

УСТНЫЙ ВЫПУСК ЖУРНАЛА "УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК"

Моделирование газоразрядной плазмы

Б.М. Смирнов

Условие самоподдержания газоразрядной плазмы (ГРП) в форме Таунсенда для ионизационного баланса плазмы используется как определение простейшей газоразрядной плазмы. Разнообразие режимов ГРП демонстрируется на простейшем примере плазмы положительного столба цилиндрической разрядной трубки. Оно ведёт к противоречию между объяснением характера режимов газового разряда, которое опирается на простейшие модели, и множеством реальных процессов, ответственных за самоподдержание ГРП. Разнообразие процессов в газоразрядной плазме приводит также к скачкообразному изменению параметров плазмы и неустойчивостям при изменении тока или напряжения разряда. Следствием этого является появление новых форм газового разряда с новыми приложениями по мере развития технологии.

PACS numbers: 34.80. -i, 51.50. +v, 52.20. -j, 52.80. -s

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200906e.0591

Содержание

1. Введение (591).
 2. Условие самоподдержания газового разряда (591).
 3. Модель газоразрядной плазмы положительного столба (594).
 4. Неравновесность газоразрядной плазмы (595).
 5. Перенос электронов в газоразрядной плазме (596).
 6. Ионизация при однократных электрон-атомных столкновениях в газоразрядной плазме (597).
 7. Ионизация в газоразрядной плазме с участием возбуждённых атомов (597).
 8. Характер разрушения газоразрядной плазмы положительного столба (600).
 9. Тепловой баланс для положительного столба газового разряда (600).
 10. Нестационарности и неоднородности газоразрядной плазмы (601).
 11. Модели газоразрядной плазмы (602).
 12. Заключение (602).
- Список литературы (603).

1. Введение

Газоразрядная плазма является наиболее распространённым типом плазмы с наибольшим числом применений. Практическое использование газового разряда и анализ его основных форм начались в XIX веке, тогда как понимание газового разряда как самоподдерживающегося явления, обеспечивающего протекание тока через газ под действием внешнего электрического поля, относится к началу XX века [1, 2] и в простейшей форме было

представлено в книгах Таунсенда [3–5]. Знание физики газового разряда дало импульс для развития новой атомной физики и создания ядерной физики; в этих новых направлениях физики техника газового разряда составила основу экспериментальных методов (см., например, [6]). Понимание физики газового разряда вызвало также более глубокое исследование ГРП, что, в свою очередь, поддержало новые применения. Опыт развития техники газового разряда показал, что число газоразрядных конструкций и режимов неисчерпаемо. По этой причине даже в настоящее время создаются новые типы или новые режимы известных форм газового разряда для новых приложений.

Оставляя в стороне разнообразие конструкций газового разряда как самоподдерживающегося явления, можно утверждать, что разнообразие режимов газового разряда определяется большим числом процессов, которые управляют состоянием ГРП. Далее мы рассмотрим с этой точки зрения характер процессов в простейшей газоразрядной плазме, где эти процессы обеспечивают ионизационный баланс. Разнообразие режимов ведёт к отсутствию универсальной модели, позволяющей определять в рамках общей схемы численные параметры ГРП при заданных условиях и конструкции газового разряда. Оно приводит также к ступенчатому изменению параметров плазмы и возникновению неустойчивостей по мере изменения разрядного тока или напряжения. Кроме того, это создает нестационарности и неоднородности газоразрядной плазмы.

2. Условие самоподдержания газового разряда

Газовый разряд является самоподдерживающейся системой, так что электроны, покидающие область газоразрядной плазмы, должны воспроизводиться в этой области в результате ионизационных процессов. Иони-

Б.М. Смирнов. Институт высоких температур РАН,
ул. Ижорская 13/19, 127412 Москва, Российская Федерация
Тел./Факс (499) 190-42-44. E-mail: bmsmirnov@gmail.com

Статья поступила 4 декабря 2008 г.

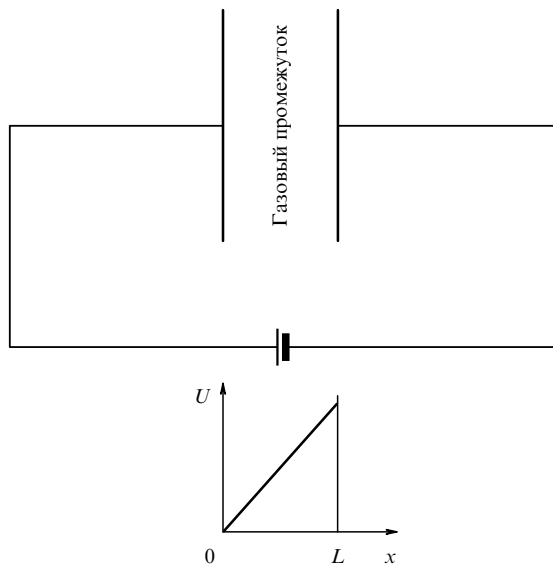


Рис. 1. Простейшая схема самоподдержания ионизационного состояния газа в газовом промежутке между двумя параллельными электродами, и пространственное распределение электрического потенциала в пределе низкой плотности заряженных частиц.

зационный баланс в ГРП, обеспечивающий ее самоподдержание, выполняется для газового разряда произвольного типа. Далее, следуя Таунсенду, мы рассмотрим простейший случай самоподдержания газового разряда, представленный на рис. 1. В этом случае вторичные электроны образуются на катоде в результате его бомбардировки ионами, и далее вторичные электроны размножаются в объёме вследствие ионизации атомов при столкновении с электронами. Процесс самоподдержания газового разряда характеризуется двумя параметрами: первым коэффициентом Таунсенда α , так что $1/\alpha$ — это длина пробега электрона в газе по отношению к ионизации в процессе его дрейфа, а также вторым коэффициентом Таунсенда γ — вероятностью образования вторичного электрона при бомбардировке катода ионом.

Получим условие самоподдержания газового разряда в простейшем случае, представленном на рис. 1, когда ГРП поддерживается в газовом промежутке между параллельными бесконечными электродами, причём плотность ГРП относительно мала и не возмущает распределение потенциала для газового промежутка. При сделанном предположении об однородности газового промежутка число электронов, образующихся из одного вторичного электрона после прохождения расстояния L , равно $\exp(\alpha L) - 1$. Отсюда получим условие Таунсенда для самоподдержания газового разряда на основе баланса процессов ионизации и гибели электронов и ионов:

$$\gamma(\exp(\alpha L) - 1) = 1. \quad (2.1)$$

Этот простейший случай даёт пример ионизационного баланса в газе. По сути дела, условие Таунсенда (2.1) в рамках использованных в нём процессов даёт минимальное электрическое напряжение между электродами при заданном расстоянии между ними, что соответствует минимуму кривой Пашена, которая определяет зависимость пробойного напряжения от произведения давле-

ния газа p внутри газового промежутка на расстояние между электродами L . Повышение и уменьшение параметра pL приводит к увеличению потенциала зажигания, которое в соответствии с рис. 1 происходит при отсутствии ГРП внутри промежутка.

Принципиальное значение ионизационного баланса для газового разряда проанализировано в книгах Таунсенда [3–5]. Его вклад в физику газового разряда не исчерпывается анализом условия самоподдержания разряда. Таунсендом были разработаны методы измерения и выполнены измерения для параметров ГРП, таких, как первый и второй коэффициенты Таунсенда, дрейфовая скорость электронов во внешнем электрическом поле и коэффициент диффузии электронов в газе (например, [7–11]), причём проведённые Таунсендом измерения сохраняют свою актуальность и в настоящее время. Следует отметить, что соотношение между подвижностью электронов в слабом поле и диффузионным коэффициентом электронов впервые было получено Таунсендом [12–15]. Впоследствии оно было использовано Эйнштейном при анализе броуновского движения [16, 17] и получило название соотношения Эйнштейна.

Условие самоподдержания ГРП имеет принципиальное значение для физики газового разряда, и уравнение (2.1) представляет собой простейший пример этого условия. Однако в действительности существует большое число типов и режимов газового разряда, и условие самоподдержания ГРП имеет различный вид в зависимости от процессов, ответственных за ионизационное равновесие. В современных книгах по газовому разряду анализируются только простейшие механизмы самоподдержания ГРП, что может ввести в заблуждение тех, кто впервые знакомится с этой областью. Для специалистов такой проблемы не возникает, поскольку они ориентируются на конкретные режимы самоподдержания ГРП, ограничиваясь только теми процессами, которые соответствуют рассматриваемому ими случаю. Особенности различных схем самоподдержания ГРП и описание режимов газового разряда частично содержатся в многочисленных книгах по газовому разряду, в частности, в [18–37], но число рассмотренных в них режимов значительно меньше, чем существует в действительности. Тем самым мы сталкиваемся с противоречием при анализе физики газового разряда, когда для объяснения определённых режимов разряда используются простейшие модели и схемы самоподдержания ГРП с ограниченным числом ответственных за это процессов, тогда как в действительности на условие самоподдержания ГРП могут влиять и другие процессы. Такое противоречие существует десятки лет, и ниже мы продемонстрируем его на простых примерах.

Условие (2.1) в силу баланса процессов ионизации и гибели электронов и ионов относится к однородной плазме. Однако уже при низкой плотности электронов и ионов распределение потенциала поля внутри газового промежутка отличается от представленного на рис. 1. Перераспределение потенциала электрического поля в силу экранировки внешнего поля электронами и ионами, находящимися в газовом промежутке, показано на рис. 2. Скажем, радиус Дебая–Гюкеля r_D [38], ответственный за экранировку внешнего поля в статическом режиме, равен 0,8 см при комнатной температуре электронов и ионов и при плотности электронов и ионов квазинейтральной плазмы $N_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$, т.е. уже такая

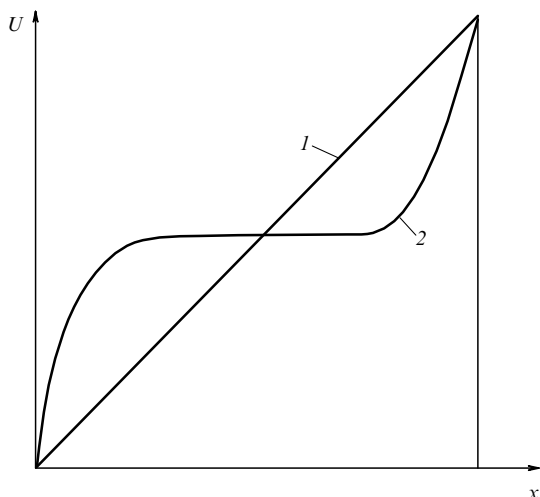


Рис. 2. Пространственное распределение электрического потенциала в газовом промежутке, если заряд электронов и ионов относительно мал и не влияет на распределение потенциала (1) и в случае, когда перераспределение электронов и ионов в газовом промежутке приводит к экранировке внешнего поля (2).

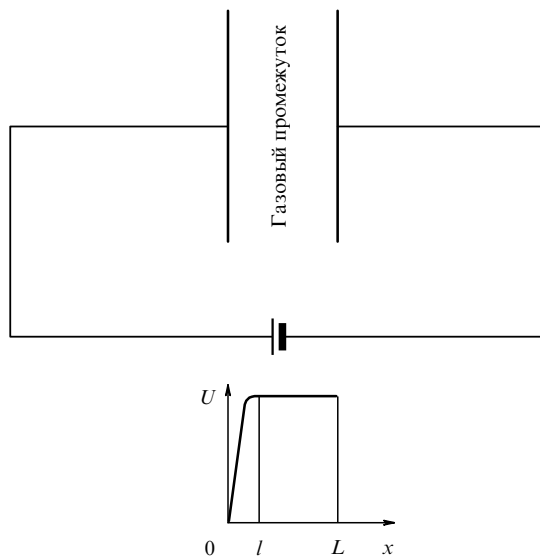


Рис. 4. Распределение напряжённости электрического поля в газовом промежутке между двумя бесконечными параллельными электродами, к которым приложено электрическое напряжение.

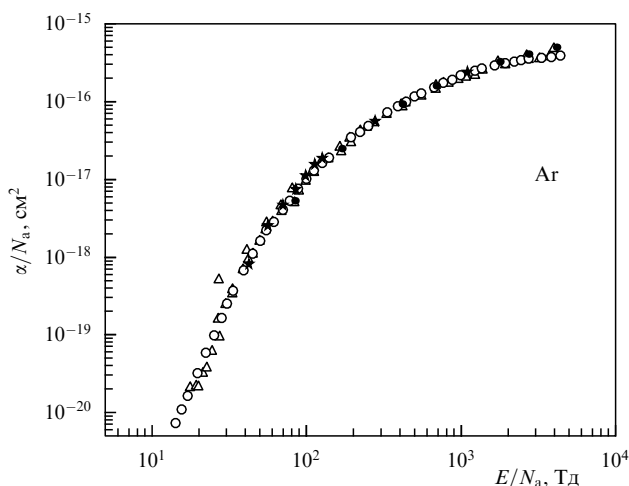


Рис. 3. Приведённый первый коэффициент Таунсенда как функция приведённого электрического поля [70].

плотность заряженных частиц обеспечивает экранировку внешнего электрического поля при размере газового промежутка $L \sim 1$ см. Отметим, что плотность электронов и ионов в тлеющем разряде находится в пределах $N_e \sim 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$, и радиус Дебая – Гюккеля r_D в этом случае меньше на три-четыре порядка величины, т.е. ГРП создаёт неоднородное электрическое поле в газовом разряде, поддерживаемом внешним электрическим полем.

Наряду со статическим перераспределением электронов и ионов в результате экранировки плазмой внешнего поля не меньшую роль в ГРП играет динамическое разделение заряда в результате ухода электронов или ионов на электроды или стенки разрядной камеры. Проанализируем условие самоподдержания газового разряда для рассмотренного на рис. 1 случая, считая теперь, что поле внутри газового промежутка может быть неоднородным. На рисунке 3 представлена зависимость приведённого первого коэффициента Таунсенда

α/N_a от приведённой напряжённости электрического поля E/N_a , где N_a — плотность атомов газа (единица для приведённой напряжённости электрического поля 1 Тд (Таунсенд) = 10^{-17} В см^2). Как видно, первый коэффициент Таунсенда резко падает с уменьшением электрического поля. Это приводит к выводу, что самоподдержание ГРП удобнее обеспечить, поддерживая высокую напряжённость электрического поля в малой области газового промежутка и относительно низкое поле в остальной части промежутка (рис. 4).

Перепишем условие самоподдержания газового разряда для неоднородной ГРП (2.1) в виде

$$\int_0^l \alpha dx = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right). \tag{2.2}$$

Обозначим через l размер области, которая обеспечивает самоподдержание ГРП (очевидно, $l < L$, где L — размер газового промежутка). Сконструируем эту область, где происходит образование заряженных частиц, компенсирующих уход ионов на электрод, таким способом, чтобы электрическое напряжение между электродами было минимальным. По сути дела мы строим катодную область тлеющего разряда, где воспроизводство заряженных частиц связано с образованием вторичных электронов на катоде при его бомбардировке ионами. Тогда получим, что оптимальное напряжение между электродами слабо зависит от характера распределения заряда в катодной области и составляет в рассматриваемом случае аргона примерно 130 В. При этом максимальная напряжённость электрического поля наблюдается около катода, причём величина приведённой напряжённости $E_c/N_a = 1300$ Тд, а приведённый размер катодной области $lN_a = 1,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$. В частности, при давлении аргона $p = 1$ торр, температуре $T = 300$ К и размере области $l = 0,45$ см имеем для напряжённости электрического поля у катода значение $E_c = 400 \text{ В см}^{-1}$.

Таким образом, газовый разряд в промежутке между двумя бесконечными параллельными электродами разбивается на две области (см. рис. 4), так что катодная

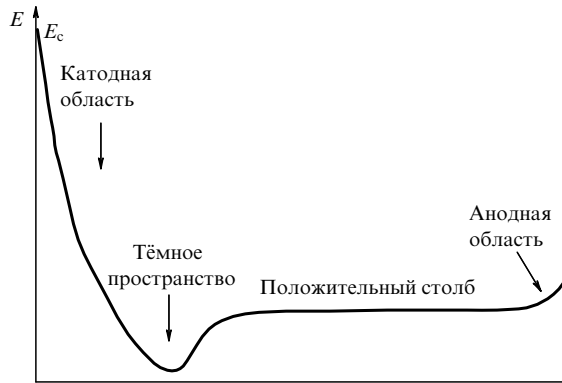


Рис. 5. Распределение напряжённости электрического поля вдоль цилиндрической разрядной трубки для тлеющего разряда; E_c — напряжённость поля вблизи катода.

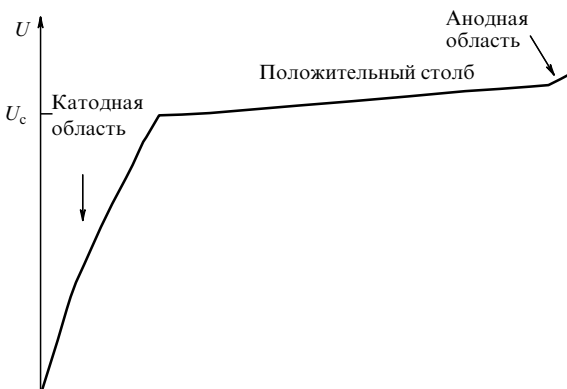


Рис. 6. Пространственное распределение электрического потенциала вдоль цилиндрической разрядной трубки для тлеющего разряда; U_c — катодное падение электрического потенциала.

область ответственна за самоподдержание ГРП, а в другой части разряда, положительном столбе, напряжённость электрического поля практически равна нулю, т.е. слабое поле поддерживает только проходящий через плазму электрический ток. В случае, если газ находится в цилиндрической трубке, напряжённость электрического поля положительного столба отлична от нуля, поскольку заряженные частицы уходят на стенки, и под действием электрического поля образуются заряженные частицы в газе, которые компенсируют потери из-за ухода частиц на стенки. На рисунке 5 схематически даётся пространственное распределение напряжённости электрического поля в цилиндрической разрядной трубке тлеющего разряда, а рис. 6 представляет пространственное распределение электрического потенциала в тлеющем разряде. Как и в случае параллельных электродов, имеется узкая катодная область, ответственная за воспроизводство заряженных частиц, а также положительный столб, где ионизационный баланс требует равенства скорости ионизации атомов (ускоренных в электрическом поле) электронным ударом и скорости прилипания заряженных частиц к стенкам. Особенность положительного столба состоит в том, что ионизационный баланс одинаков для каждого сечения положительного столба, т.е. ГРП положительного столба однородна вдоль разрядной трубки. При этом мы рассматриваем газо-

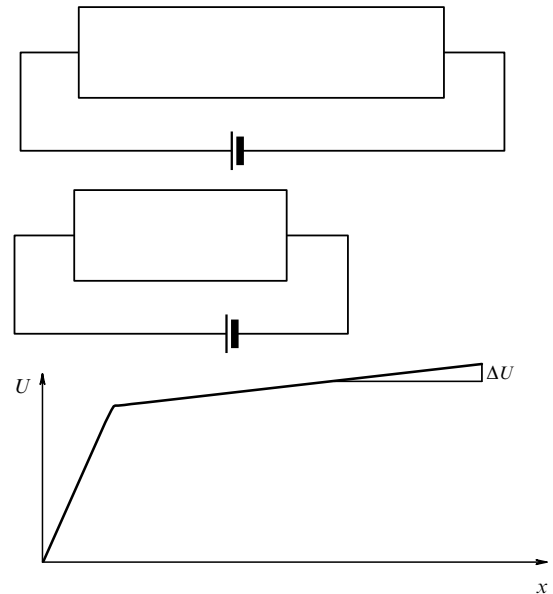


Рис. 7. Газовые разряды в цилиндрических разрядных трубках одинакового радиуса, заполненных одинаковым газом под одинаковым давлением. Малая разность электрических напряжений из-за разной длины положительного столба $\Delta U = E(L_1 - L_2)$, где E — напряжённость электрического поля в положительном столбе, L_1, L_2 — длины разрядных трубок.

вый разряд высокого давления, удовлетворяющий критерию

$$\alpha L \gg 1, \quad (2.3)$$

где L — длина разрядной трубки. Поскольку напряжённость электрического поля в положительном столбе гораздо ниже, чем в катодной области, то электрические напряжения в газовых разрядах в трубках различной длины при одинаковых радиусах трубок, давлении и сорте газа, а также токе разряда близки по величине (рис. 7).

Рассмотренная простейшая геометрия удобна для выяснения природы газового разряда по мере роста плотности электронов или электрического тока, когда происходит переход от таунсендовского разряда, в котором пространственный заряд слабо влияет на свойства разряда, к тлеющему разряду с выделением катодной области, ответственной за воспроизведение электронов, и положительного столба разряда с относительно низкой напряжённостью электрического поля. Однако детально исследованный переход между этими типами разряда [39–45] включает в себя также характер пространственного распределения тока разряда, который в таунсендовском режиме занимает всю площадь катода, тогда как в нормальном режиме ток разряда приходится на часть площади электрода. Тем самым, по мере увеличения электрического тока разряда (или плотности электронов) происходит разделение заряда как вдоль оси, перпендикулярной к электродам, так и в поперечном направлении.

3. Модель газоразрядной плазмы положительного столба

Далее мы рассмотрим ГРП положительного столба высокого давления, где длина пробега атомов и молекул

λ мала по сравнению с размерами разрядной трубки, в частности, по сравнению с её радиусом. Например, взяв радиус разрядной трубки $r_0 \sim 1$ см и газокинетическое сечение столкновения атомов $\sigma_g \sim 3 \times 10^{-15}$ см², получим для плотности атомов N_a в разряде высокого давления $N_a \gg 3 \times 10^{14}$ см⁻³ или для давления газа $p \gg 1$ Па.

Проанализируем характер ионизационного баланса в положительном столбе газового разряда для цилиндрической разрядной трубки. Этот баланс аналогичен описываемому уравнениями (2.1) и (2.2) в случае самоподдержания ГРП, находящейся в промежутке между бесконечными параллельными электродами. Будем считать, что рассматриваемый баланс поддерживается образованием заряженных частиц при ионизации атомов электронным ударом во внешнем электрическом поле и прилипанием электронов и ионов к стенкам разрядной трубки, так что ионизационное равновесие описывается следующим уравнением баланса:

$$\alpha(E) w_e(E) = \frac{1}{\tau_D}, \quad (3.1)$$

где w_e — дрейфовая скорость электронов, τ_D — характерное время диффузии электронов и ионов к стенкам. Решение этого уравнения дает напряжённость электрического поля E , которое поддерживает плазму положительного столба. Само уравнение баланса имеет вид

$$\frac{D_a}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dN_e}{d\rho} \right) + k_{\text{ion}} N_e N_a = 0, \quad (3.2)$$

где N_e , N_a — плотность электронов и атомов соответственно, ρ — расстояние от оси трубки, r_0 — радиус разрядной трубки, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии ГРП как целого, k_{ion} — константа скорости ионизации атома электронным ударом. Решение уравнения (3.2) имеет вид [46]

$$N_e(\rho) = N_0 J_0 \left(\frac{2,4\rho}{r_0} \right), \quad (3.3)$$

а граничное условие $N_e(r_0) = 0$ даёт [46]

$$N_a \frac{k_{\text{ion}} r_0^2}{D_a} = 5,78. \quad (3.4)$$

По сути дела, уравнения (3.1) и (3.4) идентичны, если характерное время ионизации τ_{ion} и характерное время диффузии к стенкам τ_D выражаются как

$$\frac{1}{\tau_D} = \frac{5,78 D_a}{r_0^2}, \quad \frac{1}{\tau_{\text{ion}}} = \alpha w_e = N_a k_{\text{ion}}, \quad (3.5)$$

причём

$$\tau_D = \tau_{\text{ion}}. \quad (3.6)$$

Отметим, что рассматриваемый режим ГРП относится к низкой плотности электронов N_e , так что электроны не влияют на поведение плазмы. Кроме того, мы рассматриваем случай разряда высокого давления в соответствии с критерием (2.3).

4. Неравновесность газоразрядной плазмы

Разнообразие процессов в ГРП и разнообразие её режимов создаёт неравновесность, которая может рассматри-

ваться как одно из принципиальных свойств газоразрядной плазмы [47, 48]. Отдельные компоненты плазмы — электроны, ионы, атомы или молекулы — как в основном, так и в возбуждённых состояниях связаны между собой определёнными процессами, которые ведут к соответствующему состоянию плазмы. Поэтому стационарная ГРП обычно не является термодинамически равновесной, а её равновесное состояние поддерживается конкретными процессами, в том числе в соответствии с уравнениями (3.1)–(3.6).

Неравновесность означает, что термодинамическое равновесие несправедливо для газоразрядной плазмы, и вместо термодинамических параметров для анализа ГРП необходимо использовать другой язык, в частности, привлечь функции распределения частиц и исследовать кинетику развития для каждой компоненты на основе кинетического уравнения Больцмана [49]. Для эволюции функции распределения электронов, находящихся в газе во внешнем поле и рассеиваемых на атомах, существенно, что при столкновении электрона с атомом с рассеянием на большие углы происходит существенное изменение импульса электрона и малое изменение его энергии. Поэтому основная часть функции распределения электронов по скоростям симметрична по углам, и малая несимметричная её часть определяет передачу энергии от поля атомам через электроны. Такой вид функции распределения [50] позволяет представить кинетическое уравнение для распределения электронов по энергиям в виде уравнения Фоккера–Планка [51, 52], причём коэффициент диффузии в пространстве энергий в случае рассеяния электрона на атомах имеет вид [53, 54]

$$B(\varepsilon) = \frac{m_e}{M} T m_e v^2 N_a v \sigma^*(v). \quad (4.1)$$

Здесь v — скорость электрона, N_a — плотность атомов, $\sigma^*(v) = \int (1 - \cos \vartheta) d\sigma$ — диффузионное сечение рассеяния электрона на атоме, так что ϑ — угол рассеяния, m_e , M — масса электрона и атома соответственно, T — температура газа.

В случае движения пробного электрона в электронном газе изменение его энергии происходит малыми порциями, поскольку основной вклад в диффузионное сечение рассеяния двух электронов в газе вносят малые углы рассеяния. В этом случае функция распределения электронов в пространстве электронных импульсов удовлетворяет уравнению Ландау [55], и если переписать его в пространстве энергий электрона, то коэффициент диффузии быстрых электронов будет иметь вид [56]

$$B_{ee}(\varepsilon) = \frac{4\pi}{3} e^4 v N_e \ln A, \quad (4.2)$$

где N_e — плотность электронов, $\ln A$ — кулоновский логарифм, учитывающий характер рассеяния в идеальной плазме, так что расстояние между сталкивающимися электронами, где энергия кулоновского взаимодействия электронов сравнивается с их кинетической энергией, мало по сравнению с радиусом Дебая–Гюккеля [38], характеризующим экранировку кулоновского взаимодействия электронов.

В зависимости от соотношения между диффузионными коэффициентами электронов в пространстве энергий имеем две формы функции распределения электронов по энергиям, причём граница между ними оценивается из равенства диффузионных коэффициентов (4.1) и

(4.2) в пространстве электронных энергий:

$$\left(\frac{N_e}{N_a}\right)_b = \frac{3}{8\pi} \frac{m_e}{M} \frac{T_e}{e^4 \ln A} \sigma^*(v). \quad (4.3)$$

Как видно, граничная степень ионизации газоразрядной плазмы для перехода между двумя режимами установления функции распределения электронов мала, что формируется двумя сомножителями в формуле (4.3), первый из которых — отношение массы электрона к массе атома, а второй — отношение сечения электрон-атомного столкновения к сечению столкновения двух электронов.

Зная характерное значение кулоновского логарифма, $\ln A = 7$, и комнатную температуру для газа, найдём граничную степень ионизации (4.3) в случае гелия, учитывая, что диффузионное сечение соударения электрона с атомом гелия в основном состоянии не зависит от энергии электрона в широкой области энергий от 0 до 10 эВ, где оно составляет $\sigma^* = (6 \pm 1) \text{ \AA}^2$ [57]. Используя это обстоятельство и указанные параметры, представим соотношение (4.3) в виде

$$\left(\frac{N_e}{N_a}\right)_b = 1,6 \times 10^{-9} \varepsilon, \quad (4.4)$$

где энергия электронов ε даётся в электронвольтах.

Если электрон-электронные столкновения становятся существенными при установлении функции распределения электронов и степень ионизации ГРП превышает величину, определяемую соотношением (4.3), то функция распределения электронов максвелловская, причём электронная температура T_e следует из энергетического баланса для электронов, получающих энергию от электрического поля и отдающих её атомам газа при столкновениях с ними. При низкой степени ионизации ГРП по сравнению с (4.3) функция распределения электронов по энергиям зависит от вида диффузионного сечения $\sigma^*(v)$ электрон-атомных столкновений. В частности, если это сечение не зависит от скорости столкновения, удобно ввести длину пробега электрона в газе как $\lambda = 1/(N_a \sigma^*(v))$. Тогда зависимость функции распределения от энергии электронов на её хвосте, когда энергия электронов значительно превышает как тепловую энергию атомов, так и среднюю энергию электронов, имеет вид [58, 59]

$$f_0(\varepsilon) \sim \exp \left[-\frac{m_e}{M} \left(\frac{\varepsilon}{eE\lambda} \right)^2 \right], \quad (4.5)$$

где E — напряжённость электрического поля.

Таким образом, газоразрядная плазма как физический объект является неравновесной системой в термодинамическом понимании, так что стационарное состояние ГРП зависит от скорости устанавливающих его процессов. Поэтому возможны различные режимы установления равновесия в ГРП, причём анализ газоразрядной плазмы должен проводиться на "языке" функций распределения для электронов и ионов.

5. Перенос электронов в газоразрядной плазме

Ионизационный баланс не исчерпывает всей информации о ГРП. Дополнительную информацию можно полу-

чить из анализа вольт-амперной характеристики плазмы. В пределе низкой плотности электронов и ионов напряжённость электрического поля не зависит от разрядного тока. Но в катодной области эта зависимость имеет место при больших токах, поскольку здесь плотность ионов превышает плотность электронов и можно считать, что плотность электронов и ионов в положительном столбе близка к плотности на границе катодной области, если разрядный ток покрывает всю площадь катода. При низких значениях разрядного тока, когда он занимает малую часть площади катода, переходная область между катодной областью и положительным столбом (где разрядный ток распределён по всему сечению разрядной трубки) может быть заметной и играть самостоятельную роль. Ток электронов в положительном столбе I (ионы дают малый вклад в ток разряда) определяется следующей формулой:

$$I = e \int_0^{r_0} 2\pi\rho \, d\rho N_e(\rho) w_e, \quad (5.1)$$

где e — заряд электрона, причём, как и в пределе малых напряжённостей электрического поля, принимается, что дрейфовая скорость электрона пропорциональна напряжённости, $w_e = EK_e$, т.е. подвижность электронов K_e не зависит от напряжённости. Это соответствует тау-приближению, где характерное время электрон-атомных столкновений τ_e не зависит от энергии электронов. В этом предельном случае дрейфовая скорость электронов следует из уравнения движения для электронов, которое имеет вид

$$m_e \frac{dw_e}{dt} = eE - m_e \frac{w_e}{\tau_e}.$$

Поскольку $1/\tau_e = N_a k_e$, где константа скорости k_e упругого электрон-атомного столкновения считается не зависящей от скорости электрона, имеем для дрейфовой скорости электронов

$$w_e = \frac{eE\tau_e}{m_e} = \frac{eE}{m_e N_a k_e}. \quad (5.2)$$

Указанное предположение о постоянстве константы скорости для рассеяния электронов на атоме, упрощающее проведённые выкладки, обычно используется в учебниках по газовому разряду.

Однако, переходя к реальным условиям, можно отказаться от сделанного допущения, согласно которому дрейфовая скорость электронов w_e пропорциональна напряжённости электрического поля E . В общем случае дрейфовая скорость электронов даётся следующей формулой [60]:

$$w_e = -\frac{eE}{3m_e N_e} \int_0^\infty \frac{4\pi v_e^3}{v_{ea}} \frac{df_0}{dv_e} dv_e, \quad (5.3)$$

где частота упругих электрон-атомных столкновений

$$v_{ea} = N_a v_e \sigma_{ea}^*. \quad (5.4)$$

Здесь $\sigma_{ea}^* = \int (1 - \cos \vartheta) d\sigma_{ea}$ — диффузионное сечение рассеяния электрона на атоме, ϑ — угол рассеяния, $d\sigma_{ea}$ — дифференциальное сечение рассеяния электрона

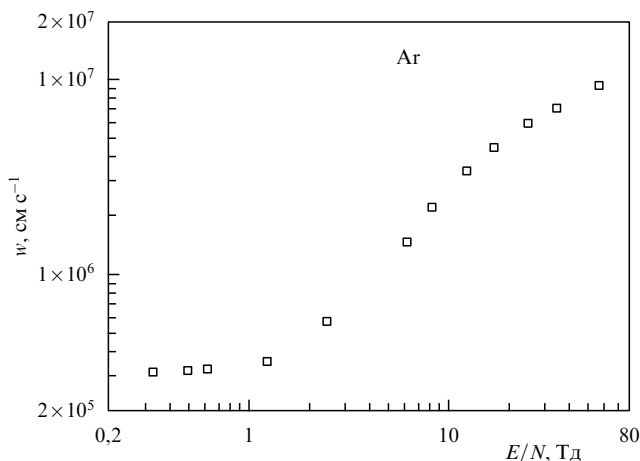


Рис. 8. Дрейфовая скорость электронов в аргоне в пределе малой плотности электронов [9, 64].

на атоме. Сферически симметричная часть $f_0(v_e)$ функции распределения электронов нормирована условием

$$\int_0^\infty f_0(v_e) 4\pi v_e^2 dv_e = N_e. \tag{5.5}$$

Отсюда следует, что формула (5.2) справедлива, если диффузионное сечение упругого электрон-атомного столкновения σ_{ea}^* обратно пропорционально скорости электрона v_e , т.е. $\sigma_{ea}^* \sim 1/v_e$.

В реальной ситуации такой простой зависимости сечения от скорости столкновения не наблюдается. В частности, в случае рассеяния электрона на атомах аргона, криптона и ксенона диффузионное сечение рассеяния имеет глубокий минимум при энергиях электрона 0,3–0,5 эВ в силу эффекта Рамзауэра [61–63], причём сечение электрон-атомного столкновения при таких энергиях примерно на два порядка величины отличается от соответствующего значения при нулевой энергии. Этот факт приводит к зависимости подвижности электрона в газе от напряжённости электрического поля и в определённых случаях ведёт к специфической неустойчивости ГРП. В качестве примера на рис. 8 показана зависимость дрейфовой скорости электрона в аргоне от приведённой напряжённости внешнего электрического поля (согласно измерениям [9, 64]). Отметим, что сама функция распределения электронов по скоростям, входящая в формулу (5.3), зависит в том числе и от диффузионного сечения рассеяния электрона на атоме $\sigma_{ea}^*(v)$.

6. Ионизация при однократных электрон-атомных столкновениях в газоразрядной плазме

Вводя первый коэффициент Таунсенда α как характеристику скорости ионизации в газовом разряде, мы считали, что ионизация атомов электронным ударом в плазме происходит при однократных электрон-атомных столкновениях согласно схеме



Тогда, по определению, константа скорости ионизации в уравнении ионизационного баланса (3.4), выраженная

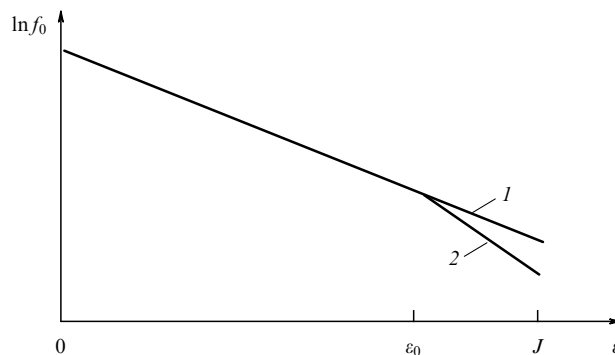


Рис. 9. Функция распределения электронов по энергиям в случаях, когда хвост функции распределения за счёт потери быстрых электронов в результате возбуждения атомов восстанавливается (1) и не восстанавливается (2) в результате упругих электрон-атомных столкновений.

через функцию распределения электронов, имеет вид

$$k_{ion} = \frac{1}{N_e} \int_{v_i}^\infty 4\pi v_e^3 \sigma_{ion}(v_e) f_0(v_e) dv_e, \tag{6.2}$$

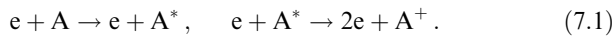
где $\sigma_{ion}(v_e)$ — сечение ионизации атома электронным ударом, v_i — пороговая скорость электрона для ионизации атома. Поскольку средняя энергия электронов в газовом разряде мала по сравнению с потенциалом ионизации атома J , константа скорости ионизации k_{ion} определяется хвостом функции распределения электронов.

Ориентируясь на атомные газы, имеем, что функция распределения электронов по скоростям $f_0(v_e)$ до порога возбуждения определяется упругими столкновениями электрона с атомом. При этом существенно, что заметное изменение энергии электрона происходит в результате многих столкновений с атомами газа, так что в рамках схемы (6.1) для процесса ионизации при электрон-атомных столкновениях имеются различные режимы установления хвоста функции распределения электронов по энергиям выше порога возбуждения атома. Действительно, после возбуждения атома электрон замедляется и относительно долго набирает энергию в электрическом поле после многих упругих столкновений с атомами. Поэтому в пределе малых плотностей электронов имеются два режима для функции распределения электронов $f_0(\epsilon)$ по энергии [65, 66], которые представлены на рис. 9. В первом случае характерное время возбуждения атомов велико по сравнению с временем восстановления хвоста функции распределения, и тогда производная для функции распределения электронов не меняется вблизи порога возбуждения. Во втором случае имеет место обратное соотношение между указанными временами, и функция распределения электронов резко падает после порога возбуждения с увеличением энергии электронов из-за процессов возбуждения атомов. Это ведёт к разным режимам для возбуждения и ионизации атомов в газе [67].

7. Ионизация в газоразрядной плазме с участием возбуждённых атомов

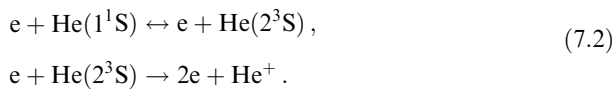
Уравнения ионизационного баланса (3.1) и (3.4) основаны на схеме (6.1) для процесса ионизации, когда он

происходит в результате однократных электрон-атомных столкновений. В плотном газе возможны и другие каналы ионизации атомов при соударениях с электронами через образование возбуждённых атомов. Простым механизмом такого типа является ступенчатая ионизация атомов, когда первой стадией процесса ионизации является образование возбуждённого состояния, так что ионизационный процесс происходит согласно схеме



Вторая стадия ионизационного процесса имеет место в данной схеме, если скорость тушения возбуждённого атома электронным ударом превышает скорости разрушения возбуждённых атомов в других процессах — таких как излучение атома и тушение на стенках. Поэтому ступенчатый процесс ионизации в ГРП происходит при относительно высокой плотности электронов, так что увеличение разрядного тока ведёт к изменению режима ионизационного баланса, от однократной к ступенчатой ионизации атомов.

В том случае, когда равновесие между атомами в основном и возбуждённом состоянии поддерживается за счёт столкновений с электронами в соответствии со схемой (7.1), а функция распределения электронов по энергиям определяется их дрейфом в газе во внешнем электрическом поле, ступенчатая ионизация атомов электронным ударом является более эффективной, чем прямая ионизация, пока средняя энергия электронов относительно мала. Продемонстрируем ступенчатый режим ионизации в ГРП на примере гелия, когда метастабильные атомы гелия определяют ступенчатую ионизацию атомов в плазме. В данном случае имеет место следующая схема процесса в соответствии с (7.1):



Например, при приведённой напряжённости электрического поля $E/N_a = 10$ Тд (характерное значение приведённой напряжённости электрического поля для положительного столба тлеющего разряда) константа скорости прямой ионизации равна $k_{\text{ion}} = 1,1 \times 10^{-13} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, если считать, что процесс возбуждения атома электронным ударом не влияет на функцию распределения электронов по скоростям на хвосте функции распределения. Константа скорости ионизации атома в метастабильном состоянии составляет $k_{\text{ion}}^m = 4,2 \times 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ (для сравнения константа скорости тушения метастабильного атома при столкновении с медленным электроном равна $k_q = 3,1 \times 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [68, 69]), а концентрация атомов в метастабильном состоянии $N_m^{\text{eq}}/N_a = 1,2 \times 10^{-3}$, т.е. скорость ионизации атомов через образование метастабильного состояния более чем на три порядка превышает скорость прямой ионизации атомов гелия электронным ударом при этой напряжённости электрического поля. Отметим, что потенциал ионизации в основном и возбуждённом состояниях атома гелия составляет соответственно 24,59 и 4,77 эВ, а энергия возбуждения метастабильного атома гелия равна 19,82 эВ.

Очевидно, ступенчатая ионизация перестаёт быть доминирующим каналом ионизации атомов при малых плотностях электронов, когда возбуждённые атомы

Таблица. Коэффициенты диффузии метастабильных атомов D^* , атомных ионов $D(A^+)$ и молекулярных ионов $D(A_2^+)$ инертных газов в собственном газе при температуре $T = 300$ К. Диффузионные коэффициенты приведены к нормальной плотности атомов газа $N = 2,69 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [70]

Газ (A)	He	Ne	Ar	Kr	Xe
D^* , $\text{см}^2 \text{ с}^{-1}$	0,59	0,20	0,067	0,039	0,024
$D(A^+)$, $\text{см}^2 \text{ с}^{-1}$	0,28	0,10	0,041	0,022	0,013
$D(A_2^+)$, $\text{см}^2 \text{ с}^{-1}$	0,49	0,16	0,049	0,031	0,018

гибнут по другим каналам, не связанным с электронными столкновениями, и плотность возбуждённых атомов становится гораздо ниже равновесной. В положительном столбе газового разряда такими процессами могут быть излучение возбуждённых атомов или уход возбуждённых атомов на стенки в результате их диффузии в газе. Последний процесс важен для метастабильных атомов и при низкой концентрации электронов определяет время жизни метастабильных атомов, которое выражается через их коэффициент диффузии в газе. В таблице даны приведённые значения для коэффициентов диффузии метастабильных атомов инертных газов в собственном газе [70]. При этом метастабильное состояние атомов гелия относится к состоянию $\text{He}(2^3\text{S})$, а для других инертных газов, состоящих из атомов сорта A , к состоянию $A(3^3\text{P}_2)$. Как видно, коэффициент диффузии метастабильных атомов инертных газов в собственном газе близок к коэффициенту диффузии молекулярных ионов. В случае, если потеря возбуждённых атомов происходит в результате их диффузии к стенкам цилиндрической разрядной трубки, время жизни возбуждённых атомов связано с коэффициентом диффузии атомов посредством формулы (3.5).

Включая прямую и ступенчатую ионизацию атомов электронным ударом в уравнение ионизационного баланса ГРП (3.5), перепишем уравнение для случая, когда ступенчатый процесс (7.1) вносит вклад в ионизационный баланс ГРП. Тогда уравнение (3.5) принимает вид

$$\frac{1}{\tau_D} = N_a k_{\text{ion}} + N_m k_{\text{ion}}^m, \quad (7.3)$$

где N_a , N_m — плотности атомов в основном и метастабильном состояниях, k_{ion} , k_{ion}^m — константы скорости прямой ионизации для атомов гелия в основном и метастабильном состояниях при столкновениях с электроном. Определим границу перехода от однократной к ступенчатой ионизации, когда оба члена в правой части уравнения (7.3) становятся равными. Очевидно, это имеет место, если гибель возбуждённых атомов на стенках происходит значительно скорее, чем в результате столкновения с электронами. Тогда плотность метастабильных атомов в уравнении (7.3) равна

$$N_m = N_m^{\text{eq}} \frac{\tau_D}{\tau_e} = N_m^{\text{eq}} \frac{5,78 D^*}{k_q r_0^2}, \quad (7.4)$$

где N_m^{eq} — равновесная плотность метастабильных атомов, которая устанавливается в случае, когда процессы с участием электронов доминируют, τ_D , τ_e — времена ухода метастабильных атомов на стенки и в результате тушения электронным ударом.

Рисунок 10 [71] даёт границу анализируемых режимов ионизации при некоторых значениях приведённого ра-

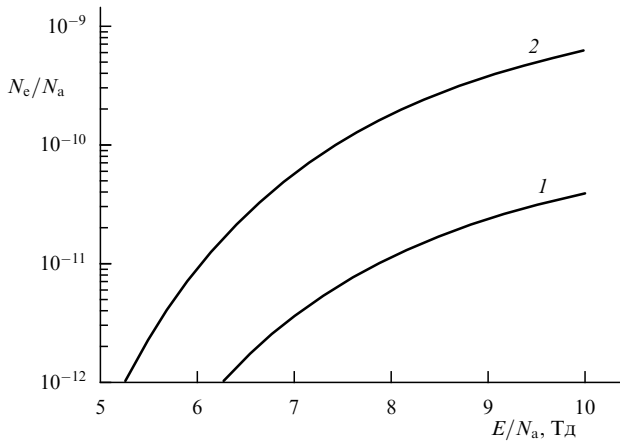


Рис. 10. Граничная степень ионизации гелия в ГРП (N_e — плотность электронов, N_a — плотность атомов гелия) для перехода между прямой и ступенчатой ионизацией атома гелия электронным ударом. Граничная степень ионизации определяется равенством двух членов в правой части уравнения (7.3) при заданной напряженности электрического поля. Приведенные плотности атомов гелия $N_a r_0$ равны $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (1) и $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (2).

диуса разрядной трубки, подходящего для положительного столба тлеющего разряда. Отметим, что рассматривается режим низкой плотности электронов для установления функции распределения электронов по энергиям в результате упругих столкновений электронов с атомами газа, находящегося во внешнем электрическом поле. Как следует из рис. 10, ступенчатая ионизация может доминировать при малой степени ионизации газа и имеет место в том числе и в тлеющем разряде. При этом заложенное в основу ступенчатой ионизации (7.2) равновесие между атомами в основном и метастабильном состояниях имеет свой порог, который может быть порогом ступенчатой ионизации.

Полученная граничная плотность электронов, при которой сравниваются скорости прямой и ступенчатой ионизации атомов в газе под действием внешнего электрического поля, соответствует режиму, когда разрушение метастабильных атомов происходит в результате тушения на стенках. Далее мы определим более высокую граничную плотность электронов N_e , при которой скорости тушения возбужденных атомов в результате столкновения с электронами и на стенках совпадают. Эта граничная плотность электронов по аналогии с уравнениями (3.5) и (3.6) определяется условием $\tau_D = \tau_e$ или

$$N_e k_q = \frac{5,78 D^*}{r_0^2}, \quad (7.5)$$

где k_q — константа скорости тушения возбужденного атома при столкновении с электроном, D^* — коэффициент диффузии возбужденного атома в газе, r_0 — радиус разрядной трубки. Уравнение (7.5) даёт следующее соотношение для граничной степени ионизации газоразрядной плазмы N_e/N_a в зависимости от приведенной плотности атомов $N_a r_0$:

$$\frac{N_e}{N_a} = \frac{C}{(N_a r_0)^2}, \quad C = \frac{5,78 D^* N_a}{k_q}, \quad (7.6)$$

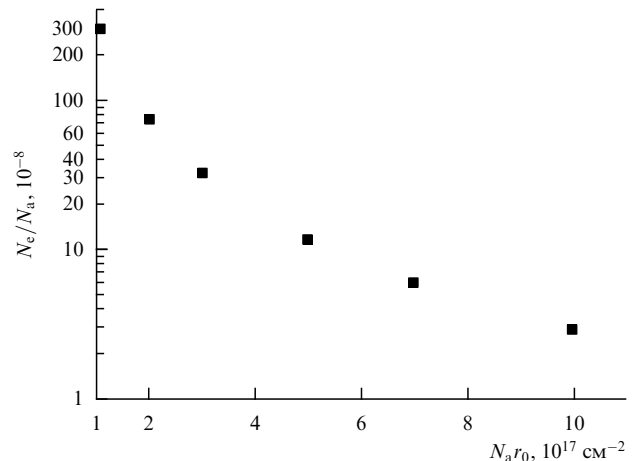


Рис. 11. Граничная степень ионизации гелия в ГРП, при которой скорость тушения метастабильных атомов в результате столкновения с электронами и скорость тушения на стенках сравниваются, что определяется уравнением (7.6).

и поскольку коэффициент диффузии возбужденного атома в газе D^* обратно пропорционален плотности атомов N_a , коэффициент пропорциональности C не зависит от плотности атомов. На рисунке 11 приводится зависимость (7.6) для рассматриваемого случая ступенчатой ионизации в гелии, причём при этой граничной плотности электронов имеет место ступенчатый характер ионизации согласно схеме (7.2).

Как следует из результатов, приведенных на рис. 10, 11, ступенчатая ионизация в гелии начинается с достаточно низких степеней ионизации плазмы и имеет место в газовом разряде средней мощности. Отметим, что слабая зависимость диффузионного сечения рассеяния электрона на атоме гелия в основном состоянии, которое в широкой области энергий электрона можно считать равным $\sigma^* = 6 \text{ \AA}^2$ [57], приводит к простому аналитическому выражению для функции распределения электронов по энергиям типа (4.5) в области энергий, где отсутствуют процессы неупругого рассеяния электронов на атомах, что упрощает анализ (см., например, [71]). В частности, при типичной приведенной напряженности электрического поля $E/N_a = 10 \text{ Тд}$ в гелии электрон набирает энергию $eE\lambda = 0,17 \text{ эВ}$ в промежутке между соседними столкновениями, тогда как средняя энергия электронов $\bar{\epsilon}$ при указанной напряженности электрического поля составляет 6,1 эВ. Соотношение между этими энергиями показывает, что электрон испытывает большое число упругих столкновений с атомами, прежде чем достигнет средней энергии или порога возбуждения атома.

Полученные выводы о конкуренции прямой и ступенчатой ионизации в ГРП являются общими для различных сортов газа. На рисунке 12 сравниваются скорости прямой и ступенчатой ионизации в неоне в соответствии со схемами процессов (6.1) и (7.2), причём первый коэффициент Таунсенда для первого процесса следует из собранных в обзоре [64] данных измерений для малых плотностей электронов, когда возбужденные атомы не вносят вклада в скорость ионизации. Как видно, переход от прямой ионизации к ступенчатой приводит к заметному изменению напряженности электрического поля, необходимой для поддержания ГРП. Это может

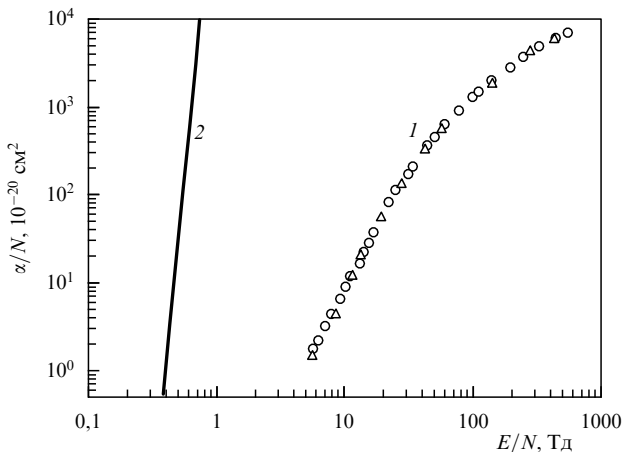


Рис. 12. Приведённый первый коэффициент Таунсенда в неоне как функция приведённого электрического поля. 1 — ионизация происходит при прямых электрон-атомных столкновениях, и значения приведённого коэффициента Таунсенда отвечают измерениям при малых плотностях электронов [64]; 2 — равновесие между электронами и возбуждёнными атомами неона поддерживается при каждом значении напряжённости электрического поля, а новые электроны и ионы образуются при ионизации возбуждённых атомов, т.е. имеет место ступенчатая ионизация атомов в соответствии со схемой (7.1) [71].

вызвать скачкообразное изменение параметров газового разряда при изменении тока разряда, а также неоднородное распределение заряда в ГРП, как это имеет место в стратифицированном разряде [72, 73].

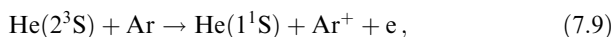
Присутствие возбуждённых атомов в ГРП открывает новые каналы ионизации, такие как ассоциативная ионизация атомов:



где энергия, необходимая для освобождения электрона, берётся из энергии диссоциации образующегося молекулярного иона. В этом случае атомы A и B могут быть одинакового сорта, как это имеет место в фоторезонансной плазме. Другой ионизационный процесс с участием возбуждённых атомов — процесс Пеннинга [74, 75]



в котором потенциал ионизации атома B ниже энергии возбуждения атома A . Типичным примером такой ионизации является процесс



так что малая добавка тяжёлых инертных газов к гелию, начиная с концентраций $\sim 10^{-4}$, уменьшает напряжение пробоя в гелии. Таким образом, возбуждённые атомы в ГРП влияют на её ионизационный баланс и ведут к дополнительным каналам ионизации в плазме.

8. Характер разрушения газоразрядной плазмы положительного столба

В уравнениях ионизационного равновесия (3.1) или (3.4) мы считаем, что потери электронов и ионов в ГРП связаны с их диффузионным уходом на стенки в результате амбиполярной диффузии. Коэффициент амбиполярной диффузии в ГРП определяется в большей степени коэффициентом диффузии ионов, который, в свою оче-

редь, зависит от сорта ионов в плазме. Например, в случае разряда в инертном газе при низких температурах (в частности, ниже 700 К при типичных условиях тлеющего разряда в аргоне) основным сортом ионов в ГРП являются молекулярные ионы типа Ar_2^+ , и тогда коэффициент амбиполярной диффузии выражается через коэффициент диффузии этих ионов. При высоких температурах основным сортом ионов становится атомный ион, причём коэффициенты диффузии для атомных и молекулярных ионов в ГРП различаются (см. таблицу), поскольку в случае молекулярных ионов типа Ar_2^+ коэффициент диффузии ионов в газе определяется упругим рассеянием молекулярных ионов на атомах газа, тогда как в случае атомных ионов типа Ar^+ коэффициент диффузии связан с резонансной перезарядкой атомных ионов на атомах. Различие между коэффициентами диффузии атомных и молекулярных ионов в ГРП увеличивается по мере роста температуры. Поскольку изменение температуры ведёт к изменению сорта ионов, оно сопровождается и изменением режима ионизационного баланса в ГРП.

Переход от атомных ионов к молекулярным может привести к принципиальному изменению характера ионизационного баланса в газоразрядной плазме. Действительно, в случае молекулярных ионов гибель заряженных частиц в ГРП может определяться диссоциативной рекомбинацией, протекающей в случае ГРП инертного газа согласно схеме



Пока плотность электронов мала, доминирует диффузионный механизм гибели заряженных частиц в ГРП, однако при относительно высоких плотностях электронов процесс диссоциативной рекомбинации электронов и молекулярных ионов (8.1) может стать ответственным за потерю заряженных частиц в ГРП. Поэтому даже в случае молекулярных ионов имеются два различных режима гибели заряженных частиц в зависимости от плотности электронов и ионов. Тем самым имеются различные режимы ионизационного баланса в ГРП в зависимости от характера потери заряженных частиц.

Таким образом, мы получаем большое разнообразие процессов, определяющих ионизационный баланс в ГРП. В газовом разряде среднего давления образование и разрушение возбуждённых атомов, в том числе и с участием электронов, влияет на характер ионизационного баланса. Включая в рассмотрение этих процессов функцию распределения электронов (движущихся в газе во внешнем поле) по скоростям или по энергиям, отметим самосогласованность проблемы, поскольку скорость возбуждения и ионизации атомов определяется хвостом функции распределения, а та, в свою очередь, зависит как от скорости упругих столкновений, так и от плотности возбуждённых атомов в газоразрядной плазме. Это создает разнообразие режимов и для самой функции распределения электронов (см., например, [67, 76, 77]).

9. Тепловой баланс для положительного столба газового разряда

Анализируя свойства газоразрядной плазмы положительного столба в цилиндрической разрядной трубке, мы неявно полагали, что присутствие электронов и

ионов не влияет на свойства газа, заполняющего трубку. В действительности это влияние может быть различным. Например, при добавке легко ионизируемой присадки к буферному газу (в частности, паров металла в инертный газ) ионы образуются за счёт ионизации этой добавки. Поскольку ионы движутся к катоду под действием электрического поля разряда, этот перенос может привести к неоднородному распределению добавки вдоль разрядной трубки. Если свечение разряда создаётся излучением возбуждённых атомов добавки, получим неоднородное распределение свечения вдоль разрядной трубки, причём максимальная интенсивность излучения концентрируется вблизи катода. Это явление — электрофорез — возможно при типичных условиях тлеющего разряда.

Протекание электрического тока через газоразрядную трубку под действием приложенного напряжения вызывает выделение тепла и приводит к нагреванию газа. Ранее был рассмотрен пример такого рода, когда нагревание ГРП инертного газа ведёт к изменению сорта ионов и соответственно к изменению режима ионизационного разряда в плазме. При этом изменение основного сорта ионов (переход между молекулярными и атомными ионами) происходит при температуре в сотни градусов Кельвина, что характерно для тлеющего разряда.

Другой пример относится к молекулярным газовым лазерам, которые работают на переходах между колебательными состояниями молекулы и действуют в ограниченной области температур газоразрядной плазмы. Механизм работы этих лазеров опирается на селективное заселение молекул в верхнем состоянии перехода, а нижнее состояние лазерного перехода разрушается при столкновениях с атомами или молекулами газа. При этих условиях увеличение удельной мощности, вводимой в положительный столб газового разряда, ведёт к росту плотности возбуждённых молекул, т.е. к увеличению мощности лазерного излучения. Но одновременно это приводит к росту температуры ГРП, что создаёт нелинейное увеличение заселённости молекул на нижнем лазерном уровне. При некоторой температуре (для CO₂-лазера эта температура составляет примерно 600–700 К [78, 79]) инверсная заселённость для этих колебательных состояний пропадает, и лазерная генерация прекращается.

При больших разрядных токах нагревание газа имеет принципиальное значение для параметров ГРП. Для описания свойств ГРП положительного столба необходимо к уравнению ионизационного баланса и закону Ома добавить уравнение теплового баланса ГРП. Если перенос электронов даёт малый вклад в перенос тепла, уравнение теплового баланса для плазмы, находящейся в цилиндрической разрядной трубке, имеет вид уравнения Эленбааса – Хеллера [23, 80], т.е.

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left[\rho \kappa(T) \frac{dT}{d\rho} \right] + p(\rho) = 0. \quad (9.1)$$

Здесь κ — коэффициент теплопроводности газа, причём второй член этого уравнения, удельная мощность тепловыделения благодаря электрическому току, $p(\rho) = iE$, где i — плотность электрического тока, E — напряжённость электрического поля. На основе закона Ома имеем $i = \Sigma E$, где Σ — проводимость ГРП. Тем самым уравнение теплового баланса (9.1) отвечает тепловыделению

за счёт прохождения электрического тока и переносу тепла в результате теплопроводности газа.

Тепловые процессы представляют особый интерес для дуговой плазмы, где влияние теплового эффекта на параметры газоразрядной плазмы велико. В качестве наиболее яркого примера такого типа рассмотрим контракцию дугового разряда в плотном газе [81–83], когда электрический ток занимает малую часть положительного столба газоразрядной трубки вблизи её оси. Действительно, будем считать, что в плотной ГРП устанавливается термодинамическое равновесие, так что плотность электронов и ионов определяется равновесием типа Саха, и плотность заряженных частиц резко возрастает с увеличением температуры. Однако теплоотвод возрастает не столь резко, если он в соответствии с уравнением теплового баланса (9.1) определяется теплопроводностью ГРП. В результате возникает неустойчивость, вызывающая сжатие разряда. Когда ГРП занимает небольшую область вблизи оси, градиент температуры возрастает, что обеспечивает тепловой баланс в соответствии с уравнением (9.1). При этом отметим, что большие градиенты температуры в плотном газе могут вызвать конвективную неустойчивость, которая приводит к конвективному перемешиванию газа и означает изменение характера теплоотвода в газоразрядной плазме.

10. Нестационарности и неоднородности газоразрядной плазмы

Разнообразие режимов ГРП и их конкуренция могут привести к ступенчатому изменению параметров плазмы при изменении внешних параметров, а также к неустойчивостям, создаваемым неоднородным распределением ГРП. Продемонстрируем это на простом примере стационарной ГРП, находящейся в постоянном электрическом поле. Электроны перемещаются в ней в среднем с дрейфовой скоростью. Давайте создадим дрейфовую волну (например, [67]), создав возмущение плотности электронов δn_e вблизи катода. Это возмущение будет распространяться в однородной ГРП с дрейфовой скоростью электронов и расплываться как за счёт диффузии электронов, так и в результате кулоновского расталкивания электронов.

Теперь представим режим, когда в ГРП происходит ионизация, причём скорость ионизации атомов при столкновении с электронами увеличивается при возрастании плотности электронов в силу изменения режима ГРП или режима ионизации. Тогда возникает самоорганизация неоднородного распределения электронов, и образующиеся при этом ионизационные волны являются стратами. Существуют различные механизмы возникновения страт как в режиме бегущих, так и в режиме стоячих ионизационных волн, которые широко исследуются в течение долгого времени [84–91]. Если взглянуть на возникновение страт как ионизационных волн с точки зрения самого газового разряда, то их появление означает, что при наличии страт заданный ток положительного столба разряда характеризуется более низким напряжением разряда при стратифицированной структуре разряда, чем в случае однородной ГРП [29].

Общий критерий распространения ионизационных волн в ГРП требует наличия существенной зависимости

скорости ионизации от плотности электронов, что, например, происходит при переходе от прямой к ступенчатой ионизации в ГРП. Далее, существование неоднородного распределения параметров ГРП, включая потенциал плазмы, должно поддерживать такое распределение. Данные критерии могут быть выполнены при различных режимах ГРП, однако это явление требует более детального исследования [92–94].

Возможность возникновения ионизационных волн в ГРП связана с характером изменения энергии электронов при столкновении с атомами. Длина пробега λ_e , соответствующая заметному изменению энергии электрона, если эта энергия не превышает пороговое значение для возбуждения атома, больше, чем длина пробега электронов λ относительно упругого рассеяния электрона, грубо в $\sqrt{M/m_e}$ (m_e — масса электрона, M — масса атома), т.е. примерно на два порядка. Например, при давлении $p = 1$ торр в гелии $\lambda \approx 0,05$ см, соответственно длина пробега относительно изменения энергии превышает поперечный размер лабораторной разрядной трубки. Такое соотношение даёт для энергии электрона $\varepsilon(\mathbf{r}_2)$ в точке \mathbf{r}_2 (если в точке \mathbf{r}_1 он имеет энергию $\varepsilon(\mathbf{r}_1)$) [95]:

$$\varepsilon(\mathbf{r}_2) = \varepsilon(\mathbf{r}_1) + eU(\mathbf{r}_2) - eU(\mathbf{r}_1), \quad (10.1)$$

где $U(\mathbf{r}_2)$, $U(\mathbf{r}_1)$ — электрический потенциал ГРП в указанных точках. Это определяет нелокальные явления в кинетике электронов для ГРП и позволяет понять характер переноса электронов и создания неоднородностей в газоразрядной плазме, включая стратификацию разряда [96–98].

Отметим, что стратифицированный характер пространственного распределения ГРП возможен не только для различных сортов газа, но также и для различной геометрии разряда. В частности, в сферическом стратифицированном разряде [99–101] наблюдается противоположное направление электрического поля в страте по отношению к направлению электрического поля в разряде.

Другой особенностью неоднородной ГРП являются электрические домены, которые в своей основе имеют дрейфовые волны, так что сгустки плазмы распространяются в ГРП с дрейфовой скоростью электронов. Хотя это явление было открыто для полупроводниковой плазмы [102, 103], оно характерно также и для ГРП [67, 104]. Для существования электрического домена необходима немонотонная зависимость дрейфовой скорости электронов от напряжённости электрического поля, которая обеспечивает устойчивое состояние электрического домена.

11. Модели газоразрядной плазмы

Проведённый анализ показывает разнообразие режимов ГРП и позволяет выделить основные факторы, определяющие её свойства при конкретных условиях. Это даёт возможность сформулировать общий подход к анализу однородной ГРП, опираясь на следующие уравнения, определяющие свойства конкретной плазмы и режим её развития:

1. Уравнение ионизационного баланса.
2. Уравнение для тока газового разряда или вольт-амперная характеристика газоразрядной плазмы.
3. Уравнение теплового баланса газоразрядной плазмы.

Поскольку эти уравнения в общем случае включают большое число процессов, обеспечивающих баланс заряженных частиц и тепловой баланс ГРП, неудобно использовать универсальный метод в общем виде. Однако такой подход продуктивен при анализе конкретной газоразрядной плазмы с ограниченным числом процессов, ответственных за её свойства. В данном случае можно выделить наиболее важные элементы, влияющие на свойства плазмы, включив в рассмотрение ограниченное число режимов её развития. Эти общие принципы сохраняются также для неоднородной и нестационарной газоразрядной плазмы, составляя основу её моделирования.

12. Заключение

Как следует из проведённого анализа, даже в простейшем случае газоразрядной плазмы, находящейся в положительном столбе цилиндрической газоразрядной трубки, возникает много режимов её поддержания и развития в зависимости от напряжённости электрического поля или плотности электронов, а также давления газа или плотности атомов. При этом мы ограничились простейшей геометрической конструкцией и сортом газа, тогда как выход за эти рамки ещё более увеличит число возможных режимов ГРП. Действительно, переход к молекулярным системам делает важными процессы перехода между колебательными и вращательными состояниями молекул при столкновениях. При включении в рассмотрение электроотрицательных газов необходимо учесть процессы образования и разрушения отрицательных ионов. Химические процессы при создании ГРП в химически активных газах могут иметь принципиальное значение для её свойств. Далее, мы ограничились однородной или почти однородной плазмой, тогда как неоднородности могут играть важную роль для различных типов ГРП. Мы определяем газоразрядную плазму как среду, возникающую под действием внешнего поля и обеспечивающую прохождение электрического тока через газовую систему. Как система, возникающая под действием внешнего воздействия, газоразрядная плазма в принципе неоднородна и содержит области, имеющие определённое назначение, например, катодную область, обеспечивающую восстановление потери ионов, уходящих на катод, и положительный столб — однородную по длине часть плазмы с возможно малым падением напряжения в этой области. При этом мы ориентируемся на газовый разряд в цилиндрической трубке, возникающий под действием постоянного во времени электрического напряжения. Использование переменных или импульсных полей, а также комбинаций электрического и магнитного поля также существенно расширяет возможные режимы газового разряда и ГРП. На основе данных рассуждений мы приходим к выводу о необходимости режимов газоразрядной плазмы.

Тем самым мы приходим к противоречию между принципами ГРП и режимами её развития. Основной принцип ГРП выражается в условии её самоподдержания (уравнение (2.1)) в схеме Таунсенда с соответствующими процессами, ответственными за гибель и рождение заряженных частиц. Поэтому для объяснения принципов ГРП в учебниках наиболее часто используются уравнения самоподдержания плазмы (2.1), (3.1), тогда как для

описания конкретной реальной ГРП необходимо опираться на другие процессы и уравнения. Тем самым возникает противоречие между описанием принципов и описанием свойств конкретной газоразрядной плазмы. Это противоречие хорошо известно специалистам, но ускользает от тех, кто впервые знакомится с газоразрядной плазмой. Этот факт хотелось бы в первую очередь подчеркнуть в данной заметке.

Однако возможность существования большого числа режимов ГРП не исчерпывается указанным противоречием. Переход от одного режима к другому при изменении электрического напряжения или тока разряда может сопровождаться ступенчатым изменением параметров плазмы или приводить к её неустойчивости. В таких явлениях газового разряда, как страты и контракция, мы сталкиваемся со ступенчатым изменением тока и напряжения разряда.

Другое следствие большого числа возможных режимов ГРП состоит и в большом числе приложений, которые обновляются по мере развития новых технологий. В качестве примера можно привести газоразрядные лампы, которые уже почти столетие назад использовались для рекламы и содержали в основном инертный газ. Появление люминофоров, которыми покрывалась поверхность цилиндрической разрядной трубки и которые преобразовывали в свет ультрафиолетовое излучение газоразрядной плазмы, позволило повысить эффективность ламп и использовать их в качестве источников света. Только примерно полвека спустя появились натриевые лампы жёлтого цвета для уличного освещения, а также галлоидные лампы с высокой эффективностью преобразования электрической энергии в световую. Появление этих приборов связано в первую очередь с возможностями современной технологии, позволившими сделать применение новых источников света экономически выгодным. В связи с этим в будущем можно ожидать появления новых газоразрядных источников света.

Обратим внимание ещё на один аспект рассматриваемой проблемы. Хотя практика газоразрядной плазмы сформировалась ещё в XIX веке, исследования газоразрядной плазмы как области физики не заканчиваются по мере разрешения отдельных её проблем и аспектов, а продолжают в новых направлениях. Причиной тому является разнообразие условий и процессов, формирующих газоразрядную плазму. В качестве примера приведём лабораторную пылевую плазму [105, 106] или кластерную плазму [107] — недавно возникшие новые направления физики и техники газоразрядной плазмы.

Список литературы

- Thomson J J *Conduction of Electricity Through Gases* (Cambridge: Univ. Press, 1903)
- Townsend J S, Hurst H E *Philos. Mag.* **8** 738 (1904)
- Townsend J S *Electricity in Gases* (Oxford: Clarendon Press, 1915)
- Townsend J S *Motion of Electrons in Gases* (Oxford: Clarendon Press, 1925)
- Townsend J *Electrons in Gases* (London: Hutchinson's Sci. Tech. Publ., 1947)
- Smirnov B M *Physics of Atoms and Ions* (New York: Springer, 2003)
- Townsend J S *Proc. R. Soc. London A* **80** 207 (1908)
- Townsend J S *Proc. R. Soc. London A* **81** 464 (1908)
- Townsend J S, Bailey V A *Philos. Mag.* **43** 593 (1922)
- Townsend J S, Bailey V A *Philos. Mag.* **44** 1033 (1922)
- Townsend J S, Bailey V A *Philos. Mag.* **46** 657 (1923)
- Townsend J S, Bailey V A *Philos. Trans. A* **193** 129 (1899)
- Townsend J S, Bailey V A *Philos. Trans. A* **195** 259 (1900)
- Huxley L G, Crompton R W, Elford M T *Brit. J. Appl. Phys.* **17** 1237 (1966)
- Huxley L G, Crompton R W *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases* (New York: Wiley, 1974) [Хаксли Л, Кромптон Р *Диффузия и дрейф электронов в газах* (М.: Мир, 1977)]
- Einstein A *Ann. Physik* **17** 549 (1905)
- Einstein A *Ann. Physik* **19** 371 (1906)
- Engel A, Steenbeck M *Elektrische Gasentladungen, ihre Physik und Technik* (Berlin: J. Springer, 1932–1934) [Энгель А, Штенбек М *Физика и техника электрического разряда в газах* (М.-Л.: ОНТИ, 1935)]
- Леб Л Б *Основные процессы электрических разрядов в газах* (М.-Л.: ГИТТЛ, 1950)
- Penning F M *Electrical Discharges in Gases* (New York: Macmillan, 1957) [Пенинг Ф М *Электрические разряды в газах* (М.: ИЛ, 1960)]
- Brown S C *Basic Data of Plasma Physics* (Cambridge: Technol. Press of the M.I.T., 1959) [Браун С *Элементарные процессы в плазме газового разряда* (М.: Атомиздат, 1961)]
- Llewellyn-Jones F *The Glow Discharge, an Introduction to Plasma Physics* (London: Methuen, 1966)
- Нояуа М Ф *Arc Physics* (Berlin: Springer, 1968)
- Engel A *Ionized Gases* (Oxford: Clarendon Press, 1955) [Энгель А *Ионизованные газы* (М.: Физматгиз, 1959)]
- Грановский В Л *Электрический ток в газе. Установившийся ток* (Под ред. Л А Сена, В Е Голанта) (М.: Наука, 1971)
- Nasser E *Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics* (New York: Wiley-Intersci., 1971)
- Александров А Ф, Рухадзе А А *Физика сильноточных электро-разрядных источников света* (М.: Атомиздат, 1976)
- Chapman J *Glow Discharge Processes* (New York: Wiley, 1980)
- Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987) [Raizer Yu P *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer-Verlag, 1991)]
- Neumann W *The Mechanism of the Thermoemitting Arc Cathode* (Berlin: Akademie-Verlag, 1987)
- Велихов Е П, Ковалев А С, Рахимов А Т *Физические явления в газоразрядной плазме* (М.: Наука, 1987)
- Месяц Г А, Проскуровский Д И *Импульсный электрический разряд в вакууме* (Новосибирск: Наука, 1984) [Mesyats G A, Proskurovsky D I *Pulsed Electrical Discharges in Vacuum* (Berlin: Springer-Verlag, 1989)]
- Смирнов Б М *Газоразрядная плазма* (М.: МФТИ, 1992)
- Lagarkov A N, Rutkevich I M *Ionization Waves in Electrical Breakdown in Gases* (New York: Springer-Verlag, 1994)
- Lieberman M A, Lichtenberg A J *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York: Wiley, 1994)
- Raizer Y P, Shneider M N, Yatsenko N A *Radio-Frequency Capacitive Discharges* (Boca Raton: CRC Press, 1995)
- Korolev Yu D, Mesyats G A *Physics of Pulsed Breakdown in Gases* (Ekaterinburg: URO Press, 1998)
- Debye P, Hückel E *Phys. Z.* **24** 185 (1923)
- Клярфельд Б Н, Гусева Л Г, Покровская-Соболева А С *ЖТФ* **36** 704 (1966) [Klyarfel'd B N, Guseva L G, Pokrovskaya-Soboleva A S *Sov. Phys. Tech. Phys.* **11** 520 (1966)]
- Emeleus K G Z. *Phys.* **268** 175 (1974)
- Сена Л А, Рязанцева О Л *ЖТФ* **48** 1643 (1978) [Sena L A, Ryazantseva O L *Sov. Phys. Tech. Phys.* **23** 930 (1978)]
- Мелехин В Н, Наумов Н Ю *ЖТФ* **54** 1521 (1984) [Melekhin V N, Naumov N Yu *Sov. Phys. Tech. Phys.* **29** 888 (1984)]
- Petrović Z Lj, Phelps A V *Phys. Rev. E* **47** 2806 (1993)
- Каганович И Д, Федотов М А, Цендин Л Д *ЖТФ* **64** 22 (1994) [Kaganovich I D, Fedotov M A, Tsending L D *Tech. Phys.* **39** 241 (1994)]
- Kolobov V I, Fiala A *Phys. Rev. E* **50** 3018 (1994)
- Schottky W *Phys. Z.* **25** 342 (1924)
- Биберман Л М, Воробьев В С, Якубов И Т *УФН* **128** 233 (1979) [Biberman L M, Vorob'ev V S, Yakubov I T *Sov. Phys. Usp.* **22** 411 (1979)]
- Биберман Л М, Воробьев В С, Якубов И Т *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (М.: Наука, 1982) [Biber-

- man L M, Vorob'ev V S, Yakubov I T *Kinetics of Nonequilibrium Low-Temperature Plasmas* (New York: Consultants Bureau, 1987)]
49. Boltzmann L *Wien. Ber.* **66** 275 (1872)
 50. Lorentz H A *The Theory of Electrons* (New York: Stechert, 1923)
 51. Fokker A D *Ann. Physik* **43** 810 (1914)
 52. Planck M *Preuß. Akad. Wiss. Phys. Mat. Kl.* 324 (1917)
 53. Davydov B *Phys. Z. Sowjetunion* **9** 433 (1936)
 54. Гуревич Л Э *Основы физической кинетики* (Л.-М.: ГИТТЛ, 1940)
 55. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **7** 203 (1937)
 56. Smirnov B M *Principles of Statistical Physics* (Weinheim: Wiley-VCH, 2007)
 57. Pack J L et al. *J. Appl. Phys.* **71** 5363 (1992)
 58. Druyvesteyn M J *Physica* **10** 61 (1930)
 59. Druyvesteyn M J, Penning F M *Rev. Mod. Phys.* **12** 87 (1940)
 60. Allis W P, in *Handbuch der Physik* Vol. 21 (Ed. S Flüge) (Berlin: Springer, 1956) p. 383
 61. Ramsauer C *Ann. Physik* **66** 545 (1921)
 62. Ramsauer C *Ann. Physik* **72** 345 (1923)
 63. Ramsauer C, Kollath R *Ann. Physik* **3** 536 (1929)
 64. Dutton J J *Phys. Chem. Ref. Data* **4** 577 (1975)
 65. von Smit J A *Physica* **3** 543 (1936)
 66. Loeb L B *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases* (New York: J. Wiley & Sons, 1939)
 67. Smirnov B M *Physics of Ionized Gases* (New York: John Wiley, 2001)
 68. Смирнов Б М *Возбужденные атомы* (М.: Энергоиздат, 1982)
 69. Колоколов Н Б, в сб. *Химия плазмы* Т. 12 (Под ред. Б М Смирнова) (М.: Энергоатомиздат, 1985) с. 56
 70. Smirnov B M *Reference Data on Atomic Physics and Atomic Processes* (New York: Springer, 2008)
 71. Smirnov B M *Plasma Processes and Plasma Kinetics* (Berlin: Wiley-VCH, 2007)
 72. Платонов А А и др. *ЖТФ* **76** (7) 22 (2006) [Platonov A A et al. *Tech. Phys.* **51** 841 (2006)]
 73. Кудрявцев А А, Морин А В, Цендин Л Д *ЖТФ* **78** (8) 71 (2008) [Kudryavtsev A A, Morin A V, Tsendin L D *Tech. Phys.* **53** 1029 (2008)]
 74. Kruithof A A, Penning F M *Physica* **4** 430 (1937)
 75. Kruithof A A, Druyvesteyn M J *Physica* **4** 450 (1937)
 76. Смирнов Б М *Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями* (М.: Наука, 1978) [Smirnov B M *Physics of Weakly Ionized Gases: Problems and Solutions* (Moscow: Mir Publ., 1981)]
 77. Елецкий А В, Кулагин В Д *Физика плазмы* **5** 98 (1979) [Eletskii A V, Kulagin V D *Sov. J. Plasma Phys.* **5** 55 (1979)]
 78. Елецкий А В, Смирнов Б М *Газовые лазеры* (М.: Атомиздат, 1971)
 79. Eletskii A V, Smirnov B M *J. Sov. Laser Res.* **7** 207 (1986)
 80. Elenbaas W *The High Pressure Mercury Vapour Discharge* (Amsterdam: North-Holland, 1951)
 81. Баранов В Ю, Ульянов К Н *ЖТФ* **39** 249, 259 (1969) [Baranov V Yu, Ulyanov K N *Sov. Phys. Tech. Phys.* **14** 176, 183 (1969)]
 82. Рахимов А Т, Улинич Ф Р *ДАН СССР* **187** 72 (1969) [Rakhimov A T, Ulinich F R *Sov. Phys. Dokl.* **14** 655 (1969)]
 83. Елецкий А В, Рахимов А Т, в сб. *Химия плазмы* Т. 4 (Под ред. Б М Смирнова) (М.: Атомиздат, 1977) с. 123
 84. Rupp W *Phys. Z.* **33** 844 (1932)
 85. Wojaczek K *Beitr. Plasmaphys.* **1** 30 (1960)
 86. Wojaczek K *Beitr. Plasmaphys.* **6** 319 (1966)
 87. Недоспасов А В *УФН* **94** 439 (1968) [Nedospasov A B *Sov. Phys. Usp.* **11** 174 (1968)]
 88. Пекарек Л *УФН* **94** 463 (1968) [Pekarek L *Sov. Phys. Usp.* **11** 188 (1968)]
 89. Цендин Л Д *ЖТФ* **40** 1600 (1970) [Tsendin L D *Sov. Phys. Tech. Phys.* **15** 1245 (1971)]
 90. Недоспасов А В, Хаит В Д *Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы* (М.: Наука, 1979)
 91. Цендин Л Д *ЖТФ* **52** 635, 643 (1982)
 92. Golubovskii Yu B et al. *Phys. Rev. E* **63** 036409 (2001)
 93. Golubovskii Yu B et al. *Phys. Rev. E* **72** 026414 (2005)
 94. Kolobov V I *J. Phys. D* **39** R487 (2006)
 95. Bernstein I B, Holstein T *Phys. Rev.* **94** 1475 (1954)
 96. Tsendin L D *Plasma Sources Sci. Technol.* **4** 200 (1995)
 97. Kolobov V I, Godyak V A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **23** 503 (1995)
 98. Golubovskii Yu B et al. *J. Phys. D* **32** 1391 (1999)
 99. Нерушев О А и др. *Письма ЖТФ* **30** (3) 47 (2004) [Nerushev O A et al. *Tech. Phys. Lett.* **30** 106 (2004)]
 100. Новопашин С А и др. *Письма ЖТФ* **33** (5) 25 (2007) [Novopashin S A et al. *Tech. Phys. Lett.* **33** 196 (2007)]
 101. Novopashin S A, Radchenko V V, Sakharov S Z *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 998 (2008)
 102. Gunn J B *Solid State Commun.* **1** 88 (1963)
 103. Ганн Дж *УФН* **89** 147 (1966); Gunn J B "The Gunn effect" *Int. Sci. Technol.* (46) 43 (1965)
 104. Кадомцев Б Б *Коллективные явления в плазме* (М.: Наука, 1988) [Kadomtsev B B "Cooperative effects in plasmas", in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 22 (Ed. V D Shafranov) (New York: Kluwer Acad./Consultants Bureau, 2001) p. 1]
 105. Нефедов А П, Петров О Ф, Фортгов В Е *УФН* **167** 1215 (1997) [Nefedov A P, Petrov O F, Fortov V E *Phys. Usp.* **40** 1163 (1997)]
 106. Фортгов В Е, Храпак А Г, Якубов И Т *Физика неидеальной плазмы* (М.: Физматлит, 2004)
 107. Смирнов Б М *УФН* **170** 495 (2000) [Smirnov B M *Phys. Usp.* **43** 453 (2000)]

Modeling gas discharge plasma

B.M. Smirnov

*Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,
ul. Izhorskaya 13/19, 127412 Moscow, Russian Federation
Tel./Fax (7-499) 190-42 44
E-mail: bmsmirnov@gmail.com*

The condition for a self-sustained gas discharge plasma (GDP) is expressed in an ionization balance form due to Townsend and used as a definition of gas discharge plasma in its simplest form possible. The simplest example of the positive cylindrical discharge column is used to demonstrate a wide variety of possible GDP regimes, revealing a contradiction between the large number of real process responsible for the self-sustainment of GDP and the way simple models explain gas discharge regimes. The variety of GDP processes also results in that some instabilities occur and plasma parameters change stepwise as the voltage or discharge current is varied. As a consequence, new forms and new applications of gas discharge arise as technology progresses.

PACS numbers: **34.80. -i**, **51.50. +v**, **52.20. -j**, **52.80. -s**

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200906e.0591

Bibliography — 107 references

Received 4 December 2008

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **179** (6) 591–604 (2009)

Physics–Uspekhi **52** (6) (2009)