

537.525

ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД В ПОТОКЕ ГАЗА**Е. И. Велихов, В. С. Голубев, С. В. Пашкин****СОДЕРЖАНИЕ**

| | |
|---|-----|
| 1. Введение | 117 |
| 2. Условия экспериментов | 118 |
| 3. Механизм разряда | 120 |
| а) Результаты экспериментальных исследований (121). 1) Внешний вид разряда (121). 2) Вольт-амперные характеристики (ВАХ) (121). 3) Влияние скорости потока на напряжение горения разряда (122). 4) Влияние турбулентности потока и профиля скорости на ВАХ (122). 5) Критический ток разряда (122). 6) Катодная область (122). 7) Анодная область (123). 8) Положительный столб разряда (124). 6) Основные процессы в тлеющем разряде в потоке газа (ТРП) (125). в) Модели положительного столба (127). 1) Диффузионная модель (127). 2) Модель однородной квазинейтральной плазмы (128). 3) Модель неоднородной квазинейтральной плазмы (129). г) Некоторые особенности ТРП (130). 1) Фронт ионизации (130). 2) Влияние ионно-молекулярных реакций (130). 3) Приэлектродные области разряда (131). | |
| 4. Баланс энергии и плазмохимические процессы в ТРП | 132 |
| а) Распределение энергии в ТРП (132). б) Плазмохимические процессы в ТРП (133). | |
| 5. Неустойчивости ТРП | 134 |
| а) Прилипательная неустойчивость (135). Механизм прилипательной неустойчивости в неоднородном ТРП (137). б) Неустойчивости, сопровождаемые шнуrowыми неоднородностями (140). 1) Экспериментальные исследования пороговых условий перехода ТРП в контрагированный разряд (141). 2) Влияние геометрии разряда (141). 3) Влияние параметров потока (142). 4) Влияние состава газа (142). 5) Влияние внешнего поперечного магнитного поля (143). 6) Влияние предионизации (143). 7) Исследование динамики контрагирования ТРП (143). 8) О механизме шнуrowания в неоднородном разряде (144). | |
| Цитированная литература | 146 |

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в связи с развитием быстропотоčných электро-разрядных CO_2 и CO лазеров возрос интерес к разряду типа тлеющего, существующему стационарно в потоке газа при давлениях 10—760 Торр. Этот разряд по целому ряду свойств (механизм протекания тока, особенности развития неустойчивостей и др.) существенно отличается от обычного тлеющего разряда в трубках (см., например, ¹⁻³ и др.). Известный механизм протекания тока в тлеющем разряде состоит в том, что носители заряда (положительные и отрицательные ионы и электроны) рождаются в основном объеме разряда и исчезают путем рекомбинации или амби-полярной диффузии.

В рассматриваемом разряде генерация носителей заряда (положительных ионов и электронов) осуществляется главным образом в приэлектродных областях, затем они вносятся в основной объем разряда дрейфовым движением в электрическом поле, так что в этом объеме разряд носит несамостоятельный характер при пониженных значениях напряженности электри-

ческого поля. По этой причине развитие неустойчивостей разряда (страты, токовые шнуры) начинается в приэлектродных областях, после чего соответствующие неоднородности в зависимости от условий эксперимента успевают или не успевают охватить основной объем разряда. Ввиду отсутствия общепринятой терминологии данную форму разряда мы будем называть тлеющим разрядом в потоке газа (ТРП)*).

Так же как и тлеющий разряд в трубках, ТРП характеризуется высокой степенью неравновесности плазмы и достаточно большим значением «приведенной» напряженности электрического поля (E/N) в области положительного столба (ПС), что в случае разряда в молекулярных газах обеспечивает высокую эффективность преобразования электрической энергии в энергию колебательных уровней молекул. В отличие от разряда, охлаждаемого и стабилизируемого стенками трубки, охлаждение и стабилизация ТРП осуществляются за счет конвективного выноса газа из зоны, занимаемой разрядом, что, как показывает эксперимент, позволяет осуществлять стационарный неконтрагированный разряд большой мощности при повышенных давлениях. Именно эти особенности ТРП определяют его практическое применение в технике мощных быстропоточных лазеров, в плазмохимических реакторах и т. п.

Первые сообщения о ТРП^{8, 10, 27, 28} появились в связи с исследованиями разряда в потоках газа для аэродинамических труб, МГД-генераторов и т. п. Целенаправленные исследования ТРП были начаты в 70-х годах с появлением быстропоточных газоразрядных лазеров^{29-32, 39-40}.

В большинстве публикаций о быстропоточных лазерах, в том числе и обзорных^{33, 34, 35}, основное внимание уделяется описанию технических параметров лазерных установок и лазерным характеристикам активной среды; в то же время началась систематизация экспериментальных фактов и теоретических представлений о процессах в ТРП (в основном о неустойчивостях разряда^{3, 24, 25, 36-38}). Накопленный в настоящее время экспериментальный материал позволяет считать установленным факт существенной неоднородности ТРП вдоль тока, на что делается акцент в настоящем обзоре о состоянии исследований механизма разряда и его неустойчивостей.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

ТРП осуществляется в газоразрядных камерах (ГРК) как при поперечном, так и при продольном относительно среднего электрического тока направлении потока газа (так называемые поперечный и продольный разряды). Скорость потока газа составляет $V = 10^3 - 5 \cdot 10^4$ см·с⁻¹, его температура $T = 100 - 700$ К, полное давление газовой смеси находится в пределах $P = 10 - 760$ Торр. Основными компонентами в исследовавшихся ТРП являются азот, кислород, гелий, углекислый газ, угарный газ, аргон. В составе газовых смесей могут присутствовать также малые примеси воды, паров масел, водорода, продуктов плазмохимических реакций и т. д.

Для увеличения объемной однородности разряда применяется секционирование электродов (как правило, катодов) и снабжение их инди-

*) В литературной терминологии нет единообразия в названии обсуждаемой формы разряда: тлеющий⁴⁻⁷, диффузный^{8,9}, высоковольтный¹⁰, высоковольтный диффузный^{11,12}, объемный^{13,14}, однородный¹⁵, самостоятельный^{16,17}, самоподдерживающийся¹⁸, неконтрагированный¹⁹, расконтрагированный²⁰, разряд в потоке²¹⁻²³, разряд в молекулярных газах²⁴⁻²⁶ и т. д. Каждое из названий отражает ту или иную особенность ТРП.

видуальными балластными сопротивлениями (рис. 1). Средняя плотность тока в объеме разряда $j \sim 3\text{--}30 \text{ мА/см}^2$, плотность тока на поверхности катода $j_0 \sim 10^{-1}\text{--}10 \text{ А/см}^2$ соответствует нормальной плотности тока тлеющего разряда. Межэлектродное расстояние обычно составляет в поперечном разряде $h = 1\text{--}10 \text{ см}$, в продольном $h = 5\text{--}100 \text{ см}$. За счет секционирования электродов размер зоны поперечного разряда вдоль потока может достигать $L = 100 \text{ см}$ и более ⁴².

Характерное время пролета газа через зону разряда составляет $\tau_0 = 10^{-4}\text{--}10^{-2} \text{ с}$, так что некоторые процессы в ТРП можно исследовать с помощью квазистационарного разряда без потока газа с длительностью импульса тока $\sim \tau_0$ ⁴³⁻⁴⁶.

Современный уровень диагностики низкотемпературной плазмы не позволяет определять из прямых измерений большую часть параметров

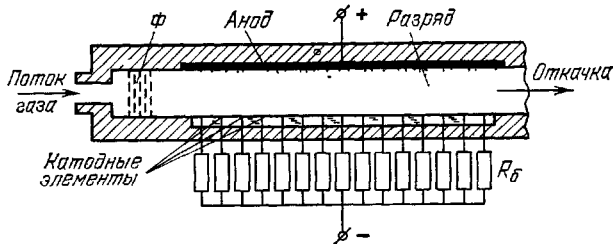


Рис. 1. Схема ГРК с поперечным разрядом и секционированным катодом, состоящим из элементов, расположенных заподлицо в катодной плате.

Φ — устройство для формирования потока; $R_б$ — балластные сопротивления.

ТРП. Часть параметров ТРП можно найти из сравнения рассчитанных на ЭВМ физических явлений в разряде с измеренными интегральными характеристиками. Большинство опубликованных работ по исследованию ТРП ограничивается снятием его вольтамперных характеристик (ВАХ) и фиксированием предельных энерговыделений, соответствующих переходу разряда в контрагированное состояние. В отдельных работах с помощью электростатических зондов измерялось распределение электрических полей в разряде ^{6, 8, 43, 47-50, 56}, с помощью интерферометра — распределение тепловыделения по объему ⁴⁴. Путем анализа ВАХ зонда делались оценки относительной величины концентрации отрицательных ионов ⁶¹. Однако применение зондовых методик затруднено присутствием в разряде различного рода неоднородностей, вызывающих колебания потенциала плазмы, и погрешность этих измерений может быть значительной. Спектроскопические измерения позволяют в настоящее время измерять в определенных условиях лишь колебательную температуру азота (по излучению 2^+ полосы азота ⁵²), концентрацию озона (по поглощению света в УФ области спектра) и относительную населенность верхнего лазерного уровня молекулы CO_2 (по усилению слабого ИК светового сигнала на длине волны 10 мкм). Применение других спектроскопических методов (комбинационное рассеяние света ⁵⁸, метод внутрирезонаторной спектроскопии ⁵⁴, измерение E/N по тормозному излучению ⁵⁵ и др.) пока не принесли новой существенной информации в изучение ТРП. Практически отсутствуют работы по использованию масс-спектрометрии для исследования ТРП. Основная информация о неустойчивости ТРП получена из обработок ЭОПограмм и из измерений колебаний тока и напряжения на электродах ^{5, 41, 164} и др.

3. МЕХАНИЗМ РАЗРЯДА

Под механизмом разряда подразумевается связь элементарных процессов, определяющих баланс числа заряженных частиц, с макроскопическими свойствами разряда — вольтамперной характеристикой (ВАХ), а также пространственным распределением плотности тока j и электрического поля E в разряде. Эта связь самосогласована, поскольку константы скоростей многих элементарных процессов резко зависят от напряженности электрического поля, и, кроме того, скорости отдельных процессов могут нелинейным образом зависеть от плотности тока.

В распространенной модели положительного столба разряда^{3, 5, 25} и др. предполагается, что плазма однородна вдоль тока, квазинейтральна и баланс числа заряженных частиц состоит в локальном равенстве скоростей процессов рождения и гибели в объеме (ионизации, прилипания и отлипания электронов, рекомбинации и т. д.). Однако выводы, следующие при использовании этой модели, неадекватны экспериментальным результатам исследований разряда: измеренные значения E/N меньше теоретических, ВАХ разряда обычно не зависит от величины энерговклада в разряд (т. е. от концентрации «отлипателей»), анодное падение растет с ростом межэлектродного расстояния, нагрев газа в разряде неоднороден и т. д. Обсуждаемая впервые в обзоре модель неоднородной квазинейтральной плазмы, предложенная в^{11, 12, 47}, учитывает градиенты концентраций заряженных частиц и электрических полей вдоль направления тока; эта модель, как показано ниже, хорошо соответствует экспериментальным данным. В плазме с электроотрицательными примесями, т. е. в реальных лазерных смесях, возможно существование градиентов концентраций положительных и отрицательных ионов и электронов без нарушения квазинейтральности при сравнительно малом градиенте электрического поля.

Характерные размеры неоднородностей концентраций заряженных частиц порядка длин их дрейфа в электрическом поле относительно их гибели — прилипания для электронов и рекомбинации для ионов. Оценки дают для электронов

$$l_a \sim V_e / \nu_a \sim \frac{5 \cdot 10^6}{10^4 - 10^6} \sim 5 - 500 \text{ см},$$

для ионов

$$l_i \sim \frac{V_+}{k_r n_-} \frac{n_+}{n_e} \sim \frac{2 \cdot 10^4}{10^{-7} \cdot (10^9 - 10^{10})} \sim 20 - 200 \text{ см} \quad (n_+, n_- \gg n_e),$$

что много больше размеров ПС вдоль тока h .

В силу большой подвижности электронов величина градиента электронной концентрации обычно незначительна. Концентрация отрицательных ионов возрастает от катодной области, где естественно считать, что она мала, к анодной за счет прилипания. Положительные ионы генерируются в узкой прианодной области и в основной объем плазмы неоднородного положительного столба поступают за счет дрейфового движения в электрическом поле. Ток положительных ионов из-за рекомбинации в ПС падает от анода к катоду. Величина E/N в ПС соответствует равенству концентраций (и градиентов концентраций) положительно и отрицательно заряженных частиц, которое определяется главным образом скоростями рекомбинации положительных ионов и образования отрицательных ионов. Таким образом, в основном объеме ПС разряд носит несамостоятельный характер, баланс числа заряженных частиц поддерживается за счет вноса положительных ионов со стороны анода и электронов — из катодной области, ионизация в объеме ПС играет пренебрежимую роль.

а) Результаты экспериментальных исследований

1) Внешний вид разряда. Визуально ТРП состоит из узких, толщиной менее 1 мм, светящихся областей у электродов — яркой катодной области и менее яркой анодной и слабосветящейся диффузной

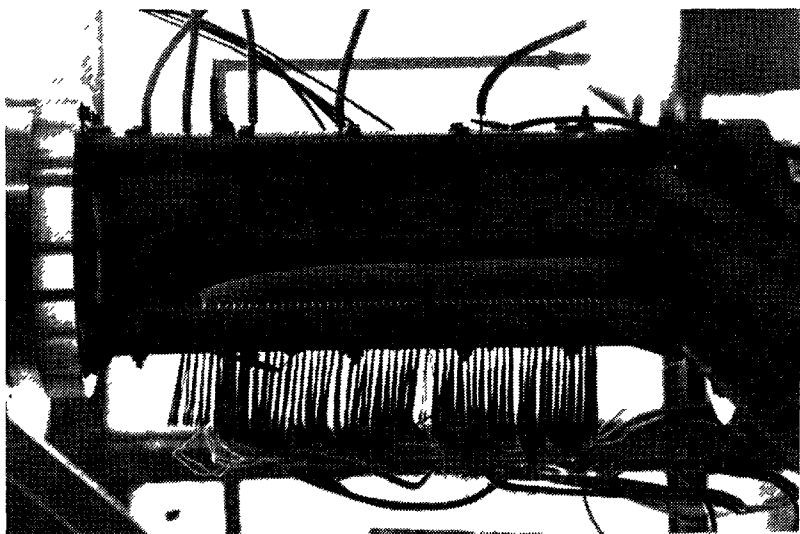


Рис. 2. Фотография поперечного разряда в ГРК с секционированным катодом и анодом в виде сплошной профилированной пластины.

$h = 5$ см, $V = 200$ м/с, $P = 60$ Торр, $j = 8$ мА/см², воздух. Поток слева направо, катод внизу, области в пространстве между ними, называемой по традиции положительным столбом (ПС) (рис. 2). Имеется тенденция к возрастанию свечения ПС от катода к аноду независимо от направления скорости потока.

2) Вольт-амперные характеристики (ВАХ). В отличие от тлеющего разряда в трубках ВАХ ТРП, как правило, растущие

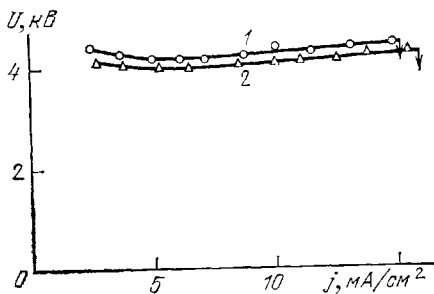


Рис. 3. Типичная ВАХ ТРП для молекулярных газов⁵⁹.

Технический газот ($\sim 2\% \text{ O}_2$), $V = 100$ м/с, $h = 3$ см, $N = 2,8 \cdot 10^{18}$ см⁻³. 1 — $T = 230$ К, 2 — $T = 330$ К. Стрелками обозначен ток перехода J^* .

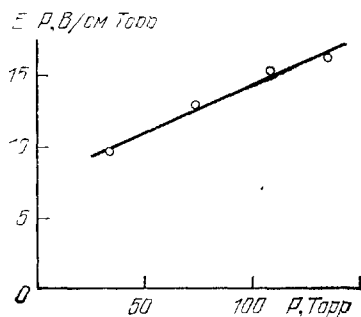


Рис. 4. Зависимость в ПС $\langle E/P \rangle = (U - 500)/Ph$ от P для атмосферного воздуха. $h = 3$ см, $V = 100$ м/с, $J = 70$ мА, площадь катода $S_c = 0,4 \times 40$ мм², анод — сплошная пластина.

(рис. 3) 18, 21, 22, 41, 42, 56–61 и др. Наклон ВАХ и величина E/P в поперечном разряде в потоке воздуха с ростом P увеличиваются (рис. 4).

3) Влияние скорости потока на напряжение горения разряда. В поперечном разряде с одной парой электродов рост скорости потока приводит к росту напряжения U на разряде

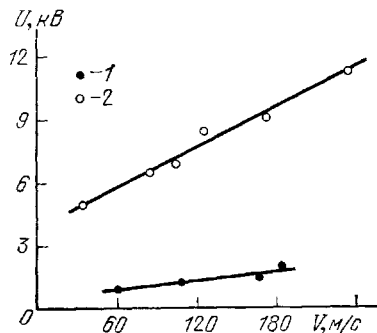


Рис. 5. Зависимость напряжения на поперечном разряде между пластинкой (катод) и плоскостью (анод) от скорости потока воздуха.

1 — $P = 23$ Торр, 2 — $P = 110$ Торр.

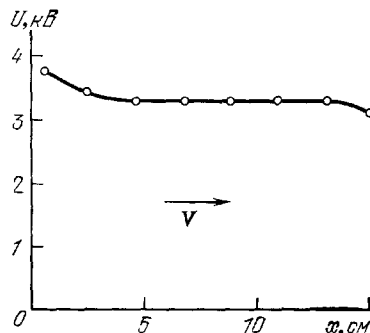


Рис. 6. Распределение напряжения на катодных элементах в направлении потока воздуха ⁴². $P = 60$ Торр, $J = 0,9$ А, $V = 150$ м/с, $h = 3$ см.; шаг между платиновыми катодами ($S_c = 0,2 \times 40$ мм²) $\delta = 20$ мм.

(рис. 5). В случае длинных ГРК ($L \gg h$) с секционированными электродами рост U наблюдается только для верхних по потоку газа электродов (рис. 6) ^{4,42}.

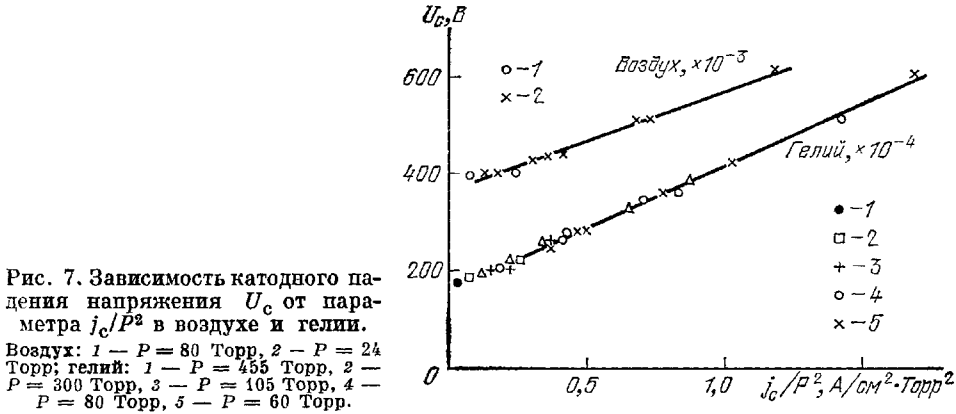
4) Влияние турбулентности потока и профиля скорости на ВАХ. Это влияние незначительно, так же как и влияние температуры газа при сохранении постоянной его плотности ^{59, 62}.

5) Критический ток разряда. При превышении током J разряда некоторой критической величины J^* происходит переход ТРП в контрагированное состояние, визуально проявляющееся в виде ярко-светящихся «шлейфов» ниже электродов по потоку газа и сопровождающееся сильными пульсациями тока и напряжения. Удельную объемную мощность разряда, соответствующую току перехода, принято называть критической объемной мощностью разряда $(jE)^*$, а предельную мощность ТРП, отнесенную к расходу газа G через зону разряда — предельным энерговыделением $W^* \equiv J^* U/G$. Обычно в ТРП $(jE)^* = (1 - 100)$ Вт·см⁻³, $W^* = 10 - 10^3$ Дж·г⁻¹ $\approx 0,003 - 0,3$ эВ/мол.

6) Катодная область. Значения U_c , j_c и толщины катодной области в ТРП ^{60, 63} примерно такие же, как в нормальном тлеющем разряде в трубках ^{1,2} (т. е. $U_c \approx 200 - 400$ В).

В поперечном потоке газа при $P \lesssim 30$ Торр в ТРП в соответствии с законом нормальной плотности тока (при достаточной площади катода) площадь катода, покрытая свечением, растет пропорционально току. При $P > 30$ Торр появляется неоднородность j_c в направлении скорости потока, растущая с ростом давления и скорости потока газа, так что катодное свечение начинает занимать лишь часть поверхности катода. Зависимость величины U_c аномального катодного падения от параметра j_c/P^2 для различных газов в условиях ТРП приведена на рис. 7. В ТРП величина $j_c^N \sim 0,1 - 10$ А/см² ($j \sim 10^{-3} - 10^{-1}$ А/см²), так что разряд имеет вид конуса, вершина которого находится у катода.

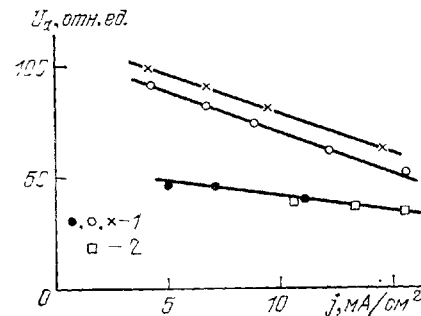
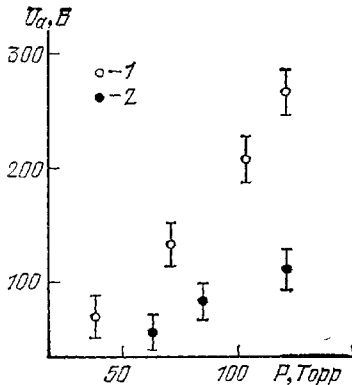
Заметим, что в несамостоятельном несамоподдерживающемся разряде, в отличие от ТРП, плотность тока на катоде может быть значительно меньше нормальной. При этом, в соответствии с теорией Энгеля и Штеенбека (см. ²), U_c растет и достигает нескольких кВ ⁶³, и заметно возра-



стает толщина катодной области. В этом случае на катоде возможно образование пятен, в которых плотность тока равна нормальной ⁶⁴, j_c^N .

7) Анодная область. Процессы в этой области, исследовавшиеся в ^{47-49,65,66}, в значительной мере определяют механизм и устойчивость разряда.

Измерения распределения электрического потенциала вблизи анода показывают, что размер анодной области (10^{-1} —1 см) существенно больше



характерного размера нарушения квазинейтральности плазмы ($\sim 10^{-2}$ см) и толщины катодной области. Величина U_a , полученная из этих измерений, может составлять сотни вольт ⁴⁷, в то время как в тлеющем разряде в трубках она не превышает 10—20 В ^{1,2}. Она растет как с ростом давления, так и с ростом межэлектродного расстояния (рис. 8). ВАХ $U_a(j)$ анодной области в воздухе и азоте, полученные путем измерения тепловых потоков в анод (рис. 9), падающие. Это может явиться причиной

образования анодных пятен; имеются наблюдения, показывающие, что здесь существенную роль может играть чистота поверхности анода⁵⁸.

Измерения плотности тока в анодных пятнах в азоте и воздухе⁶⁶ показали, что на аноде также существует нормальная плотность тока j_a^N ($j_a^N = 4,2 \cdot 10^{-4}$ А·см⁻² Торр⁻² в случае азота). При этом величина U_a составляет 10—30 В и растет с ростом P .

8) Положительный столб разряда. Типичное распределение электрического потенциала в ТРП приведено на рис. 10. У катода имеется область малого поля с пониженным значением E/N

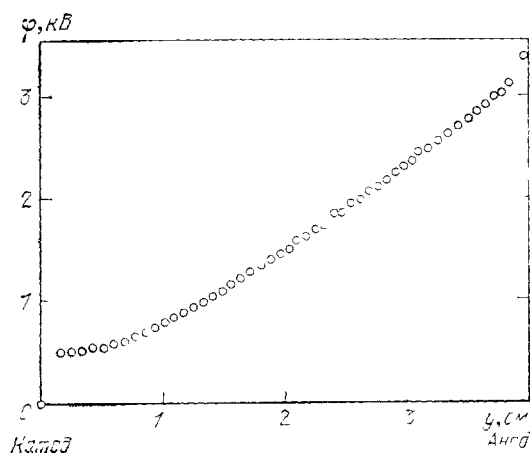


Рис. 10. Типичное распределение электрического потенциала между катодом и анодом в поперечном разряде в потоке воздуха при $P = 50$ Торр, $V = 100$ м/с, $\langle j \rangle \approx 50$ мА/см², $h = 4$ см.

протяженностью обычно несколько миллиметров, и далее к аноду простирается слабо неоднородная область с небольшим ростом величины E/N . Величина E/N (в азоте и воздухе) составляет обычно 20—60 Тд (7 — 20 В·см·Торр).

Добавление инертных газов (гелия) несколько снижает величину E/N в ПС. В отличие от импульсных разрядов с УФ предионизацией^{73, 74}.

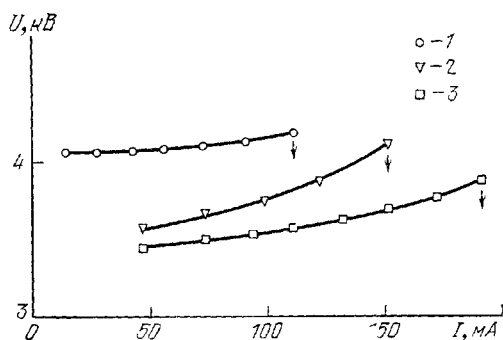


Рис. 11. ВАХ ТРП в поперечном потоке воздуха с поперечным магнитным полем напряженностью B ⁶⁰. $P = 60$ Торр, $V = 135$ м/с, $h = 4$ см. 1 — $B = 0$, 2 — $B = 3,3$ кГс, 3 — $B = 6,5$ кГс. Стрелками обозначено значение J^* ⁶⁰.

легкоионизируемые примеси практически не влияют на величину E/N ^{61, 67-72}.

Оценки концентрации электронов n_e в ПС, получаемые из измерений полного тока J и сечения разряда S : $J/S \approx j \approx e\mu_e E n_e$ (μ_e — подвижность электронов), дают $n_e \approx 10^9 - 10^{10}$ см⁻³.

В поперечном разряде поток газа слегка сносит область ПС^{14, 31, 60}, вниз по потоку. Снос ПС можно легко скомпенсировать наложением внеш-

него магнитного поля, перпендикулярного векторам скорости потока и электрического тока ^{31, 60} и др. При полной компенсации сноса величина E/N в ПС минимальна (рис. 11).

б) Основные процессы в тлеющем разряде
в потоке газа (ТРП)

В условиях неоднородного разряда в балансе числа заряженных частиц, описываемом уравнениями типа $\partial n_i / \partial t + \text{div} (n_i \mathbf{V}_i) = A_i$, наряду с *объемными процессами* их образования и гибели, характеризующимися скоростями A_i , существенную роль играют *процессы переноса*; в силу высоких значений E/N и E над диффузионным переносом преобладает дрейфовый перенос в электрическом поле. Действительно, отношение скорости амбиполярно-диффузионного дрейфа V_i^D к скорости дрейфа в электрическом поле V_i^E для ионов составляет величину $V_{+,-}^D / V_{+,-}^E \sim \sim T_e / hE$ (T_e — средняя энергия электронов) и для электронов — величину $V_e^D / V_e^E \sim (\mu_{+,-} / \mu_e) (T_e / hE)$. При характерных значениях $T_e \sim \sim 2\text{В}$, $h \sim 3\text{ см}$, $E/N \sim 30\text{Тд}$, $N \sim 10^{18}\text{ см}^{-3}$, $\mu_{+,-} / \mu_e \sim 10^{-3,83,84}$ имеем $V_{+,-}^D / V_{+,-}^E \sim 10^{-3}$; $V_e^D / V_e^E \sim 10^{-6}$.

Движение газа заметно сказывается на движении ионов, поскольку скорость потока газа ($10^3\text{—}10^4\text{ см/с}$) и скорость дрейфа ионов в электрическом поле $V_{+,-}$ сравнимы. Поток газа практически не оказывает непосредственного влияния на движение электронов. Однако вследствие связи электронов с ионами через амбиполярные поля, траектории движения электронов соответствуют такому распределению полей в разряде, которое учитывает снос ионов потоком газа.

Скорости *объемных процессов с участием электронов* (ионизация, прилипание, электрон-ионная рекомбинация) определяются видом функции распределения электронов по энергиям (ФРЭ), которая в типичных для ТРП условиях не зависит от концентрации электронов. Время установления ФРЭ порядка $\tau_i \sim n_e T_e / \sigma E^2 \sim 10^{-8} \text{—} 10^{-10}\text{ с}$ (σ — проводимость плазмы) много меньше характерных времен кинетических процессов ($10^{-3} \text{—} 10^{-5}\text{ с}$) ⁷⁵⁻⁸⁰. Везде, где характерный размер неоднородностей превышает $l_T \approx V_e \tau_T \sim 10^{-3} \text{—} 10^{-1}\text{ см}$, можно считать, что ФРЭ и константы скоростей элементарных процессов с участием электронов однозначно определяются локальной величиной E/N и составом газа.

В балансе числа электронов в ТРП основную роль играют: прямая ионизация нейтральных молекул электронным ударом; прилипание электронов к электроотрицательным примесям как диссоциативное, так и трехтельное; отрыв («отлипание») электронов от отрицательных ионов при ассоциативных реакциях или столкновениях с возбужденными частицами и диссоциативная электрон-ионная рекомбинация (см. ниже уравнение (1а)). В ряде случаев нужно учитывать и другие процессы, например ступенчатую, ассоциативную, пеннинговскую и фотоионизацию, ионизацию внешними источниками (несамостоятельный разряд), отрыв электронов от отрицательных ионов при столкновениях с нейтральными частицами за счет избыточной энергии отрицательных ионов, фотоотлипание.

Средняя энергия ионов в ПС заметно отличается от средней энергии нейтральных частиц (на длине свободного пробега ион приобретает энергию $\varepsilon_1 \approx e(E/N) 1/\sigma_{ia} \sim (2/3) M (\mu_i E)^2 \sim 30 \text{—} 1000\text{ К}$, M — средняя масса взаимодействующих частиц) ⁸⁵. Поскольку некоторые константы скорости с участием ионов очень сильно зависят от их энергии (ион-ионная рекомбинация, отлипание и т. д.), наряду с учетом влияния на них температуры газа нужно учитывать также влияние электрического поля.

Основную роль в балансе числа *положительных ионов* наряду с дрейфовым переносом в поле играют ионизация, электрон-ионная и ион-ионная рекомбинация. Происходящее при ионно-молекулярных реакциях *) изменение ионного состава влечет за собой изменение эффективного коэффициента рекомбинации и подвижности ионов, что может сказываться на характеристиках разряда.

В балансе числа *отрицательных ионов* основную роль играют наряду с переносом в электрическом поле процессы прилипания, отлипания и ион-ионной рекомбинации.

Систему уравнений, описывающую ТРП, в одномерном ($V \parallel E \parallel y$) стационарном случае слабопроводящей плазмы, состоящей из электронов, положительных и отрицательных ионов, можно представить в виде (начало координат $y = 0$ — у катода)

$$\operatorname{div} (n_- V_- + n_- V) = \frac{d(n_- \mu_-^{\circ} E)}{dy} = k_a n_e N - k_r n_+ n_- - k_d n_- N_d \equiv A_-, \quad (1a)$$

$$n \frac{dE}{dy} + E \frac{dn}{dy} + (n_+ \hat{\mu}_+^{\circ} - n_- \hat{\mu}_-^{\circ} - n_e \hat{\mu}_e) \frac{dE}{dy} = -\frac{A_+}{\mu_+^{\circ}} - \frac{A_-}{\mu_-^{\circ}} - \frac{A_e}{\mu_e}, \quad (1b)$$

$$\operatorname{div} E = \frac{dE}{dy} = -4\pi e (n_+ - n_e - n_-) \equiv -4\pi en, \quad (1в)$$

$$e (\mu_+^{\circ} n_+ + \mu_-^{\circ} n_- + \mu_e n_e) E = j \quad \left(j = \frac{U_n - U}{R_6} - \text{const} \right), \quad (1г)$$

где $\mu_+^{\circ} \equiv \mu_+ - \frac{V}{E}$, $\mu_-^{\circ} \equiv \mu_- + \frac{V}{E}$, $\hat{\mu} \equiv \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln E}$, $A_e \equiv k_i n_e N - k_a n_e N - k_e n_e n_+ + k_d n_- N_d + a$, $A_+ = A_e + A_-$, a — скорость внешней ионизации, U_n — напряжение источника электропитания, R_6 — внешнее балластное сопротивление, приведенное на единицу площади разряда.

Уравнение (1б) следует из уравнений баланса числа положительных ионов $\operatorname{div} (n_+ \mu_+^{\circ} E) = -A_+$, электронов $\operatorname{div} (n_e \mu_e E) = A_e$ и уравнения (1г).

Граничные условия:

$$\begin{aligned} n_-|_{y=0} &= 0; \quad j_e|_{y=0} = \gamma j_+|_{y=0} \quad (\text{на катоде}), \\ n_+|_{y=h} &= 0 \quad (\text{на аноде}). \end{aligned}$$

Уравнения баланса заряженных частиц и уравнения для электрического поля (1в) и тока (1г) адекватно описывают ТРП, если можно пренебречь нагревом газа, а также накоплением возбужденных частиц и продуктов плазмохимических реакций. Газодинамические параметры (V , N , T) потока и химический состав газа обычно можно считать заданными всюду в объеме разряда, если величина энерговклада W (см. гл. 4) мала в сравнении с полной энтальпией потока газа (практически при $W < 100$ Дж/г). Минимальным характерным масштабом в ТРП при таком рассмотрении является размер нарушения квазинейтральности плазмы: $l_{\sigma} \approx E/4\pi e n_+ \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ см. В силу граничных условий нарушение квазинейтральности происходит в приэлектродных областях, характеризующихся очень резким градиентом электрического поля (1в). Вне этих областей в стационарной плазме такие резкие градиенты отсутствуют

*) В низкотемпературной плазме молекулярных газов имеется большое разнообразие сортов заряженных частиц, обусловленное многокомпонентностью состава смеси газов (в том числе и из-за малых неконтролируемых примесей) и большим числом возможных ионно-молекулярных реакций. Число сортов ионов может составлять величину $10 - 10^{2, 75, 77, 81, 82}$.

(рис. 12), плазма квазинейтральна (по определению это ПС) и уравнение (1в) заменяется алгебраическим соотношением ⁸⁶

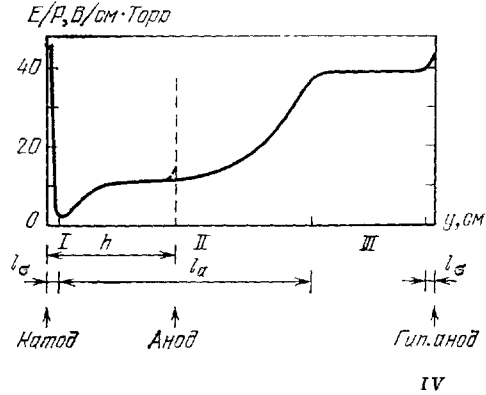
$$n \equiv n_+ - n_e - n_- \approx 0. \quad (1в')$$

По этой причине для типичных условий ПС ТРП можно пренебречь первыми двумя членами в левой части (16).

Наибольший характерный размер (в электроотрицательных газах *) имеет неоднородность, вызванная уменьшением электронного и ростом

Рис. 12. Распределение электрических полей в ТРП согласно системе уравнений (1) для воздуха при больших межэлектродных расстояниях ¹².

Имеются приэлектродные области заряженной плазмы I и IV размерами порядка l_σ и область квазинейтральной неоднородной (II, размер l_a) и однородной (III) плазмы. Однако реально в самостоятельном разряде характерный размер неоднородности l_a , который зависит от плотности тока и состава газа много больше межэлектродного расстояния h , и поэтому область III и правая часть области II отсутствуют.



ионных токов от катода к аноду. Характерный размер этой неоднородности $l_a \sim \mu_e E / k_a N \sim \mu_+ E / k_+ n_+ \sim 10 - 10^3$ см. В случае $l_a > h$ ТРП адекватно описывается лишь моделью неоднородной квазинейтральной плазмы ^{11,12,87}, учитывающей дрейфовый перенос ионов вдоль тока.

в) Модели положительного столба

1) Д и ф ф у з и о н н а я модель, хорошо описывающая тлеющий разряд низкого давления в трубках ¹, построена для ПС ТРП в ^{21, 88-90}. В этой модели предполагается, что ионизация в объеме уравновешивается амбиполярной диффузией. Хотя эксперименты качественно согласуются с выводами этой модели (рост U в поперечном разряде с ростом скорости газа и плотности тока, смещение разряда потоком газа и т. д.), однако эта модель неприменима при $P > 10$ Торр. Действительно, как время рекомбинации $\tau_e \sim (k_e n_e)^{-1} \sim [10^{-7} \cdot (10^9 - 10^{10})]^{-1} \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ с, так и времена пролета ионов $\tau_E \sim h / \mu_i \cdot E \sim 10 / 10^4 \sim 10^{-3}$ с и электронов $\tau_e^E \sim 10 / 10^6 \sim 10^{-5}$ с много меньше времени диффузии $\tau_D \sim h^2 / D_a \sim 10 / 10^2 \sim 10^{-1}$ с. Учет турбулентной диффузии ⁸⁷⁻⁹⁵ не позволяет объяс-

*) Если эффективные подвижности (μ_+^2, μ_-^2, μ_e) заряженных частиц зависят от электрического поля, то в ПС может появиться неоднородность с характерными размерами порядка $l_\mu \approx |\hat{\mu}_+^2| |\mu_-^2 E n_+ / A_1| \sim 10^{-1} - 1$ см. Вынос в область ПС быстрых электронов из узкой катодной области с большими величинами электрических полей может создавать на границе этой области благодаря интенсивной ионизации область повышенной проводимости, где электрическое поле E_0 , необходимое для протекания заданного тока, мало в силу условия $j = \sigma E = \text{const}$ (к повышению проводимости в этой зоне может приводить также, например, диффузия возбужденных частиц из катодной области, фотоионизация и т. д.). Нетрудно показать, что в электроположительном газе, если $\mu_e = a + \frac{b}{E}$ и $V = 0$, вблизи катода, согласно (16), $E \approx \frac{j k_e}{e b \mu_+} y + E_0$. Размер этой неоднородной области l_μ определяется расстоянием, на котором «включается» ионизация. В случае электроотрицательных газов размер l_μ заметно меньше, поскольку он будет определяться моментом «включения» прилипания, который наступает при меньших электрических полях.

нить существования квазистационарного разряда без потока газа ^{43,44,96,97} или разряда в ламинарном потоке ^{65,97}.

2) Модель однородной квазинейтральной плазмы. В этой модели ПС баланс заряженных частиц определяется исключительно скоростью элементарных процессов в данной точке объема ^{3,5,25,45,46,80}, движением заряженных частиц пренебрегается и в уравнениях

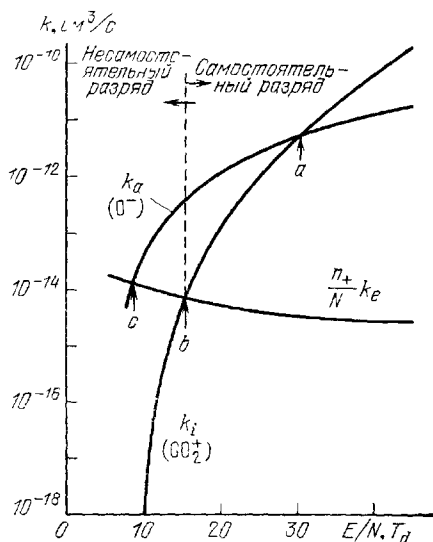


Рис. 13. Иллюстрация к механизму протекания тока в однородном ПС ТРП для смеси $N_2 : He : CO_2$ ²⁵.

Режимы ПС: а — нет отлипания электронов, $n_+/n_e \ll 1$; б — сильное отлипание, $n_+/n_e \ll 1$.

баланса числа заряженных частиц полагается $V_1 = 0$ (т. е. левые части уравнений (1а), (1б) приравниваются нулю). В случае малой скорости отлипания электроны гибнут в результате прилипания, образовавшиеся отрицательные ионы рекомбинируют, величина E/N для стационарного состояния находится из условия $k_i \approx k_a$, поскольку $k_a \gg (n_+/N) k_e$ (рис. 13). Прилипание существенно увеличивает величину E/N в ПС. Оценки ^{3,98} показывают, что в воздухе условие $k_i \approx k_a$ выполняется при $E/P \approx 40$ В/см·Торр, что много больше величин E/P , наблюдаемых экспериментально в стационарных разрядах.

В случае, когда отлипание почти полностью компенсирует прилипание, величина n_+/n_e мала и разряд должен существовать при более низких значениях E/N , которые находятся из условия $k_i \approx (n_+/N) k_e$ (точка б на рис. 13). Согласно этой модели ТРП может существовать в области

значений E/P между точками а и б. Ионизация здесь преобладает над электрон-ионной рекомбинацией. Оценка концентрации частиц «отлипателей» N_d , необходимой, чтобы считать отлипание существенным, дает $N_d > v_a n_e / k_a n_+ \sim 10^{15}$ см⁻³ при $v_a = 10^5$ с⁻¹ и $k_d \approx 10^{-10}$ см³с⁻¹.

Основной канал отлипания связан с метастабильными частицами и радикалами ⁷⁶. Для образования этих частиц необходимы энергетические затраты, которые могут составлять заметную долю в общем балансе энергии ТРП. Малая роль процессов отлипания в условиях ТРП при умеренных энерговкладах показана экспериментально в ^{44,46}.

Основные трудности модели однородного ТРП таковы:

— измеренные величины E/N в ПС в электроотрицательных газах малы и не могут обеспечить достаточную скорость прямой ионизации электронным ударом. Другие механизмы ионизации (фотоионизация, пенниговская и ассоциативная), которые могли бы объяснить низкие значения E/N , недостаточно эффективны в условиях плотностей тока ТРП (фотоионизация) и при колебательных температурах ниже 2500 К (ассоциативная ионизация ⁹⁹);

— с увеличением энерговклада в разряд скорость отлипания должна расти, а следовательно, величина E/N должна падать, что в стационарных разрядах экспериментально не подтверждено;

— не объясняется экспериментально наблюдаемая устойчивость разряда относительно образования страт (см. гл. 5) при значениях E/N ,

когда диссоциативное прилипание заведомо преобладает над трехтельным^{5,24,25}.

Анализ показывает, что модель однородной плазмы ПС ТРП обычно оказывается неприменимой, за исключением случая несамостоятельного разряда, контролируемого электронным пучком^{12,38}.

3) Модель неоднородной квазинейтральной плазмы. В пренебрежении малой областью размером l_n вблизи катода из (1б) следует соотношение

$$\mu_- - (\mu_- k_+ + \mu_+ k_-) n_e N = (\mu_+ + \mu_-) k_+ n_+ n_- + k_- n_+ n_e \mu_- + k_+ n_- N \mu_+, \quad (2)$$

описывающее зависимость $E = E(j_e, j_+, j_-)$ в ПС. Для случая $a=0$, $k_a N_d = 0$, с учетом того, что при характерных для ПС значениях E/N выполняется $k_a \gg k_+$, $\mu_+ \approx \mu_-$, из (2) следует:

$$k_a n_e N \approx 2k_+ n_+ n_- + k_- n_+ n_e. \quad (2')$$

Соотношение (2') вместе с (1а), (1в), (1г), представленными в виде

$$\frac{d(\mu_- n_- E)}{dy} = k_a n_e N - k_+ n_+ n_-, \quad (\mu_e n_e + \mu_+ n_+ + \mu_- n_-) E = j_0, \quad (3)$$

$$n_+ = n_e + n_-,$$

определяет вольтамперную характеристику ПС, а также изменение ионных токов и электрического поля от катода к аноду. В качестве граничного условия у катода можно считать $n_- E \approx 0$, поскольку в большей части сравнительно узкой катодной области скорость ионизации существенно превышает скорость прилипания.

Оценки основных параметров неоднородного ПС можно сделать, например, представив уравнения (2') и (3) в виде

$$k_a \frac{E}{N} \approx \frac{2k_+ \mu_e}{N^2 \mu_+^2} \frac{j_+ j_-}{j_e} + \frac{k_-}{\mu_+ N^2} j_+, \quad (2'')$$

$$\frac{d j_-}{dy} \approx \frac{k_+ j_+ j_-}{\mu_+^2 E^2} + \frac{k_- j_e j_+}{\mu_+ \mu_e E^2}. \quad (3')$$

Очевидно (2''), что в ПС вблизи катода при повышенной плотности газа N и наличии трехтельного прилипания, когда k_a является слабой функцией от E/N , величина приведенного электрического поля в силу малости ионных токов (правой части (2'')) может быть очень малой. По мере роста ионных токов от катода к аноду (3') E/N растет (2'') достаточно быстро: $(\hat{k}_a + 1) \partial \ln(E/N)/\partial y \approx 2 \partial \ln j_-/\partial y$, $\hat{k}_a^x \equiv \partial \ln k_a^x/\partial \ln E \sim 0$ — пока не вступает в игру диссоциативное прилипание с резкой зависимостью $k_a(E/N)$: $\hat{k}_a^D \sim 5$. Рост электрического поля к аноду тогда резко замедляется, и величина поля в остальной части ПС остается почти постоянной. Размер области пониженного поля у катода $\Delta y \sim (k_a^D j_0)^{-1/2}$ в условиях ТРП обычно меньше 1 см, слегка падает с ростом плотности тока и плотности газа.

С ростом плотности тока растет (3') градиент плотности ионных токов и их доля в переносе зарядов. Поэтому ВАХ ПС, согласно (2''), оказывается слаборастущей. Эти выводы согласуются с результатами детальных расчетов на ЭВМ¹² и с известными экспериментальными данными. Сравнение расчетов на ЭВМ с экспериментальными данными позволило уточнить ряд констант скоростей элементарных процессов (ион-ионная рекомбинация, диссоциативное прилипание) и построить физико-математическую

модель протекания тока в ПС, с хорошей количественной точностью описывающую неоднородный нагрев газа ионными токами, распределение электрических полей, ВАХ разряда и т. д.⁴⁴ и позволяющую восстановить ряд параметров, например распределения вдоль поля концентраций

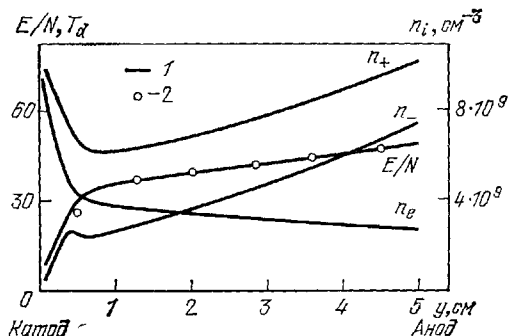


Рис. 14. Распределение E/N , n_+ , n_- , n_e в ПС.

Сухой воздух, $N = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $j = 4 \text{ мА/см}^2$. 1 — расчет по уточненным константам ионной рекомбинации и диссоциативного прилипания⁴⁴, 2 — эксперимент. Малые величины E/N вблизи катода объясняются трехкратным прилипанием.

заряженных частиц, непосредственные измерения которых в настоящее время не представляются возможными. Количественное соответствие расчетов и эксперимента иллюстрируется, в частности, на рис. 14, 18.

Сопоставление результатов расчетов с экспериментом показывает, что, по-видимому, в известных экспериментах со стационарным разрядом ПС был неоднороден.

г) Некоторые особенности ТРП

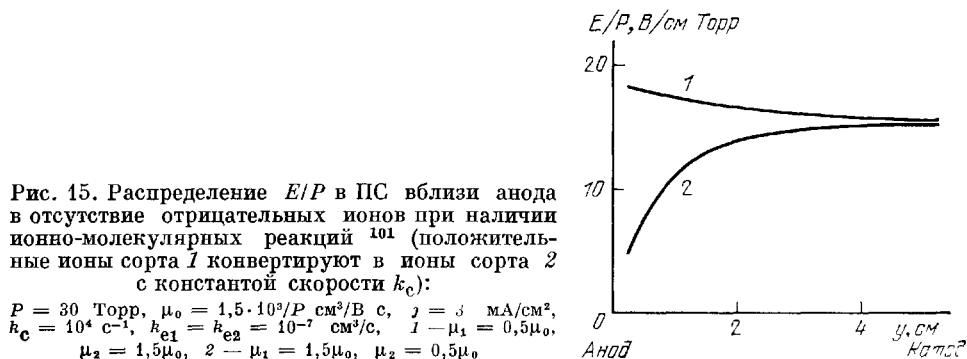
1) Фронт ионизации (или входная область разряда) рассматривался в^{91,93-95}; в этих работах существенная роль отводилась теплопроводности и диффузии (амбиоплярной или турбулентной). Однако такие модели не могут объяснить, например, стационарность разряда в ламинарных потоках или при сверхзвуковых скоростях. Входной фронт ТРП можно объяснить развитием ионизации в зоне квазинейтральной плазмы, учитывая, что «затравочные» электроны перед входом на фронт ионизации поступают в объем газа из прикатодной области за счет их дрейфового движения в электрическом поле, существующем перед входом в зону квазинейтральной плазмы разряда. Здесь возможно накопление затравочных электронов концентрацией $n_{e1} \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$. Во входной зоне разряда, размер которой вдоль потока $\Delta x \sim h$, происходит экспоненциальное ионизационное нарастание концентрации электронов до величины n_{e0} :

$$\frac{k_1 N}{V} \Delta x \approx \ln \frac{n_{e0}}{n_{e1}}.$$

Видно, что при заданном размере входной (ионизационной) зоны величина $E_{\text{вх}}$ вследствие резкой зависимости $k_1(E)$ очень слабо зависит от степени предионизации n_{e1}/n_{e0} . Величина $E_{\text{вх}}$ превышает значение E_0 в зоне стационарного разряда из-за дополнительных энергетических затрат на ионизацию в этой зоне. Приведенные оценки соответствуют двумерным расчетам разряда в поперечном потоке азота^{7,100} и экспериментальным данным^{4,42}.

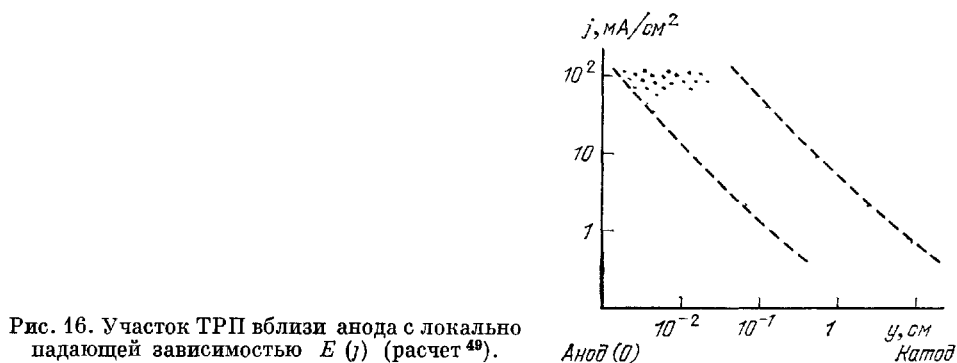
2) Влияние ионно-молекулярных реакций. Плазма реального разряда благодаря ионно-молекулярным реакциям содержит много сортов как положительных, так и отрицательных ионов с разными константами скоростей рекомбинации, отлипания и разными подвижностями. Большую роль в ионно-молекулярных реакциях могут

играть неконтролируемые примеси, например вода, водород, пары органических соединений и т. д., непосредственное участие которых в рассмотренных в моделях ТРП (раздел в) гл. 3) элементарных процессах пренебрежимо мало. Как показано в ¹⁰¹, примеси с концентрацией $N_{пр} \approx 10^{10} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ могут оказывать заметное влияние на ВАХ и однородность ПС (рис. 15). Так, если эффективный коэффициент рекомбина-



ции (из-за изменения сорта ионов в процессе конверсии) зависит от плотности тока, то следует ожидать аномалии в ВАХ. Если эффективные подвижности или коэффициент рекомбинации (также из-за изменения сорта ионов) меняются вдоль тока, то ПС будет неоднородным. Возможно, что наблюдаемый разброс результатов измерений вольтамперных характеристик в разных опытах, в которых отсутствует количественная диагностика состава примесей, связан с неконтролируемыми примесями.

3) Приэлектродные области разряда. Катодная область ТРП, находящаяся в глубине пограничного газодинамического слоя, практически не отличается от таковой в тлеющем разряде повышенного давления ^{1,2,102}. Механизм протекания тока в анодной области



рассмотрен в работах ^{43,49,103}. Аналитическое рассмотрение показывает ⁴⁹, что вольт-амперная характеристика ближайшего к аноду участка всегда положительна (напряженность поля непосредственно у поверхности анода E_a растет с ростом j). В случае азота $E_a \sim j^{1/5}$, вблизи анода $E(y) = E_a - (8\pi j / \mu_e E_a) y$, т. е. на некотором расстоянии $y > y_0$ от анода зависимость $E(j)$ становится падающей. Наблюдаемая экспериментально падающая ВАХ анодной области объясняется уменьшением размеров области повышенного поля у анода при увеличении плотности тока.

Расчеты ⁴⁹ показывают, что размер анодной области существенно превышает размеры, которые следуют из оценок, основанных только на уравнении Пуассона, и зависит от вида k_1 (E/N). При малых токах анодная область может занимать фактически все межэлектродное пространство (рис. 16). В этом случае возможна падающая ВАХ всего разряда (что и наблюдается на экспериментах при малых токах).

4. БАЛАНС ЭНЕРГИИ И ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ТРП

а) Распределение энергии в ТРП

Электрическая мощность jE , выделяющаяся в единице объема ПС разряда, расходуется по следующим основным каналам: нагрев газа (удельная объемная мощность этого процесса Q_T , эффективность $\eta_T = Q_T/jE$); возбуждение колебаний молекул (Q_V , η_V); возбуждение электронных состояний молекул, включая ионизацию (Q_{el} , η_{el}); образование активных радикалов, затраты на химические реакции и т. п. (Q_{ch} , η_{ch}),

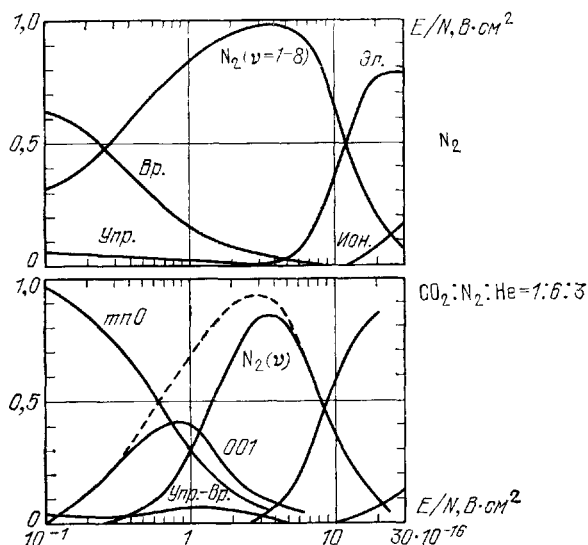


Рис. 17. Баланс энергии электронов в различных газах (расчет ¹⁰⁵).

так что $\eta_T + \eta_V + \eta_{el} + \eta_{ch} = 1$. Из-за неоднородности разряда соотношение компонент баланса энергии различно в разных точках объема разряда. Теоретические исследования баланса энергии в однородном разряде при разных E/N выполнялись методом решения кинетических уравнений для электронов и колебательно-возбужденных частиц во многих работах ¹⁰⁴⁻¹¹⁰, иллюстрации приведены на рис. 17. Согласно этим расчетам колебательная эффективность самостоятельного разряда ($E/N = 30 - 50 T_d$) весьма высока ($\eta_V \sim 0,8 - 0,9$).

Величина η_T определяется: прямым нагревом молекул упругими ударами электронов; нагревом ионными токами; релаксацией колебаний в тепло; электронным возбуждением вращательных состояний молекул, энергия которых релаксирует в тепло с газокинетическими скоростями; соответствующая доля η_T^R растет с уменьшением E/N ¹¹¹. В случае разряда в азоте с весьма малой примесью электроотрицательных газов (O_2 , CO_2 , CO , H_2O и др.) экспериментально измеренная величина η_T составляет

обычно 3—10% ¹¹¹⁻¹¹³. Интерферометрия зоны разряда при наличии этих примесей показала рост величины η_T в направлении к аноду ⁴⁴ (рис. 18), что объясняется ростом доли ионных токов в этом направлении (в соответствии с моделью неоднородной плазмы), и прямым нагревом газа этими токами.

При квазистационарном разряде в чистом и техническом (т. е. содержащем 1—2% O_2) азоте обнаружена аномально высокая эффективная скорость релаксации колебательной энергии в тепло: $P\tau_{VT} \approx 3,5 \times 10^{-3}$ ата·с (технический азот N_2) ¹¹³, что приводит к увеличению η_T



в длинных по потоку разрядных камерах. Эта аномалия в случае технического азота, вероятно, связана с образованием озона в разряде, обладающего большим сечением тушения колебательно возбужденных молекул азота ¹¹⁴. Увеличение эффективной скорости колебательной релаксации может быть также связано с небольшим распределением населенностей колебательных уровней при повышенных энерговкладах ¹¹⁵.

Экспериментальное определение величины η_V показало ^{52,117}, что при разряде в техническом азоте с гелием величина $\eta_V = 0,5-0,9$; в зависимости от размеров камеры и от давления газа в сухом воздухе ($P = 50-150$ Торр) $\eta_V = 0,5-0,8$. Величина η_V понижается при росте удельного массового энерговклада W . Косвенное определение величины $\eta_{el} + \eta_{ch} = 1 - \eta_T - \eta_V$ показало: $\eta_{el} + \eta_{ch} \approx 10-15\%$ ^{52,116-120}.

б) Плазмохимические процессы в ТРП

При соударениях энергичных электронов с молекулами в ТРП происходит образование радикалов и возбужденных частиц, инициирующих химические реакции в газе. Это инициирование требует определенных энергетических затрат; с другой стороны, продукты плазмохимических реакций могут изменить как баланс концентраций заряженных частиц в разряде, так и эффективные скорости релаксации возбужденных молекул. Например, на радикалах (O , H , OH и др.) эффективно идет ассоциативное отлипание электронов от простых отрицательных ионов, а константы скоростей прилипания к окислам азота (N_2O и NO_2) на 2—3 порядка превышают соответствующую константу для кислорода ^{121,122}. Константа скорости колебательной релаксации азота на молекулах озона на 2—3 порядка превышает соответствующую скорость на молекулах воды ¹¹⁴.

Поскольку количество активных частиц растет с ростом энерговклада в разряде, при повышенных энерговкладах ($W \geq 10^{-2}$ эВ/мол) в ряде случаев для объяснения механизма разряда и его неустойчивостей нужно учитывать вклад продуктов плазмохимических реакций.

Наиболее изучены плазмохимические процессы в воздухе и техническом азоте. В условиях ТРП благодаря низкой энергии диссоциации кислорода основным конечным продуктом плазмохимических реакций является озон ^{114, 120, 123, 124}.

Основные результаты этих измерений приведены на рис. 19. Концентрация озона $[O_3]$ резко растет с ростом тока, давления газа ($[O_3]$ может достигать 10^{15} см⁻³), уменьшается с ростом температуры и при добавлении H_2 или H_2O . Анализ показывает, что образование O_3 идет посредством реакции $O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$, константа скорости которой падает с ростом температуры, а разрушение практически может идти

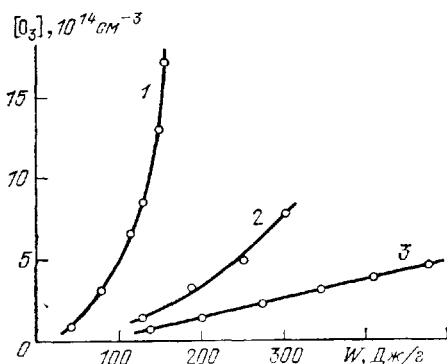


Рис. 19. Зависимость концентрации озона от энерговклада для сухого воздуха при $T_{вх} = 10^\circ C$ ¹²⁰.

1 — $P = 125$ Торр, 2 — $P = 81$ Торр, 3 — $P = 65$ Торр.

лишь на атомах H , которые образуются в разряде при диссоциации H_2O или H_2 ¹²⁵⁻¹²⁷. Атомы O образуются в результате диссоциации через электронно возбужденные состояния молекулы O_2 , имеющие пороги ~ 8 эВ и 6 эВ для переходов $^3\Sigma_g^- \rightarrow ^3\Sigma_u^-$ и $^3\Sigma_g^- \rightarrow ^3\Sigma_u^+$ соответственно. За счет диссоциации O_2 величина η_{ch} может составлять несколько процентов.

Атомы кислорода и озон активно взаимодействуют с продуктами диссоциации водорода и воды. Наиболее существенным процессом гибели атомов кислорода и озона является цепной механизм $O_3 + H \rightarrow OH + O_2$; $O + OH \rightarrow O_2 + H$. Необходимы весьма незначительные количества H и OH ($\sim 10^{13} - 10^{14}$ см⁻³), чтобы эти реакции составили конкуренцию реак-

ции образования озона. Учитывая сравнительно быстрые реакции ассоциации этих радикалов с участием третьей молекулы, можно показать, что их концентрация должна падать обратно пропорционально давлению газа. С учетом этого факта и зависимости скоростей диссоциации кислорода и реакции образования озона от давления выход озона должен при неизменных параметрах разряда расти как P^{-3-4} , что согласуется с результатами экспериментов ¹²⁰.

Образующиеся в результате плазмохимических реакций радикалы оказывают заметное влияние на свойства разряда, в частности на ионный состав и на величину E/N . Рассмотрение плазмохимических процессов в условиях ТРП показывает, что хотя собственные энергетические затраты на них невелики, при высоких энерговкладах в определенных условиях они могут оказывать заметное влияние как на распределение электрических полей в разряде (и его устойчивость), так и на эффективный баланс энергии.

5. НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТРП

Рассмотренное выше состояние ТРП при определенных пороговых условиях становится неустойчивым. В разряде возникают неоднородности как типа страт (или доменов), поперечных направлению тока, так и параллельных току шнуров, которые могут стимулировать дуговой пробой межэлектродного промежутка.

а) Прилипательная неустойчивость

Неоднородности типа страт (или доменов)^{25,36,37,128-133} — это области квазинейтральной плазмы с отличной от средней проводимостью, размерами меньшими межэлектродного расстояния, располагающиеся поперек тока. Страты (домены) могут появляться, когда при заданном токе величина проводимости неоднозначна. В условиях ТРП это может быть в двух случаях — либо когда скорость дрейфа электронов является немонотонной функцией электрического поля, либо при изменении соотношения долей электронного и ионного токов. Первый случай¹³¹ наблюдается

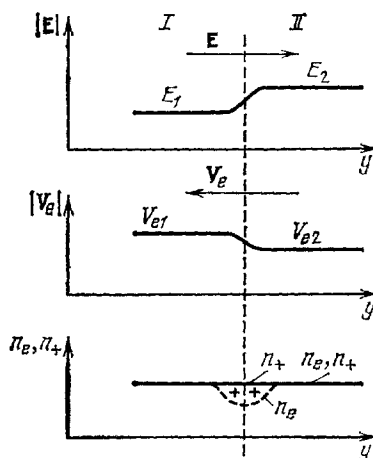


Рис. 20. Схема, поясняющая развитие скачка электрического поля при $\partial v_e / \partial E < 0$ в системе координат, движущейся со средней дрейфовой скоростью электронов.

Если в ПС имеются области I и II с электрическими полями $E_1 < E_2$ и если окажется, что $V_{e1} > V_{e2}$, то на границе раздела этих областей за счет движения электронов объемный заряд, вызывающий скачок E , будет усиливаться, пока дрейфовые скорости V_{e1} и V_{e2} не сравняются. Характерное время этого процесса порядка $\tau \sim l_0 / (V_{e1} - V_{e2}) \sim E / 4\pi n_e e V_e \approx 1/4\pi \sigma \sim 10^{-7} - 10^{-10}$ с, много меньше времени движения [границы раздела ($\sim h/V_e$) от катода к аноду].

в смесях инертных и молекулярных газов при таком составе газовой смеси, когда величина средней энергии электронов T_e (~ 1 эВ) определяется потерями на колебательное возбуждение молекул, а величина электронной подвижности μ_e упругим рассеянием электронов на атомах инертного газа. При повышении E/N , сопровождающимся увеличением T_e , вследствие эффекта Рамзауэра возможно уменьшение V_e . Таким образом, один и тот же ток может существовать при разных значениях напряженности электрического поля. Если напряжение U на разряде задано, то ПС будет состоять из областей с разными величинами напряженности электрического поля E_1 и E_2 , движущихся от катода к аноду со скоростью дрейфа электронов (рис. 20).

Второй случай реализуется в ТРП, содержащем электроотрицательные молекулы; неустойчивость вызвана диссоциативным прилипанием. Положительная флуктуация величины E приводит за счет диссоциативного прилипания к резкому росту величины n_- . Если при этом прирост скорости ионизации и вместе с ним величин n_+ и n_e будет меньше прироста скорости прилипания, т. е. роста n_- и убыли n_e , то за счет локального уменьшения проводимости квазинейтральной плазмы в силу условия $j = \sigma E = \text{const}$ флуктуация E будет усиливаться (рис. 21). Условие возникновения неустойчивости в однородной плазме при пренебрежении дрейфовым движением заряженных частиц: $\hat{k}_a \hat{k}_a > \hat{k}_i \hat{k}_i$ ²⁵. Для описания образования и движения неоднородностей в этом приближении часто используют аналогию явления с эффектом Ганна образования доменов в полупроводниках^{5,37,132,133} и др. Для образования страт в электроотрицательном газе существенным является прилипание, поэтому соответствующую неустойчивость называют «прилипательной»³. Экспериментально она исследовалась в работах^{5,41} в потоках воздуха и смесей $N_2 + CO_2$,

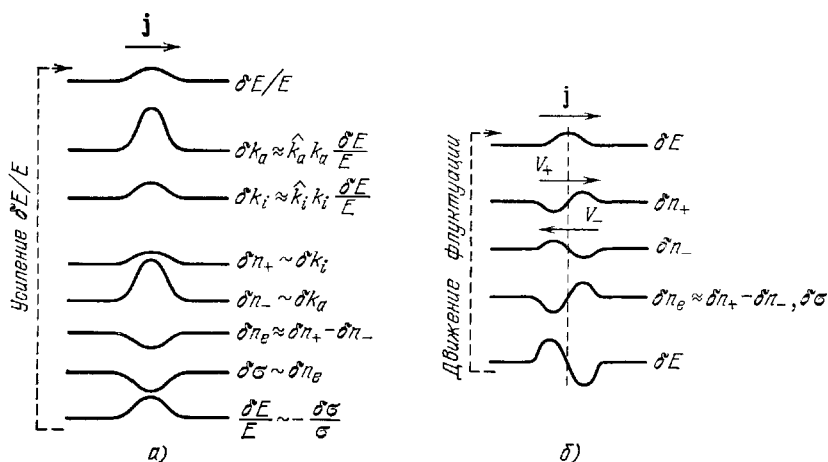


Рис. 21.

а) Развитие прилипательной неустойчивости (если при положительной флуктуации δE флуктуация скорости прилипания превысит флуктуацию скорости ионизации ($\delta h_a > \delta h_i$), данная неоднородность будет усиливаться; инкремент неустойчивости, очевидно, порядка скорости прилипания $k_a N$, а граница появления $\hat{h}_a h_a > \hat{h}_i h_i$); б) механизм движения неоднородностей за счет дрейфового движения заряженных частиц — неоднородности движутся от катода к аноду со скоростями, сравнимыми с дрейфовыми ионов и электронов.

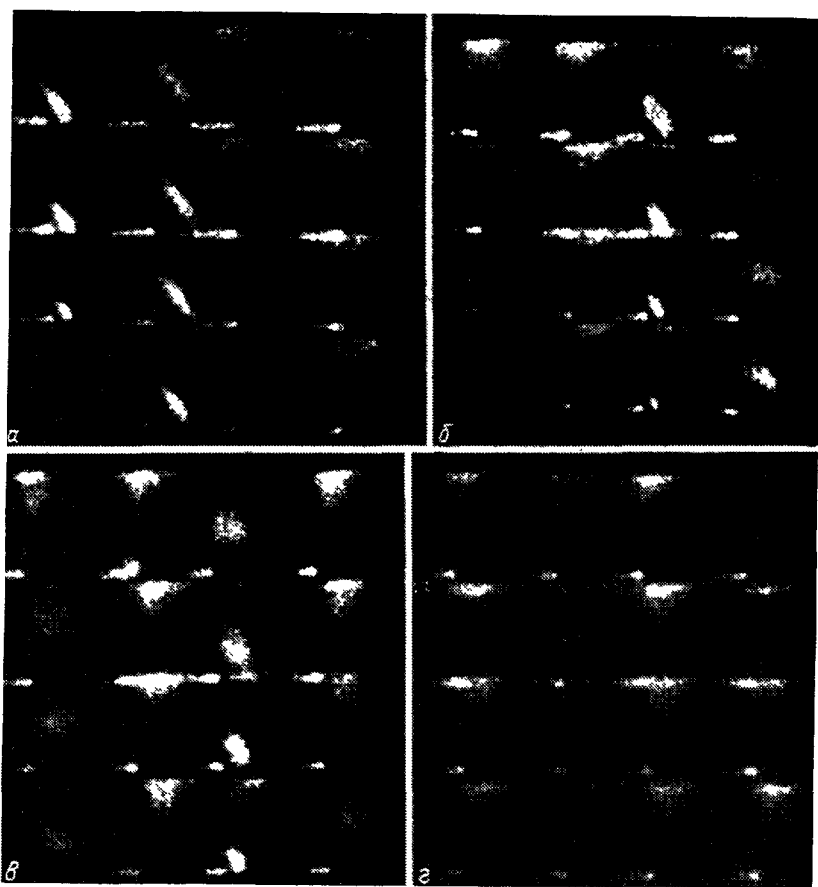


Рис. 22. Домены в поперечном разрезе ⁴¹. Воздух, $h = 40$ мм, $J = 0,1$ А, $V = 100$ м/с. Экспозиция 10^{-7} с, интервал между кадрами $3 \cdot 10^{-7}$ с. Внизу кадра катод,верху — анод. Чтение кадров снизу вверх и слева направо. Направление потока — слева направо. а) $P = 40$ Торр; б) $P = 60$ Торр; в) $P = 80$ Торр; г) $P = 100$ Торр.

воздух + CO_2 как в продольном, так и поперечном разрядах при $P = 10-100$ Торр и скоростях $V = 30-150$ м/с.

Визуально область ПС в устойчивом состоянии ТРП почти не светится. При возникновении прилипательной неустойчивости пространство между электродами начинает ярко светиться, что связано с быстрым движением от катода к аноду светящихся доменов. Пример топологии доменов и динамики их движения для разных давлений показан на рис. 22. Возникновение неустойчивости сопровождается появлением регулярных колебаний тока и напряжения на разряде, частота которых (10^5-10^6 Гц) растет примерно пропорционально давлению, а амплитуда колебаний тока и напряжения (относительной величиной несколько процентов) падает

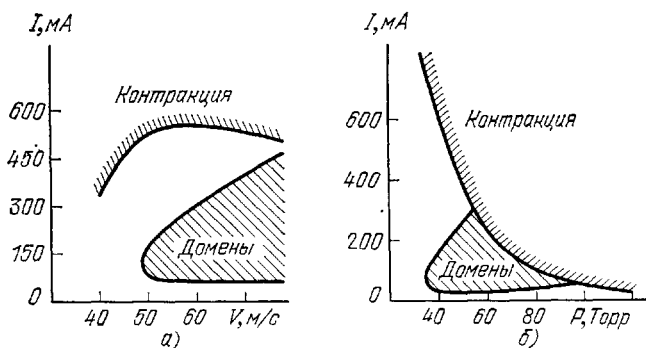


Рис. 23. Области существования доменов (штриховая линия) и граница устойчивости ТРП относительно контракции в короткой по потоку ГРР⁴¹ ($L \sim h \approx h \sim 3,5$ см).

с ростом давления. Уменьшение тока соответствует фазе образования и движения домена от катода к аноду, увеличение тока происходит во время «входа» домена в анод. Не наблюдалось одновременно более одного достаточно развитого домена.

Скорость движения домена, определяемая скоростной фотосъемкой, увеличивается при приближении к аноду, достигая величины $(1,5-2) \cdot 10^6$ см/с; с ростом давления эта скорость растет.

Исследование области существования доменов в зависимости от давления воздуха, скорости потока, средней величины разрядного тока и межэлектродного расстояния выявило ее довольно сложный вид (рис. 23). Существует нижнее пороговое значение скорости потока (~ 50 м/с) и нижнее пороговое значение давления (~ 30 Торр). Не обнаружено влияния плотности тока на границу возникновения неустойчивости при $P > 40$ Торр⁴¹. Недавно обнаружен эффект появления доменов при повышенных энерговкладах¹⁶⁴ (рис. 24).

Отметим, что домены наблюдались также в квазистационарном разряде в воздухе на стадии роста тока (при установлении разряда⁹⁶), в комбинированном разряде при пониженных электрических полях¹³⁴ после наложения ионизирующего импульса, в разряде переменного тока частоты 10 кГц¹³⁵, а также в несамостоятельном газовом разряде после выключения тока ионизирующего электронного пучка⁴⁶.

Механизм прилипательной неустойчивости в неоднородном ТРП. Домен зарождается в прикатодной области положительного столба при резком росте тока разряда, вызванном, в частности, уходом из межэлектродного промежутка локализованной в домене

области повышенного поля. Из-за отсутствия ионизации в объеме проводимость плазмы не успевает резко возрасти и скачок тока происходит за счет увеличения E/N , достигающего наибольшей величины в прикатодной области, куда за короткое время скачка не успевают дойти положительные ионы, генерируемые в прианодной области. Из-за скачка

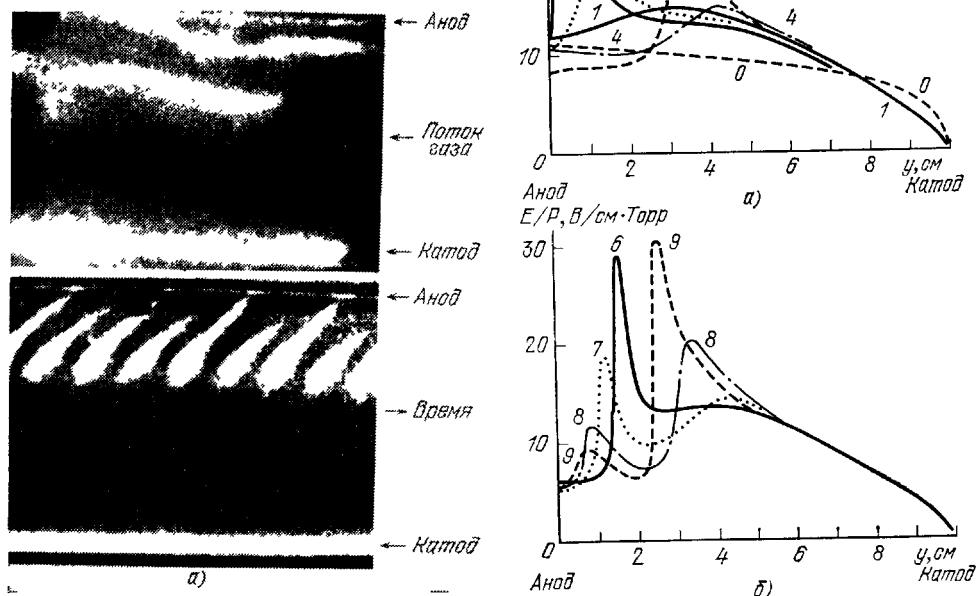


Рис. 24. Расслоение ТРП при больших уровнях энерговклада в сухом воздухе. $P = 30$ Торр, $h = 10$ см, $W \approx 250$ Дж/л, $L \approx 40$ см, поперечный разряд. Слева — фотография страт в разряде (последняя треть разрядной камеры), экспозиция $3 \cdot 10^{-2}$ с; а) линейная развертка свечения ПС ТРП поперек камеры; б) расчет распределения электрических полей в ПС ТРП при накоплении «отлипателей» N_d в различные моменты времени. Кривая 0 соответствует отсутствию «отлипателей» ($t = 0$); t (мкс) = 1036 (1), 1042 (2), 1044 (3), 1053 (4), 1056 (5), 1064 (6), 1067 (7), 1071 (8) и 1074 (9).

E/N в прикатодной области развивается прилипательная неустойчивость — возрастает величина n_-/n_e (рис. 25) *).

Скорость движения образовавшегося домена можно найти из нестационарных уравнений баланса числа заряженных частиц в приближении

*) Другим механизмом, вызывающим локальный рост E/N и возникновение прилипательной неустойчивости, может быть, как показано недавно в работе ¹⁶⁴, процесс накопления «отлипателей» в неоднородном разряде при повышенных энерговкладах.

Из-за неоднородного распределения «отлипателей», которыми являются радикалы и возбужденные частицы и скорость образования которых резко растет с увеличением электрического поля, т. е. от катода к аноду, при достаточно высоких энерговкладах внутри ПС появляется максимум плотности ионных токов. Но увеличение тока положительных ионов от анода к катоду требует подключения ионизации, т. е. повышенных электрических полей. Это, благодаря описанному выше механизму прилипательной неустойчивости, также инициирует рост неоднородностей, которые движутся в сторону анода (рис. 24). В этих экспериментах количество одновременно наблюдаемых страт было иногда больше единицы.

квазинейтральной плазмы:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\mu_e n_e \frac{j}{\sigma} + n_e V \right) &= (k_1 - k_a) n_e N - k_e n_e n_+ + k_d n_- N_d + a, \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\mu_- n_- \frac{j}{\sigma} + n_- V \right) &= k_a n_e N - k_r n_+ n_- - k_d n_- N_d, \\ n_+ &\approx n_e + n_-, \quad \text{div } j = 0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Эта система уравнений относится к гиперболическому типу⁸⁷ и описывает две волны, одна из которых соответствует возмущению, выносимому потоком газа со скоростью V , другая распространяется со скоростью

$$V_s = V - \left| \frac{j_+ + j_-}{j_0} \right| \mu_e E = V + \frac{j_1}{j_0} V_e. \quad (5)$$

Если не принимать во внимание снос потоком газа, малые возмущения в ПС распространяются от катода к аноду, причем при $n_- \ll n_e$ $V_s \approx V_- \sim 10^4$ см/с, а при $n_- \gg n_e$ $V_s \approx V_e \sim 10^6$ см/с.

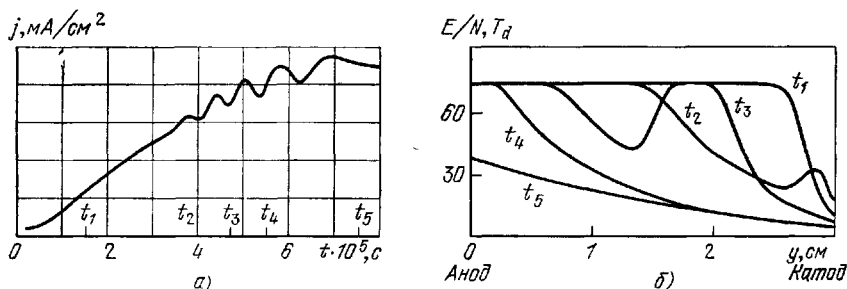


Рис. 25. К вопросу об образовании доменов.

а) Осциллограмма тока квазистационарного разряда в воздухе при наличии доменов⁸⁸ (воздух, $N \approx 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³); б) расчет распределения полей на стадии установления тока в близких к эксперименту⁸⁸ условиях¹⁸⁶.

В модели однородной квазинейтральной плазмы^{5,37} показано, что $V_{s, \text{од}} \approx V_e v_a [\tau_e + (1/4\pi\sigma)] \sim 10^3$ см/с (для воздуха при $P \approx 50$ Торр), это на два-три порядка меньше наблюдаемой скорости движения доменов. Оценка показывает, что влиянием диффузионных процессов переноса, учитываемых в³⁷, можно пренебречь по сравнению с вкладом дрейфовых движений заряженных частиц.

Порядок величины скорости движения доменов, определенной экспериментально, а также рост скорости доменов при повышении давления⁴¹ и при приближении домена к аноду согласуются как с (5), так и с фактом неоднородности разряда вдоль электрического тока. Для малых возмущений скорость движения доменов, согласно (5), не зависит в явном виде от величин констант скоростей элементарных процессов рождения и гибели заряженных частиц в объеме ПС и определяется однозначно величинами V , V_e , j_1/j_0 . Из (5) видно, что ПС разряда обладает дисперсией по отношению к концентрационным волнам (V_s растет с ростом n_-/n_e). Поэтому при движении волны с $\delta (n_-/n_e) > 0$ крутизна ее фронта будет увеличиваться до появления «разрыва». Пробег, на котором произойдет это укрупнение, зависит от длины волны и амплитуды. На фронте волны с $\delta (n_-/n_e) < 0$ такой разрыв образоваться не может (хорошей аналогией здесь является образование разрывов в газодинамике при движении волн сжатия и разрежения). Разрыв терпят парциальные (ионные и электронные) токи, нормальная же составляющая полного тока на разрыве сохраняется.

В двухкомпонентной плазме ($n_- = 0$) с постоянными подвижностями заряженных частиц рассматриваемые разрывы невозможны из-за нарушения квазинейтральности. Рассмотрение условий сохранения токов по обе стороны разрыва показывает⁸⁷, что разрыв может двигаться только от катода к аноду, причем область повышенных ионных токов находится со стороны катода и для волны конечной амплитуды скорость распространения разрыва относительно неподвижной среды оказывается равной

$$V_s = -V \sqrt{V_{s1} V_{s2}} \frac{j}{|j|}, \quad (6)$$

где V_{s1} и V_{s2} — скорости распространения малых возмущений по разные стороны от разрыва. Оценки скорости распространения домена по (6) хорошо количественно согласуются с экспериментальными данными. Скачки парциальных токов на разрыве должны сопровождаться скачком нормальной составляющей электрического поля, поэтому на разрыве происходит нарушение квазинейтральности и появление объемных зарядов. Толщина разрыва порядка характерного размера нарушения квазинейтральности $l_q \sim V_e/4\pi\sigma$ и много меньше характерных размеров ПС. Оценка величины диссипативного размера l_D , обусловленного амбиполярной диффузией, показывает, что $l_D < l_q$.

Рассмотренная картина движения доменов в неоднородной плазме объясняет: величину скорости и направление движения доменов в том числе и при конечной амплитуде домена, причины возникновения регулярных колебаний, условия их возникновения, роль скорости потока по направлению и величине для самовозбуждения регулярных колебаний; локальность образования доменов в ТРП. Эти выводы подтверждаются результатами расчетов^{136,137,164}.

б) Неустойчивости, сопровождаемые шнуровыми неоднородностями

Обсуждавшийся в^{24-26,33-38,89-92,159-162} ионизационно-перегревный механизм шнурования состоит в том, что за счет нагрева газа в вытянутых вдоль тока областях с повышенной температурой газа его плотность меньше, что приводит к возрастанию E/N и экспоненциальному увеличению скорости ионизации, проводимости и джоулева тепловыделения и вследствие этого к дальнейшему усилению неоднородности. Характерное время τ_n развития ионизационно-перегревной неустойчивости дается оценочными³⁷ формулами

$$\tau_n \approx \left(1 + \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln (E/N)}\right)^{-1} \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\eta T j E} \quad (7a)$$

при $P/jE < \tau_{VT}$,

$$\tau_n \approx \sqrt{\tau_{VT} \left(\frac{\partial \ln k_{VT}}{\partial \ln T}\right)^{-1} \frac{P}{jE}} \quad (7b)$$

при $P/jE < \tau_{VT}$, где τ_{VT} , k_{VT} — соответственно время и константа скорости $V \rightarrow T$ релаксации.

Приближенно необходимым условием образования шнуров можно считать малость времени развития неустойчивости по сравнению со временем пролета газа через зону разряда $\tau_n < L/V$ либо со временем турбулентной или диффузионной диссипации $\tau_n < L^2/(D_T + D)$, если оно меньше времени пролета.

Если скорость ионизации зависит от величины энерговклада, например посредством ее зависимости от концентрации электронных метастабилей или колебательно возбужденных частиц, то возможно развитие ионизационной неустойчивости, также приводящей к образованию шнуров. Процессами, усиливающими суммарную скорость ионизации при неизменном E/N , являются: ступенчатая ионизация электронных метастабилей; рост концентрации быстрых электронов при увеличении степени колебательного возбуждения молекул¹⁶¹; ассоциативная ионизация высоко колебательно возбужденных молекул⁹⁹.

Из-за неоднородного распределения электрических полей и объемных удельных энерговкладов в разных зонах ТРП (ПС, анодная область), эти зоны неодинаково чувствительны к развитию ионизационных и ионизационно-перегревных неустойчивостей.

Падающие ВАХ приэлектродных областей в режимах плотностей тока, меньших нормальных, способствуют неравномерному распределению плотности тока вблизи электродов, что в свою очередь может являться достаточно сильным возмущением для развития контракции^{66,163}.

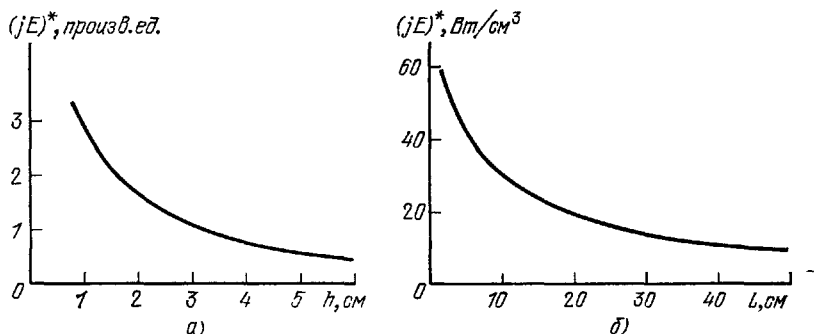


Рис. 26. Предельная объемная мощность ТРП $(jE)^*$ в зависимости от⁴²: а) межэлектродного расстояния h (продольный и поперечный разряды); б) длины разрядной камеры вдоль потока газа L (поперечный разряд).

В целом процесс контрагирования ТРП — сложное и недостаточно изученное явление, так что на основании теоретических моделей пока не удастся определять пороговые значения параметров ТРП (P , jE , W), соответствующих появлению шнуров и пробое межэлектродного промежутка. В настоящее время эти параметры определяются только экспериментальным путем.

1) Экспериментальные исследования пороговых условий перехода ТРП в контрагированный разряд (КР). Переход в КР определяется «предельными характеристиками» разряда:

- а) J^* — током перехода ТРП в КР; поскольку в ТРП величина E слабо зависит от J , J^* пропорционален мощности разряда;
- б) $(jE)^*$ — предельной объемной мощностью ТРП ($\text{Вт} \cdot \text{см}^{-3}$);
- в) W^* — предельным энерговкладом в разряд ($\text{Дж} \cdot \text{г}^{-1}$).

Предельные характеристики ТРП зависят от геометрии разрядной камеры, параметров потока, состава газовой смеси и т. д., они могут быть изменены путем электромагнитных, газодинамических и иных воздействий на разряд.

2) Влияние геометрии разряда. Величины J^*/L и $(jE)^*$ падают при увеличении межэлектродного размера h и длины L разрядной камеры вдоль потока^{42,138,139} (рис. 26). Величины J^* и $(jE)^*$ суще-

ственно зависят от конструкции, геометрических размеров и чистоты поверхности электродов ^{58,60,61}.

Величина $(jE)^*$ начинает заметно падать из-за газодинамических неоднородностей потока, неоднородности состояния поверхности электродов и т. д., когда размер катода поперек потока l становится больше h ^{58,62}. При тщательной обработке электродов и специальном выравнивании скорости потока газа вдоль l удается получать высокие энерговклады и на длинных (~ 1 м) электродах ^{58,62}.

Контрагирование разряда визуально в случае широких пластинчатых катодов происходит путем нерегулярного объемного образования дужек, сносимых потоком, которые не обязательно сопровождаются образованием стационарного катодного пятна. При узких пластинчатых катодах контрагирование происходит с образованием катодного пятна, инициирующего затем шнурование плазменного столба ⁶⁰.

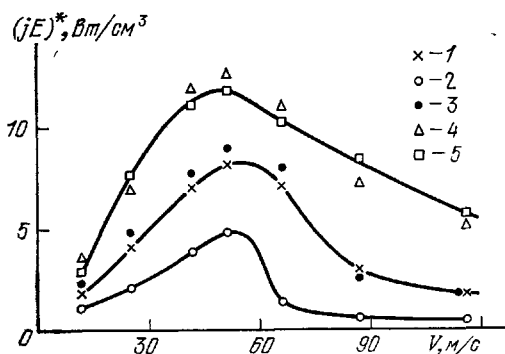


Рис. 27. Зависимость $(jE)^*$ от скорости потока в продольном разряде при различных диаметрах отверстий турбулизирующих решеток ¹⁴².

1 — ∞, 2 — 4, 3 — 8, 4 — 17 и 5 — 24 мм.

не может существовать ⁶⁰. При увеличении плотности газа в пределах $N = (1,4-6,4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ T^* возрастает от 120 до 380 К. При увеличении скорости потока V величина $J^*(V)$ проходит максимум (рис. 23, 27) ($V_{\max} \sim 30-300$ м/с), положение и величина которого определяются, в частности, геометрией разрядной камеры ^{42,117}. При малых скоростях величина J^* примерно линейно растет с ростом V ; при этом значение W^* в потоке газа соответствует такому значению W^* квазистационарного разряда, при котором время существования последнего равно времени пролета газа через зону разряда ⁹⁷.

Сильное влияние на предельные характеристики разряда оказывает профиль скорости потока ⁶⁰. Влияние турбулентности, как показали эксперименты ¹⁴⁰⁻¹⁴², неоднозначно (рис. 27). При увеличении степени турбулентности E сначала наблюдается уменьшение $(jE)^*$, а, начиная с некоторого значения E , наблюдается рост и последующее насыщение $(jE)^*$.

В ряде работ ^{9,19,10,141-146} отмечается положительное влияние повышения степени турбулентности на предельные характеристики разряда: в то же время в некоторых случаях ^{62,97,140} отмечается, что турбулентность может отрицательно влиять на устойчивость разряда, инициируя начальные возмущения плотности плазмы.

4) Влияние состава газа. Увеличение доли Не в смеси газов позволяет существенно повысить рабочее давление ТРП (вплоть до атмосферного) ^{16,19,145,147} и др. В результате плазмохимических реак-

3) Влияние параметров потока. С ростом давления P предельные характеристики разряда падают (рис. 23). Характерная величина P ($\sim 30-150$ Торр), при которой резко снижаются энергетические характеристики разряда, сильно зависит от конструкции ГРК.

В случае разряда в сухом воздухе и техническом азоте существует критическая температура T^* , зависящая от плотности газа, ниже которой ТРП

ций в разряде могут образовываться различные химические соединения; производилось также специальное введение примесей для изучения их влияния на характеристики разряда. Как правило, примеси (NO_2 , N_2O , CO , CO_2 , SF_6 , CCl_4) оказывают отрицательное воздействие на устойчивость ТРП^{56,61,67,68,71,72}. Разряд в атмосферном воздухе, как правило, более устойчив, чем в чистом азоте или сухом воздухе.

5) Влияние внешнего поперечного магнитного поля. При компенсации сноса ионов магнитным полем, напряжение на разряде минимально, а J^* заметно возрастает (рис. 11)⁶⁰.

6) Влияние предионизации. Предионизация может осуществляться как на входе в разрядную камеру, так и во всем ее объеме. В последнем случае она может быть импульсная (ультрафиолет^{73,74}, периодический кратковременный самостоятельный разряд либо при импульсе высокого напряжения^{119,148,149}, либо при максимуме напряжения разряда переменного тока частотой 10^4 Гц¹¹⁸, импульсный электронный пучок¹⁵⁰ и др.) или стационарная (электронный пучок^{38,63}, ВЧ разряд¹⁵¹). В случае предионизации на входе в разрядную камеру или импульсной объемной ионизации основной вклад энергии происходит при несамостоятельном разряде в распадающейся плазме, что повышает устойчивость разряда при повышенных давлениях. Комбинация предионизации при низкой плотности газа в сверхзвуковом сопле с последующим вкладом энергии в плазму, распадающуюся в диффузоре, позволяет значительно повысить устойчивость разряда и поднять рабочее давление на выходе из разрядной камеры¹¹⁷. При стационарной объемной предионизации потери заряженных частиц в объеме ПС компенсируются ионизацией от внешнего источника, что существенно увеличивает $(jE)^*$ ³⁸.

7) Исследование динамики контрагирования ТРП проводилось в потоках воздуха и N_2 при $P = 20\text{--}100$ Торр, $V = 20\text{--}200$ м/с, так что параметры разряда менялись в пределах: $j = 5\text{--}50$ мА/с², $E/N = 15\text{--}60$ Т_д, $n_e = 10^9\text{--}10^{10}$ см⁻³^{152,153}.

Фотографии разряда с помощью ЭОП с экспозицией $\sim 10^{-6}$ с показывают, что при повышении мощности разряда ($jE \rightarrow (jE)^*$) вблизи анодной области разряда появляются тонкие слабоосвещенные шнуры, вытянутые вдоль тока (рис. 28). Размер этих шнуров и частота их появления растут с ростом тока; при определенной плотности тока наступает дуговой пробой разрядного промежутка. Контрагирование происходит в две стадии: на первой стадии, продолжающейся несколько сот мкс после наложения импульса перенапряжения происходит зарождение яркой неоднородности вблизи анода, на второй стадии происходит прорастание этой неоднородности к катоду. При малых давлениях ($P < 30$ Торр) размер этой неоднородности велик ($\sim h$), неоднородность имеет вид пирамиды, сужающейся к катоду. При $P > 30$ Торр неоднородность имеет вид узкого (диаметром 2—4 мм) шнура, сохраняющего свой диаметр при движении к катоду. После приближения головки шнура к катоду на расстояние порядка своего диаметра происходит резкий спад напряжения на разряде и значительный рост тока и яркости шнура (рис. 29).

Скорость прорастания шнура падает по мере приближения головки шнура к катоду (рис. 30, а), что коррелирует с уменьшением величины E/N у катода. При направлении потока от катода к аноду величина скоростей зарождения и движения шнура возрастает, что связано, по-видимому, с наличием в этом режиме деионов (внутри последних величина E больше, чем в остальной зоне ПС).

Скорость прорастания шнура $V_{ш}$ растет с давлением газа (рис. 30, б). В режиме без доменов (кривая 1) рост $V_{ш}$ с давлением связан, по-видимому, с ростом величины E/V . В режиме с доменами (кривая 2), $V_{ш}$ растет тем сильнее, чем больше давление.

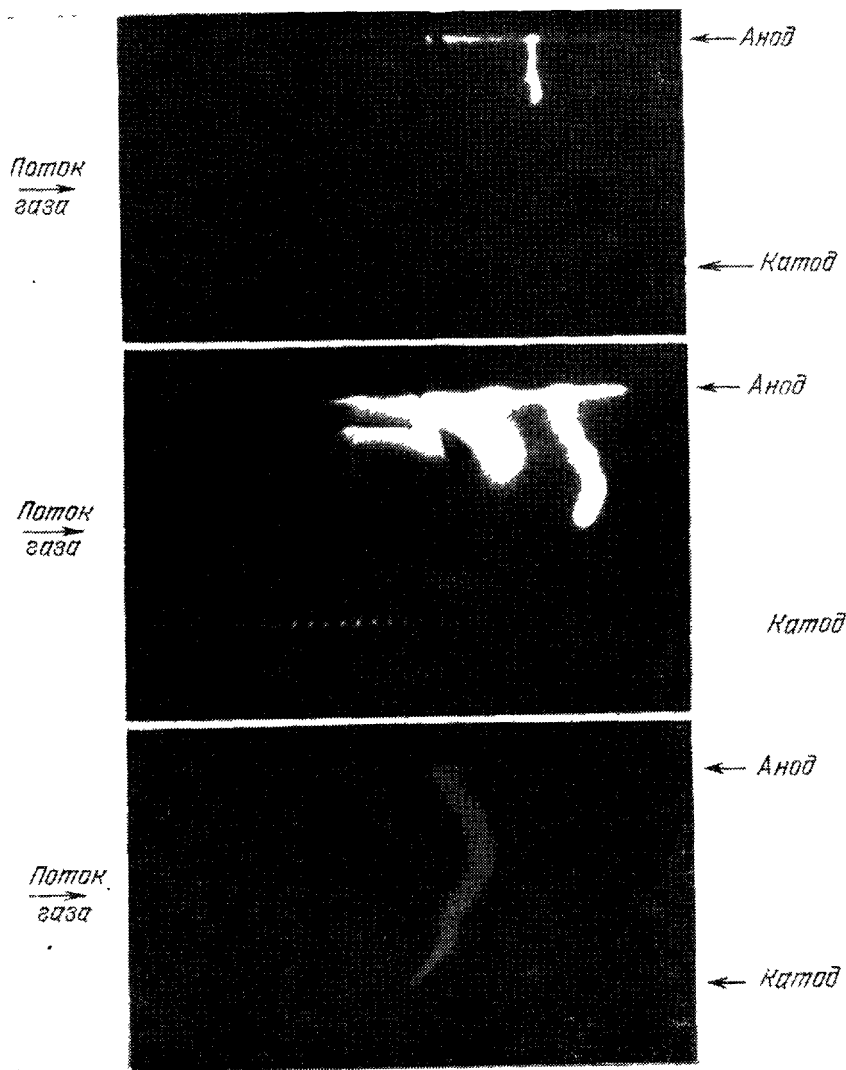


Рис. 28. Шнуровая неустойчивость в разных фазах своего развития. Экспозиция 10^{-8} с. Воздух, $h = 10$ см, $P = 35$ Торр, $V = 100$ м/с. Поток слева направо, анод в верхних частях фотографий.

В случае несамостоятельного разряда (в том числе разряда переменного тока) или разряда малой длительности шнуровая неустойчивость начинает развиваться у катода¹⁵⁴⁻¹⁵⁷ либо сразу во всем объеме ПС¹⁵⁸. Скорость движения головки шнуров при этом составляет около 10^7 см/с¹⁵⁵. От анода в ряде случаев начинает двигаться встречный шнур¹⁵⁷.

8) О механизме шнурования в неоднородном разряде. При протекании тока в ТРП могут развиваться, в соответ-

ствии с описанными выше механизмами неустойчивостей, возмущения проводимости, имеющие выделенное направление вдоль тока. В объеме ПС возмущения могут развиваться, как и в несамостоятельном разряде, по перегревному механизму — без ионизационного усиления, поскольку

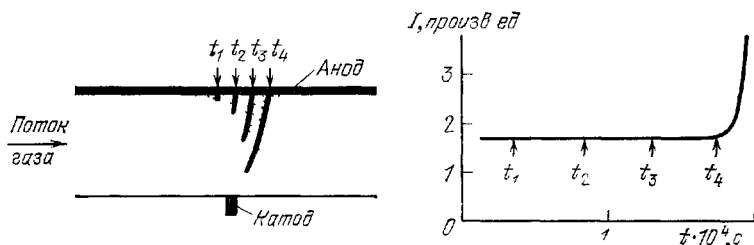


Рис. 29. Схема развития шнуровой неустойчивости и контрагирования ТРП. Резкое возрастание тока разряда происходит при приближении головки шнура к катоду.

там ионизация практически отсутствует. В анодной области разряд, напротив, носит самостоятельный характер, и поэтому инкремент неустойчивостей здесь существенно больше, чем в ПС. При повышенных ($P > 30$ Торр) давлениях минимальный поперечный ток размер возмущения, определяемый амбиполярной диффузией, меньше толщины анодной области.

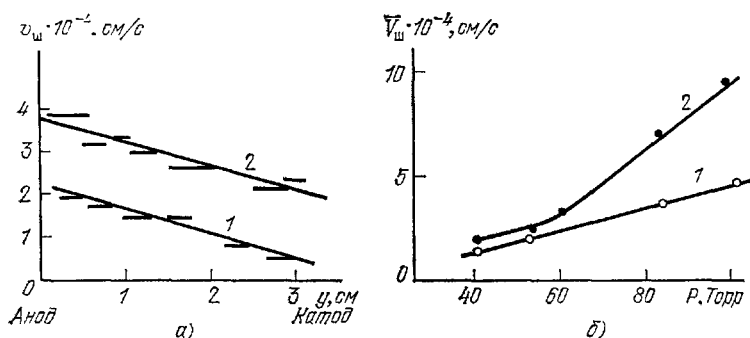


Рис. 30. а) Измерение скорости головки шнура в межэлектродном промежутке для разряда в продольном потоке воздуха при $P = 80$ Торр, $V = 40$ м/с (поток направлен: 1 — от анода к катоду; 2 — от катода к аноду)¹⁵²; б) зависимость средней скорости движения головки шнура от давления газа (1 — домены отсутствуют, 2 — домены присутствуют)¹⁵².

Возникший в анодной области шнур будет «прорастать» к катоду со скоростью, определяемой дрейфом ионов и процессами ионизации и нагрева вблизи головки шнура. При ее подходе к катодной области ток устремляется по каналу шнура, сунтирующему разрядный промежуток. При пониженных давлениях ($P < 30$ Торр) минимальный поперечный ток размер возмущения обычно превышает толщину анодной области. В этом случае шнур не образуется и неустойчивость развивается в объеме ТРП по одному из ионизационно-перегревных механизмов.

Описанная качественная картина развития шнуровой неоднородности учитывает следующие дестабилизирующие факторы, влияющие на развитие контракции: рост величины $(jE/P) L/V$, увеличение W , уменьшение роли амбиполярной диффузии с ростом P , увеличение скорости релаксации с ростом P и T , образование анодных пятен из-за падающей ВАХ

анодной области ТРП, пульсации плотности плазмы вследствие газодинамической турбулентности (особенно у анода), могущие явиться зародышами возмущений проводимости; стабилизирующие факторы: положительная ВАХ ПС, малая скорость ионизации в ПС, наличие предионизации, амбиополярная и турбулентная диффузия.

Заметим, что, вообще говоря, описанный выше механизм контрагирования через образование пнуровых неоднородностей у анода не является исчерпывающим для ТРП. Так, падающая зависимость параметра ($k_a \cdot E$) от E приводит ¹² к появлению неустойчивой фазы ПС разряда с резко падающей ВАХ и большими ионными токами, которая, по-видимому, наблюдалась в разрядах с примесями SF_6 , CCl_4 и др., а также в разрядах при пониженных температурах газа ⁵⁹.

При больших скоростях потока движение положительных ионов к катоду (в поперечном разряде) частично происходит вдоль погранслоя, где скорость газа мала. Концентрация тока в погранслое приводит к его перегреву и развитию перегревной неустойчивости.

Таким образом, хотя качественно вопрос о механизме контрагирования неоднородного разряда можно проанализировать адекватно эксперименту, количественное рассмотрение его практически отсутствует. Для построения количественных моделей контракции ТРП, требуется как дальнейшее развитие численных методов решения данной задачи, так и достаточно полное определение экспериментальных условий, в которых развивается неустойчивость.

В заключение можно резюмировать, что описанная форма тлеющего разряда в потоке молекулярного газа по своему механизму существенно отличается от хорошо известного тлеющего разряда низкого давления в трубках: в целом самостоятельный разряд в потоке существенно неоднороден вдоль линий электрического тока и в значительной части объема локально несамостоятелен. Эта особенность механизма разряда положительно сказывается на его балансе энергии и устойчивости.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В. Л. Электрический ток в газе.— М.: Наука, 1971.
2. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда.— М.: Госатомиздат, 1961.
3. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов.— М.: Наука, 1980.
4. Веденов В. А., Витшас А. Ф., Герц Е. Е., Наумов В. Г.— ТВТ, 1976, т. 14, с. 441.
5. Мыльников Г. Д., Напартович А. П.— Физ. плазмы, 1975, т. 1, с. 892.
6. Беляков Ю. М., Даутов Г. Ю., Семичев А. Я., Бедретдинов З. М., Гайсин Ф. М., Кривоносова Е. Н.— ТВТ, 1979, т. 17, с. 5.
7. Гладуш Г. Г., Самохин А. А.— Препринт ИАЭ-3062.— Москва, 1979.
8. Алферов В. И., Бушмин А. С., Калачев Б. В.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 1281.
9. Нефедова М. Г.— ТВТ, 1976, т. 12, с. 682.5
10. Алферов В. И., Рябинков Г. М., Петров А. П.— Тр. МФТИ, 1959, с. 3.
11. Блохин В. И., Пашкин С. В.— ТВТ, 1979, т. 17, с. 207.
12. Бреев В. В., Пашкин С. В.— Препринт ИАЭ-2956.— Москва, 1978.
13. Willis G., Serjeant W. J., Wardlaw D. M.— J. Appl. Phys., 1979, v. 50, p. 68.
14. Иванченко А. И., Шепеленко А. А.— В кн. V Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы.— Киев, 1979.— С. 306.

15. Gibbs W. E. K., Mc Leary R.—Phys. Let. Ser. A, 1971, v. 37, p. 229.
16. Александров В. Я.—ЖТФ, 1975, т. 45, с. 105.
17. Лозанский Э. Д.—ЖТФ, 1976, т. 46, с. 1014.
18. Видерхольд Г., Допперхале К. Х.—Квант. электрон., 1976, т. 3, с. 872.
19. Чеботаев В. П.—ДАН СССР, 1972, т. 206, с. 334.
20. Галечян Г. А., Петросян С. И.—ПМТФ, 1975, вып. 6, с. 9.
21. Баранов В. Ю., Веденов А. А., Низьев В. Г.—ТВТ, 1972, т. 10, с. 1156.
22. Wutzke S. A., Taylor L. H., Pack J. L., Gearge T. V., Weaver L.—IEEE J. Quantum Electron., 1978, v. QE-14, p. 73.
23. Wasserstrom E.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 81.
24. Haas R. A.—Phys. Rev. Ser. A, 1973, v. 8, p. 1017.
25. Nighan W. L., Wiegand W. Z.—Phys. Rev. Ser. A, 1974, v. 10, p. 922.
26. Глова А. Ф., Голубев В. С., Котомин А. Е., Лебедев Ф. В.—Физ. плазмы, 1977, т. 3, с. 1396.
27. Алферов В. И., Бушмин А. С.—ЖЭТФ, 1967, т. 44, с. 1775.
28. Баранов В. Ю., Васильева И. А.—ТВТ, 1964, т. 2, с. 672.
29. Wilson J. W.—Appl. Phys. Lett., 1966, No. 8, p. 159.
30. Tiffany W. B., Targ R., Foster J. D.—Ibid., 1969, No. 15, p. 91.
31. Buczek C. J., Wayne R. J., Chenausky R., Freiberg R. J.—Ibid., 1970, No. 16, p. 321.
32. Sckbuth A. C., Davis J. W.—Ibid., 1971, No. 19, p. 101.
33. Reilly J. R., Astronautics—Aeronautics, Marsh 1975.
34. Demaria A. J.—Proc. IEEE, 1973, v. 61, p. 731.
35. Ковш И. Б.—Заруб. электрон., 1973, вып. 3, с. 86.
36. Allis W. P.—Physica; Ser. C, 1976, v. 82, p. 43.
37. Напартович А. П., Старостин А. Н.—В кн. Химия плазмы.—М.: Атомиздат, 1979.—Вып. 6, с. 153.
38. Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.—УФН, 1977, т. 122, с. 419.
39. Eckbreth A. C., Ower F. S.—Rev. Sci. Instrum., 1972, v. 43, p. 995.
40. Hill A. E.—AIAA Paper, 1971, No. 71-65.
41. Акишев Ю. С., Напартович А. П., Пашкин С. В.—Физ. плазмы, 1978, т. 4, с. 152.
42. Артамонов А. В., Блохин В. И., Веденов А. А., Витшас А. Ф., Гаврилюк В. Д., Егоров А. А., Наумов В. Г., Пашкин С. В., Перетяшко П. И.—Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 581.
43. Акишев Ю. С., Высикайло Ф. И., Напартович А. П., Пономаренко В. В.—ТВТ, 1980, т. 18, с. 266.
44. Акишев Ю. С., Двореченский С. В., Захарченко А. И., Напартович А. П., Пашкин С. В., Пономаренко В. В., Ушаков А. Н.—Физ. плазмы, 1981, т. 7, с. 1156.
45. Васильева А. Н., Гришина И. А., Ковалев А. С., Ктиторов В. И., Логинов Н. А., Рахимов А. Т.—Физ. плазмы, 1977, т. 3, с. 397.
46. Васильева А. Н., Гришина И. А., Ковалев А. С., Ктиторов В. И., Рахимов А. Т.—Физ. плазмы, 1979, т. 5, с. 1135.
47. Блохин В. И., Пашкин С. В.—ТВТ, 1976, т. 14, с. 378.
48. Акишев Ю. С., Двореченский С. В., Напартович А. П., Пашкин С. В., Трушкин Н. И.—ТВТ, 1982, т. 20, с. 30.
49. Блохин В. И., Бреев В. В., Двореченский С. В., Пашкин С. В.—Ibid., с. 897.
50. Иванченко А. И., Фидельман Г. Н.—В кн.: Аэрофизические исследования.—Новосибирск, 1976.—Вып. 6, с. 3.
51. Акишев Ю. С., Артамонов А. В., Наумов В. Г., Трушкин Н. И., Шашков В. М.—ЖТФ, 1979, т. 49, с. 990.
52. Блохин В. И., Мыслин В. А., Пашкин С. В.—ЖТФ, 1979, т. 49, с. 970.
53. Бешапошников А. А., Блохин В. И., Воронин В. Б., Мыслин В. А., Пашкин С. В., Соколов Н. А.—Цит. в¹⁴ сб.—С. 93.
54. Беликова Т. П., Свириденков Э. А., Сучков А. Ф.—Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 830.
55. Минин В. В., Третьяков В. Э., Яценко Б. П.—Физ. плазмы, 1980, т. 6, с. 1377.
56. Воронцов С. С., Иванченко А. И., Шепеленко А. А., Якоби Ю. А.—ЖТФ, 1977, т. 47, с. 2287.
57. Беломестнов П. И., Иванченко А. И., Солоухин Р. И., Якоби Ю. А.—ПМТФ, 1974, вып. 1, с. 4.

58. Иванченко А. И., Солоухин Р. И., Якоби Ю. А.— Квант. электр., 1975, т. 2, с. 758.
59. Пашкин С. В., Перетятко П. И.— Ibid., 1978, т. 5, с. 1159.
60. Акишев Ю. С., Пашкин С. В.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 703.
61. Акишев Ю. С., Пашкин С. В., Перетятко П. И.— ТВТ, 1982, т. 20, с. 521.
62. Киселев В. И., Полулях В. П.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1977, вып. 5, с. 125.
63. Голубев В. С., Ковалев А. С., Логинов Н. А., Письменный Н. А., Рахимов А. Т.— Физ. плазмы, 1977, т. 3, с. 1011.
64. Брошин С. Я., Колобов В. М., Сущкин В. Н., Шабанов В. И., Ярцев Ю. В.— Цит. в¹⁴ сб.— С. 111.
65. Веденов А. А., Копырина Р. И., Мыльников Г. Д.— In: XII ICPIG.— Eindhoven, 1975.— P. 108.
66. Акишев Ю. С., Напартович А. П., Перетятко П. И., Трушкин Н. И.— ТВТ, 1980, т. 18, с. 873.
67. Bletringer P., Hughes M., Tanner P. D., Garascadden A.— IEEE J. Quantum Electron., 1974, v. QE-10, p. 6.
68. Bletringer P., Laborde D. A., Bailey J., Liang W. H., Tanner P. D., Garascadden A.— Ibid., 1975, v. QE-11, p. 317.
69. Голубев В. С., Даньщиков Е. В., Лебедев Ф. В.— ТВТ, 1978, т. 16, с. 207.
70. Niles F. E.— J. Chem. Phys., 1970, v. 52 p. 408.
71. Smith N. S.— AIAA Paper, 1973, No. 52.
72. Воронцов С. С., Иванченко А. И., Солоухин Р. И., Шепеленко А. А.— ПМТФ, 1977, вып. 3, с. 212.
73. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Напартович Е. Ш., Напартович А. П., Сатов Ю. А., Судаков В. В.— Физ. плазмы, 1976, т. 2, с. 486.
74. Апполонов В. В., Бункин Ф. В., Державин С. И., Кононов И. Г., Фирсов К. Н., Шакир Ю. А., Ямщиков В. А.— Квант. электрон. 1979, т. 6, с. 1176.
75. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы.— М.: Мир, 1978.
76. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме.— М.: Атомиздат, 1974.
77. Wiegand W. J., Nighan W. L.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 22, p. 583.
78. Rapp D., Brigeia D. D.— J. Chem. Phys., 1950, v. 43, p. 1480.
79. Александров Н. А.— ТВТ, 1978, т. 16, с. 231.
80. Напартович А. П., Наумов В. Г., Шашков В. М.— Физ. плазмы, 1975, т. 1, с. 821.
81. Niles F. E.— J. Chem. Phys., 1970, v. 52, p. 408.
82. Smith A. L. S., Shield H.— J. Chem. Phys., 1977, v. 67, p. 1594.
83. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах.— М.: Мир, 1977.
84. Мак-Даниэль И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах.— М.: Мир, 1976.
85. Wannier G. H.— Bell System. Techn. J., 1953, v. 32, p. 170.
86. Ракитский Ю. В., Устинов С. М., Черноручкий И. Г. Численные методы решения жестких систем.— М.: Наука, 1979.
87. Бреев В. В., Двуреченский С. В., Пашкин С. В.— ТВТ, 1979, т. 17, с. 31.
88. Гольдфарб В. М., Лягущенко Р. И., Гендлер М. Б.— ТВТ, 1975, т. 13, с. 497.
89. Шварц И., Леви И.— Ракетн. техн. и космонавтика, 1973, т. 13, с. 137.
90. Махвиладзе Г. М., Мышенков В. И., Преприят ИИМ АН СССР № 70.— Москва, 1976.
91. Голубев В. С., Маликов М. М.— ТВТ, 1975, т. 13, с. 650.
92. Мышенков В. И., Махвиладзе Г. М.— Физ. плазмы, 1978, т. 4, с. 411.
93. Голубев В. С., Крочек Л., Лебедев Ф. В.— ЖТФ, 1975, т. 45, с. 1821.
94. Велихов Е. П., Дыхне А. М.— In: VII ICPIG.— Beograd, 1965.— V. 1, p. 43.
95. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов.— М.: Наука, 1974.
96. Акишев Ю. С., Напартович А. П., Пашкин С. В., Пономаренко В. В.— Цит. в¹⁴ сб.— С. 12.
97. Акишев Ю. С., Напартович А. П., Пономаренко В. В., Трушкин Н. И.— Ibid.— С. 14.

98. Dutton J.— J. Phys. Chem. Rev. Data, 1975, No. 3, p. 577.
99. Полак Л. С., Сергеев П. А., Словецкий Д. И.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 15.
100. Дмитриев Л. Н.— ПМТФ, 1977, вып. 2, с. 18.
101. Бреев В. В., Голубев В. С., Двуреченский С. В., Пашкин С. В.— Физ. плазмы, 1981, т. 7, с. 199.
102. Мик Дж., Крэгс Дж., Электрический пробой в газах.— М.: ИЛ, 1960.
103. Пашкин С. В.— ТВТ, 1976, т. 14, с. 638.
104. Nighan W. L.— Phys. Rev. Ser. A, 1970, v. 2, p. 1989.
105. Карлов Н. В., Конев Ю. Н., Кочетов И. В., Певгов В. Г. Препринт ФИАН СССР, № 91.— Москва, 1976.
106. Александров Н. Л., Кончаков А. М., Сон Э. Е.— Физ. плазмы, 1978, т. 4, с. 169.
107. Конев Ю. Б., Кочетов И. В., Марченко В. С., Певгов В. Г., Шарков В. Ф. Препринт ИАЭ № 2810.— Москва, 1977.
108. Максимов А. И., Полак Л. С., Сергиенко А. Ф., Словецкий Д. М.— Физ. плазмы, 1978, т. 4, с. 352.
109. Белоусова И. М., Лиуконен Р. А., Леонов С. Н.— ЖТФ, 1978, т. 43, с. 2347.
110. Исламов Р. Ш., Косетов И. В., Певгов В. Г. Препринт ФИАН СССР № 169.— Москва, 1977.
111. Кочетов И. В., Наумов В. Г., Певгов В. Г., Шашков В. М.— Квант. электрон., 1979, т. 6, с. 1446.
112. Артамонов А. В., Наумов В. Г., Шачкин Л. В., Шашков В. М.— Ibid., 1979, вып. 7, с. 1442.
113. Андрианов В. М., Пашкин С. В., Перетятко П. И.— ПТЭ, 1980, вып. 2, с. 431.
114. Артамонов А. В., Напартович А. П., Наумов В. Г., Шашков В. М.— ТВТ, 1980, т. 18, вып. 6, деп.
115. Вгау К. N. С.— J. Phys. Ser. B, 1970, v. 3, p. 1515.
116. Басиев А. Г., Блохин В. И., Епишов В. А., Кузьмин В. Н., Мыслин В. А., Пашкин С. В., Шулаков В. Н.— Квант. электрон., 1979, т. 6, с. 1953.
117. Блохин В. И., Болгаров Л. Н., Борисов Б. Н., Герасимов В. Ф., Голубев В. С., Дмитриев К. Н., Зуев Г. М., Испанников Ю. А., Иштыков И. В., Павлюченков В. Ф., Пашкин С. В., Пережогин В. И., Ремигайло Ю. Л.— Письма ЖТФ, 1980, т. 6, с. 341.
118. Гаврилюк В. Д., Глова А. Ф., Голубев В. С., Лебедев Ф. В.— Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 2034.
119. Беляев А. П., Дмитерко Р. А., Епишов В. А., Наумов В. Г., Шашков В. М., Шулаков В. Н.— Письма ЖТФ, 1979, т. 5, р. 325.
120. Бешпапошников А. А., Блохин В. И., Воронин В. Б., Мыслин В. А., Пашкин С. В., Петрова А. Д., Симонова Н. В., Соколов Н. А.— In: XV ICPIG. Minsk, 1981, p. 297.
121. Мессин Г. Отрицательные ионы.— М.: Мир, 1979.
122. Глотов Е. П., Данилычев В. А., Холин Н. В.— ФИАН, 1980, т. 116, с. 188.
123. Данышиков Е. В., Лебедев Ф. В., Смакотин М. М., Смирнов Б. М.— Цит. в ¹⁴ сб.— С. 233.
124. Didache D., Fournier J., Lucet R., Lecuiller M.— In: XIII ICPIG.— Berlin, 1977.— V. 1, p. 604.
125. Кондратьев В. Н. Константы скоростей газофазных реакций.— М.: Наука, 1970.
126. Хргиан А. Физика атмосферного озона.— Л.: Гидрометеиздат, 1973.
127. Русанов В. Д., Фридман А. А., Шалин Г. В.— В кн. Химия плазмы.— М.: Атомиздат, 1978.— Вып. 5, с. 222.
128. Недоспасов А. В.— УФН, 1968, т. 94, с. 439.
129. Пекарек Л.— УФН, 1968, т. 93, с. 463.
130. Волков А. Ф., Коган Ю. М.— УФН, 1968, т. 96, с. 633.
131. Лопанцева Г. Б., Паль А. Ф., Персианцев И. Г., Старостин А. Н.— Цит. в ¹²⁴ сб. V, 2, p. 615.
132. Sabadil H.— Beitr. Plasmaphys., 1966, Bd. 6, S. 305.
133. Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г.— ЖТФ, 1979, т. 40, с. 2183.
134. Напартович А. П., Наумов В. Г., Шашков В. М.— Физ. плазмы, 1979, т. 5, с. 194.
135. Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г., Глова А. Ф., Голубев В. С., Лебедев Ф. В.— ТВТ, 1979, т. 17, с. 921.

136. Бреев В. В., Двуреченский С. В., Пашкин С. В.— ТВТ, 1979, т. 16, с. 250.
137. Бреев В. В., Двуреченский С. В., Пашкин С. В. Препринт ИАЭ № 3462/12.— Москва, 1981.
138. Sckbuth A. C., Davis J. W.— Appl. Phys. Lett., 1971, v. 19, p. 101.
139. Wutzke S. A., Taylor L. H., Pask J. L., George T. V., Weaver L. A.— IEEE J. Quantum Electron. (Dig. Papers), 1978, v. QE-14, p. 73.
140. Eckbreth A. C., Owen F. S.— Rev. Sci. Instrum., 1972, v. 43, p. 995.
141. Wasserstrom E.— J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 81.
142. Бондаренко А. В., Голубев В. С., Даньшиков Е. В., Лебедев Ф. В., Рязанов А. В.— Физ. плазмы, 1979, т. 5, с. 687.
143. Галечян Г. А., Петросян С. И.— ТВТ, 1978, т. 16, с. 677.
144. Галечян Г. А., Петросян С. И.— ТВТ, 1976, т. 14, с. 931.
145. McLeary R., Gibbs W. E. K.— IEEE J. Quantum Electron., 1972, v. QE-9, p. 828.
146. Hill A. E.— Appl. Phys. Lett., 1971, v. 18, p. 194.
147. Akiba T., Nagai H., Hieshi M.— IEEE J. Quantum Electron., 1979, v. QE-15, p. 162.
148. Hill A. E.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 22, p. 670.
149. Генералов Н. А., Зимаков В. П., Косынкин В. Д., Райзер Ю. П., Ройтенбург Д. И.— Физ. плазмы, 1977, т. 3, с. 626.
150. Востриков В. Г., Красюков А. Г., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.— Цит. в¹⁴ сб.— С. 164.
151. Brown C. O., Davies J. W.— Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, p. 480.
152. Акишев Ю. С., Пашкин С. В., Соколов Н. А.— Физ. плазмы, 1978, т. 4, p. 858.
153. Веденов А. А., Витшас А. Ф., Дыхне А. М., Мильников Г. Д., Напартович А. П.— In: XI ICPIG.— Prague, 1973.— P. 46.
154. Бабичев В. Н., Голубев В. С., Ковалев А. С., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.— Цит. в¹⁴ сб.— С. 49.
155. Королев Ю. Д., Хузеев А. П.— ТВТ, 1975, т. 13, с. 861.
156. Sakai V., Takahashi M., Sakamoto S., Tagashira H.— J. Appl. Phys., 1979, v. 50, p. 647.
157. Королев Ю. Д., Кузьмин Б. А., Месяц Г. А., Ротштейн В. П.— ЖТФ, 1979, т. 49, с. 410.
158. Баранов В. Ю., Низьев В. Г., Пигульский С. В.— Физ. плазмы, 1979, т. 5, с. 198.
159. Гладуш Г. Г., Самохин А. А.— Ibid., с. 683.
160. Гладуш Г. Г., Самохин А. А.— ПМТФ, 1978, вып. 5, с. 49.
161. Пашкин С. В.— ТВТ, 1972, т. 10, с. 475.
162. Менахин Л. П., Ерощенко Е. К., Ульянов К. Н.— ЖТФ, 1975, т. 45, с. 1346.
163. Дыхне А. М., Напартович А. П.— ДАН СССР, 1979, т. 247, с. 837.
164. Бесшапошников А. А., Блохин В. И., Воронин В. Б., Двуреченский С. В., Мыслин В. А., Пашкин С. В., Соколов Н. А.— ДАН СССР, 1982, т. 261, с. 921.