

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СТРУКТУРЫ НЕПРЕРЫВНОГО СВЧ РАЗРЯДА

А. Л. Вихарев*, А. М. Горбачев, О. А. Иванов, А. Л. Кольско, О. А. Кузнецов

*Институт прикладной физики Российской академии наук
603600, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 28 апреля 2000 г.

Представлены результаты исследований пространственных структур непрерывного СВЧ разряда в квазиоптическом резонаторе. Приведены результаты экспериментальных наблюдений и измерений параметров плазмы в различных формах разряда, проанализированы причины, приводящие к формированию пространственных структур разряда. Показано, что в результате плазменно-резонансного усиления поля разряд переходит в контрагированное состояние с размером много меньше длины СВЧ волны и с концентрацией электронов, превышающей критическую. Выяснено, что расслоение контрагированного состояния поперек вектора электрического поля, возникающее в некоторых газах, вызвано развитием термотокковой неустойчивости, ранее не наблюдавшейся в СВЧ разрядах.

PACS: 52.80.Pi

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение плазменных неустойчивостей занимает одно из центральных мест в физике сверхвысокочастотного (СВЧ) газового разряда. Такой разряд демонстрирует большое разнообразие пространственных структур, формирующихся в результате развития различных неустойчивостей. В настоящее время достаточно подробно изучены расслоение плазмы поперек вектора поля, возникающее в результате плазменно-резонансной неустойчивости [1] при низких давлениях газа, и формирование тонких плазменных нитей, вытянутых вдоль вектора электрического поля, образующихся при высоких давлениях при развитии ионизационно-перегревной неустойчивости [2]. Кроме того, в импульсных разрядах усиление поля на первоначальных или образующихся под воздействием неустойчивостей неоднородностях плазмы может приводить к формированию нитевидной структуры разряда (высокочастотных стримеров) [3]. Отмеченные неустойчивости экспериментально наблюдались в импульсных разрядах микросекундной длительности [4–6]. В непрерывных разрядах на передний план выдвигаются неустойчивости другого типа, связанные как с кинетическими

процессами в разрядной плазме [6–10], так и со спецификой взаимодействия поля и плазмы на нелинейной стадии развития отмеченных выше неустойчивостей.

Актуальность исследований непрерывного СВЧ разряда обусловлена перспективностью его использования в различных практических приложениях. Такой разряд широко используется для накачки газовых лазеров, в процессах сухого травления в микроэлектронике, для напыления алмазных пленок и в различных плазмохимических реакторах. Эффективность работы большинства этих устройств определяется величиной концентрации химически активных частиц в разрядной плазме. В свою очередь, скорость генерации активных частиц зависит от концентрации электронов в разрядной плазме и констант кинетических процессов, являющихся резкими функциями приведенного электрического поля. Таким образом, эффективность процессов определяется самосогласованной эволюцией поля и плотности плазмы в разряде и может сильно изменяться в процессе развития неустойчивостей. В ряде случаев, когда необходима высокая степень однородности разряда (газовые лазеры, процессы травления), развитие неустойчивости является нежелательным процессом, в других — формирование структур с высокой температурой и концентрацией электронов при-

*E-mail: val@appl.sci-nnov.ru

водит к увеличению эффективности плазмохимических процессов.

Данная работа посвящена исследованию пространственных структур, возникающих в результате развития различных неустойчивостей в непрерывном СВЧ разряде, зажигаемом в квазиоптическом резонаторе. Приводятся результаты измерений параметров разрядной плазмы и описание экспериментально наблюдаемых форм разряда. Проводится подробный анализ причин возникновения контракции разряда в электроположительных и электроотрицательных газах. Показано, что существенное влияние на механизм контракции и параметры плазмы в контрагированном состоянии оказывает эффект квазистатического усиления электрического поля на плазменных образованиях с высокой концентрацией электронов. В результате формируется самокалиброванная контрагированная форма разряда (автосолитон), возникающая в системе с интегральной обратной отрицательной связью.

Обнаружен новый для СВЧ разряда тип мелкомасштабного расслоения плазмы поперек вектора электрического поля, связанный с развитием термотоковой неустойчивости [11]. Показано, что эта неустойчивость развивается в контрагированном разряде при плотности электронов, превышающей критическую, и в газах с резкой зависимостью температуры электронов от величины электрического поля. Развитие неустойчивости приводит к образованию структуры в виде периодических стоячих страт, формирующихся в активных системах с диффузией, описываемых двумя уравнениями диффузионного типа.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Ее подробное описание было также приведено в [7]. Открытый квазиоптический резонатор 3, 4 возбуждался на моде TEM_{00q} СВЧ излучением от непрерывного магнетрона 1 с длиной волны $\lambda \approx 3$ см и мощностью $P_0 = 10\text{--}200$ Вт. Резонатор образован круглыми сферическими зеркалами (диаметр 24 см, радиус кривизны 18 см) и имел добротность без плазмы $Q_0 \approx 5 \cdot 10^3$. В эксперименте измерялись падающая и отраженная от резонатора мощности с помощью калориметра 2, мощность, вводимая в резонатор, вычислялась как их разница. Расстояние между зеркалами регулировалось, что позволяло изменять собственную частоту колебаний ре-

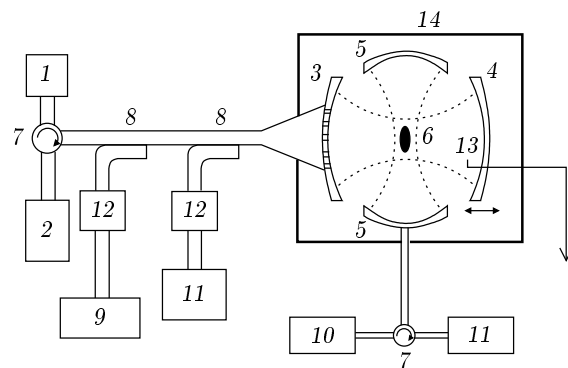


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — 3-см магнетрон, 2 — калориметр, 3 — неподвижное полупрозрачное зеркало резонатора, 4 — подвижное зеркало, 5 — 8-мм диагностический открытый резонатор, 6 — разрядная плазма, 7 — циркулятор, 8 — направленный ответвитель, 9 — 3-см диагностический генератор, 10 — 8-мм диагностический генератор, 11 — спектр-анализатор, 12 — полосовой СВЧ фильтр, 13 — штыревая антенна, 14 — вакуумная камера

зонатора и при постоянной частоте магнетрона регулировать вводимую в резонатор мощность. Относительные изменения амплитуды поля в резонаторе регистрировались штыревой антенной 13, расположенной вблизи одного из зеркал.

Концентрация электронов N_e в разряде определялась по известной методике, основанной на измерении изменения добротности и резонансной частоты резонатора при возникновении в нем плазмы [12]. При этом связь концентрации электронов с параметрами резонатора устанавливалась на основании теории возмущений [12, 13], а необходимые для расчетов размеры плазмы определялись по фотографиям разряда. Условие применимости данной методики является малость концентрации электронов N_e по сравнению с критической концентрацией N_c и малость расстройки резонатора Δf по сравнению с разностью частот двух соседних типов колебаний:

$$N_e \ll N_c, \quad N_c = \frac{m_e(\omega^2 + \nu^2)}{4\pi e^2} = \left(1 + \frac{\nu^2}{\omega^2}\right) N_{c0}, \quad (1)$$

$$N_{c0} = \frac{m_e \omega^2}{4\pi e^2}, \quad \Delta f \ll |f_1 - f_2|,$$

где ω — круговая частота электромагнитной волны, ν — частота столкновений электронов с нейтралами, f_1 и f_2 — резонансные частоты резонатора.

В качестве диагностического для измерений невысоких концентраций электронов ($\sim 10^{10}\text{--}10^{11}$ см $^{-3}$) использовался тот же самый

3-см резонатор, возбуждаемый на другой частоте от маломощного диагностического генератора 9 через полосовой фильтр 12 на моде $TEM_{00q\pm 2}$ [7]. Более высокие концентрации (до 10^{13} см $^{-3}$) измерялись с помощью диагностического квазиоптического резонатора 5 со сферическими зеркалами (диаметр 10 см, радиус кривизны 11 см), расположенными по обе стороны от оси 3-см резонатора. В этом резонаторе возбуждался основной тип колебаний TEM_{00q} на частоте $f_r = 54$ ГГц с добротностью $7 \cdot 10^3$, вектор электрического поля зондирующей волны был перпендикулярен вектору электрического поля мощной волны. Сдвиг резонансной частоты определялся микроволновым спектр-анализатором 11. Точность измерений концентрации электронов этим методом невелика, ошибка возникает в основном из-за неопределенности вида пространственного распределения плазмы и достигает 50%.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО НАБЛЮДАЕМЫЕ ФОРМЫ РАЗРЯДА

Типичные формы СВЧ разряда, возникающие в различных газах при изменении давления и вводимой мощности, представлены на рис. 2. Уже первые исследования разряда в резонаторе [8] обнаружили наличие двух основных форм его существования: диффузной и контрагированной. В диффузной форме (рис. 2а, б и в) разряд горел в одной или нескольких пучностях поля, его размеры близки к размерам области локализации поля, граница разряда плавная, размытая. С ростом давления число пучностей, в которых существовал разряд, уменьшалось. При достижении некоторого порогового давления при подсогласовании резонатора (перемещением подвижного зеркала) и увеличении вводимой в резонатор СВЧ мощности разряд скачкообразно переходил в контрагированное состояние, рис. 2г, д. В этой форме разряд представлял собой слегка вытянутый вдоль вектора электрического поля эллипсоид размером много меньше размеров диффузного разряда и длины электромагнитной волны. Переход разряда в контрагированное состояние сопровождался уменьшением величины поля в резонаторе на 10–20%.

Пороговое давление, ниже которого контракция не наступала ни при каких значениях вводимой в резонатор мощности, было существенно различно для разных газов. В сильно электроотрицательных газах (с высокой частотой прилипания), таких как аммиак, углекислый газ, кислород, пары воды, величина

Рис. 2. Фотографии типичных форм непрерывного СВЧ разряда в открытом резонаторе. Диффузный разряд: а — в воздухе при $p = 7.5$ Торр, б — в воздухе при $p = 43$ Торр, в — в кислороде при $p = 11$ Торр; контрагированный разряд: г — в воздухе при $p = 64$ Торр, д — в кислороде при $p = 11$ Торр

порогового давления составляла $p^* = 3\text{--}8$ Торр, в то время как в воздухе и азоте $p^* \approx 50$ Торр. В работе [8] было обнаружено, что пороговое давление перехода из диффузной в контрагированную форму в смеси $N_2:O_2$ существенно уменьшалось при увеличении доли электроотрицательной компоненты (кислорода).

В некоторых электроотрицательных газах возникали автоколебания амплитуды поддерживающего разряд поля и концентрации электронов, связанные с развитием прилипательной неустойчивости и подробно исследованные в [9].

В [8, 10] отмечено, что при контракции в области высоких пороговых давлений температура газа возрастала на 300–400 К и достигала величины

1500–2000 К. В смеси с большим содержанием электроотрицательной компоненты приращение температуры газа не превышало 100 К.

Как известно [14, 15], переход разряда в контрагированную форму возможен при выполнении двух необходимых условий — существовании нелинейной зависимости скорости ионизации от концентрации электронов и наличии объемной нейтрализации заряженных частиц. В [16] указано, что в электроотрицательном газе каналом ускорения процесса рождения электронов может являться разрушение отрицательных ионов и появление новых электронов при отлипании. Теоретически были исследованы структуры разряда в сильно электроотрицательном газе, возникающие в однородном поле, с учетом процессов отлипания и эффекта зависимости коэффициента диффузии электронов от концентрации отрицательных ионов. Показано, что для пространственно-неоднородных распределений концентрации электронов увеличение концентрации электронов в центральной области разряда приводит к уменьшению плотности отрицательных ионов, в следствие чего происходит уменьшение коэффициента диффузии электронов. Напротив, на периферии в результате значительного преобладания отрицательных ионов над электронами диффузия электронов велика. Совместное действие этих эффектов приводит к уменьшению характерного масштаба распределения электронов при росте их концентрации в центральной области. Однако в этой модели не учитывалось изменение поля в плазме при достаточно больших (сравнимых с критической) концентрациях электронов, которое может оказать существенное влияние на процесс контракции разряда.

3.1. Контракция разряда

Для выяснения механизмов контракции СВЧ разряда необходимо знание параметров плазмы вблизи порога контракции и в контрагированном состоянии. На рис. 3 изображена зависимость концентрации электронов в диффузном и контрагированном разрядах в углекислом газе от вводимой в резонатор мощности. Аналогичная зависимость для кислорода была приведена ранее в [6]. Видно, что данная зависимость имеет неоднозначный гистерезисный характер. Нижняя ветвь соответствует диффузному разряду, верхняя — контрагированному. При увеличении вводимой в резонатор мощности концентрация электронов в диффузной форме увеличивается при практически неизменных размерах плазмоида, при достижении некоторого

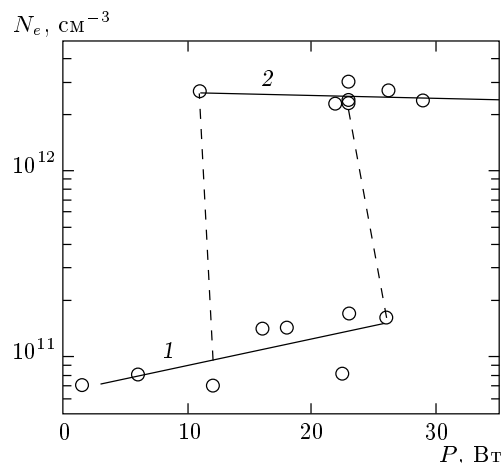


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов от вводимой в резонатор мощности для разряда в CO_2 , $p = 15$ Торр: 1 — диффузный разряд, 2 — контрагированный разряд. Штриховыми линиями изображен переход из диффузного разряда в контрагированный и обратно

порогового значения N_e^* разряд скачкообразно переходит в контрагированное состояние, при этом несколько уменьшается вводимая мощность и падает (приблизительно на 20%) поле в резонаторе. В контрагированном состоянии изменение вводимой в резонатор мощности не приводит к изменению концентрации электронов, а приводит к соответствующему увеличению или уменьшению размеров плазмоида, объем которого является линейной функцией вводимой мощности. Когда размер контрагированной формы разряда становится небольшим (порядка диффузионной длины потерь электронов), происходит обратный переход из контрагированного состояния в диффузное.

Из рис. 3 видно, что существует область значений вводимой мощности, когда возможно существование двух форм разряда. В этой области сильное возмущение концентрации электронов способно перевести разряд из диффузной формы в контрагированную. В эксперименте такое воздействие осуществлялось с помощью импульсного пробоя между концами двух металлических проволочек, вводимых внутрь диффузного разряда перпендикулярно вектору электрического поля.

Измерения концентрации электронов в обеих формах разряда были проведены для различных газов при варьировании давления и вводимой в резонатор мощности. Некоторые результаты, наряду с другими параметрами, характеризующими разряд

Форма	Газ	p , Торр	N_e , см ⁻³	N , 10 ¹⁷ см ⁻³	V_{pl} , см ³	P_{in} , Вт
Диффузный	NH ₃	8	$1.3 \cdot 10^{10}$	2.6	—	10.5
	CO ₂	8	$2 \cdot 10^{10}$	2.6	0.65 ³⁾	1
	CO ₂	8	$8 \cdot 10^{10}$	2.6	0.90	4.6
	O ₂	5	$3.6 \cdot 10^{10}$	1.7	4.7	23
	O ₂	5	$(1.2-4.3)^1 \cdot 10^{11}$	1.7	1.3	18.5
	O ₂	20	$(0.5-1.1) \cdot 10^{11}$	6.6	3.0	28
	N ₂	5	$2.6 \cdot 10^{10}$	1.7	6.8	14
	N ₂	15	$4.5 \cdot 10^{10}$	3 ²⁾	3.7	12
	N ₂	15	$8.8 \cdot 10^{10}$	3 ²⁾	7.3	30
Диффузный на пороге контракции	CO ₂	20	$2 \cdot 10^{11}$	6.6	1.3	19
	O ₂	10	$(1.6-8) \cdot 10^{11}$	3.3	0.62	17
	N ₂	90	$3.3 \cdot 10^{11}$	8 ²⁾	1.1	24
Контра- гированный	NH ₃	8	$1.5 \cdot 10^{12}$	2.6	—	10.5
	NH ₃	8	$2 \cdot 10^{12}$	2.6	—	45
	CO ₂	20	$3.4 \cdot 10^{12}$	6.6	0.053	16
	O ₂	10	$(1.8-4.5) \cdot 10^{12}$	3.3	0.075	18
	O ₂	20	$(1.5-4) \cdot 10^{12}$	6.6	0.075	25
	N ₂	90	$2.5 \cdot 10^{12}$	6 ²⁾	0.05	20

Примечание. ¹⁾ Два значения N_e , разделенные тире, соответствуют минимальной и максимальной расстройке частоты диагностического резонатора при автоколебательном режиме поддержания разряда [9]. ²⁾ Плотность газа вычислялась исходя из давления и результатов измерения температуры газа [10]. ³⁾ Объем плазмы определялся по размерам области светимости и использовался для вычисления концентрации электронов.

(плотность нейтральных молекул N , давление газа p , объем плазмы V_{pl} , вводимая в резонатор мощность P_{in}) представлены в таблице для различных состояний разряда.

Проанализируем полученные данные. Во-первых, обращает на себя внимание близость параметров в контрагированном состоянии в различных газах. Средняя концентрация электронов в этой форме приблизительно одинакова и превышает критическую (1):

$$N_e \approx (1 - 3)N_c.$$

Также оказываются близкими по величине и концентрации электронов на пороге контракции в различных газах:

$$N_{eth} \sim (0.1-0.5)N_c.$$

Несмотря на различные давления, плотность газа в контрагированной форме и на пороге контракции и в электротрицательных газах, и в электроположительных (в результате нагрева) такова, что час-

тота столкновений электронов с нейтралами незначительна ($\nu/\omega < 2$). То есть мнимая часть диэлектрической проницаемости плазмы

$$\varepsilon = 1 - \frac{N_e}{N_c} \left(1 + i \frac{\nu}{\omega} \right) \quad (2)$$

невелика и возможно проявление эффектов, связанных с плазменным резонансом.

Заметное различие наблюдается между электроотрицательными и электроположительными газами в диффузной форме разряда. При сравнимых давлениях газа и вводимой мощности разрядная плазма в электроположительном газе занимает существенно больший объем, чем в электроотрицательном (см. таблицу и рис. 2). Вследствие этого концентрация электронов в электроположительном газе меньше. Увеличение вводимой в резонатор мощности по-разному влияет на различные газы в области низких давлений. В электроположительном газе это приводит к заметному увеличению объема плаз-

Рис. 4. Фотографии расслоенной формы контрагированного разряда в NH_3 , $p = 6$ Торр при различной вводимой в резонатор СВЧ мощности: $a - 6$, $b - 13$, $c - 21$ Вт

мы и небольшому росту концентрации электронов, а в электроотрицательном — наоборот, вызывает в основном рост концентрации электронов при незначительном увеличении объема.

Таким образом, высокие концентрации электронов вблизи порога контракции и в контрагированной форме приводят к существенному влиянию разрядной плазмы на величину и распределение электрического поля. Поэтому для построения адекватной модели контракции необходим учет этого явления. В то же время наблюдаемое различие в поведении разряда в электроотрицательных и в электроположительных газах указывает на важную роль кинетических процессов.

3.2. Расслоение контрагированного разряда

Помимо контрагированной и диффузной форм в некоторых газах, таких как NH_3 , H_2O , CO_2 , в диапазоне давлений $p = 3-20$ Торр наблюдалась еще одна необычная форма — контрагированный разряд, расслоенный поперек вектора электрического поля, рис. 4. Разряд имел вид слегка вытянутого вдоль вектора электрического поля эллипсоида, состоящего из чередующихся светлых и темных дисков. Такое расслоение не наблюдалось в других исследованных газах (в воздухе, N_2 , O_2 , He).

Расстояние между дисками (масштаб расслоения) во всех случаях находилось в интервале 1–2 мм. При увеличении вводимой в резонатор мощности размеры разряда увеличивались, а расстояние между дисками возрастало при неизменном их числе. В

определенный момент число дисков возрастало на один, а масштаб расслоения скачкообразно уменьшался (см. рис. 4).

Для расслоенного контрагированного разряда как целого характерны те же закономерности, что и для обычного контрагированного разряда. Средняя концентрация электронов в расслоенном контрагированном разряде так же превышает критическую, как и в не расслоенном.

Возникновение расслоения существенным образом зависит от сорта газа. Так, добавление к аммиаку нескольких процентов азота приводило к подавлению расслоения. Расслоение исчезало и при длительном поддержании разряда в аммиаке, который разлагался в результате процессов диссоциации¹⁾. Эти факты свидетельствуют о кинетической природе обнаруженной неустойчивости. В то же время это расслоение наблюдалось только в плазме с плотностью электронов, превышающей критическую.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Механизм контракции разряда

Как следует из приведенных выше экспериментальных данных, процесс контракции происходит при превышении определенной величины концентрации электронов в диффузном разряде, слабо зависящей от сорта и давления газа. Концентрация электронов в контрагированной форме так же оказывается близкой по величине для различных условий эксперимента. Из этого можно сделать вывод о том, что механизм контракции в электроположительных и электроотрицательных газах имеет одну и ту же природу. В то же время сорт газа оказывает принципиальное влияние на процесс достижения необходимой для перехода из одного состояния в другое пороговой концентрации электронов.

Контрагированная форма разряда представляет собой слегка вытянутый вдоль вектора \mathbf{E} эллипсоид с размерами много меньше длины электромагнитной волны. В этом случае величина электрического поля в нем может быть приближенно найдена из решения электростатической задачи о диэлектри-

¹⁾ О диссоциации аммиака под воздействием разряда свидетельствовало увеличение со временем давления в вакуумной камере.

ческом эллипсоиде с резкой границей в однородном внешнем поле (см., например, [17]):

$$E_i^k = \frac{E_r}{|1 + (\varepsilon - 1)n_*|}, \quad (3)$$

где E_i^k — величина поля внутри контрагированной формы разряда, n_* — зависящий от отношения полуосей эллипсоида коэффициент деполяризации, E_r — амплитуда внешнего поля, т. е. поля в резонаторе в области расположения плазмоида. Для комплексной диэлектрической проницаемости (2) эта формула может быть представлена в виде

$$E_i^k = \frac{E_r}{\left[\left(1 - \frac{n_* N_e}{N_c} \right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega} \frac{n_* N_e}{N_c} \right)^2 \right]^{1/2}}. \quad (4)$$

Величина E_r зависит от падающей СВЧ мощности, добротности и величины расстройки частоты резонатора с плазмой. Отметим, что в эксперименте со штыревой антенны (см. рис. 1) регистрировался сигнал, пропорциональный именно величине E_r .

Для эллипсоида, соответствующего контрагированной форме разряда, $n_* \leq 1/3$ [17]. В области невысоких плотностей газа, когда $\nu \leq \omega$, зависимость $E_i^k(N_e)$ (4) имеет резонансный характер. При этом поле внутри плазмоида при концентрациях электронов меньше, чем

$$N_e^* \approx \frac{N_c}{n_*} \sim (3-4)N_c \approx (3-4) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3},$$

возрастает с ростом N_e . Этот эффект наиболее заметен именно в контрагированной форме разряда. Размытие границ плазмы, характерное для реального плазмоида, приводит к возрастанию внутренних потерь и вызывает ослабление резонанса, однако не подавляет его полностью в случае, когда ширина границы много меньше размеров плазмоида [18]. В диффузном разряде ($N_e \ll N_c$) величина поля близка к невозмущенному полю в резонаторе $E_i^d \approx E_r$.

Таким образом, естественно предположить, что контрагированное состояние поддерживается за счет квазистатического усиления поля. Этим, в частности, объясняется тот факт, что при переходе от диффузной формы к контрагированной происходит уменьшение величины поля в резонаторе (E_r в формуле (4)). Действительно, при переходе в контрагированное состояние, несмотря на снижение внешнего поля, величина поля в плазме контрагированного разряда увеличивается, что обеспечивает поддержание высокой концентрации электронов. В

то же время уменьшение поля вне контрагированного разряда приводит к значительному снижению концентрации электронов в этой области.

Более подробный анализ пространственных распределений поля и концентрации электронов в контрагированном разряде был проведен с использованием численной модели. Для этого рассчитывались стационарные распределения концентрации электронов и электрического поля в рамках уравнений квазистатики и уравнений баланса частиц.

Распределение электрического поля на масштабах много меньше длины электромагнитной волны вычислялось из уравнения Пуассона с комплексной диэлектрической проницаемостью ε (2):

$$\nabla(\varepsilon \nabla \phi) = 0, \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi. \quad (5)$$

Уравнение (5) решалось, исходя из симметрии задачи, в цилиндрических координатах (ρ, z) , где ось z направлена вдоль вектора внешнего электрического поля \mathbf{E}_r . Граничные условия задавались на границе области интегрирования, существенно превышающей размеры плазмоида, и соответствовали однородному невозмущенному полю.

Стационарное распределение концентрации электронов находилось из уравнений баланса частиц, аналогичных использованным в [9]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_e}{\partial t} &= D_a \Delta N_e + (\nu_i - \nu_a) N_e + \\ &+ k_d N^* N_- - \alpha_{ei} N_e N_+, \\ \frac{\partial N_-}{\partial t} &= \nu_a N_e - k_d N^* N_- - \beta_{ii} N_- N_+, \\ \frac{\partial N^*}{\partial t} &= k^* N_0 N_e - k_d N^* N_- - \frac{N^*}{\tau^*}, \\ N_+ &= N_- + N_e. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь N_e, N_-, N_+, N^* и N_0 — соответственно концентрации электронов, отрицательных и положительных ионов, возбужденных частиц и нейтральных молекул; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии электронов; α_{ei} и β_{ii} — коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации; ν_i и ν_a — частоты ионизации электронным ударом и диссоциативного прилипания электронов; k_d и k^* — константы реакций отлипания и образования возбужденных частиц; τ^* — характерное время релаксации N^* . В стационарном случае можно считать, что плотность возбужденных частиц N^* пропорциональна

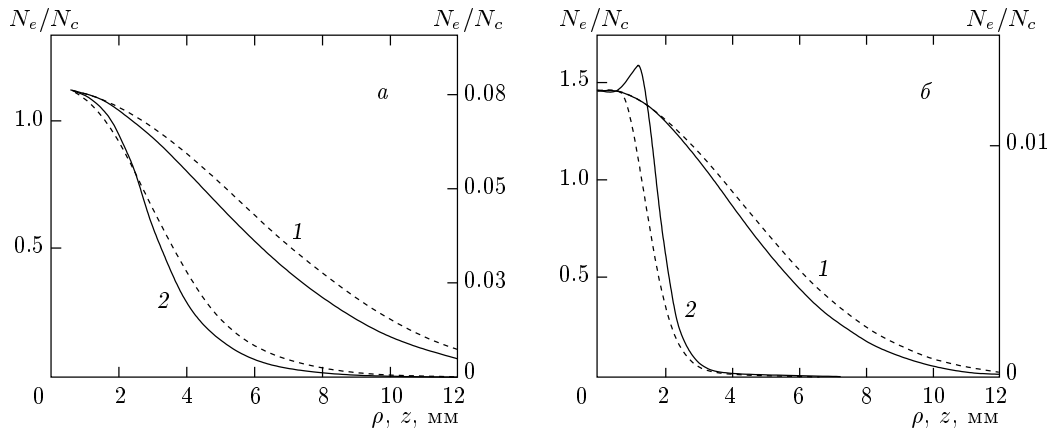


Рис. 5. Стационарные распределения концентрации электронов в резонаторе в диффузной (1) и контрагированной (2) формах разряда. Сплошная кривая — распределение вдоль оси z при $\rho = 0$, штрихи — распределение по радиусу ρ при $z = 0$: *a* — в воздухе ($A = 1$) при различном поле в резонаторе: 1 — $E_{r0}/E_c = 2.51$, $E_r/E_c = 0.95$, 2 — $E_{r0}/E_c = 4.78$, $E_r/E_c = 0.75$; *б* — в сильно электроотрицательном газе ($A = 10$): 1 — $E_{r0}/E_c = 1.64$, $E_r/E_c = 1.57$, 2 — $E_{r0}/E_c = 1.72$, $E_r/E_c = 1.13$. (Здесь E_{r0} — величина электрического поля в резонаторе без плазмы, E_r — самосогласованное поле в резонаторе с плазмой при выбранной величине E_{r0})

N_e и тогда член, описывающий отлипание электронов от отрицательных ионов в реакциях с возбужденными частицами, можно записать в виде $k_1 N_e N_-$ ($k_1 \approx k^* k_d \tau^* N_0$), тем самым исключив третье уравнение из (6).

Частоты ионизации и прилипания удобно записать в модельном виде, отвлекаясь от конкретного сорта газа (при этом рассмотрим два предельных случая: сильно и слабо электроотрицательного газа, отличающихся только величиной частоты прилипания):

$$\nu_i = \nu_{a0} f(\rho, z) \left(\frac{|E(\rho, z)|}{E_c} \right)^n, \quad (7)$$

$$\nu_a = \nu_{a0} A, \quad n \gg 1,$$

где ν_{a0} и E_c — частота прилипания и пробойное поле ($\nu_i(E_c) = \nu_{a0}$) в слабо электроотрицательном газе; A — коэффициент, характеризующий степень электроотрицательности газа. Предполагается, что $A = 1$ для слабо электроотрицательного газа и $A = 10$ в сильно электроотрицательном газе. При расчетах частоты и коэффициенты, входящие в уравнения (6), (7), для слабо электроотрицательного газа примерно соответствовали воздуху.

Функция $f(\rho, z)$ описывает пространственную неоднородность частоты ионизации в однородном невозмущенном электромагнитном поле, которая может быть вызвана, например, неоднородностью плотности газа. Предполагается, что $f = 1$ в начале координат и $f \ll 1$ на границе области интегрирова-

ния. Такой способ локализации области разряда часто используется при численных расчетах динамики разряда в первоначально однородном поле [5, 19].

Величина поля в резонаторе E_r (на границе области интегрирования) при известном виде распределения $N_e(\rho, z)$ и $E(\rho, z)$ определялась изменением добротности и собственной частоты резонатора, которые рассчитывались по формулам теории возмущений, приведенным в [12, 13].

Система (6), (5) решалась простым итерационным методом, при расчетах варьировались величина начального электрического поля в резонаторе без плазмы E_{r0} и параметр A (величина частоты прилипания ν_a). Результаты расчета стационарных структур разряда при плотности газа, соответствующей отношению $\nu/\omega = 0.5$, и при $N_c = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($\lambda \approx 3 \text{ см}$) представлены на рис. 5–7. Как видно из рисунков, в зависимости от величины начального поля в резонаторе возможно существование двух форм разряда с существенно различной характерной шириной пространственного распределения концентрации электронов. Размеры диффузного разряда определяются пространственной локализацией частоты ионизации (7) (видом функции $f(\rho, z)$), а в контрагированной форме распределение концентрации электронов формируется в результате квазистатического усиления поля, и плазма занимает существенно меньший объем. Увеличение начального поля в контрагированной форме приводит к возрастанию объема плазмы при практически неизменных значе-

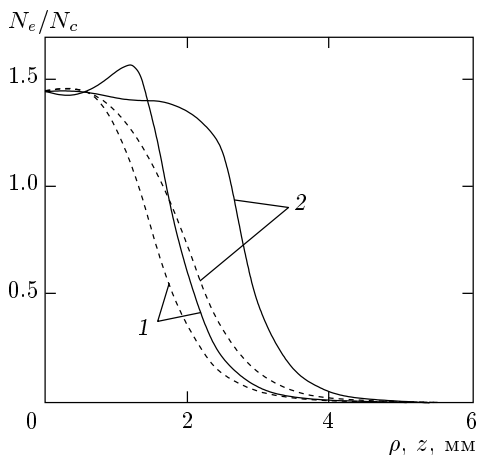


Рис. 6. Стационарные распределения концентрации электронов в контрагированной форме разряда при $A = 10$ и различной величине начального поля E_{r0} : 1 — $E_{r0}/E_c = 1.72$, $E_r/E_c = 1.13$, 2 — $E_{r0}/E_c = 2.51$, $E_r/E_c = 1.13$. Сплошная кривая — распределение вдоль оси z при $\rho = 0$, штрихи — распределение по радиусу ρ при $z = 0$

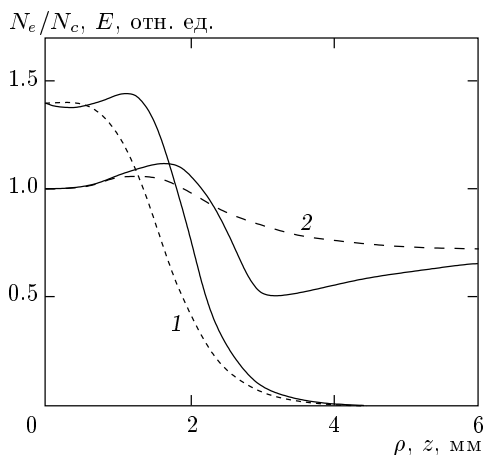


Рис. 7. Стационарные распределения концентрации электронов (1) и модуля электрического поля (2) в контрагированной форме разряда ($A = 10$, $E_{r0}/E_c = 1.82$). Сплошная кривая — распределение вдоль оси z при $\rho = 0$, штрихи — распределение по радиусу ρ при $z = 0$

ниях максимальной концентрации и величины электрического поля (см. рис. 6).

Анализируя распределения поля и концентрации электронов (см. рис. 7), можно понять причину, по которой не происходит удлинения плазмоида вдоль вектора электрического поля характерного для СВЧ стримеров [3]. Действительно, на полюсах эллипсоида, особенно в области $N_e = N_c$, наблюдается зна-

чительное увеличение поля по сравнению не только с внешним, но и с полем во внутренней области плазмоида. Однако вблизи области повышенного поля имеется область, где поле сильно ослаблено, а плазма отсутствует, и электроны, рождающиеся в зоне плазменного резонанса, диффундируя в область низкого поля, гибнут в результате рекомбинации и прилипания. Это обстоятельство предотвращает распространение разряда вдоль вектора электрического поля. Наличие области уменьшенного поля связано с непрерывностью нормальной составляющей вектора электрической индукции \mathbf{D} и изменением знака реальной части диэлектрической проницаемости (2) при переходе через границу плазмоида.

Из рис. 5 видно, что для контракции в сильно электроотрицательном газе требуется существенно меньшая величина начального поля. Действительно, ширина границы плазмоида, на которой происходит уменьшение концентрации электронов, зависит от диффузионной длины потерь электронов $l_d \approx \sqrt{D_a/\nu_l}$, где ν_l — частота потерь электронов. В сильно электроотрицательном газе частота потерь велика и граница плазмоида существенно тоньше, чем в электроположительном газе (сравниваем рис. 5а с рис. 5б и рис. 6). Так, например, при плотности газа $N \approx 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в кислороде частота прилипания $\nu_a \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$ заметно превышает частоту рекомбинации в азоте $\alpha_{ei}N_e$. Увеличение толщины границы плазмоида, как показано в [18], приводит к ослаблению резонанса и степени усиления поля в плазмоиде. Однако при высоких давлениях в результате нагрева газа происходит уменьшение его плотности и, соответственно, рост частоты ионизации в области существования плазмы. Это облегчает поддержание контрагированного состояния в электроположительном газе при высоких давлениях.

Как видно из приведенных экспериментальных результатов (см. таблицу), пороговая концентрация достигается в различных газах при разных условиях. При низких давлениях разряд в электроотрицательном газе занимает существенно меньший объем, слабо меняющийся при увеличении вводимой мощности. По-видимому, такое поведение связано с действием механизма нелинейной диффузии [16], описанного выше, и с затрудненностью пробоя в других пучностях из-за большой величины пробойного поля. Вследствие этого повышение вводимой в резонатор мощности приводит к росту концентрации электронов. В электроположительных газах отсутствует ярко выраженный порог пробоя, поэтому рост вводимой мощности вызывает возникновение плазмы в новых областях и увеличение объема раз-

ряда при незначительном росте концентрации электронов. При высоких давлениях нагрев газа и уменьшение его плотности приводят к локализации области существования плазмы и позволяют увеличить концентрацию электронов до величины, необходимой для перехода в контрагированное состояние.

Таким образом, образование и поддержание контрагированной формы СВЧ разряда может быть объяснено плазменно-резонансным усилением поля на мелкомасштабных плазменных образованиях.

4.2. Мелкомасштабное расслоение контрагированного разряда

Мелкомасштабное расслоение контрагированного разряда наблюдается только в некоторых газах и при концентрации электронов N_e , превышающей критическую N_c . Согласно уравнениям квазистатики, при $N_e > N_c$ локальное увеличение N_e в слое, перпендикулярном вектору \mathbf{E} , должно приводить к уменьшению величины поля в этой области и наоборот. В то же время при увеличении поля происходит рост температуры электронов T_e , и в расслоенном разряде величины T_e и N_e меняются в противофазе. Уравнение диффузии электронов с учетом пространственной неоднородности распределения температуры электронов может быть представлено в виде

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{u}_a N_e) = F(N_e, T_e, \dots), \quad (8)$$

где

$$\mathbf{u}_a = -D_a \frac{\nabla N_e}{N_e} - D_a^T \frac{\nabla T_e}{T_e} \quad (9)$$

— амбиполярная скорость электронов с учетом термодиффузии [20], $F(N_e, T_e, \dots)$ — член, описывающий процессы рождения и гибели электронов.

Коэффициенты амбиполярной диффузии D_a и термодиффузии D_a^T при пренебрежении ролью отрицательных ионов для сильно неравновесной плазмы, когда $T_e \gg T_i$, равны²⁾ [20]

$$\begin{aligned} D_a &\approx D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right), \\ D_a^T &\approx D_i \frac{T_e}{T_i} (1 - g) \approx D_a (1 - g), \end{aligned} \quad (10)$$

²⁾ В выражении для коэффициента амбиполярной диффузии можно пренебречь влиянием отрицательных ионов, так как при высоких концентрациях электронов, характерных для контрагированного состояния, велико число возбужденных частиц N^* , прилипание компенсируется отлипанием и концентрация отрицательных ионов мала [7].

где D_i — коэффициент собственной диффузии положительных ионов,

$$g = \frac{\partial \ln \nu}{\partial \ln T_e}$$

— коэффициент, учитывающий влияние термосилы [20]. Отметим, что в эти выражения для коэффициентов диффузии входит по существу характеристическая температура электронов $T_e = D_e / \mu_e$.

В одномерном случае, соответствующем расслоению поперек вектора \mathbf{E} , уравнение (8) с учетом (9), (10) можно записать в виде

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_a \frac{\partial N_e}{\partial x} + D_a^T \frac{N_e}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) + F. \quad (11)$$

При этом связь величины электрического поля с концентрацией электронов является алгебраической:

$$\begin{aligned} E &= E(N_e) = \frac{E_0}{|\varepsilon|} = \\ &= E_0 \left[\left(1 - \frac{N_e}{N_c}\right)^2 + \left(\frac{\nu N_e}{\omega N_c}\right)^2 \right]^{-1/2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где E_0 — величина поля в плазмоеде в отсутствие расслоения.

Если рассматриваемые масштабы не слишком малы (превышают размер электронной теплопроводности), то локальной можно считать и связь электронной температуры с величиной поля $T_e = T_e(E(N_e))$. В этом случае уравнение (11) можно преобразовать к обычному виду

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} D_{eff} \frac{\partial N_e}{\partial x} + F \quad (13)$$

с эффективной диффузией

$$\begin{aligned} D_{eff} &= D_a \left[1 + (1 - g) \frac{\partial \ln T_e}{\partial \ln N_e} \right] = \\ &= D_a \left[1 + (1 - g) \frac{\partial \ln T_e}{\partial \ln E} \frac{\partial \ln E}{\partial \ln N_e} \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Для зависимости $E(N_e)$ вида (12) при параметрах плазмы, соответствующих контрагированному состоянию, обычно выполняется соотношение

$$\frac{\partial \ln E}{\partial \ln N_e} = -(1 \div 2).$$

Из (14) следует, что при достаточно резкой зависимости T_e от величины поля, такой что

$$\frac{\partial \ln T_e}{\partial \ln E} > - \left[(1 - g) \frac{\partial \ln E}{\partial \ln N_e} \right]^{-1}, \quad (15)$$

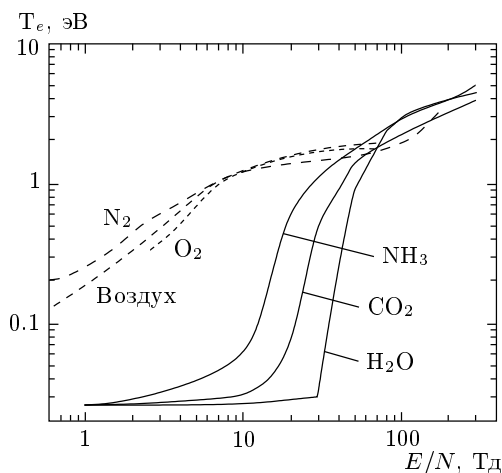


Рис. 8. Зависимость характеристической температуры электронов $T_e = D_e/\mu_e$ от величины приведенного электрического поля E/N для различных газов по данным работ [27–29]

коэффициент эффективной диффузии становится отрицательным. В этом случае возможно развитие неустойчивости, физический механизм которой состоит в следующем. При концентрации электронов в плазмоиде, превышающей критическую, уменьшение N_e в слое перпендикулярном вектору \mathbf{E} вызывает возрастание величины поля. При резкой зависимости $T_e(E)$ происходит существенный нагрев электронов и термодиффузионный поток электронов из этой области, связанный с неоднородностью T_e , превышает обратный поток, вызываемый неоднородностью плотности электронов. И, таким образом, происходит дальнейшее уменьшение величины N_e .

Для тлеющего разряда такая неустойчивость, названная термоотоквой, была впервые предсказана в работе [21], где был получен аналогичный неравенству (15) критерий неустойчивости. Экспериментальным и теоретическим исследованиям термоотоквой неустойчивости в тлеющем разряде посвящены работы [22–25]. Отметим, что уменьшение плотности электронов, вызываемое термодиффузией, наблюдается также при воздействии мощного электромагнитного излучения на ионосферную плазму [26].

Для возникновения неустойчивости в наших условиях необходимо, чтобы температура электронов быстро возрастала с увеличением поля (15). Из сравнения зависимостей температуры электронов $T_e = D_e/\mu_e$ от величины параметра E/N для различных газов (рис. 8), приведенных, например, в [27–29], можно заключить следующее. Для таких газов, как азот, воздух, кислород, гелий, в которых не

наблюдается расслоение контрагированной формы, зависимость $T_e(E)$ плавная,

$$\frac{\partial \ln T_e}{\partial \ln E} < \frac{1}{2},$$

во всем диапазоне полей поддержания разряда. Напротив, для аммиака, паров воды, углекислого газа на зависимости $T_e(E)$ имеется достаточно крутой участок, на котором возможно выполнение условия (15).

Важно отметить, что резкая зависимость $T_e(E)$ [29] наблюдается при значениях величины электрического поля меньших пробойной величины E_c , определяемой из условия

$$\nu_i(E_c) = \nu_a(E_c).$$

Поэтому описываемая неустойчивость может наблюдаться только в квазистационарных разрядах, когда в результате накопления активных частиц гибель электронов в результате прилипания компенсируется отлипанием и поле поддержания разряда становится заметно меньше пробойного [7]. В короткоимпульсных разрядах величина поля достаточно велика, зависимость $T_e(E)$ слабая и термодиффузионный поток вносит несущественную добавку в полный поток электронов. При растущей функции $E(N_e)$ термодиффузия не приводит к изменению направления потока электронов, ее учет в уравнениях может привести лишь к небольшим количественным поправкам, а не к новым качественным эффектам.

Следует отметить, что примененное нами гидродинамическое описание явления строго справедливо только в случае максвелловского распределения электронов по энергиям. В неравновесном СВЧ разряде функция распределения электронов может заметно отличаться от максвелловской. Поэтому более строгое описание требует расчета коэффициентов переноса с учетом неравновесности электронного распределения. Однако, как нам представляется, в нашем случае СВЧ разряд поддерживается слабым полем, неравновесность функции распределения электронов слабая и гидродинамический подход качественно правильно описывает явление. Действительно, более строгий расчет функции распределения и коэффициентов переноса для условий эксперимента дает согласие с результатами эксперимента в наблюдении расслоения плазмы в различных газах [30].

В работе [11] определен характерный масштаб рассматриваемой неустойчивости. Из уравнения (13) видно, что при $D_{eff} < 0$ наибольшим инкрементом обладают мелкомасштабные возмущения, для

которых диффузионный член максимален. Однако очевидно, что электронная теплопроводность приводит к подавлению роста возмущений с характерным масштабом меньше длины теплопроводности электронов. Поэтому в [11] анализ неустойчивости проведен на основании системы уравнений для концентрации и температуры электронов. Выяснено, что наибольшим инкрементом обладают возмущения, характерный масштаб которых лежит между длиной установления электронной температуры и характерной длиной диффузии электронов. Получен также критерий возникновения неустойчивости, который фактически совпадает с (15).

Теория неоднородных стационарных состояний (автосолиитонов и страт), реализующихся в неравновесных диссипативных системах, которые описываются системой двух нелинейных дифференциальных уравнений диффузионного типа, подробно изложена в монографии [31]. Определенный класс таких систем принято называть активными системами с диффузией в том смысле, что по одному параметру, активатору θ , осуществляется положительная обратная связь, которая является причиной неустойчивости однородного состояния системы. Другой параметр, ингибитор η , подавляет процесс нарастания активатора. Термотоковая неустойчивость СВЧ разряда по своей природе близка к рассматриваемым в качестве примера в [31] термодиффузионным автосолиитонам в электронно-дырочной плазме, разогретой в процессе фотогенерации носителей.

В работе [11] на основе идей, изложенных в [31], показано, что данная ситуация реализуется для рассматриваемой термотоковой неустойчивости, в этом случае удобно выбрать

$$\theta = T_e, \quad \eta = N_e T_e.$$

В такой системе возможна реализация неоднородных стационарных решений в виде термодиффузионных страт. Система уравнений для концентрации и температуры электронов решалась также численно в одномерном приближении [11]. В результате было получено неоднородное стационарное решение в виде страт. Полученный при расчете период расслоения хорошо соответствует наблюдаемому в эксперименте. В полном соответствии с теоретическими представлениями [31] распределение ингибитора $\eta = N_e T_e$ практически однородное. Заметим, что η по существу является парциальным давлением электронного газа.

Таким образом, мелкомасштабное расслоение контрагированного состояния может быть объяснено развитием термотоковой неустойчивости, в

результате которой формируется стационарная структура в виде периодических стоячих страт. Отметим, что для возникновения этой неустойчивости в СВЧ разряде требуется создание достаточно специфических условий: плазмы с закритической концентрацией электронов для обеспечения падающей зависимости $E(N_e)$, стационарного режима горения разряда с низкими полями поддержания и определенного сорта газа с резкой зависимостью температуры электронов от величины электрического поля.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования непрерывного СВЧ разряда в квазиоптическом резонаторе продемонстрировали возможность существования в таком разряде неоднородных стационарных пространственных структур. Особенностью этих структур является то, что форма разряда определяется не распределением начального электрического поля, а развитием неустойчивостей.

В результате развития плазменно-резонансной неустойчивости диффузная форма разряда, в которой распределение плазмы практически повторяет распределение электрического поля, переходит в контрагированную форму. В этой форме разряд представляет собой слегка вытянутый вдоль вектора электрического поля эллипсоид с концентрацией электронов, превышающей критическую, и размером много меньше величины диффузного разряда и длины электромагнитной волны. Формирование такого самолокализованного состояния происходит за счет квазистатического резонансного усиления поля, возникающего на мелкомасштабных плазменных образованиях при $N_e > N_c$.

В некоторых газах, таких как NH_3 , H_2O , CO_2 , происходит расслоение контрагированного разряда, который приобретает вид эллипсоида, состоящего из чередующихся светлых и темных дисков, перпендикулярных вектору электрического поля. Это расслоение имеет кинетическую природу и вызывается развитием термотоковой неустойчивости. В результате развития этой неустойчивости формируется стационарная структура в виде периодических стоячих страт.

В заключение авторы выражают благодарность проф. Н. Л. Александрову за полезные обсуждения и замечания.

Работа выполнена при поддержке Фонда гражд-

данских исследований и разработок США (CRDF) (грант № REI-352) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-16413).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Б. Гильденбург, А. В. Ким, ЖЭТФ **78**, 141 (1978).
2. В. Б. Гильденбург, А. В. Ким, Физика плазмы **6**, 904 (1980).
3. В. Б. Гильденбург, И. С. Гущин, С. А. Двинин и др., ЖЭТФ **97**, 1151 (1990).
4. А. Л. Вихарев, В. Б. Гильденбург, С. В. Голубев и др., ЖЭТФ **94**, 136 (1988).
5. А. Л. Вихарев, В. Б. Гильденбург, А. В. Ким и др., в сб. *Высокочастотный разряд в волновых полях*, под ред. А. Г. Литвака, ИПФ АН СССР, Горький (1988), с. 41.
6. А. Л. Вихарев, Дисс. ... докт. физ.-матем. наук, ИПФ РАН, Нижний Новгород (1992).
7. А. Л. Вихарев, О. А. Иванов, О. Ю. Кузнецов и др., Физика плазмы **13**, 1124 (1987).
8. А. Л. Вихарев, О. А. Иванов, О. Ю. Кузнецов и др., ДАН СССР **2**, 358 (1987).
9. А. Л. Вихарев, О. А. Иванов, Л. С. Иванова и др., ЖТФ **59**, 40 (1989).
10. А. Л. Вихарев, О. А. Иванов, О. Ю. Кузнецов и др., Тез. докл. IV Всесоюз. конф. по физике газового разряда, часть 1, Махачкала (1988), с. 80.
11. А. Л. Вихарев, А. М. Горбачев, О. А. Иванов и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 537 (1998).
12. В. Е. Голант, *Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы*, Наука, Москва (1968).
13. А. А. Брандт, *Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах*, Гос. изд. физ.-мат. литературы, Москва (1963).
14. А. В. Елецкий, *Механизмы сжатия тлеющего разряда*, в сб. *Химия плазмы*, вып. 9, с. 151, Энергоатомиздат, Москва (1982).
15. Ю. П. Райзер, *Основы современной физики газоразрядных процессов*, Наука, Москва (1980).
16. А. Л. Вихарев, О. Ю. Кузнецов, Препринт № 294 ИПФ АН СССР, Горький (1991).
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
18. В. Б. Гильденбург, Ю. М. Жидко, И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер, Известия ВУЗов. Радиофизика **10**, 1358 (1967).
19. И. Н. Иновенков, А. В. Ким, Е. И. Ракова и др., Препринт № 271 ИПФ АН СССР, Горький (1990).
20. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров, *Основы физики плазмы*, Атомиздат, Москва (1977).
21. А. В. Тимофеев, ЖТФ **40**, 192 (1970).
22. Н. Л. Александров, А. М. Кончаков, А. П. Напартович, А. Н. Старостин, в кн. *Химия плазмы*, Энергоатомиздат, Москва (1984), вып. 11, с. 3.
23. Ю. С. Акишев, Н. А. Дятко, И. Н. Лопаткин и др., в сб. *Труды VII Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы*, Ташкент (1987), т. 1, с. 261.
24. В. А. Швейгерт, Физика плазмы **14**, 1263 (1988).
25. Н. Л. Александров, А. М. Охримовский, Физика плазмы **23**, 77 (1997).
26. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере*, Наука, Москва (1973).
27. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
28. И. Мак-Даниель, *Процессы столкновений в ионизованных газах*, Мир, Москва (1967).
29. M. Yousfi and M. D. Benabdessadok, J. Appl. Phys. **80**, 6619 (1996).
30. А. М. Охримовский, Автореферат дисс. ... канд. физ.-матем. наук, МФТИ, Москва (1999).
31. Б. С. Кернер, В. В. Осипов, *Автосолитоны: локализованные сильно-неравновесные области в однородных диссипативных системах*, Наука, Москва (1991).