82], 4 — расчет [204], 5 — расчет [181], пунктирная кривая — расчет по формуле (5.14).

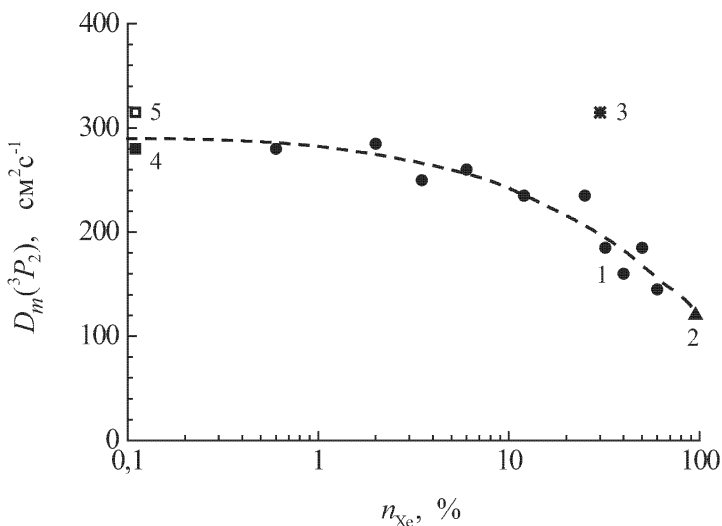


Рис. 110. Зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов $\text{Ne}(^3P)$ от процентного содержания неона в He-Ne смеси. 1 — эксперимент, 2 — данные работы [81], 3 — данные работы [82], 4 — расчет [204], 5 — расчет [181], пунктирная кривая — расчет по формуле (5.14).

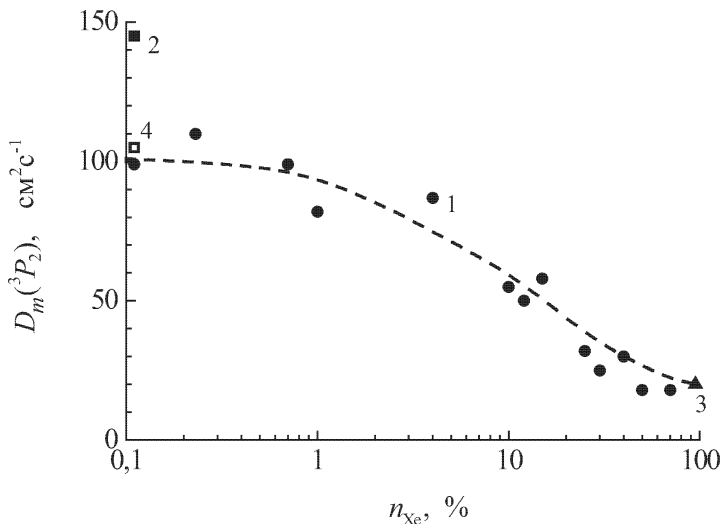


Рис. 111. Зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ от процентного содержания ксенона в Ne-Xe смеси. 1 — эксперимент, 2 — данные работы [205], 3 — данные работы [133], 4 — расчет [204], пунктирная кривая — расчет по формуле (5.14).

следует, что при изучении плазмы бинарной смеси необходимо учитывать процентное содержание ее компонентов, а значения коэффициентов диффузии метастабильных атомов в бинарных смесях можно оценить, используя закон Бланка (5.14).

§ 4. Определение констант скоростей взаимодействия метастабильных атомов $\text{He}(2^3S)$ друг с другом и атомами ксенона

Как уже упоминалось выше, в плазме возможно протекание ряда процессов, которые приводят к ионизации газа в стадии распада, когда основное поле, поддерживающее существование разряда, отсутствует, и частота ионизации внешним полем равна нулю. В нашем случае к этим процессам можно отнести следующие: в разряде в чистом гелии взаимодействие двух метастабильных атомов гелия в состоянии 2^3S по реакции (1.23), в разряде в смеси Ne-Xe как реакцию (1.23), так и реакцию ионизации атомов ксенона при их взаимодействии с метастабильными атомами гелия (3.1). Процессы (1.23) и (3.1) приводят к возникновению в плазме новых электронов. Для проверки степени влияния этих процессов на распад концентрации заряженных частиц был проведен следующий эксперимент.

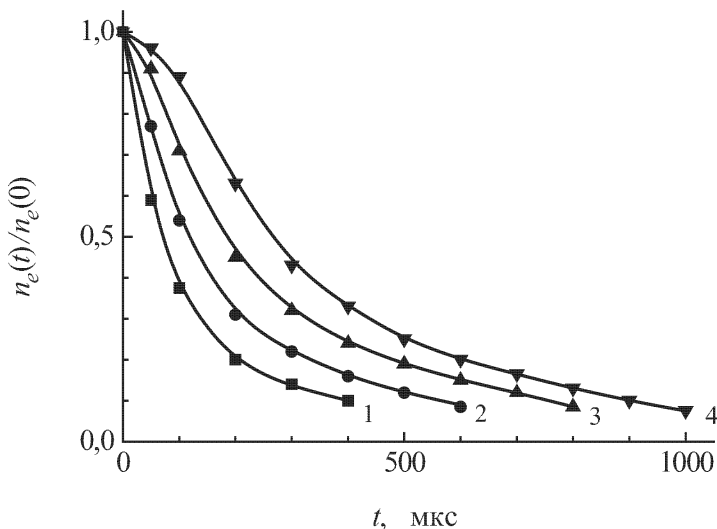


Рис. 112. Временной ход концентрации электронов в стадии послесвечения в трубке радиусом 1,5 см при $p_{\text{He}} = 0,5$ Тор, $i = 0,1$ А и различных длительностях импульса разрядного тока τ , мкс: 1 — 5; 2 — 25; 3 — 50; 4 — 100, 200.

В разряде в чистом гелии при $p_{\text{He}} = 0,5$ Тор исследовался временной ход концентрации электронов после импульсов разрядного тока различной длительности. Длительность изменялась от 5 мкс, когда концентрация метастабильных атомов гелия еще мала ($n_m < 10^{11}$ см $^{-3}$) [180], до 200 мкс, когда концентрация атомов гелия в состоянии 2^3S выходит на установившееся значение. Результаты эксперимента приведены на рис. 112, где концентрация электронов в конце импульса разрядного тока при всех длительностях импульса нормирована на единицу. Из рис. 112 видно, что с ростом длительности импульса распад n_e замедляется и при $\tau > 100$ мкс дальнейшее увеличение длительности импульса не приводит к изменению закона релаксации концентрации электронов в стадии послесвечения. То есть, в условиях эксперимента по мере увеличения длительности импульса происходит нарастание концентрации метастабильных атомов гелия и, соответственно этому, увеличивается вклад реакции (1.23), приводящей к дополнительной ионизации.

Используя результаты измерений временного хода $n_e(t)$ и $n_m(t)$ в стадии деионизации плазмы в чистом гелии при различных длительностях импульса разрядного тока, можно определить значение константы k_1 взаимодействия двух метастабилей гелия по реакции (1.23). Для этого рассмотрим уравнение баланса для концентрации электронов и метастабильных атомов He(2^3S) в распадающейся плазме

$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{n_e}{\tau_{D_a}} + k_1 n_m^2 + k_2 n_m n_{\text{Xe}}, \quad (5.16)$$

$$\frac{dn_m}{dt} = -\frac{n_m}{\tau_{D_m}} - k_1 n_m^2 - k_2 n_m n_{\text{Xe}}, \quad (5.17)$$

где τ_{D_a} — постоянная времени амбиполярной диффузии; τ_{D_m} — постоянная времени диффузии метастабильных атомов гелия к стенкам разрядной трубки; k_1 и k_2 — константы скоростей реакций (1.23) и (3.1) соответственно.

Решение уравнения (5.16) при условии постоянства во времени коэффициентов τ_{D_a} , k_1 , k_2 , n_m и n_{Xe} записывается в виде

$$n_e = n_{e0} \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_{D_a}} \right\} + a \tau_{D_a} \left(1 - \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_{D_a}} \right\} \right), \quad (5.18)$$

где n_{e0} — концентрация электронов в конце импульса разрядного тока; $a = k_1 n_m^2$ — в чистом гелии и $a = k_1 n_m^2 + k_2 n_m n_{\text{Xe}}$ — в смеси He-Xe.

Закон изменения концентрации метастабильных атомов гелия в стадии послесвечения разряда можно найти из уравнения (5.17), решение которого представляется в виде

$$n_m = \frac{n_{m0} \exp \{-bt\}}{1 + \frac{k_1 n_{m0}}{b} (1 - \exp \{-bt\})}, \quad (5.19)$$

где n_{m0} — концентрация метастабильных атомов He(2^3S) в конце импульса разрядного тока; $b = \frac{1}{\tau_{D_m}}$ в чистом гелии и $b = \frac{1}{\tau_{D_m}} + k_2 n_{\text{Xe}}$ в смеси He-Xe.

Условие постоянства во времени $n_m(2^3S)$, как видно из формулы (5.19), выполняется для времен $t \ll 1/b$. Из формулы (5.18) видно, что если концентрация метастабильных атомов гелия в состоянии 2^3S мала, то распад концентрации электронов происходит за счет амбиполярной диффузии с постоянной времени релаксации τ_{D_a} . При больших значениях $n_m(2^3S)$ распад n_e в послесвечении замедляется тем сильнее, чем больше величина $a\tau_{D_a}$.

Используя данные о временном ходе концентрации электронов после импульсов разрядного тока различной длительности и измеряя концентрацию метастабильных атомов гелия в состоянии 2^3S , из уравнения (5.18) можно определить константу взаимодействия двух метастабильных атомов гелия. В условиях эксперимента ($p_{\text{He}} = 0,5$ Тор, $i = 0,1$ А) величина константы k_1 получилась в пределах $(0,9-1,6) \cdot 10^{-9}$ см³·с⁻¹, что хорошо согласуется с известным из литературы значением константы скорости взаимодействия двух метастабильных атомов гелия друг с другом $(1-2) \cdot 10^{-9}$ см³·с⁻¹ [186].

Таким же образом была определена константа ионизации Пеннинга в реакции взаимодействия атомов $\text{He}(2^3S)$ с атомами ксенона в основном состоянии при исследовании закона распада концентрации электронов в смеси He-Xe . В этом случае, для определенных условий, временной ход концентрации электронов $n_e(t)$ после импульса разрядного тока будет уже определяться двумя процессами: реакцией ионизации Пеннинга (3.1) и взаимодействием метастабилей гелия друг с другом (1.23). Поэтому для корректного определения константы k_2 необходимо знать вклад процесса (1.23).

На рис. 113 представлены результаты измерений временного хода $n_e(t)$ в послесвечении при различных длительностях импульса тока в разряде в смеси He-Xe ($p_{\text{He}} = 1,0 \text{ Тор}$, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3} \text{ Тор}$, разрядный ток в импульсе $i = 0,1 \text{ А}$). Полученное значение константы k_2 имеет порядок величины $(0,7-2,0) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$.

Константу k_2 скорости реакции (3.1) можно определить также, измеряя временной ход концентрации n_m атомов $\text{He}(2^3S)$ в стадии послесвечения плазмы. На рис. 114 представлены результаты измерения концентрации $n_m(2^3S)$ гелия в чистом гелии и в смеси He-Xe . Из рис. 114 видно, что распад $n_m(t)$ происходит по-разному в чистом гелии и в смеси He-Xe . Так, в чистом гелии при давлении $0,8 \text{ Тор}$ и разрядном токе $0,1 \text{ А}$ девозбуждение метастабильных атомов в состоянии 2^3S в послесвечении происходит с постоянной времени $\tau = 450 \text{ мкс}$. При добавлении к гелию малой примеси ксенона постоянная времени релаксации состояния 2^3S гелия после импульса разрядного тока равна 120 мкс . То есть мы видим, что даже малая добавка ксенона эффективно тушит метастабильное 2^3S состояние гелия. Постоянную времени релаксации τ_p метастабильного состояния 2^3S гелия можно в этом случае определить из выражения

$$\frac{1}{\tau_p} = k_2 n_{\text{Xe}} + \frac{1}{\tau_{\Sigma}}, \quad (5.20)$$

где в величину τ_{Σ} включены все процессы, приводящие к девозбуждению состояния 2^3S гелия, кроме эффекта ионизации Пеннинга (3.1).

Тогда, измеряя величину τ_p при изучении распада концентрации атомов $\text{He}(2^3S)$ в смеси He-Xe и величину τ_{Σ} — в чистом гелии, по формуле (5.20) можно определить константу скорости реакции ионизации Пеннинга (3.1), которая в условиях эксперимента составила величину порядка $(2,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, что хорошо согласуется с литературными данными [86] и значениями этой константы, определенной по временному ходу концентрации электронов в стадии деионизации плазмы.

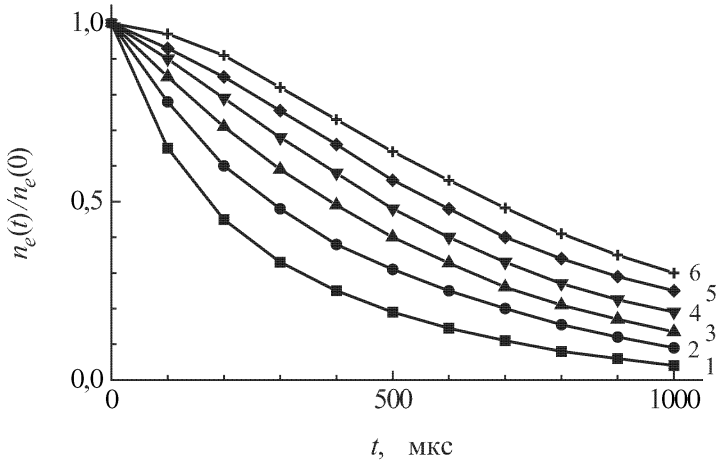


Рис. 113. Зависимость от времени распада концентрации электронов в трубке радиусом 1,5 см при $p_{\text{He}} = 0,5$ Тор после импульсов разрядного тока $i = 0,1$ А различной длительности τ , мкс: 1 — 2; 2 — 5; 3 — 10; 4 — 25; 5 — 50; 6 — 100.

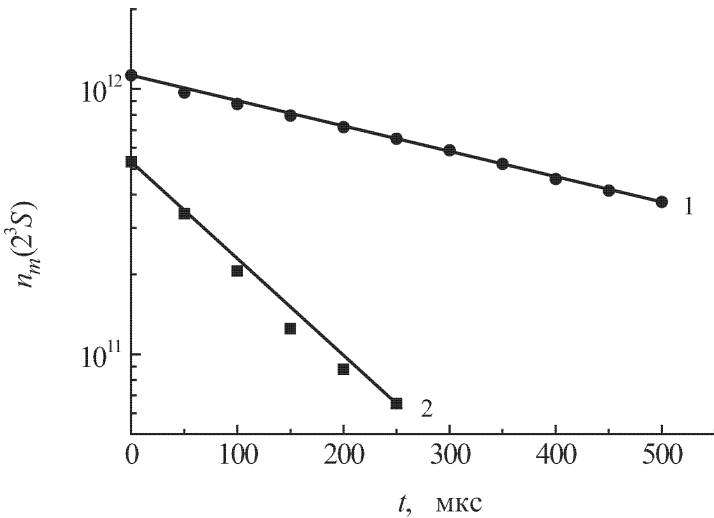


Рис. 114. Временной ход концентрации метастабильных атомов 2^3S гелия в стадии послесвечения разряда в чистом гелии (1) при $p_{\text{He}} = 0,8$ Тор и в смеси He-Xe (2) при $p_{\text{He}} = 0,8$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор.

§ 5. Сечение ступенчатого возбуждения $\text{Xe}(^3P_2) \rightarrow \text{Xe}(^3P_1)$ электронным ударом

Изучение кинетики разрушения метастабильного состояния 3P_2 ксенона в смеси He-Xe при давлениях гелия $p_{\text{He}} > 0,8$ Тор и $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор показало, что характер поведения концентрации метастабильных атомов ксенона в состоянии 3P_2 в ранней стадии послесвечения сильно зависит от величины разрядного тока в импульсе.

На рис. 115 приведены временные зависимости начальной стадии релаксации концентрации метастабильных атомов 3P_2 ксенона в смеси He-Xe при $p_{\text{He}} = 1,0$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3}$ Тор и четырех значениях силы разрядного тока. Постоянная времени релаксации τ_p метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в раннем послесвечении подчиняется зависимости, приведенной на рис. 116.

Из рис. 115, 116 видно, что с ростом разрядного тока величина τ_p падает и при больших разрядных токах ($\sim 0,4$ А) становится в несколько раз меньше постоянной времени релаксации за счет диффузии, составляющей в условиях эксперимента величину 700 мкс.

Из оценок следует, что такую быструю релаксацию концентрации атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ можно объяснить только тем, что с ростом разрядного тока увеличивается концентрация электронов и, соответственно этому, возрастает вклад процесса девозбуждения электронным ударом метастабильного состояния $\text{Xe}(^3P_2)$ на близкорасположенный резонансный уровень $\text{Xe}(^3P_1)$ по сравнению с диффузией. При токах 0,4 А ступенчатое возбуждение с уровня $\text{Xe}(^3P_2)$ становится доминирующим в процессе распада метастабильного состояния 3P_2 в раннем послесвечении. Это дает возможность использовать полученные данные о кинетике распада состояния $\text{Xe}(^3P_2)$ для определения сечения ступенчатого возбуждения электронным ударом уровня $\text{Xe}(^3P_1)$. Однако, в стадии послесвечения при низких температурах электронов возможно эффективное протекание и обратного процесса, то есть заселения уровня 3P_2 в результате ударов второго рода электронов с атомами $\text{Xe}(^3P_1)$. Это может привести к ошибкам в определении константы скорости ступенчатого возбуждения $\text{Xe}(^3P_2) \rightarrow \text{Xe}(^3P_1)$ по кривой распада метастабильного состояния 3P_2 ксенона. Для того чтобы оценить степень влияния обратного процесса, из уравнения баланса рассчитывалась заселенность уровня 3P_1 . Уровень 3P_1 ксенона является резонансным, с него имеется оптически разрешенный переход в основное состояние ксенона, поэтому при рассмотрении уравнения баланса для возбужденных частиц в состоянии 3P_1 необходимо учитывать процесс пленения резонансного излучения. Удобной величиной, характеризующей перенос излучения в подобной системе,

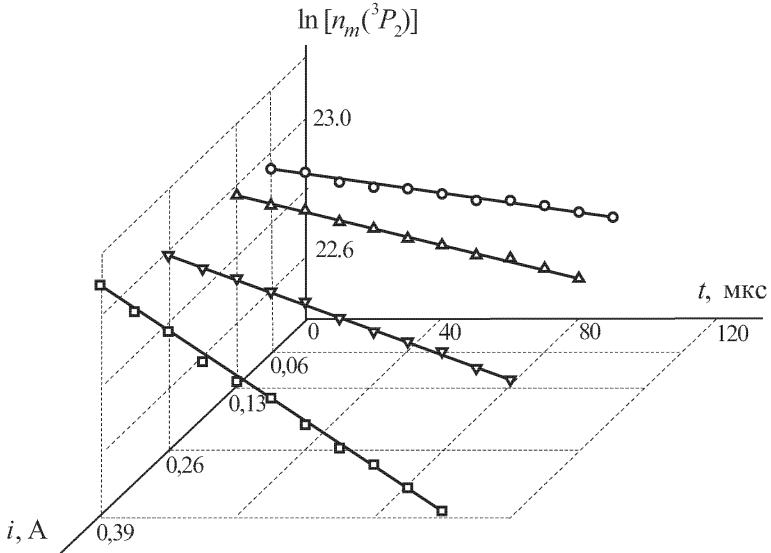


Рис. 115. Временной ход концентрации метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в стадии послесвечения разряда в смеси He-Xe при давлении $p_{\text{He}} = 1,0 \text{ Тор}$, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3} \text{ Тор}$ и различных значениях разрядного тока.

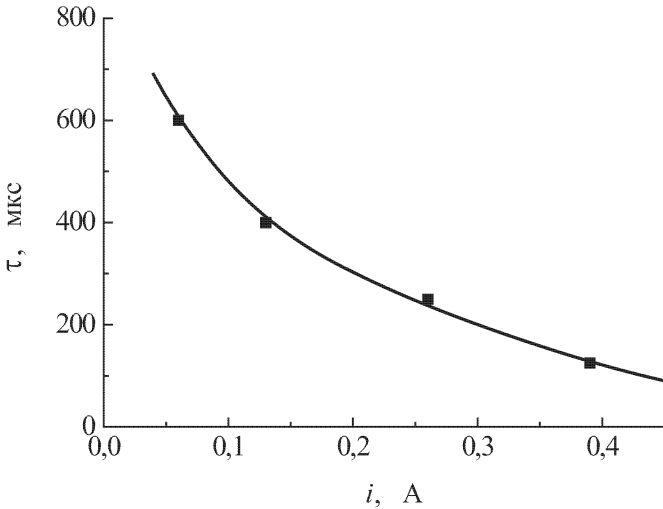


Рис. 116. Зависимость постоянной времени распада концентрации метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в смеси He-Xe в стадии раннего послесвечения от разрядного тока при $p_{\text{He}} = 1,0 \text{ Тор}$, $p_{\text{Xe}} = 10^{-3} \text{ Тор}$.

оказывается средняя вероятность $P(R)$ того, что фотон пройдет расстояние R без поглощения [93]:

$$P(R) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_{\omega} \exp\{-k_{\omega}R\}d\omega, \quad (5.21)$$

где a_{ω} и k_{ω} — величины, характеризующие форму линии излучения и поглощения, соответственно.

В случае доплеровской формы линии излучения и поглощения

$$P_D(R) = \left(2,72k_0R\sqrt{2\ln(k_0R)}\right)^{-1}, \quad (5.22)$$

где k_0 — коэффициент поглощения в центре линии; R — характерный размер системы, заполненной плазмой.

Коэффициент поглощения в центре линии рассчитывался по формуле [123]

$$k_0 = 8,19 \cdot 10^{-20} n_{\text{Xe}} f_{ik} \frac{\lambda_{ki}^2}{\Delta\lambda_D}, \quad (5.23)$$

где для уровня $\text{Xe}(^3P_2)$ $\lambda_{ki} = 146,96$ нм; $f_{ik} = 0,26$ [190];

$$\Delta\lambda_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda_{ki} \sqrt{\frac{T_g}{A}}, \quad (5.24)$$

где $A = 131,3$; T_g — температуре газа.

Оценки по формуле (5.23) значения коэффициента поглощения в центре линии для условий эксперимента дают $k_0 = 20$, а по формуле (5.22) для $R = 1,5$ см — $P_D(R) = 5 \cdot 10^{-3}$. Полученный результат показывает, что в условиях эксперимента вероятность прохождения фотоном расстояния порядка R без поглощения много меньше единицы. Тогда эффективное время жизни τ^* возбужденного на уровень 3P_1 атома ксенона относительно излучения равно

$$\tau^* = \frac{\tau}{P_D(R)}, \quad (5.25)$$

где τ^{-1} — вероятность спонтанного излучения (коэффициент Эйнштейна). Согласно [124] $\tau = 1,25 \cdot 10^{-9}$ с. Тогда $\tau^* = 2,5 \cdot 10^{-7}$ с.

Оценим далее концентрацию атомов ксенона на резонансном уровне 3P_1 к концу импульса разрядного тока. Уравнение баланса для заселенности n_r уровня 3P_1 записывается в виде

$$\frac{dn_r}{dt} = n_{\text{Xe}}n_e z_{0r} + n_m n_e z_{mr} - n_r n_e z_{rm} - \frac{n_r}{\tau^*}, \quad (5.26)$$

где z_{0r} — константа скорости прямого электронного возбуждения уровня 3P_1 из основного состояния ксенона; z_{mr} и z_{rm} — константы ступенчатого возбуждения уровня 3P_1 из состояния 3P_2 и обратного ему процесса $^3P_1 \rightarrow ^3P_2$.

Тогда для стационарного значения заселенности уровня 3P_1 получаем

$$n_r^{st} = \frac{n_{Xe}n_e z_{0r} + n_m n_e z_{mr}}{n_e z_{rm} + \frac{1}{\tau^*}}. \quad (5.27)$$

Используя экспериментально полученные значения концентрации n_m метастабильного состояния 3P_2 и концентрации электронов n_e , а также, рассчитывая из принципа детального равновесия константу z_{rm} по известной константе z_{mr} , получаем для $kT_e = 5$ эВ значение для стационарной заселенности уровня 3P_1 к концу импульса $n_r^{st} = 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, что более чем на порядок меньше значения концентрации метастабильных атомов Xe(3P_2) в тех же условиях эксперимента (см. рис. 55).

Рассмотрим далее релаксацию заселенности атомов ксенона на уровне 3P_1 после импульса разрядного тока. Решение уравнения (5.26) при $z_{0r} = 0$ для начальных стадий послесвечения,

$$t \ll \tau_p = \left(n_e z_{rm} + \frac{1}{\tau_{D_m}} \right)^{-1} \approx 200 \text{ мкс},$$

когда в условиях эксперимента n_m и n_e почти не изменяются, записывается в виде

$$n_r(t) = n_{r0} \exp \left\{ - \left(\frac{1}{\tau^*} + n_e z_{rm} \right) t \right\} + \frac{n_m n_e z_{mr}}{\frac{1}{\tau^*} + n_e z_{rm}} \left[1 - \exp \left\{ - \left(\frac{1}{\tau^*} + n_e z_{rm} \right) t \right\} \right]. \quad (5.28)$$

Тогда за время $t \approx 1-5$ мкс, когда $T_e \sim T_g$, концентрация n_r резко упадет за счет излучательных переходов до $n_r \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ и далее будет слабо изменяться, оставаясь на уровне

$$n_r = \frac{n_m n_e z_{mr} \tau^*}{1 + n_e z_{rm} \tau^*} \approx 10^6 - 10^7 \text{ см}^{-3} \quad (5.29)$$

за счет электронного перемешивания уровней 3P_1 и 3P_2 .

Проведем далее сравнение скоростей разрушения и заселения уровня 3P_2 за счет электронного перемешивания с уровня 3P_1 . Скорость процесса ${}^3P_2 \rightarrow {}^3P_1$ есть

$$\Delta N_{mr} = n_m n_e z_{mr}, \quad (5.30)$$

а процесса ${}^3P_1 \rightarrow {}^3P_2$

$$\Delta N_{rm} = n_r n_e z_{rm}. \quad (5.31)$$

Тогда отношение скоростей перечисленных выше процессов равно

$$\frac{\Delta N_{mr}}{\Delta N_{rm}} = \frac{n_m z_{mr}}{n_r z_{rm}}. \quad (5.32)$$

В условиях эксперимента в стадии послесвечения получаем $\Delta N_{mr}/\Delta N_{rm} = 10^1 - 10^2$ при $T_e = 500-1000$ К. Отсюда следует, что заселение уровня 3P_2 за счет электронного девозбуждения атомов ксенона в состоянии 3P_1 приводит к замедлению временного хода концентрации метастабильных атомов и, соответственно, к увеличению измеренной постоянной времени релаксации $\text{Xe}({}^3P_2)$ не более, чем на 10%, что находится в пределах погрешности эксперимента. Следовательно, при выбранных условиях измерений процессом заселения уровня 3P_2 за счет ударов второго рода атомов $\text{Xe}({}^3P_1)$ с электронами можно пренебречь. В этом случае постоянная времени релаксации τ_p метастабильных атомов 3P_2 ксенона определяется из выражения

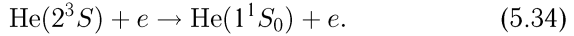
$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_{D_m}} + n_e (z_{m0} + z_{mr} + z_{mi}), \quad (5.33)$$

здесь обозначения те же, что и в уравнении (1.22).

Вклады ударов второго рода и ступенчатой ионизации (z_{m0} и z_{mi}) оценивались по известным сечениям этих процессов [89, 90] и с использованием максвелловской функции распределения электронов по энергиям с температурой, рассчитанной по методу, подробно изложенному в [189, 191–193]. Дело в том, что в стадии послесвечения можно ожидать заметного отклонения функции распределения от максвелловской из-за существования источников быстрых электронов [191–192]. Кроме того, появление быстрых электронов приводит к изменению значения средней энергии группы медленных максвелловских электронов. На первой стадии деионизации плазмы происходит быстрое остывание электронов до температуры порядка температуры газа T_g . Этот процесс остывания протекает за время порядка $\tau = 1/\delta\nu$, где δ — доля энергии, теряемая электроном при столкновении с атомами; ν — частота столкновений электронов с атомами. За время τ концентрация электронов и метастабильных атомов существенно не меняется. На второй стадии происходит рекомбинация заряженных частиц и дезактивация метастабильных атомов. На этой стадии основная часть электронов имеет энергии от нуля до нескольких десятых долей электронвольта. Так как межэлектронное взаимодействие для электронов такой энергии очень сильное, то в этой области энергий устанавливается максвелловское распределение с некоторой температурой T_e , которая может быть больше, чем T_g , так как в плазме протекает ряд процессов, приводящих к появлению быстрых электронов и, как следствие, к разогреванию электронного газа.

В условиях данного эксперимента к процессам, в результате которых появляются быстрые электроны, можно отнести следующие:

1. Соударения второго рода между электронами и метастабильными атомами гелия:



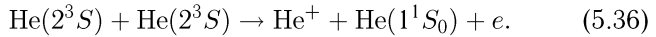
Эта реакция приводит к тому, что энергия электронов увеличивается на 19,82 эВ.

2. Образование молекулярного иона при соударении двух метастабильных атомов:



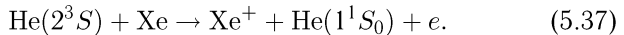
В результате этой реакции появляются электроны с энергией около 15 эВ.

3. Образование атомарного иона при соударении двух метастабильных атомов:



При этой реакции возникают электроны с энергией вблизи 14,5 эВ.

4. Реакция ионизации Пеннинга



В результате этой реакции появляются электроны с энергией 7,7 эВ.

Возникающий в плазме быстрый электрон может отдавать свою энергию по нескольким каналам: а) при взаимодействии с медленными электронами плазмы; б) при столкновениях с атомами и ионами газа; в) при рекомбинации на стенках трубки и в объеме. Это приводит к тому, что эффективная энергия, вносимая быстрыми электронами в систему медленных электронов, не равна начальной энергии ε , с которой появляются быстрые электроны. Величина ε_{ef} определяет степень разогрева медленных электронов. Для ее вычисления необходимо знать функцию распределения быстрых электронов с энергией $\varepsilon \gg kT_e$.

Функцию распределения быстрых электронов $f_0(\varepsilon)$ можно найти, исходя из следующих соображений. Если характерные времена изменения концентрации электронов и метастабильных атомов много больше времени релаксации электронов по энергиям, задачу можно считать квазистационарной и опустить производную по времени в кинетическом уравнении. Тогда, при наличии источников быстрых электронов, кинетическое уравнение для функции распределения $f_0(\varepsilon)$ в области энергий $\varepsilon \gg kT_e$ можно записать в виде

$$\sqrt{\frac{2m}{\varepsilon}} \frac{d}{d\varepsilon} \varepsilon j_\varepsilon + \left(\frac{1}{\tau} + \nu^* \right) f_0 - R(\varepsilon) = 0, \quad (5.38)$$

где j_ε — плотность потока электронов через поверхность энергии ε в пространстве скоростей из-за упругих столкновений с атомами и межэлектронного взаимодействия; τ — время жизни электронов с энергией ε ; ν^* — частота неупругих столкновений с атомами; $R(\varepsilon)$ — плотность источников быстрых электронов.

Используя выражения [194] для операторов электрон-электронных и электрон-атомных столкновений, получим для j_ε

$$j_\varepsilon = -\sqrt{\frac{\varepsilon}{2m}} \left[\nu_e(\varepsilon) \left(kT_e \frac{df_0}{d\varepsilon} + f_0 \right) + \delta \nu_a(\varepsilon) \left(kT_g \frac{df_0}{d\varepsilon} + f_0 \right) \right], \quad (5.39)$$

здесь $\nu_e(\varepsilon) = \frac{2\sqrt{2}\pi e^4 L n_e}{\sqrt{m} \varepsilon^{3/2}}$ — частота электрон-электронных столкновений; L — кулоновский логарифм; $\nu_a(\varepsilon)$ — частота упругих столкновений с атомами; $\delta = 2m/M$ — доля энергии, теряемая при упругом столкновении.

Поскольку глубина проникновения электронов в область энергий, где $R(\varepsilon, x) = 0$, за счет диффузии в пространстве энергий по порядку величины равна T_e или T_g , то число электронов в этой области при $\varepsilon \gg kT_e$, $\varepsilon \gg kT_g$ оказывается малой. Поэтому в задачах о релаксации быстрых электронов с $\varepsilon \gg kT_e$, kT_g членами с $\frac{df_0}{d\varepsilon}$ в (5.38) можно пренебречь.

С учетом вышесказанного решением кинетического уравнения будет функция

$$f_0 = \frac{1}{\varepsilon^{3/2} (\nu_e + \delta \nu_a)} \int_\varepsilon^\infty R(\varepsilon') \exp \left\{ - \int_\varepsilon^{\varepsilon'} \frac{(1 + \nu^* \tau) d\varepsilon}{\varepsilon \tau (\nu_e + \delta \nu_a)} \right\} \sqrt{\varepsilon'} d\varepsilon'. \quad (5.40)$$

Время жизни электронов τ определяется временем их диффузии к стенкам разрядной трубки: $\tau = \frac{R^2}{5,8} \frac{1}{D_e(\varepsilon)}$, где R — радиус трубки;

$D_e(\varepsilon) = \frac{2\varepsilon}{3m\nu_a}$ — коэффициент диффузии электронов. Плотность источников быстрых электронов можно представить в виде:

$$R(\varepsilon) = R_1(\varepsilon) + R_{2,3,4}(\varepsilon),$$

где $R_1(\varepsilon)$ — плотность источников за счет процессов соударения второго рода между электронами и метастабильными атомами; $R_{2,3,4}(\varepsilon)$ — плотность источников за счет процессов соударения двух метастабильных атомов и реакции ионизации Пеннинга.

Если считать, что медленные электроны распределены по закону Максвелла с температурой T_e и использовать связь между сечениями ударов первого и второго родов, то

$$R_1(\varepsilon) = \frac{g_a}{g_m} \frac{n_e n_m}{n_0} \nu^*(\varepsilon) \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{k T_e} \right\}, \quad (5.41)$$

где n_m и n_0 — концентрации метастабильных атомов и атомов в основном состоянии; ε_1 — энергия возбуждения метастабильного состояния; g_a и g_m — статистические веса.

$$R_{2,3,4}(\varepsilon) = \frac{k_1 n_m^2}{g(\varepsilon_{2,3})} \delta(\varepsilon - \varepsilon_{2,3,4}), \quad (5.42)$$

где k_1 — константа скорости реакции столкновения двух метастабильных атомов; ε_2 — энергия, с которой появляются быстрые электроны, если в результате реакции образуется быстрый электрон и молекулярный ион; ε_3 — энергия, с которой рождаются быстрые электроны, если при столкновении двух метастабилей образуются атомарный ион, атом в основном состоянии и электрон; k_2 — константа реакции ионизации Пеннинга; n_{Xe} — концентрация атомов ксенона в основном состоянии; ε_4 — энергия, с которой образуются быстрые электроны в результате реакции (5.37); $g(\varepsilon) = \frac{4\pi\sqrt{2\varepsilon}}{m^{3/2}}$ — плотность состояния электрона с энергией ε .

Температура медленных электронов T_e определяется уравнением баланса энергии, которое в квазистационарном случае имеет вид

$$evEn_e + \xi_{ef} - H = 0, \quad (5.43)$$

где H — уменьшение энергии электронного газа в единице объема и за единицу времени за счет столкновений медленных электронов с атомами; ξ_{ef} — приращение энергии за счет рождения быстрых электронов; член $evEn_e$ учитывает возможный разогрев электронов остаточным электрическим полем.

Величина H определяется обычно выражением

$$H = \delta\nu(T_e) \frac{3}{2} k (T_e - T_g) n_e. \quad (5.44)$$

Для гелия в области малых энергий $\nu(T_e) = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \frac{1}{\lambda_e}$, $v = \frac{8eE\lambda_e}{3\pi m} \sqrt{\frac{\pi m}{8kT_e}}$, где $\lambda_e = \frac{1}{17p}$ — длина свободного пробега электрона.

Величина ξ_{ef} равна энергии, передаваемой быстрыми электронами медленным,

$$\xi_{ef} = \int_0^{\infty} \varepsilon S_e(f_0) g(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (5.45)$$

где

$$S_e(f_0) = -\sqrt{\frac{2m}{\varepsilon}} \frac{d}{d\varepsilon} \left(\nu_e \sqrt{\frac{\varepsilon^3}{2m}} f_0 \right) \quad (5.46)$$

— оператор межэлектронных столкновений при $\varepsilon \gg kT_e$; f_0 — функция распределения быстрых электронов.

Подставляя (5.40) и (5.46) в (5.45), интегрируя по частям и меняя порядок интегрирования, получаем общее выражение для ξ_{ef} :

$$\xi_{ef} = \int_0^\infty d\varepsilon' R(\varepsilon') g(\varepsilon') \int_0^{\varepsilon'} \frac{\nu_e d\varepsilon}{\nu_e + \delta\nu_a} \exp \left\{ - \int_\varepsilon^{\varepsilon'} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon(\nu_e + \delta\nu_a)\tau} \right\}. \quad (5.47)$$

Если подставить в (5.47) выражения для $R(\varepsilon) = R_1(\varepsilon) + R_{2,3,4}(\varepsilon)$ и использовать формулы (5.43) и (5.44), можно получить выражение, определяющее значение температуры медленных электронов T_e :

$$\delta\nu(T_e) \frac{3}{2} k(T_e - T_g) = \frac{\varepsilon_1 \beta_1 n_m}{\varkappa^2} + \frac{\varepsilon_{2,3} k_1 n_m}{\varkappa^2 x_{2,3}^{5/2} n_e} + \frac{\varepsilon_4 k_2 n_m n_{Xe}}{\varkappa^2 x_4^{5/2} n_e}, \quad (5.48)$$

где β_1 — константа скорости реакции взаимодействия медленных электронов с метастабильными атомами, $x_2 = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$, $x_3 = \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}$, $x_4 = \frac{\varepsilon_4}{\varepsilon_1}$, $\varkappa^2 = \frac{5,8 D_e(\varepsilon_1)}{R^2 \nu_e(\varepsilon_1)}$.

Величины, необходимые для оценки T_e по этой формуле, брались из следующих источников: β_1 из [195]; константа k_1 определялась в настоящей работе, так же, как и константа k_2 (см. § 5.4). Концентрация электронов n_e , метастабильных атомов $n_m(2^3S)$ и газовая температура T_g измерялись экспериментально.

На рис. 117 показан временной ход температуры электронов в раннем послесвечении ($10 \text{ мкс} \leq t \leq 200 \text{ мкс}$), рассчитанный вышеизложенным методом. Из рис. 117 видно, что температура электронов за время 5–10 мкс быстро падает до значения $T_e \approx 1000 \text{ К}$ за счет упругих соударений электронов с атомами газа, а в дальнейшем медленно релаксирует, так как концентрация метастабильных атомов велика и эффективно протекает процесс рождения быстрых электронов, приводящий к разогреву электронного газа.

Используя данные о функции распределения электронов по энергиям и концентрации электронов в импульсе и в послесвечении и полученные значения величин τ_p^I в импульсе и τ_p^{II} и τ_D в послесвечении, были вычислены константы скоростей ступенчатого возбуждения в импульсе $z_{mr}^I = (1,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и в послесвечении $z_{mr}^{II} = (3,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Константа скорости реакции

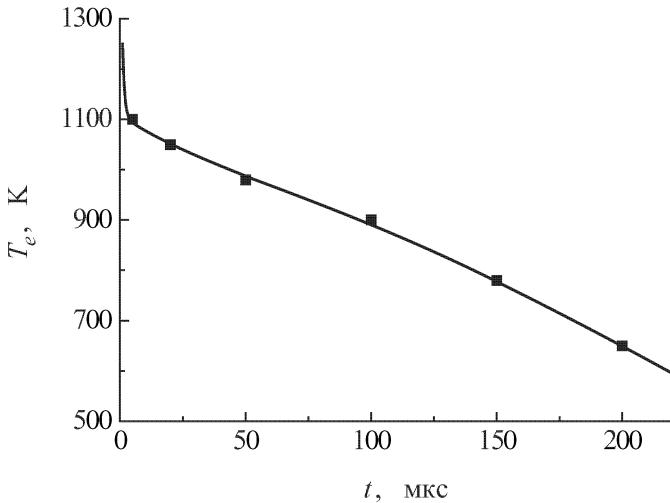


Рис. 117. Временной ход температуры электронов в раннем послесвечении при $p_{He} = 1,0$ Тор, $p_{Xe} = 10^{-3}$ Тор.

записывается через сечение этого процесса и функцию распределения электронов по энергиям следующим образом:

$$z_{mr} = \int_{\varepsilon_0}^{\infty} \sigma_{mr}(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (5.49)$$

Аппроксимируя функцию ступенчатого возбуждения $\sigma_{mr}(\varepsilon)$ формулой В.А.Фабриканта [196]

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_m \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_m - \varepsilon_0} \exp \left\{ 1 - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_m - \varepsilon_0} \right\}, \quad (5.50)$$

где ε_m — энергия, при которой сечение достигает максимальной величины σ_m , а ε_0 — пороговая энергия, получаем следующую систему уравнений с двумя неизвестными σ_m и ε_m :

$$\begin{aligned} z_{mr}^I &= \int_{\varepsilon_0}^{\infty} \sigma_m \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_m - \varepsilon_0} \exp \left\{ 1 - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_m - \varepsilon_0} \right\} \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} f^I(\varepsilon) d\varepsilon, \\ z_{mr}^{II} &= \int_{\varepsilon_0}^{\infty} \sigma_m \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_m - \varepsilon_0} \exp \left\{ 1 - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_m - \varepsilon_0} \right\} \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} f^{II}(\varepsilon) d\varepsilon. \end{aligned} \quad (5.51)$$

Разрешая эту систему уравнений, получаем искомые значения σ_m и ε_m . Тогда формула (5.50) описывает энергетическую зависимость сечения ступенчатого возбуждения электронным ударом уровня 3P_1

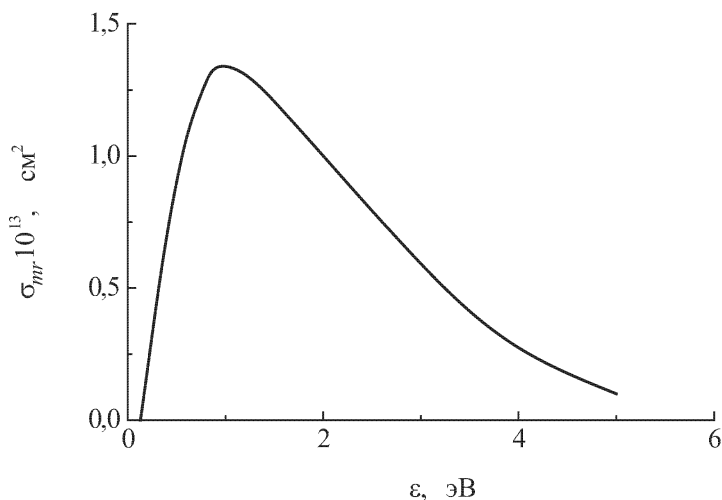


Рис. 118. Функция возбуждения резонансного уровня $\text{Xe}(^3P_1)$ электронным ударом из метастабильного состояния $\text{Xe}(^3P_2)$.

с уровня 3P_2 ксенона. На рис. 118 приведена найденная таким образом функция ступенчатого возбуждения σ_{mr} . Оценки по формулам [97] дают величину $\sigma_m \sim 10^{-13} \text{ см}^2$, что хорошо согласуется с полученными данными.

§ 6. Кинетика образования молекулярных ионов Xe_2^+ в плазме импульсного разряда в He-Xe смеси

Изучение послесвечения плазмы, как было сказано выше, может дать обширную информацию о физических процессах, протекающих в неравновесной плазме. После окончания импульса разрядного тока температура электронов быстро (за время порядка несколько микросекунд) падает до значения $\sim 1000 \text{ К}$, в то время как концентрации заряженных частиц и метастабильных атомов уменьшаются незначительно. Это приводит к включению одних и выключению других процессов с участием заряженных и возбужденных частиц, что облегчает исследование процессов, протекающих в нестационарной распадающейся плазме

Исследование послесвечения He-Xe плазмы (см. рис. 119) показало, что в магнитном поле при низких давлениях гелия ($p_{\text{He}} \leq 0,8 \text{ Тор}$) и в отсутствии магнитного поля при давлениях гелия $p_{\text{He}} \geq 1,0 \text{ Тор}$ в стадии послесвечения по истечению времени $t \sim 150\text{--}200 \text{ мкс}$ от заднего фронта импульса для определенных условий наблюдается всплеск интенсивности свечения линий гелия и ксенона. При длительности импульса разрядного тока τ менее 2 мкс наблюдался монотонный спад

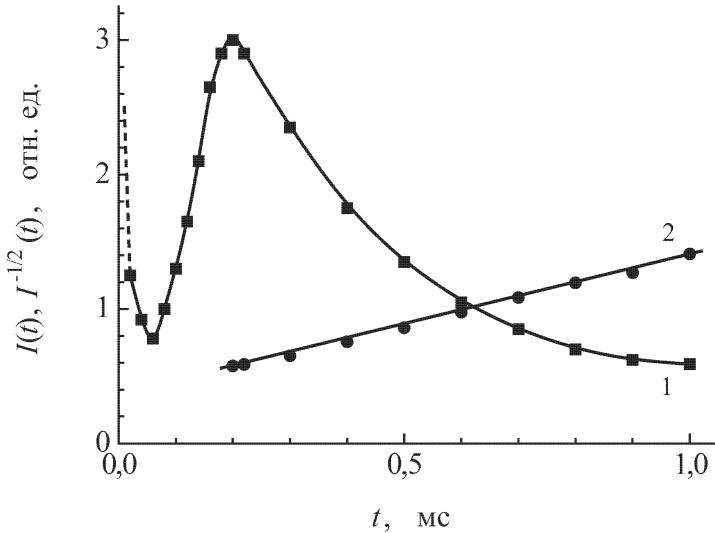


Рис. 119. Типичный временной ход интенсивности $I(t)$ (кривая 1) свечения линий гелия и ксенона и $I^{-1/2}(t)$ (кривая 2) в стадии распада плазмы после окончания импульса разрядного тока при $p_{He} = 0,4$ Тор, $p_{Xe} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ Тор, $B = 600$ Гс.

интенсивности свечения распадающейся плазмы. Если $\tau \geq 2-3$ мкс, появлялся всплеск излучения, интенсивность которого достигала максимального значения в случае $\tau \approx 10$ мкс. При длительности импульса $\tau > 40$ мкс немонотонный ход интенсивности свечения $I(t)$ не наблюдался, так же, как и при коротких импульсах. Положение максимума $I_{\max}(t)$ относительно заднего фронта импульса при неизменных условиях разряда практически не зависело от длительности импульса

На рис. 119 приведена также зависимость $I^{-1/2}(t)$ (кривая 2), которая, как видно, имеет линейный характер в позднем послесвечении ($t > 400$ мкс). Такое поведение интенсивности послесвечения в зависимости от времени характерно для плазмы, распадающейся вследствие диссоциативной рекомбинации [197].

Одновременно изучалась зависимость интенсивности рекомбинационного излучения линий от температуры электронов. Для этого использовался предложенный в [198] метод подогрева электронов продольным электрическим полем. В моменты достижения минимума или максимума интенсивности послесвечения уравнение баланса для заселенности n^* верхнего уровня рассматриваемой спектральной линии можно записать в виде

$$\frac{dn^*}{dt} = \alpha_D n_2^+ n_e - n^* A_{ki} = 0, \quad (5.52)$$

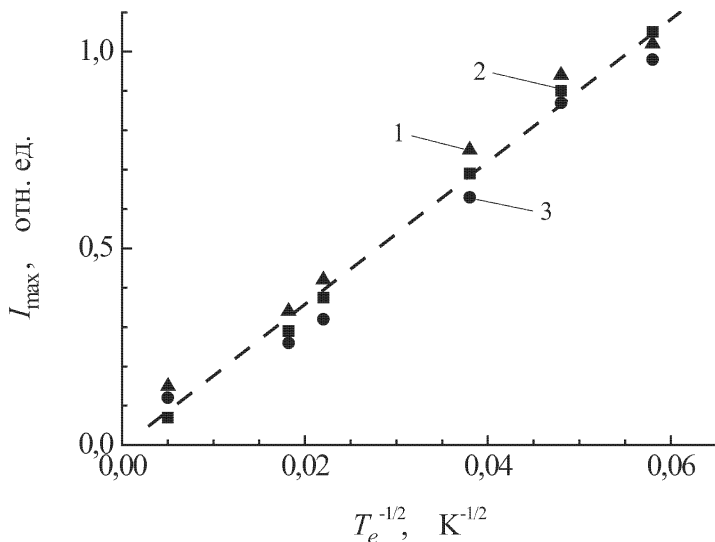


Рис. 120. Зависимость интенсивности излучения в максимуме послесвечения магнитоактивной плазмы при $B = 600$ Гс для спектральных линий 484,3 нм XeI (1), 828,3 нм XeI (2) и 447,1 нм HeI (3) от температуры электронов.

где α_D — коэффициент диссоциативной рекомбинации; n_2^+ — концентрация молекулярных ионов; A_{ki} — вероятность перехода между верхним и нижним уровнями. Тогда интенсивность излучения в максимуме послесвечения

$$I_{\text{max}} = \alpha_D n_2^+ n_e h\nu. \quad (5.53)$$

Поскольку амплитуда подогревающего электроны импульса мала и не вызывает дополнительной ионизации, то, как видно из выражения (5.53), зависимость интенсивности излучения в максимуме послесвечения от температуры электронов будет соответствовать температурной зависимости коэффициента диссоциативной рекомбинации, то есть,

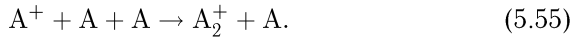
$$I_{\text{max}}(T_e) \sim \alpha_D(T_e).$$

На рис. 120 приводятся зависимости $I_{\text{max}}(T_e^{-1/2})$ для двух линий ксенона и гелия, которые, как видно, представляют линейную функцию от $T_e^{-1/2}$. Это еще раз подтверждает диссоциативный характер рекомбинации, поскольку, как известно [2, 117], для процесса диссоциативной рекомбинации коэффициент $\alpha_D \sim T_e^{-1/2}$, в то время как процесс ударно-радиационной рекомбинации описывается коэффициентом $\alpha_p \sim T_e^{-9/2}$.

Молекулярные ионы могут образовываться в результате следующих процессов [2]: ассоциативной ионизации или по-другому — реакции Хорнбека–Молнара



и конверсии атомарных ионов в молекулярные



Количественное изучение соотношения вкладов обоих процессов затруднено тем, что непосредственное наблюдение излучения молекулярных ионов в инертных газах практически невозможно из-за большого времени жизни для их спонтанных радиационных переходов [199]. Молекулярные ионы в течение этого времени диссоциируют на атомы, и полос ионов в спектрах не наблюдается. Тем не менее, в ряде работ [117, 199, 200] указывается, что при малых давлениях преобладает реакция Хорнбека–Молнара, а при больших — трехчастичная ионная конверсия [201]. Используя данные о величинах коэффициента ионной конверсии [201] и коэффициента скорости процесса ассоциативной ионизации [165], можно оценить скорость образования молекулярных ионов в наших условиях разряда. Эти оценки показывают, что при $p_{He} = 0,2 \text{ Тор}$, $p_{Xe} = 10^{-3} \text{ Тор}$, $i = 0,15 \text{ А}$ за 10 мкс в результате реакции (5.54) образуется $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ ионов Xe_2^+ , в то время как в результате реакции (5.55) — около 10^6 см^{-3} , то есть, вкладом последнего в процесс образования молекулярных ионов ксенона можно пренебречь.

Таким образом, можно заключить, что в импульсе тока в начальные моменты времени наблюдается всплеск концентрации молекулярных ионов, который объясняется конкуренцией двух факторов. В момент развития разряда средняя энергия электронов велика [30], в результате чего интенсивно заселяются верхние энергетические уровни атома ксенона, с участием которых возможна ассоциативная ионизация. По мере уменьшения T_e начинает расти скорость диссоциативной рекомбинации, вследствие чего концентрация молекулярных ионов, образующихся в результате реакции Хорнбека–Молнара, будет падать. Отметим, что решение нестационарных уравнений баланса для заряженных и возбужденных атомов в условиях импульсного разряда в аргоне низкого давления [117] дало качественно такой же временной ход концентрации молекулярных ионов аргона.

Одновременно с исследованием временного хода концентрации возбужденных атомов ксенона и гелия в послесвечении плазмы изучался также процесс девозбуждения метастабильных атомов ксенона. На рис. 121 приводится временной ход заселенности метастабильного уровня атомов ксенона в стадии послесвечения. Как видно, характер изменения концентрации $n_m^{Xe}(0, t)$ метастабильных атомов $Xe(^3P_2)$ в послесвечении качественно также зависит от длительности импульса, как и интенсивность свечения ряда линий ксенона (см. рис. 119). Так, при $\tau = 7 \text{ мкс}$ после быстрого спада n_m^{Xe} в раннем послесвечении

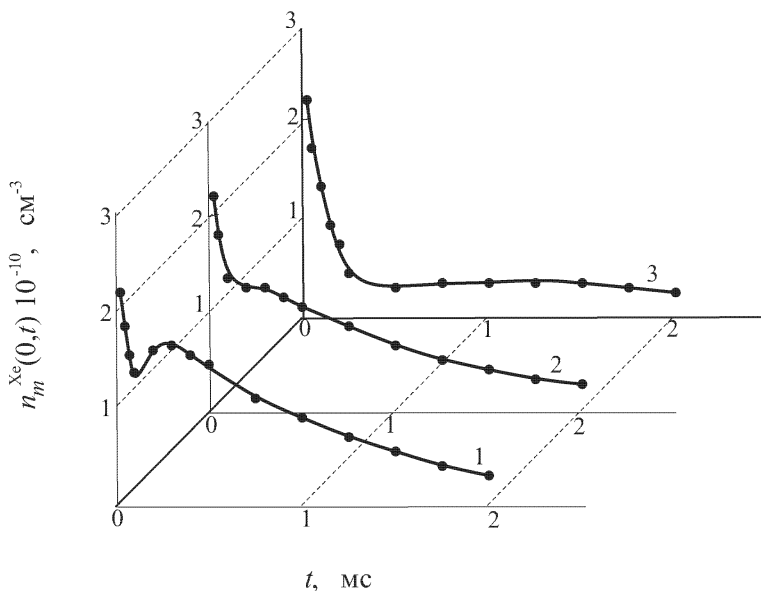


Рис. 121. Временной ход концентрации метастабильных атомов ксенона в стадии послесвечения разряда в He-Xe смеси при $p_{He} = 1,0$ Тор, $p_{Xe} = 2 \cdot 10^{-3}$ Тор, $i = 0,65$ А в зависимости от длительности разрядного импульса τ , мкс: 1 — 7; 2 — 20; 3 — 200.

наблюдается резкий максимум при временах $t = 200$ мкс от заднего фронта импульса. С увеличением τ он становится менее выраженным и при $\tau = 200$ мкс полностью исчезает. Такое поведение заселенности метастабильного состояния коррелирует с послесвечением линий ксенона и, очевидно, объясняется главенствующей ролью диссоциативной рекомбинации.

Оценки показывают, что в раннем послесвечении дезактивация метастабильных атомов происходит вследствие возбуждения их на резонансный уровень 3P_1 , с которого в дипольном приближении разрешен спонтанный переход в основное состояние. Действительно, частота диффузионного ухода 3P_2 атомов ксенона на стенки при наших условиях составляет ~ 150 мкс (коэффициент диффузии метастабильных атомов ксенона в гелии $D_m = 240$ $см^2 \cdot с^{-1}$ при температуре газа 300 К и давлении гелия 1,0 Тор [30], частота разрушения метастабильного 3P_2 -состояния ксенона в результате ударов второго рода с электронами равна 10 $с^{-1}$ (константа этого процесса 10^{-14} $см^3 \cdot с^{-1}$ [202], в то время как частота разрушения вследствие возбуждения на резонансный уровень составляет 10^4 $с^{-1}$ (постоянная скорости этого процесса z_{mr} в зависимости от температуры электронов приведена в [203]). То есть, определяющим процессом дезактивации в раннем послесвечении

является девозбуждение метастабильных атомов ксенона в результате перевода их на резонансный уровень. Вследствие уменьшения температуры электронов в стадии послесвечения постоянная скорости этого процесса падает [203]. Одновременно по этой же причине начинает расти коэффициент рекомбинации, что приводит к заселению метастабильного уровня. Уравнение баланса в этом интервале времени для концентрации метастабильных атомов примеси имеет вид

$$\frac{dn_m^{\text{Xe}}}{dt} = \alpha_D n_2^+ n_e - z_{mr} n_e n_m^{\text{Xe}} - \frac{n_m^{\text{Xe}}}{\tau_{D_m}}. \quad (5.56)$$

При временах $t \approx 200$ мкс после импульса разрядного тока концентрация электронов не успевает заметно измениться (см. рис. 75), а температура электронов в течение нескольких микросекунд падает до определенного значения, после чего поддерживается достаточно долго на этом уровне (см. рис. 117). Тогда в предположении, что α_D , n_e , T_e постоянны, решением уравнения (5.56) является

$$\ln \frac{n_m^{\text{Xe}}(t)}{n_m^{\text{Xe}}(0)} = -\frac{t}{\tau_1} + \ln \left[1 + \frac{\alpha_D n_2^+ n_e \left(\exp \left\{ \frac{t}{\tau_1} \right\} - 1 \right)}{n_m^{\text{Xe}}(0)} \right]. \quad (5.57)$$

Как видно из выражения (5.57), когда скорость рекомбинационного заселения метастабильного уровня мала по сравнению со скоростью электронного и диффузионного разрушений, вторым слагаемым под знаком логарифма можно пренебречь, и

$$n_m^{\text{Xe}}(t) \sim \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_1} \right\}, \quad (5.58)$$

то есть, наблюдается экспоненциальный спад во времени концентрации метастабильных атомов. В противном случае имеет место отклонение от экспоненциального закона, и при сравнимых значениях скоростей диффузионного ухода или (и) электронного девозбуждения метастабильного состояния монотонный спад $n_m^{\text{Xe}}(t)$ нарушается.

В моменты времени, когда достигается максимум или минимум заселенности метастабильного состояния, то есть когда $\frac{dn_m^{\text{Xe}}}{dt} = 0$, из выражения (5.56) можно определить концентрацию молекулярных ионов. Измеряя величину концентрации электронов, метастабильных атомов $\text{He}(2^3S)$ и $\text{Xe}(3P_2)$ и атомов ксенона в основном состоянии в момент времени, соответствующий минимуму или максимуму концентрации атомов $\text{Xe}(3P_2)$ в стадии распада плазмы, и, рассчитывая по формуле (5.48) температуру электронов T_e , были получены из (5.56) значения концентрации молекулярных ионов ксенона в плазме для этих моментов времени. После этого, зная закон распада $n_2^+(t)$, была восстановлена концентрация молекулярных ионов в конце импульса. Выполняя эту

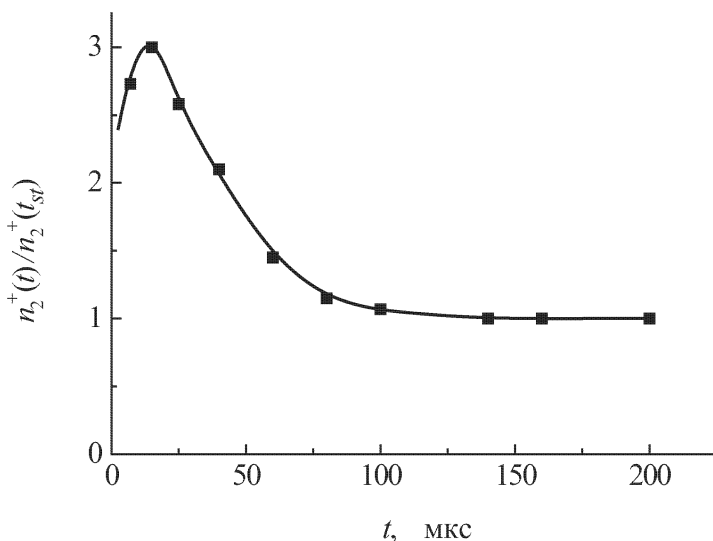


Рис. 122. Временной ход концентрации молекулярных ионов ксенона в активной фазе разряда в He-Xe смеси при $p_{He} = 1,0$ Тор, $p_{Xe} = 2 \cdot 10^{-3}$ Тор, $i = 0,65$ А.

процедуру для импульсов тока различной длительности, был получен временной ход $n_2^+(t)$ в активной фазе разряда (см. рис. 122). На этом рисунке обращает на себя внимание преобладание n_2^+ в начальных стадиях импульса разряда по сравнению со стационарным значением. Именно по этой причине наблюдается «накопление» метастабильных атомов ксенона в послесвечении лишь при коротких импульсах, когда в моменты обрыва импульса тока концентрация молекулярных ионов ксенона достаточно велика.

Нужно отметить, что при решении уравнения (5.56) мы предполагали бесселевское распределение концентрации молекулярных ионов ксенона. Однако по аналогии с радиальным распределением атомарных ионов примеси радиальный профиль молекулярных ионов ксенона в общем случае также может отличаться от бесселевской функции. Поэтому рассчитанные значения дают нижний предел концентрации молекулярных ионов ксенона.

Приложение

Потребность современного общества в чистом веществе возрастает непрерывно, а требования к его чистоте ужесточаются. Так, например, чистые инертные газы сегодня широко используются в технологиях получения сверхбольших интегральных схем и световодов с малыми оптическими потерями, а также в метрологии для изготовления поверочных газовых смесей, в хроматографии и в других областях техники. Из всех инертных газов потребность в чистом гелии наибольшая. Чистота вещества — острая проблема современности. Разделение газовых смесей и, в частности, глубокая очистка инертных газов — лишь часть этой проблемы.

Многообразные потребности общества в высокочистых веществах ставит исследователей перед необходимостью предлагать все новые и новые методы их очистки. По характеру протекания разделительных процессов эти методы можно подразделить на группы, среди которых наиболее часто используются на практике химические, сорбционные, диффузионные, в том числе с применением полупроницаемых перегородок, и другие. Однако применение этих методов сопровождается большим перерасходом материалов и для них характерна низкая скорость протекания химико-физических процессов разделения. Вот почему все технологии, использующие эти методы, имеют малую производительность и большие отходы. Известные плазменные методы лишены этих недостатков, но для них характерны большие непроизводительные энергозатраты. Вот почему эти методы так и не вышли за пределы исследовательских лабораторий.

На физическом факультете Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова совместно с сотрудниками Российского федерального ядерного центра — Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики (РФЯЦ–ВНИИЭФ, г. Саров) в рамках проекта N 443 Международного научно-технического центра был предложен высокопроизводительный, экологически чистый, безотходный плазменный метод очистки технического гелия от примесей. Метод основан на описанных в монографии исследованиях пространственного перераспределения компонентов смесей инертных газов. В рамках проекта были созданы однокаскадный

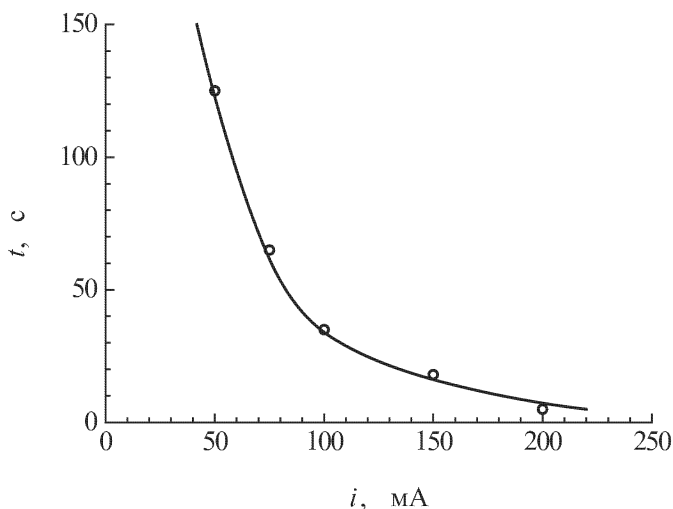


Рис. 123. Зависимость времени продольного разделения He-Xe смеси от разрядного тока при $p_{\text{He}} = 1$ Тор, $p_{\text{Xe}} = 0.01$ Тор.

и двухкаскадный макетные образцы промышленной установки, позволяющей производить глубокую очистку гелия в неравновесной плазменной среде.

Для достижения целей, поставленных в проекте, которые носят фундаментальный характер, были проведены экспериментальные и теоретических исследования по дальнейшему изучению свойств разрядов в многокомпонентных газовых средах. При этом изучалось влияние на характер пространственного распределения заряженных и нейтральных компонентов газоразрядной плазмы и на скорость протекания разделительных процессов таких параметров, как масса молекул и их потенциал ионизации, парциальные давления компонентов смеси, величина разрядного тока, режим создания разряда, размеры разрядной камеры, число разделительных камер и т. д.

Вначале для проверки эффективности работы установки было осуществлено разделение компонентов модельной бинарной He-Xe смеси. На рис. 123 приведена зависимость времени продольного перераспределения компонентов He-Xe смеси от разрядного тока. Видно, что с увеличением разрядного тока время разделения уменьшается и при токе 200 мА равно 5 с.

Затем были проведены эксперименты по очистке технического гелия марки "Б". В качестве примера на рис. 124 приведена временная зависимость концентрации легкоионизируемой примеси в прикатодной области разделительной камеры при давлении технического гелия $p_{\text{He}} = 3$ Тор и разрядном токе $i = 160$ мА. Видно, что эффективность работы разделительной установки достаточна большая.

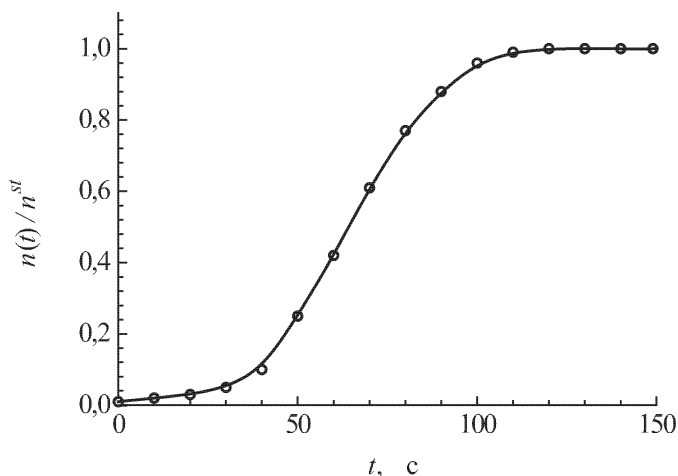


Рис. 124. Временной ход концентрации легкоионизируемой примеси в прикатодной области разделительной камеры при давлении технического гелия марки "Б" $p_{He} = 3$ Тор и разрядном токе $i = 160$ мА.

Фотографии однокаскадной разделительной камеры, при создании в ней разряда постоянного тока при различных давлениях технического гелия представлены на обложке. С увеличением давления гелия положение отсчитываемой от катода границы продольного разделения уменьшается, при этом возрастает степень пространственного перераспределения компонентов смеси, при этом легкоионизируемые компоненты собираются у катода и у стенок разрядной трубки. Аналогичное поведение наблюдается во времени при импульсно-периодическом режиме создания разряда.

Полученные результаты теоретических и экспериментальных исследований по изучению процессов разделения в плазме многокомпонентной газовой среды показывают высокую эффективность плазменного метода и позволяют выработать основные направления в развитии новых плазменных технологий разделения других газовых смесей, в том числе и глубокой очистки остальных инертных газов, а также разделения изотопов некоторых элементов.

Список литературы

1. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. — М.: Наука, 1971. — 543 с.
2. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. — М.: Атомиздат, 1968. — 363 с.
3. Бабарицкий А. И., Жужунашвили А. И., Курко О. В. Механизм разделения по массам в плазме разряда в скрещенных полях // Физ. плазмы. 1979. Т. 5. Вып. 5. С. 1145–1150.
4. Курко О. В. Пространственное разделение по массам во вращающейся слабоионизованной плазме // Физ. плазмы 1978. Т. 4, N 5. С. 1070–1077.
5. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. — М.: ИЛ., 1960. — 510 с.
6. Druyvesteyn M. J. The electrophoresis in the positive column of a gas discharge // Physica 1935. V. 2. P. 255–266.
7. Пекар Ю. А. Поперечное разделение компонент смеси в положительном столбе тлеющего разряда // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1966. Т. 36, N 8. С. 1372–1375.
8. Пекар Ю. А. Продольное разделение смеси газов в тлеющем разряде // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1967. Т. 37, N 6. С. 1112–1117.
9. Мускинова Н. А. Исследование катафореза в плазме положительного столба в бинарных смесях инертных газов с водородом и ртутными парами: Дис... канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1970.
10. Sanctorem C. Cataphoresis in neon-argon mixtures // Physica B+C 1976. V. 83, N 3. P. 367–372.
11. Sanctorem C. Cataphoresis in neon-nitrogen mixtures // Physica B+C 1976. V. 85, N 1. P. 209–213.
12. Shair F. H., Remer D. S. A theoretical model for gas separation in a glow discharge: Cataphoresis // J. Appl. Phys. 1968. V. 39, N 12. P. 5762–5767.
13. Sanctorem C., Bonte L., Jacques L. Time dependence of cataphoresis // Physica C 1981. V. 104, N 3. P. 457–462.

14. *Frendenthal J.* Cataphoresis and collision processes in low pressure discharges // *Physica* 1967. V. 36, N 3. P. 365–376.
15. *Schmeltekopf A. L.* Cataphoresis in helium-neon mixtures // *J. Appl. Phys.* 1964. V. 35, N 6. P. 1712–1717.
16. *Ries R., Dieks G. H.* The analysis and purification of rare gases by means of electric discharges // *J. Appl. Phys.* 1951. V. 25, N 2. P. 196–201.
17. *Bleekrode R., Laarse J. W.* Optical determination of Cs ground state depletion in Cs-Ar low pressure discharges. 2. Radial and axial Cs atom distribution // *J. Appl. Phys.* 1969. V.40. P. 2401–2403.
18. *Weazink J. H., Polman J.* Cesium depletion in the positive column of Cs-Ar discharge // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40, N 6. p. 2403–2408.
19. *Bleekrode R.* Optical determination of Cs ground state depletion in Cs-Ar low pressure dc discharges // *J. Appl. Phys.* 1967. V. 38. P. 5062–5065.
20. *Латуш Е. Л., Михалевский В. С., Толмачев Г. Н., Хасилев В. Я.* Исследование поперечного разделения паров металла в катафорезных ОКГ // *Квант. электрон.* 1976, N 10. С. 2306–2309.
21. *Толмачев Г. Н.* Исследование активных сред и характеристик излучения ионных лазеров непрерывного действия на парах металлов: Дисс... канд. физ.-мат. наук. — Ростов-на-Дону, 1978.
22. *Толмачев Г. Н.* Исследование поперечного распределения кадмия при разряде в Cd-He смеси // *Спектроскопия и ее применение.* — Красноярск, 1974. — С. 68.
23. *Латуш Е. Л., Михалевский В. С., Сэм М. Ф., Толмачев Г. Н.* Некоторые особенности катафореза в Cd-He и Zn-He ОКГ. // *Электронная техника. Сер.4. Электроввакуумные и газоразрядные приборы.* 1974, Вып. 1(25). С. 25–26.
24. *Вагнер С. Д., Каган Ю. М., Константинов А. И., Нискнен И. С.* Исследование высокочастотного разряда в смеси ртуть-гелий // *ЖТФ (Ж. техн. физ.)* 1974. Т. 44, N 7. С. 1437–1441.
25. *Латуш Е. Л., Толмачев Г. Н., Хасилев В. Я.* Динамика поперечного разделения паров металла в катафорезных ОКГ // *Квант. электрон.* 1976. Т. 3, N 9. С. 1832–1836.
26. *Толмачев Г. Н., Латуш Е. Л., Михалевский В. С.* Влияние плотности поля излучения в резонаторе кадмий-гелиевого ОКГ на скорость дрейфа ионов кадмия // *ЖТФ (Ж. техн. физ.)* 1974. Т. 44, N 5. С. 1792–1794.
27. *Латуш Е. Л., Михалевский В. С., Толмачев Г. Н.* Влияние лазерного поля в резонаторе He-Cd лазера на процесс ускорения ионов $Cd^+(D^*_{5/2})$ // *ЖТФ (Ж. техн. физ.)* 1977. Т. 47, N 3. С. 529–532.

28. Латуш Е. Л., Михалевский В. С., Толмачев Г. Н. Исследование влияния лазерного поля в резонаторе кадмий-гелиевого лазера на дрейфовые скорости возбужденных ионов и спектр выходного излучения // Электронная техника. Сер. 4. Электровакуумные и газоразрядные приборы 1974. Вып. 1(25). С. 27.
29. Кралькина Е. А. Применение метода регуляризации для диагностики ионизованного газа по экспериментально измеренной интенсивности свечения плазмы: Дис... канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1977.
30. Шибкова Л. В. Физические процессы в неравновесной плазме бинарной смеси инертных газов: Дис... канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1982.
31. Шайхитдинов Р. З. Влияние продольного магнитного поля на физические процессы в неравновесной плазме He-Xe смеси: Дис... канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1987.
32. Ли Сын Чан Физические процессы в неравновесной плазме положительного столба разряда в смеси гелия с водородом: Дис... канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1990.
33. Тараkdжи М. К. Физические процессы в плазме в парах иода и в смеси He-I₂: Дис... канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1992.
34. Аушева Ф. А. Пространственное разделение компонентов в газоразрядной плазме в бинарной и тройной смесях: Дис... канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1994.
35. Волкова Л. М., Шибков В. М. Функция распределения электронов по энергиям в СВЧ разряде в воздухе // Труды V Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. — Киев, 1979. Часть 1. С. 158.
36. Shibkova L. V., Devyatov A. M., Volkova L. M., Shibkov V. M. Effect of metastable atoms of the development of pulsed discharge in helium // Proc. V ESCAMPIG. — Dubrovnik, 1980. — P. 109.
37. Волкова Л. М., Девятков А. М., Шибков В. М., Шибкова Л. В. Определение функции распределения электронов в начальной стадии импульсного разряда по интенсивностям спектральных линий // Тез. докл. IX Всес. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. — Фрунзе, 1983. — С. 206–207.
38. Волкова Л. М., Девятков А. М., Шибков В. М., Шибкова Л. В. Влияние метастабильных состояний на развитие импульсного разряда в гелии // Физ. плазмы 1981. Т. 7, N 2. С. 296–302.
39. Devyatov A. M., Shibkov V. M., Shibkova L. V., Volkova L. M. The temperature dependence of diffusion coefficient of metastable Xe(³P₂) atoms in He-Xe mixture // Proc. XV ICPIG. Contrib. papers. — Minsk, 1981. — Part 1. P. 399–400.

40. Шибкова Л. В., Волкова Л. М., Девятков А. М., Шибков В. М. Сечение ступенчатого возбуждения $\text{Xe}(^3\text{P}_2) \rightarrow \text{Xe}(^3\text{P}_1)$ // Тез. докл. VIII Всес. конф. по электрон-атомным столкновениям. — Ленинград, 1981. — С. 197.
41. *Shibkova L. V., Devyatov A. M., Shibkov V. M., Volkova L. M.* The determination of interaction constants of metastable atoms $\text{He}(2^3\text{S})$ between each other and with xenon atoms // Proc. VI ESCAMPIG. Contrib. papers. — Oxford, U.K., 1982. — P. 97–98.
42. *Shibkova L. V., Devyatov A. M., Shibkov V. M., Volkova L. V.* The crosssection of the stepwise excitation $\text{Xe}(^3\text{P}_2) \rightarrow \text{Xe}(^3\text{P}_1)$ by an electron impact // Proc. VI ESCAMPIG. Contrib. papers. — Oxford, U.K., 1982. — P. 45–46.
43. Волкова Л. М., Девятков А. М., Шибков В. М., Шибкова Л. В. Определение констант элементарных процессов с участием метастабильных атомов в распадающейся плазме гелия и смеси He-Xe // Метастабильные состояния атомов и молекул и методы их исследования. — Чебоксары, 1982. — С. 3–21.
44. *Devyatov A. M., Shibkov V. M., Shibkova L. V., Chepeleva L. P., Volkova L. M.* Electron energy distribution in the nonequilibrium plasma of a pulse discharge in He-Xe mixture // Proc. XII ICPIG. Contrib. papers. — Dusseldorf, 1983. — V. 1. P. 24–25.
45. Девятков А. М., Шибков В. М., Шибкова Л. В. Исследование динамики катафореза в пеннинговской смеси // Тез. докл. VI Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. — Ленинград, 1983. — Т. 2. С. 54–56.
46. Волкова Л. М., Девятков А. М., Шибков В. М., Шибкова Л. В. Определение функции распределения электронов в начальной стадии импульсного разряда по интенсивностям спектральных линий // Тез. докл. IX Всес. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. — Фрунзе, 1983. — С. 206–207.
47. Девятков А. М., Шибков В. М., Шибкова Л. В., Чепелева Л. П. Кинетика концентрации метастабильных атомов и электронов и ее влияние на повторный пробой в гелии // Тез. докл. II Всес. совещания по физике электрического пробоя газов. — Тарту, 1984. — Часть 1. С. 163–165.
48. Девятков А. М., Шибков В. М., Чепелева Л. П. Функция распределения электронов по энергиям в стадии пробоя импульсного разряда в гелии // Тез. докл. II Всес. совещания по физике электрического пробоя газов. — Тарту, 1984. — Часть 1. С. 166–168.
49. Девятков А. М., Шибков В. М., Шибкова Л. В. Динамика поперечного катафореза в He-Xe смеси в условиях импульсной модуляции разрядного тока // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. и астрон. 1984. Т. 25, N 4. С. 40–44.

50. *Devyatov A. M., Shibkov V. M., Shibkova L. V., Chepeleva L. P.* Electron energy distribution at the beginning secondary discharge in helium // Proc. VII ESCAMPIG. Contrib. papers. — Bari, Italy, 1984. — P. 232–233.
51. *Девяттов А. М., Шибков В. М., Шибкова Л. В., Чепелева Л. П.* Функция распределения электронов по энергиям в начальной стадии повторного разряда в гелии // Письма в ЖТФ 1984. Т. 10, N 23. С. 1413–1416.
52. *Девяттов А. М., Чепелева Л. П., Шибков В. М.* Кинетика концентрации метастабильных атомов в импульсном разряде — М. 1985. — 13 с. — Деп. в ВИНТИ, N 6251.
53. *Девяттов А. М., Шайхитдинов Р. З., Шибков В. М., Шибкова Л. В.* Радиальное распределение атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в импульсном разряде в He-Xe смеси // Опт. и спектроск. 1985. Т. 59, N 6. С. 1201–1204.
54. *Девяттов А. М., Шибков В. М., Шибкова Л. В.* Физические процессы в неравновесной плазме бинарной смеси инертных газов // Contrib. Plasma Phys. 1986. V. 26, N 1. P. 37–51.
55. *Девяттов А. М., Шибков В. М., Шайхитдинов Р. З., Шибкова Л. В.* Функция распределения электронов в стадии пробоя в гелии // Тез. докл. III Всес. конф. по физике газового разряда. — Киев, 1986. — Часть 2. С. 266–268.
56. *Девяттов А. М., Шибков В. М., Шайхитдинов Р. З.* Об измерении радиального электрического поля в положительном столбе разряда // Тез. докл. III Всес. конф. по физике газового разряда. — Киев, 1986. — Часть 3. С. 336–338.
57. *Девяттов А. М., Шайхитдинов Р. З., Шибков В. М.* Радиальное распределение ионов Хе в положительном столбе разряда в смеси He-Xe // Изв. вузов. Физика 1986. N 12. С. 84–86.
58. *Волкова Л. М., Девяттов А. М., Шайхитдинов Р. З., Шибков В. М.* Влияние продольного магнитного поля на радиальное распределение потенциала плазмы — М. 1987 — Деп. в ВИНТИ 27.02.87, N 1471, В87.
59. *Девяттов А. М., Волкова Л. М., Шайхитдинов Р. З., Шибков В. М.* Влияние продольного магнитного поля на перераспределение атомов ксенона по радиусу в разряде в смеси He-Xe // Опт. и спектроск. 1987. Т. 62, N 6. С. 1230–1232.
60. *Devyatov A. M., Kuzovnikov A. A., Shibkov V. M.* Electron kinetics in the initial stage of impulse discharge // XVIII ICPIG. Contrib. papers. — Swansea, Wales, U.K., 1987. — Part 1. P. 112–113.
61. *Kuzovnikov A. A., Devyatov A. M., Shaihitdinov R. Z., Shibkov V. M.* On the possibility of regulation of radial distribution of admixture atoms and ions in the discharge of binary mixtures //

- XYIII ICPIG. Contrib. papers. — Swansea, Wales, U.K., 1987. — Part 1. P. 166–167.
62. *Devyatov A. M., Kuzovnikov A. A., Shaihitdinov R. Z., Shibkov V. M., Shibkova L. V.* The influence of radial distribution of He-Xe mixture components on radial distribution of atoms $\text{Xe}(^3P_2)$ in the impulse discharge // XYIII ICPIG. Contrib. papers. — Swansea, Wales, U.K., 1987. — Part 1. P. 166–167.
63. *Шибков В. М., Девятков А. М., Аушева Ф. А.* Функция распределения электронов по энергиям в начальной стадии импульсного разряда в гелии // Тез. докл. VII Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. — Ташкент, 1987. — Часть 2. С. 57–58.
64. *Аушева Ф. А., Шибков В. М.* Кинетика концентрации метастабильных атомов в импульсном разряде // Элементарные процессы при столкновении атомных и молекулярных частиц. — Чебоксары, 1987. — С. 28–31.
65. *Аушева Ф. А., Волкова Л. М., Девятков А. М., Шибков В. М.* Кинетика заселения метастабильных состояний 2^1S и 2^3S гелия в неравновесной плазме импульсного разряда // Тез. докл. I Всес. конф. по процессам ионизации с участием возбужденных атомов. — Ленинград, 1988. — С. 86–87.
66. *Ausheva F. A., Devyatov A. M., Shibkov V. M.* Dependence of diffusion coefficient of the atoms $\text{Xe}(^3P_2)$ from percentage of xenon in He-Xe mixture // Proc. IX ESCAMPIG. Contrib. papers — Lisbon, Portugalia, 1988 — P. 317–318.
67. *Девятков А. М., Шайхитдинов Р. З., Шибков В. М.* Кинетика образования молекулярных ионов ксенона в плазме импульсного разряда в смеси He-Xe // Тез. докл. X Всес. конф. по физике электронных и атомных столкновений. — Ужгород, 1988. — Часть 2. С. 204.
68. *Аушева Ф. А., Девятков А. М., Шибков В. М.* Коэффициент диффузии метастабильных атомов $\text{Ne}(^3P_2)$ в смеси He-Ne в зависимости от процентного состава и температуры // Тез. докл. IV Всес. конф. по кинетическим и газодинамическим процессам в неравновесных. — Красновидово, 1988. — С. 177–178.
69. *Аушева Ф. А., Девятков А. М., Шибков В. М.* Применимость закона Бланка к диффузии метастабильных атомов в бинарных смесях инертных газов // Вест. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. и астрон. 1989. Т. 30, N 3. С. 93–95.
70. *Аушева Ф. А., Девятков А. М., Шибков В. М.* Зависимость коэффициента диффузии метастабильных атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ от процентного состава ксенона в смеси He-Xe // Опт. и спектроск. 1989. Т. 66. N 5. С. 1178–1180.

71. *Aleksandrov A. F., Ausheva F. A., Devyatov A. M., Shibkov V. M., Shibkova L. V.* The influence of the admixture percentage contents on the diffusion coefficients in the binary mixture of inert gases // Proc. X ESCAMPIG. Contrib. Papers. — Orleans, France, 1990. — P. 384–385.
72. *Ершов А. П., Калинин А. В., Мальков М. А., Шибков В. М.* Функция распределения электронов в плазме импульсно периодического разряда // Тез. докл. VIII Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. — Минск, 1991. — Часть 3. С. 61–62.
73. *Ершов А. П., Калинин А. В., Мальков М. А., Шибков В. М.* Зондовая экспресс диагностика неравновесной анизотропной плазмы для травления // Тез. докл. Международного Симпозиума по теоретической и прикладной плазмохимии. — Рига, 1991. — С. 168–170.
74. *Ershov A. P., Kalinin A. V., Malkov M. A., Shibkov V. M.* The high speed probe diagnostics nonequilibrium anisotropic plasma for etching // Proc. Intern. Symposium on Theoretical and Applied Aspects of Plasma Chemistry. Contrib.papers. — Riga, 1991. — P. 52.
75. *Девятков А. М., Шибков В. М.* Элементарные процессы и кинетика низкотемпературной плазмы. Учебное пособие. — М.: МГУ. 1992. — 96с.
76. *Ausheva F. A., Devyatov V. M., Shibkov V. M., Solovyev T. N.* Spatial distribution of atoms in the ternary gaseous mixture plasma // Proc. XXII ICPIG. Contrib.papers. — New York, USA, 1995. — Part 2. P. 117–118.
77. *Alexandrov A. F., Devyatov A. M., Shibkov V. M., Shibkova L. V., Singh P., Vaselli M.* Physical processes in a non-equilibrium gas discharge plasma in multicomponent mixture // Proc. XXIII ICPIG. Contrib. papers. — Toulouse, France, 1997. — V. 1. P. 44–45.
78. *Александров А. Ф., Черников А. В., Шибкова Л. В., Шибков В. М.* Пространственное разделение компонентов смеси в газоразрядной плазме // Тез. докл. на конференции “Физическая электроника 99”. — Махачкала, 1999. — С. 59–62.
79. *Девятков А. М., Шибков В. М.* Элементарные процессы в ионизованном газе. Учебное пособие. — М.: МГУ, 1999. — 84с.
80. *Волкова Л. М., Девятков А. М., Кралькина Е. А., Шибкова Л. В.* Радиальное распределение атомов Хе в положительном столбе тлеющего разряда смеси Не-Хе // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. и астрон. 1982. Т. 23, е 3. С. 8–12.
81. *Molnar J. P.* Studies of γ -processes of electron emission employing pulsed Townsend discharges on a millisecond time scale // Phys. Rev. 1951. V. 83, N 5. P. 940–952.

82. *Dixon J. R., Grant F. A.* Decay of the triplet P level of neon // *Phys. Rev.* 1957. V. 107, N 1. P. 118–124.
83. *Мессу Г., Бархон Е.* Электронные и ионные столкновения. — М.: И.Л., 1958. — 604 с.
84. *Очкур В. И., Братцев В. Ф.* Возбуждение гелия электронным ударом из состояния 2^3S // *Астрон. ж.* 1965. Т. 42, N 5. С. 1034.
85. *Long D. R., Geballe R.* Electron impact ionization of He(2^3S) // *Phys. Rev. A* 1970. V. 1, N 2. P. 260–265.
86. *Солдатов А. Н., Евтушенко Г. С., Муравьев И. И.* Кинетика возбужденных атомов гелия // *Физика* 1973. N 5. С. 46.
87. *Смирнов Б. М.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. — М.: Атомиздат. 1974. — 456 с.
88. *Коротков А. М., Петров Н. И., Прилежаева Н. А.* Исследование процессов возбуждения метастабильных состояний атомов электронным ударом // Тез. докл. VIII Всес. конф. по электрон-атомным столкновениям. — Ленинград, 1981. — С. 200.
89. *Бочкова О. П., Ошемкова В. В.* Разрушение метастабильного 3P_2 состояния ксенона медленными электронами // *Вестн. Ленингр. ун-та.* 1977. Т. 16, N 3. С. 46–51.
90. *Искачкина Л. А.* Определение эффективных сечений ступенчатой ионизации атомов I, II и VIII групп таблицы Д. И. Менделеева электронным ударом // *Метастабильные состояния атомов и молекул и методы их исследования.* — Чебоксары, 1979. — Вып. 2. С. 159–172.
91. *Левченко М. А., Прилежаева Н. А., Сорокин Г. М., Алексеев В. Г.* Измерение функции девозбуждения метастабильного уровня Xe(6^3P_2) // *Метастабильные состояния атомов и молекул и методы их исследования.* — Чебоксары, 1979. — Вып. 2. С. 93–100.
92. *Богданова И. П., Бочкова О. П., Фриш С. Э.* Передача энергии возбуждения при атомно-атомных и атомно-молекулярных столкновениях // *Спектроскопия газоразрядной плазмы.* — Ленинград, 1976. — Вып. 1. С. 3–50.
93. *Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М.* Явления переноса в слабоионизованной плазме. — М.: Атомиздат, 1975. — 333 с.
94. *Запесочный И. П., Фельцан П. В.* Возбуждение инертных газов при электронно-атомных столкновениях // *Укр. физ. ж.* 1965. Т. 10, N 11. С. 1197–1208.
95. *Фельцан П. В., Запесочный И. П.* Возбуждение инертных газов при электронно-атомных столкновениях. V. Ксенон // *Укр. физ. ж.* 1968. Т. 13, N 2. С. 205–210.
96. *Ростовикова Г. С., Самойлов В. П., Смирнов Ю. М.* Измерение сечений возбуждения линий ксенона электронным ударом // *Опт. и спектроск.* 1973. Т. 34, N 1. С. 7–12.

97. *Grisinski M.* Classical theory of atomic collisions. 1. Theory of inelastic collisions // *Phys. Rev. A* 1965. V. 138, N 2. P. 336–358.
98. *Каган Ю. М.* Распределение электронов по скоростям в положительном столбе разряда // *Спектроскопия газоразрядной плазмы*. — Ленинград: Наука, 1970. — С. 201–223.
99. *Каган Ю. М., Миленин В. М.* Определение зависимости функции распределения электронов по скоростям в положительном столбе разряда // *ЖТФ (Ж. техн. физ.)* 1965. Т. 35. С. 1907–1909.
100. *Ленерт В.* Плазма космического и лабораторного масштабов // *Физика плазмы и магнитная гидродинамика*. — М.: ИЛ., 1961. — С. 65–134.
101. *Mewe R.* On the positive column of discharges in helium at intermediate pressure. 1. Ionization mechanism and atomic level populations // *Physica* 1970. V. 47. P. 373–397.
102. *Postma A. J.* Influence of several types of inelastic collisions of the electron energy distribution in helium // *Physica* 1970. V. 45. P. 609–618.
103. *Цендин Л. Д.* Распределение электронов по энергиям в слабоионизованной плазме с током и поперечной неоднородностью // *ЖЭТФ (Ж. эксперим. и теорет. физ.)* 1974. Т. 66, N 5. С. 1638–1650.
104. *Вавилин Е. И., Вагнер С. Д., Платонов Ф. С.* Исследование разряда в бинарной смеси // *Ученые записки Новгородского гос. пед. института. Вопросы физики*. — Новгород, 1966. — Т. 9. С. 56–67.
105. *Вавилин Е. И., Вагнер С. Д., Ланенкина В. К., Митрофанов С. Д.* Исследование положительного столба разряда в смеси ртуть-неон // *ЖТФ (Ж. техн. физ.)* 1960. Т. 30, N 9. С. 1064–1066.
106. *Волкова Л. М., Девятов А. М., Меченов А. С., Седов Н. Н., Шериф М. А.* Вычисление функции распределения электронов по энергиям методом регуляризации из зондовых характеристик // *Вестн. Моск. ун-та. Сер.3. Физ. и астрон.* 1975. N 3. С. 371–374.
107. *Волкова Л. М., Девятов А. М., Крайкина Е. А., Седов Н. Н., Шериф М. А.* Применение регуляризующих алгоритмов для расчета функции распределения электронов по энергиям в плазме газового разряда // *Вестн. Моск. ун-та. Сер.3. Физ. и астрон.* 1975. N 4. С. 502–504.
108. *Тихонов А. Н.* О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации // *ДАН СССР* 1963. Т. 151, N 3. С. 501–509.
109. *Кузнецов Э. И., Щеглов Д. А.* Методы диагностики высокотемпературной плазмы. — М.: Атомиздат, 1974. С. 6–28.

110. Меченов А. С. Бюллетень алгоритмов и программ. — П001412, ВНИВЦ МГУ. 1975. N 3.
111. Волкова Л. М., Девятов А. М., Кралькина Е. А., Меченов А. С. Применение обращения Абеля для определения некоторых характеристик газоразрядной плазмы // Инверсия Абеля и ее обобщения. — Новосибирск, 1978. — С. 200–210.
112. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. — М.: Мир, 1965. — 282 с.
113. Kazufumi W., Schinzi W., Takeki S. Radial distribution of a Cd neutral ground-state density in a positive column of a He-Cd discharge // J. Appl. Phys. 1981. V. 52, N 5. P. 3255–3258.
114. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966. — 686 с.
115. Краснов И. В., Шапарев Н. Я. Радиальный катафорез в тройных смесях // Спектроскопия и ее применение в геофизике и химии. — Новосибирск, 1975. — С. 38–41.
116. Методы исследования плазмы: Сб. статей / Под ред. В. Лохте-Хольтгревен. — М.: Мир, 1971. — 500 с.
117. Малкин О. А. Импульсный ток и релаксация в плазме. — М.: Атомиздат, 1974. — 280 с.
118. Девятов А. М., Шушурин С. Ф., Арбузов А. С. Численное нахождение плотности распределения электронов по энергиям в электрическом разряде методом регуляризации // Тез. докл. III Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. — Москва, 1971. — С. 204–208.
119. Тихонов А. Н. О регуляризации некорректно поставленных задач // ДАН СССР 1963. Т. 153, N 1. С. 49–52.
120. Тихонов А. Н. О решении нелинейных интегральных уравнений первого рода // ДАН СССР. 1964. Т. 156, N 6. С. 1296–1299.
121. Тихонов А. Н. О нелинейных уравнениях первого рода // ДАН СССР. 1965. Т. 161, N 5. С. 1023–1026.
122. Митюрева А. А., Пенкин Н. Н. Возбуждение линий неона и гелия при столкновении электронов с метастабильными атомами // Опт. и спектроск. 1975. Т. 38, N 2. С. 404–405.
123. Фриш С. Э. Определение концентрации нормальных и возбужденных атомов и сил осцилляторов методом испускания и поглощения света // Спектроскопия газоразрядной плазмы. — Ленинград: Наука, 1970. — С. 7–62.
124. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
125. Ladenburg R., Levy S. Untersuchungen uber die anomale dispersion angeregter gase // Z. Phys. 1930. V. 65. P. 189–208.

126. *Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В.* Импульсный наносекундный электрический разряд в газе // Успехи физ. наук 1972. Т. 107, Вып. 2. С. 201–208.
127. *Бохан П. А., Колбычев Г. В.* Генерация интенсивных пучков убегающих электронов, // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, Вып. 7. С. 418–421.
128. *Fon W. C., Berrington K. A., Hibben A.* The elastic scattering of electrons from inert gases. Helium. // J. Phys. B. 1981. V. 14. P. 307.
129. *Druyvesteyn M. J.* Der Niedervoltbogen // Z. Phys. 1930. V. 64, Band 9 und 10. P. 781–798.
130. *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах. — М.: Мир, 1977. — 690 с.
131. *Федоров В. Л.* Определение функции распределения по скорости в аксиально-симметричной среде плазме // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1985. Т. 55, N. 3. С. 926–929.
132. *Мустафаев А. С., Мезенцев А. Н.* Зондовые измерения электронной функции распределения в неравновесной плазме // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1984. Т. 54, N 11. С. 2153–2157.
133. *Lenaerts J., Wieme W.* // Proc. XI ICPIG. Contr. Papers. — Prague, 1973. — P. 37.
134. *Волкова Л. М., Девятов А. М., Кралькина Е. А., Шибкова Л. В.* Радиальное распределение атомов Хе в положительном столбе тлеющего разряда в смеси He-Xe // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. и астроном. 1982. Т. 23, N 3. С. 8–12.
135. *Палкина Л. А., Смирнов Б. М., Чибисов М. И.* Диффузия метастабильных атомов инертных газов в собственном газе // ЖЭТФ (Ж. эксперим. и теорет. физ.) 1969. Т. 56. С. 340.
136. *Волкова Л. М., Девятов А. М., Николаев В. С.* Способ автоматической обработки вольтамперных характеристик электрических зондов — Деп. в ВИНТИ 03.08.83, N 4287-83.
137. *Dulgerova R. B.* Spectroscopical effects arising under application of pulse supply to zinc hollow cathode discharge // Spectrosc. Lett. 1977. V. 10. P. 727.
138. *Миленин В. М., Мустин А. А., Тимофеев Н. А.* Исследование ртутного разряда низкого давления в условиях импульсной модуляции разрядного тока // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1978. Т. 48, N 9. С. 1836–1841.
139. *Кравченко В. Ф., Папакин В. Ф.* Кинетика образования плазмы внутри полого катода при импульсном разряде в гелии // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1973. Т. 43, N 10. С. 2057–2060.

140. Волкова Л. М., Кралькина Е. А., Меченов А. С., Шибкова Л. В. Радиальное распределение атомов ксенона в He-Xe смеси. // Тез. докл. V Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. — Киев, 1979. — Часть 1. С. 157.
141. Devyatov A. M., Kralkina E. A., Shibkova L. V., Volkova L. M. The radial distribution of the atoms of Xe in positive column of glow discharge in He-Xe mixture // 5 Tagung Physik und Technik des Plasmas. — Greifswald, DDR, 1980. — P. 40–41.
142. Devyatov A. M., Shibkova L. V. The dynamics of radial cataphoresis in He-Xe mixture // Proc. XV ICPIG. Contrib. papers. — Minsk, USSR, 1981. — Part 1. P. 57–58.
143. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы. — М.: Энергоиздат, 1982. — 124 с.
144. Hogervorst W. Diffusion coefficient of noble gas mixtures between 300 K and 1400 K // Physica 1971. V. 51. P. 59–76.
145. Гирифельдера Дж., Картусья Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. — М.: Мир, 1961. — 929 с.
146. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. — М.: Наука, 1971. — 553 с.
147. Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. — М.: Наука, 1981. — С. 40.
148. Девятков А. М., Мальков М. А. Определение параметров плазмы при учете эффекта стока электронов на зонд // Изв. вузов. Физика. 1984. N 3. С. 34–39.
149. Bickerton R. J., von Engel A. The positive column in a longitudinal magnetic field // Proc. Phys. Soc. B 1956. V. 69, N 4. P. 468.
150. Соболев В. Д. Физические основы электронной техники. — М.: Высшая школа, 1979. — 417 с.
151. Aldridge R. V., Keen B. E. Rotatory connected drift wave instability in an inhomogeneous column // Plasma Phys. 1970. V. 12. P. 1–12.
152. Pavelescu G., Balaceanu M., Popovici C. Experimental investigations of discharge characteristics and plasma parameters of cylindrical cathode discharge in a magnetic field // Beitr. Plasma Phys. 1984. V. 24, N 3. P. 236–245.
153. Белавин М. И., Тимофеев А. В., Швилкин Б. Н. К вопросу об аномальном электрическом поле в замагниченной слабоионизованной плазме // Физ. плазмы. 1980. Т. 6, N 3. С. 705–715.
154. Жилинский А. П., Ливенцева И. Ф., Цендин Л. Д. Баланс энергии электронного газа в низкотемпературной слабоионизованной плазме // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1977. Т. 47, N 2. С. 304–312.
155. Kusher M. J. Floating sheath potentials in non-Maxwellian plasmas // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. V. 13. P. 6–9.

156. *Капцов Н. А.* Электрические явления в газах и вакууме. — М. Л.: ГИТТЛ, 1947. — 714 с.
157. *Грановский В. Л.* Диффузия ионов в разряде и начальная скорость деионизации газа. I // ДАН СССР 1939 Т. 23, N 9. С. 880–884.
158. *Фабрикант В. А.* Возбуждение атомов в газовом разряде // ДАН СССР 1939 Т. 23. С. 224–228.
159. *Sen S. N., Gupta R. N.* Variation of discharge current in transverse magnetic field in a glow discharge // J. Phys. D. Appl. Phys. 1971. V. 4. P. 510.
160. *Sen S. N., Ghosh S. K., Ghosh B.* Evaluation of electron temperature in glow discharge from measurements of diffusion voltage // Indian J. Phys. 1983. V. 21. P. 613–614.
161. *Мак-Даниель И.* Подвижность и диффузия ионов в газах. — М.: Мир, 1976. — 422 с.
162. *Цендин Л. Д.* Теория положительного столба разряда при малых электронных концентрациях и низких давлениях. II. Движение ионов и радиальный профиль потенциала // ЖТФ (Ж. техн. физ.) Т. 48, N 8. С. 1569–1574.
163. *Masumi Sato* The anomal behaviour of the positive column in an axial magnetic field // J. Phys. D 1978. V. 11, N 7. P. 1101–1102.
164. *Deutsch H., Pfau S.* Anomales Verhalten des Saulen plasmas von Edelgasentladungen in longitudinal Magnetic Field // Beitr. Plasma-phys. 1976. V. 16, N 1. P. 23–25.
165. *Fitzwillson R. L., Chanin L. M.* Positive ion ratio measurements in Ar, Kr and Xe glow discharges // J. Appl. Phys. 1973. V. 44, N 12. P. 5337–5346.
166. *Bergman R. S., Chanin L. M.* Measurements of the longitudinal pressure gradient in direct current discharges // Phys. Fluids 1969. V. 12, N 11. P. 2348–2356.
167. *Смирнов Б. М.* Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями. — М.: Наука, 1985. — 413 с.
168. *Swift J. D.* Effect of finite probe size in the determination of electron energy distribution function // Proc. Phys. Soc. 1962. V. 79. P. 697–701.
169. *Луковников А. И., Новгородов М. З.* Об искажении ФРЭЭ. измеренной цилиндрическим зондом // Краткие сообщения по физике. — М.: ФИАН СССР, 1971. — N 1. С. 27–34.
170. *Мальков М. А.* Зондовая диагностика плазмы при учете эффекта стока электронов на зонд и в случае анизотропности функции распределения электронов по скоростям: Дис... канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1985.

171. Герасимов Г. Н., Лягущенко Р. И., Старцев Г. П. Измерение электронных концентраций в распадающейся гелиевой плазме // Опт. и спектроск. 1971. Т. 30, N 4. С. 606–611.
172. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. — М.: Гостехиздат, 1961. — С. 59.
173. Калитеевекий Н. И., Чайка М. П. Интерферометр Фабри–Перо и некоторые его приложения в спектроскопии // Спектроскопия газоразрядной плазмы. — Ленинград: Наука, 1970. — С. 160–200.
174. Ballik E. A. The response of scanning Fabry-Perot interferometers to atomic transition profiles // Appl. Opt. 1966. V. 5, N 1. P. 170–172.
175. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. — М.: Мир, 1967. — С. 555–573.
176. Пенкин Н. П., Редько Т. П. Диффузия возбужденных атомов в собственном газе и примесях // Спектроскопия газоразрядной плазмы. — Ленинград, 1976. — Вып. 1. С. 51–80.
177. Редько Т. П., Калинин А. М. Роль высших диффузионных мод в раннем послесвечении // Опт. и спектроск. 1977. Т. 42, N 4. С. 618–623.
178. Голубовский Ю. П., Каган Ю. М., Ржевский В. Н. Атомные температуры в положительном столбе разряда при средних давлениях в инертных газах // Опт. и спектроск. 1976. Т. 41, N 3. С. 385–389.
179. Buckingham R. A., Dalgarno A. Diffusion and excitation transfer of metastable helium in normal gaseous helium // Proc. Roy. Soc. A 1952. V. 213. P. 506.
180. Богданова И. П., Бочкова О. П., Фриш С. Э. Спектроскопия газоразрядной плазмы. — Ленинград, 1976. — Вып.1. С. 3–50.
181. Загребин А. Л., Павловская Н. А. Взаимодействие атомов Ne(3s), Ar(4s), Kr(5s), Xe(6s)+He. Диффузия возбужденных атомов в смесях инертных газов с гелием // Опт. и спектроск. 1987. Т. 62, N 1. С. 27–33.
182. Бочкова О. П., Сукиасян Э. А. Разрушение метастабильных 3P_2 и 3P_0 состояний неона электроном в области энергий 0.05–0.5 эВ // Опт. и спектроск. 1986. Т. 61, N 6. С. 1180–1183.
183. Демидов В. И., Колоколов В. Н. Взаимодействие между возбужденными атомами в плазме послесвечения неона // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1978. Т. 48, N 9. С. 1832–1835.
184. Phelps A. V. Diffusion, de-excitation, and three-body collision coefficients for excited neon atoms // Phys. Rev. 1959. V. 114, N 4. P. 1011–1025.

185. Девдариани А. З., Загребин А. Л. Неадиабатические переходы между уровнями конфигурации $\text{Ne}(2p^53s)$ при столкновении с атомами Ne . Тушение метастабильных состояний $\text{Ne}(3s^3P_0)$ // Опт. и спектроск. 1985. Т. 59, N 2. С. 256–260.
186. Загребин А. Л., Павловская Н. А. Взаимодействие атомов $\text{Ar}(4s)$, $\text{Kr}(5s)$, $\text{Xe}(6s) + e$. Диффузия возбужденных атомов в смесях инертных газов с неоном // Опт. и спектроск. 1987. Т. 62, N 2. С. 264–272.
187. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. — М.: Мир, 1965. — 506 с.
188. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. — М.: Наука, 1979. — Т. 10. С. 59.
189. Благоев А. Б., Каган Ю. М., Колоколов Н. Б., Лягущенко Р. И. Исследование функции распределения электронов по энергиям в плазме послесвечения. II // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1974. Т. 44, N 2. С. 339–347.
190. Касабов В. Г., Елисеев В. В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. Справочник. — М.: Атомиздат, 1973. — 159 с.
191. Благоев А. В., Каган Ю. М., Колоколов Н. Б., Лягущенко Р. И. Исследование функции распределения электронов по энергиям в плазме послесвечения // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1974. Т. 44, N 2. С. 333–338.
192. Благоев А. Б., Колоколов Н. Н., Лягущенко Р. И., Праматоров П. М. Исследование функции распределения электронов по энергиям в плазме послесвечения. III. Радиальная зависимость // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1977. Т. 47, N 10. С. 2102–2107.
193. Демидов В. И., Колоколов Н. Б. Исследование функции распределения электронов по энергиям в плазме послесвечения. V. Диффузия заряженных частиц и функция распределения // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1980. Т. 50, N 3. С. 564–571.
194. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле // Успехи физ. наук 1960. Т. 70, N 2. С. 201–246.
195. Колоколов Н. Б., Лягущенко Р. И., Праматоров П. М. Исследование функции распределения электронов по энергиям в плазме послесвечения. IV. Константа скорости реакции $\text{Ne}(2^1S) + e$ // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1977. Т. 47, N 10. С. 2108–2111.
196. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. — М.-Л.: ГИФМЛ, 1963. — 439 с.
197. Steenhuisen L. W. G., Van Shaik N., Verspaget F. Pressure dependence of the production of $1S$ atoms by recombination in a neon afterglow // Proc. XIII ICPIG. — Berlin, DDR, 1975. — Part 1. P. 39.

198. Иванов В. А., Скобло Ю. Э. Управление напряженностью продольного электрического поля и температурой электронов в слабоионизованной распадающейся плазме // ЖТФ (Ж. техн. физ.) 1981. Т. 51, N 7. С. 1386–1392.
199. Иванов В. А., Пенкин Н. П. Спектроскопическое исследование процессов рекомбинации в слабоионизованной плазме инертных газов // Ж. прикл. спектроск. 1984. Т. 40. С. 5–33.
200. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982. — 375 с.
201. Smith D., Dean A. G., Plumb I. G. Three body conversion reactions in pure rare gases // J. Phys. B 1972. V. 5, N 11. P. 2134.
202. Евтушенко Г. С. Определение сечения девозбуждения метастабилей ксенона по структуре функции распределения электронов по энергиям // Известия вузов. Физика. 1981. N 2. С. 85–88.
203. Бочкова О. П., Морити А. П. Зависимость скорости девозбуждения состояния ${}^3P_2(6s[11/2]_2)$ ксенона медленными электронами от энергий электронов в области 0.1–1.0 эВ // Опт. и спектроск. 1984. Т. 56, N 1. С. 170–172.
204. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы — М.: Энергоиздат, 1982. — 124 с.
205. Левченко М. А. Измерение функции девозбуждения метастабильного уровня $\text{Xe}(6^3P_2)$ // Метастабильные состояния атомов и молекул и методы их исследования. — Чебоксары, 1979. — Вып. 2. С. 159–172.

Научное издание

ШИБКОВА Лидия Владимировна
ШИБКОВ Валерий Михайлович

РАЗРЯД В СМЕСЯХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

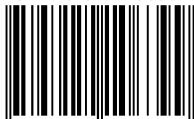
Редактор *Е.С. Артоболевская*
Оригинал-макет: *О.А. Кузнецов*
Оформление переплета: *А.Ю. Алехина*

Подписано в печать 21.09.05. Формат 60×90/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 12,5. Уч.-изд. л. 12,5. Тираж 100 экз.
Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература»
МАИК «Наука/Интерпериодика»
117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90
E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru;
<http://www.fml.ru>

Отпечатано с готовых диапозитивов
в ФГУП Издательство «Известия»
Управления делами Президента РФ
127994, ГСП-4, г. Москва, К-6, Пушкинская пл., 5
Контактный телефон: 200-36-36, 200-30-20
E-mail: izd/izv@ru.net

ISBN 5-9221-0639-2



9 785922 106399