на плоскости параметров: температура плазмы — плотность числа частиц (рис. 5.1). Под температурой плазмы в каждом конкретном случае понимают температуру тех заряженных частиц, которые определяют плазменные свойства рассматриваемой среды: в большинстве случаев это электроны.

1. Некоторые свойства плазмы

Как уже говорилось выше, определяющим свойством плазмы является её квазинейтральность. Это означает, что во всяком сколько- нибудь большом объёме заряды ионов и электронов всегда компенсируют или почти компенсируют друг друга. Если хотя бы на некоторое время это оказывается не так, то возникают сильные электрические поля, которые перемещают электроны и ионы и восстанавливают квазинейтральность плазмы.

Оценим размер области, внутри которой могут существовать заметные электрические поля. Рассмотрим пространство вокруг иона, имеющего положительный заряд и поэтому притягивающего электроны, поле которых противоположно по знаку полю иона. Ион «экранируется» электронами, так что его поле убывает с увеличением расстояния г не по закону 1/г2, а существенно сильнее. Если бы не тепловое движение электронов, то они так «облепили» бы ион, что его поле было бы полностью скомпенсировано (точнее, произошла бы рекомбинация). Тепловое движение мешает такой компенсации. Рассчитаем этот эффект.

Как известно, электрическое поле Е и плотность электрического заряда р в однородной среде связаны между собой соотношением

divl£ = 47rp. (5.1)

Переходя от напряжённости поля Е к электрическому потенциалу φ с помощью обычного соотношения

Е = - grad<£>, (5.2)

найдём

Αφ = —4πρ, (5.3)

где Δ — оператор Лапласа. Поле заряда сферически симметрично, поэтому в сферической системе координат оно зависит только от радиуса. Оператор Лапласа в этом случае принимает простую форму:

В силу большой инерционности ионов по сравнению с электронами (М те) далее мы будем считать ионы вообще бесконечно тяжёлыми, то есть неподвижными, что, как показывают точные расчёты, не меняет ответа по порядку величины.

Имеем поэтому

*ά2φ 2 άφ*

*dr*2 *г dr*

—4 *πρ.*

(5.4)

Распределение электронов, а значит, и их пространственного заряда ре подчиняется формуле Больцмана:

ре = -гае ·

ее<р/кТа ^

(5.5)

При написании (5.5) считалось, что плотность электронов на достаточном удалении от заряда (при φ = 0) равна га. Числом е обозначена абсолютная величина заряда электрона, так что его заряд равен — е.

В соответствии со сделанным предположением ионы неподвижны. Их пространственный заряд р^ поэтому всюду одинаков и равен своему значению в области φ = 0, где он равен и противоположен по знаку пространственному заряду электронов. Таким образом,

рг = гае

(5.6)

(плазма вдали от источника кулоновского поля квазинейтральна). Подставляя (5.5) и (5.6) в (5.4), найдём

*<Ρφ* 2 *άφ*

*dr2 г dr*

= —4ттпе [l — eev/fcr'j .

(5.7)

Это уравнение нелинейно и в аналитическом виде не решается. Решение может быть найдено, если

(5.8)

*εφ*

*kfl*

В этом случае экспоненту можно разложить в ряд и уравнение (5.7) становится линейным:

ά2φ 2 άφ 1

(5.9)

-А + -~г = — ψ·.

dr\* г dr г\*

где введено обозначение

*кТе4* πηε2

= 743

Те (эВ) , λ

—7 ГзТ (СМ)·

га (см ά)

(5.10)

202

Газовый разряд. Плазма

Раздел V

203

Нетрудно убедиться путём подстановки, что решение уравнения (5.9) имеет вид

*Ze*

ψ = —е г

-r/rD

(5.11)

Это решение правильно ведёт себя около иона (где φ ~ Ze/r) и обращается в нуль на бесконечности. Мы нашли, следовательно, искомое решение задачи. Оно показывает, что вследствие экранирующего действия электронов поле иона убывает с расстоянием экспоненциально с характерной длиной, равной rD — дебаевскому радиусу экранирования (радиус Дебая, дебаевская длина). Дебай ввёл понятие радиуса экранирования, рассматривая поле иона в жидком электролите.

Плазму можно считать почти нейтральной (квазинейтральной) в областях, размеры которых существенно превосходят дебаевскую длину. При Т = 104 К (« 1 эВ) и η = 109 см"3 rD « 1,6·10“2 см.

Теперь можно дать количественное определение понятия плазма.

Плазмой называется ионизованный газ, дебаевский радиус которого rD существенно меньше характерного размера I объёма, занимаемого этим газом, то есть

*кТе4 ппе2*

Это определение также принадлежит Ленгмюру.

Ещё одним важным параметром плазмы является число заряженных частиц (в среднем) в дебаевской сфере (сфера с радиусом, равным rD). Применённый при выводе дебаевского радиуса статистический подход (распределение Больцмана) предполагает, что частиц должно быть много. Число частиц ND в дебаевской сфере можно оценить с помощью формулы (5.10), подставляя в неё вместо истинного среднее число частиц (эти величины мало различаются):

Другой важнейшей характеристикой плазмы является плазменная или лен гм юровская частота, выражение для которой и её смысл можно получить из следующих соображений. Выделим в плазме объём в виде параллелепипеда, изображённого на рис. 5.2. Сместим все электроны на расстояние х относительно ионов (ионы занимают объём, изображённый сплошными, а электроны — пунктирными линиями). Пусть плотность электронов (и ионов) равна п; ионы для простоты будем считать однозарядными. Легко видеть, что в результате такого смещения на гранях параллелепипеда возникнут поверхностные заряды:

*σ = пех.* (5.13)

Вследствие этого появится электрическое поле:

Е = 4πσ = Annex. (5-14)

Это поле действует на электроны, придавая им ускорение, равное

*d2x еЕ* 4*ппе2* „ .

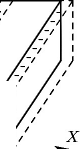
= = х- (5·15)

*atz m m*

Уравнение (5.15) определяет плазменную (ленгмюровскую) частоту коллективных колебаний электронов:

|  |  |
| --- | --- |
| р— | п |
| ! Е |  |
| 1 |  |
| 0х | |

Рис. 5.2



*Nd*

«0,1

*(kTef/2*

*пг/2е3*

(5.12)

Для плазмы газового разряда это число оказывается порядка 104, т. е. очень велико.

Заметим, что требование, чтобы число частиц в дебаевской сфере было велико по сравнению с единицей, эквивалентно условию, что потенциальная энергия взаимодействия двух заряженных частиц в плазме существенно меньше их тепловой энергии, то есть что плазма является газом, причём идеальным.

ujp = \j = 5,65·104\Λι (см 3). (5.16)

Плазменная частота задает естественный масштаб времени для плазмы: это — время отклика на флуктуацию плотности заряда в плазме. Учитывая это, дебаевский радиус экранирования можно интерпретировать следующим образом. Пусть какая-то группа электронов получила направленную скорость, равную тепловой: ν = л/кТе/те. При этом, как легко можно убедиться, обращаясь к формулам (5.16), (5.10), за время, равное а?”1, эта группа электронов пройдёт в направлении полученной скорости до полной остановки расстояние, как раз равное дебаевской длине, то есть

гс = —. (5.17)

Таким образом, дебаевская длина — это амплитуда ленгмюровских колебаний плазмы, возбуждаемых тепловыми флуктуациями. Эта амплитуда и является масштабом нарушения квазинейтральности плазмы в отсутствие внешнего поля.

(5.18)

*rD*

Как следует из (5.16), плазменная частота определяется только плотностью электронов (и универсальными постоянными). Можно строго доказать, что она не зависит от величины и формы рассматриваемого объёма и является, таким образом, локальной характеристикой плазмы. Плазменная частота является не единственной — но важнейшей — характерной частотой плазмы. Она определяет коллективное движение электронов относительно ионов.

В заключение этого пункта сделаем следующее замечание. Формула для дебаевского радиуса (5.10) не учитывает движение ионов. Если считать, что ионы тоже распределяются в поле пробного заряда по Больцману с температурой Тг, то в приближении βφ ^ кТг, вместо формулы (5.10) получим

*к ТеТг* 47ГПе2 Те +Тг' то есть вместо *Те* в формулу для дебаевского радиуса войдёт приведённая температура. В частности, при *Те = Тг* в знаменателе под корнем появляется двойка, а при *Те^$> Тг,* что имеет место для плазмы газового разряда (тлеющего), в формуле (5.10) вместо *Те* будет стоять *Т{.*

1. Газовый разряд

Под термином «газовый разряд» обычно понимают все явления и процессы, связанные с протеканием электрического тока через газ.

Само название разряд произошло от названия медленно протекающего процесса потери заряда заряженными металлическими телами, расположенными на подставке из изолятора, что наблюдалось ещё в XVI веке. Позднее Кулон экспериментально доказал, что заряд стекает с проводника через воздух, а не через подставку из изолятора, то есть по современной терминологии имеет место газовый разряд. Разряд при низких давлениях воздуха (порядка 1 мбар) открыл и исследовал Фарадей — этот разряд стал известен как тлеющий. В конце XIX века исследование проводимости разреженных газов привело Дж.Дж. Томсона к открытию первой элементарной частицы — электрона, а дальнейшие исследования физики газового разряда во многом послужили экспериментальной основой атомной и квантовой физики.

Основателем физики собственно газового разряда считается ученик Дж.Дж. Томсона Таунсенд, создавший в начале XX века теорию пробоя газа и установивший закономерности ионизации. Следующий принципиальный вклад в физику газового разряда был внесён Ленгмюром, который вместе с Тонксом в 1928 году, исследуя газовый разряд низкого давления, ввёл такое фундаментальное понятие физики, как плазма,

Раздел V

о чём уже говорилось выше, а также развил методы исследования плазмы, в частности, метод зондов.

Современная физика термин газовый разряд трактует в более широком смысле. Это — не только процесс протекания тока через газ, но и любой процесс возникновения ионизации газа под действием приложенного электрического поля. При этом поле может быть не только постоянным во времени, но и быстропеременным — высокочастотным (ВЧ-разряд, мегагерцы), сверхвысокочастотным (СВЧ-разряд, гигагерцы) и даже оптического диапазона (оптический разряд). В последнее время был открыт пучково-плазменный разряд (ППР), загорающийся при прохождении электронного пучка через газ малой плотности вследствие возникновения в такой системе плазменных колебаний СВЧ-диа- пазона. Термины гореть, зажигание получили распространение потому, что при возникновении достаточно сильной ионизации газ светится.

Разряды в постоянном поле разделяют на несамостоятельные и самостоятельные. Дело в том, что при нормальных условиях газы состоят в основном только из электрически нейтральных атомов и молекул и, по сути, являются диэлектриками, то есть изоляторами, поэтому через них не может проходить сколько-нибудь заметный электрический ток. Проводниками могут быть только хоть в какой-то мере ионизованные газы, то есть газы, содержащие свободные заряды — носители тока. В газах это — положительные и отрицательные ионы и электроны. Ионы в газах могут возникать в результате действия различных ионизаторов, например, ультрафиолетового излучения или рентгеновских лучей, космического излучения, лучей радиоактивных загрязнений, столкновений атомов газа с электронами и другими частицами, энергия которых превышает потенциал ионизации атомов газа.

Предположим, что ионы в газовом проводнике создаются исключительно внешним ионизатором. Тогда при прекращении действия этого ионизатора ток и, следовательно, разряд прекращаются. Такой разряд называется несамостоятельным.

Типичная кривая, отображающая связь между током через газовый промежуток и напряжением на нём — так называемая вольт-амперная характеристика (ВАХ) — для несамостоятельного разряда показана на рис. 5.3. С повышением напряжения на газовом промежутке ток сначала возрастает (кривая ОА), а потом достигает насыщения и остаётся практически постоянным (участок АБ), что соответствует полному вытягиванию на электроды зарядов, создаваемых внешним ионизатором.

При дальнейшем повышении напряжения ток снова начинает возрастать (участок БВ). Это значит, что имеющиеся ионы, и прежде всего электроны, за период между двумя последовательными столкновения-

Таким образом, полный ток через газовый промежуток /\*, равный электронному току через анод, будет равен

head

*h* = *Ш = Ie( 0)ead*

1 \_ 7(earf \_ 1) ■

С повышением напряжения на газовом промежутке, то есть с ростом электрического поля, растут коэффициенты ск и 7, и ток возрастает. Разряд тем не менее остаётся несамостоятельным, так как при выключении внешнего ионизатора (Д = 0) ток обращается в нуль. Однако при достижении некоторого значения поля знаменатель этого выражения обратится в нуль, а ток — в бесконечность при любом сколь угодно малом значении Д, так что внешний ионизатор можно вообще убрать. Это и есть переход от несамостоятельного разряда к самостоятельному, или наступление пробоя, а его условие — критерий Таунсенда, следовательно, имеет вид

7(e“d - 1) = 1.

Величина

μ = 7(eai ~ 1)

называется коэффициентом воспроизводства, поскольку она показывает, сколько электронов воспроизводится на катоде в результате прохождения через разряд одного электрона, вышедшего с катода.

Зная функции 7(Е) и а(Г), из этого условия можно определить пробивающее поле, пробивное напряжение или, в случае разряда, потенциал зажигания U3. Эта теория хорошо подтверждает экспериментально установленный закон Пашена, согласно которому потенциал зажигания зависит только от произведения давления на длину разрядного промежутка, причём эта зависимость имеет минимум (рис. 5.5). Таким образом, для заданного давления имеется такая длина разрядного промежутка, при которой потенциал зажигания и соответствующее ему поле минимальны. Напомним, что в модели Таунсенда поле в промежутке однородно и не искажается объёмными зарядами, что верно только для разряда с очень маленьким током. Такой самостоятельный разряд известен как тёмный таунсендовский разряд. Описанный процесс пробоя также называют таунсендовским. В газах высокого давления (больше атмосферного) и при больших длинах промежутков реализуется другой механизм пробоя — стриммерный, или искровой, а возникающий в результате такого пробоя нестационарный разряд известен как искровой. Примером такого разряда является молния.

В широком смысле термин электрический пробой означает превращение изолятора в проводник в результате приложения к нему достаточно

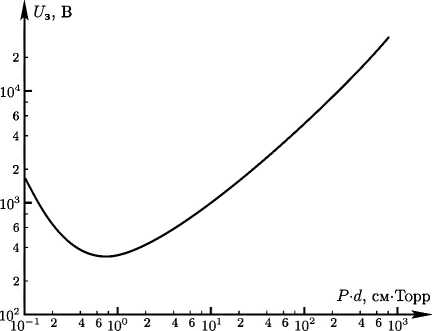


Рис. 5.5. Зависимость потенциала зажигания U3 от произведения давления Р на длину d разрядного промежутка (кривая Пашена) для воздуха

сильного поля. Для газа это означает переход в ионизованное состояние. При этом возрастание тока приводит к ещё большему возрастанию концентрации ионов, что приводит к возрастанию проводимости и, следовательно, к понижению напряжения, необходимого для поддержания такого тока. Если ввести понятие дифференциальное сопротивление как производную по току от напряжения, то в этом случае возникает новое явление — отрицательное дифференциальное сопротивление. Напомним, что для проводников, подчиняющихся закону Ома, например металлов, дифференциальное сопротивление просто равно обычному сопротивлению и всегда положительно.

Будем и далее характеризовать электрические свойства газового промежутка, заключённого между двумя помещёнными в газ электродами, вольт-амперной характеристикой (ВАХ). Так принято делать всегда в случае нелинейной зависимости тока через проводящий элемент от приложенного напряжения.

Экспериментально ВАХ газового проводника — например, промежутка между двумя электродами, помещёнными в стеклянную трубку, заполненную газом, — снимают с помощью схемы, представленной на рис. 5.6. Цепь содержит источник постоянного напряжения $, величину которого можно изменять в пределах примерно от 100 В до нескольких кВ, и переменное сопротивление R, называемое балластным, или нагрузочным. Это сопротивление необходимо для ограничения тока в цепи и стабилизации разряда на участках с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Дело в том, что на этих участках разряд неустойчив и ток имеет тенденцию неограниченно нарастать. Можно показать, что для устойчивости разряда сумма отрицательного и положительного сопротивлений такой цепи должна быть положительной, то есть в точке пересечения с ВАХ нагрузочная прямая должна иметь больший наклон, чем участок кривой ВАХ (рис. 5.7).

Цепь содержит также токоизмерительный прибор А и вольтметр V, измеряющий напряжение U между электродами.

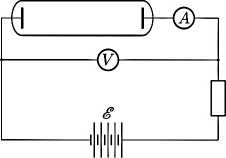


Рис. 5.6. Схема для снятия ВАХ газового промежутка

С помощью схемы рис. 5.6 можно получить любой возможный режим протекания тока через исследуемый газовый проводник. Действительно, на плоскости (U, I) такой режим определяется точкой пересечения ВАХ, то есть кривой (7(7), с нагрузочной прямой U = £—RI. Меняя <§ a R, можно получить любую точку ВАХ. При этом устойчивость тока на участке ВАХ с отрицательным наклоном можно обеспечить выбором достаточно большого сопротивления R.

Вид ВАХ для конкретного газового проводника зависит от ряда условий, прежде всего от давления газа. На рис. 5.7 представлена полученная экспериментально с помощью схемы рис. 5.6 ВАХ разряда в неоне при давлении 1,3 мбар между плоскими медными электродами площади 10 см2, расположенными на расстоянии 50 см, а также типичная нагрузочная прямая. Поскольку здесь нет специального внешнего ионизатора (внешняя ионизация создаётся только естественным радиоактивным излучением и космическими лучами), начальный участок характеристики несамостоятельного разряда (участок ОА на рис. 5.3) соответствует столь малым токам, что на графике его не удаётся изобразить. Характеристика начинается сразу с участка АБ, соответствующего току насыщения (участок АБ на рис. 5.3) и режиму газового усиления. В точке В происходит пробой и начинается самостоятельный разряд, который на всём горизонтальном участке характеристики ВГ соответствует тёмному таунсендовскому разряду.

Раздел V

211

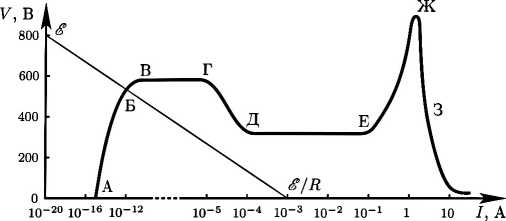


Рис. 5.7. ВАХ разряда в неоне при давлении 1,3 мбар и нагрузочная прямая

Участок характеристики ГДЕЖ соответствует тлеющему разряду, причём его падающая часть ГД называется поднормальным тлеющим разрядом, горизонтальная часть ДЕ — нормальным тлеющим разрядом и остальная часть ЕЖ — аномальным тлеющим разрядом. Далее идёт падающий участок ЖЗ, который можно получить при маленьких сопротивлениях и сильноточных источниках напряжения. Он соответствует переходу к дуговому разряду. Заметим, что при больших давлениях газа (атмосферном и больше) после пробоя сразу устанавливается дуговой разряд.

Как уже говорилось выше, отличительной характеристикой таунсен- довского разряда является однородность поля по длине промежутка, что обусловлено малостью тока и отсутствием объёмных зарядов. Однако при большом токе разряда поле перераспределяется после пробоя и почти полностью сосредотачивается у катода. Это обусловлено образованием у катода положительного объёмного заряда за счёт ионного тока (электронный ток у катода мал по сравнению с ионным). Кроме того, остальная часть газового промежутка переходит в состояние с высокой электропроводностью — образуется так называемый положительный столб, замыкающий электрическую цепь. Таким образом, почти всё приложенное поле сосредоточено у катода на участке, занятом объёмным зарядом. Следовательно, на этом участке, называемом катодным слоем, падает почти всё приложенное к электродам напряжение — так называемое катодное падение потенциала. Оно примерно равно минимальному напряжению пробоя для промежутка, длина которого равна толщине катодного слоя. Тем самым реализуются условия для самоподцержания разряда (критерий Таунсенда) при гораздо меньших напряжениях, чем при однородном поле на всей длине газового

Тёмное астоново Фарадеево тёмное пространство / пространство \Катодное тёмное/ Анодное тёмное пространство / пространство

*Ь-*

Положительный столб



Катодное

свечение

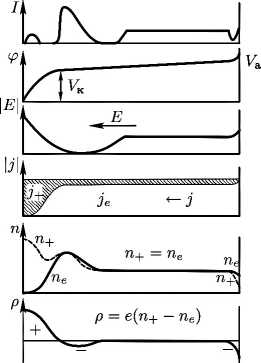
Отрицательное

свечение

Анодное

свечение

Рис. 5.8. Структура тлеющего разряда и распределение по длине основных характеризующих его величин



промежутка. Этот разряд, отличающийся от таунсендовского не только значительно большим током, но и главным образом существенной неоднородностью приложенного поля — наличием катодного падения потенциала — и называется тлеющим разрядом. Именно этим разрядом мы будем заниматься далее.

На рис. 5.8 представлена качественная картина тлеющего разряда в длинной стеклянной трубке, а также приведены зависимости основных величин, характеризующих разряд, от продольной координаты. Это интенсивность свечения, потенциал и напряжённость электрического поля, электронный и ионный токи, электронная и ионная плотности и полная плотность объёмного заряда.

Видно, что разряд состоит из ряда чередующихся светлых и тёмных поперечных полос. Поскольку все процессы в разряде связаны со столкновениями электронов с атомами газа, расстояния от катода до этих полос определяются числом укладывающихся на них длин пробега электронов. Поэтому характерные размеры полос увеличиваются с уменьшением давления. Непосредственно к катоду прилегает узкое астоново пространство, затем идёт слой катодного свечения, а затем — тёмное катодное пространство. Далее следует область отрицательного свечения, переходящая в тёмное фарадеево пространство. За ним начинается светящийся положительный столб, заканчивающийся у анода тёмным анодным пространством, переходящим на аноде в узкий слой анодного свечения.

Как правило, самой яркой бывает область отрицательного свечения, имеющего для воздуха голубоватый цвет, за что разряд и получил своё название — тлеющий.

Качественно распределение свечения по длине разряда объясняется следующим образом.

Электроны, выбиваемые из катода приходящими на него ионами, имеют энергию, недостаточную для возбуждения атомов. Поэтому слой у катода — тёмный (астоново пространство). Далее электроны набирают достаточную для этого энергию, и возникает первый светящийся слой, катодное свечение. Затем энергия электронов становится настолько большой, что они в основном ионизуют, а не возбуждают атомы. Так образуется тёмное катодное пространство, в котором происходит основное размножение электронов и ионов. Рождающиеся ионы движутся к катоду, создавая большой положительный объёмный заряд. В конце тёмного катодного пространства поля уже почти нет, оно перехвачено объёмным зарядом, зато образовалось очень много движущихся к аноду сравнительно медленных электронов, которые снова возбуждают атомы. Так начинается область отрицательного свечения. Далее электроны растрачивают свою энергию (поле слабое) и возбуждение прекращается, а свечение переходит в тёмное фарадеево пространство.

В фарадеевом пространстве поле медленно нарастает до своего значения в положительном столбе, который можно рассматривать просто как участок омического проводника с электронной проводимостью. Поскольку здесь непрерывно происходят столкновения электронов с атомами, происходит их возбуждение, и положительный столб испускает свечение. У анода ионов нет, электроны образуют отрицательный объёмный заряд, создаётся небольшое анодное падение потенциала, в котором электроны набирают энергию и вызывают анодное свечение.

Все зависимости, показанные на рис. 5.8, подтверждают приведённое объяснение. Самым важным здесь является наличие зоны положительного объёмного заряда и области сильного электрического поля у катода. Это и есть катодный слой, он простирается от катода до начала области отрицательного свечения. Как уже говорилось выше, катодный слой — самая важная часть тлеющего разряда, без него разряд существовать не может. Толщина катодного слоя и величина катодного падении потенциала автоматически устанавливаются таким образом, чтобы выполнялись критерии самоподдержания разряда при минимуме затрат энергии: это — минимальное для такого размера напряжение, примерно равное минимальному напряжению зажигания по кривой Па- шена. Это означает, что на создание одной электронно-ионной пары затрачивается минимальная энергия (равная так называемой константе Столетова).

Особым свойством самоорганизации обладает нормальный тлеющий разряд, то есть разряд, напряжение на котором при возрастании тока

практически не меняется (горизонтальный участок ВАХ на рис. 5.7). В нём ток может возрастать только за счёт возрастания площади катодного пятна, а плотность тока остаётся неизменной. Качественно это можно объяснить тем, что поскольку напряжение на катодном слое и его толщина задаются условием минимума на кривой Пашена, они почти не меняются при заданном давлении газа. Следовательно, должна оставаться постоянной и плотность тока.

При полном заполнении катода дальнейшее увеличение тока будет возможно только за счёт повышения интенсивности ионизации газа, что возможно только при повышении напряжения. Разряд при этом переходит в режим аномального тлеющего разряда (участок ЕЖ на ВАХ). В аномальном разряде плотность тока выше, чем в нормальном.

Как это можно видеть на нижней кривой рис. 5.8, описывающей распределение объёмного заряда, между катодным слоем и анодом образуется длинная (если трубка длинная) электронейтральная область, большая часть которой называется положительным столбом. На рис. 5.8 также видно, что в положительном столбе плотность электронов равна плотности ионов, ток в основном переносится электронами, а вызывающее ток электрическое поле однородно по длине, как это имеет место в обычном омическом проводнике. В соответствии со сказанным выше, такое состояние газа называется плазмой. Положительный столб тлеющего газового разряда представляет собой пример низкотемпературной слабоионизированной неравновесной плазмы, поддерживаемой электрическим полем.

Состояние плазмы в положительном столбе совершенно не зависит от процессов в приэлектродных областях, а определяется только процессами внутри него. Рождение и гибель электронов проходят на фоне их дрейфового движения от катода к аноду. Потери электронов в столбе (за счёт диффузии к стенкам трубки, а также рекомбинации в объёме) должны компенсироваться ионизацией. И всё-таки большая часть электронов, достигающих анода, поступает в столб извне (из катодного слоя), как это происходит при токе через обычный проводник.

В нормальном тлеющем разряде в случае, когда потери электронов обусловлены диффузией, ВАХ положительного столба может быть падающей. В этом случае падающей будет и ВАХ всего разряда, что подтверждает эксперимент: при увеличении тока напряжение на разрядном промежутке не остаётся постоянным, как это должно быть для нормального тлеющего разряда, а уменьшается.

Это объясняется нагревом газа. В центральной области газ нагревается сильнее, его концентрация понижается, длина пробега электронов возрастает и они получают возможность набирать энергию, необходи-

Раздел V

мую для ионизации, при меньшем поле, чем до нагрева. Следовательно, напряжение, необходимое для поддержания такого тока, понижается.

Случайные локальные перегревы, а также другие процессы, приводящие к появлению отрицательного дифференциального сопротивления, могут быть причиной развития различных неустойчивостей. Механизм, типа описанного выше, может вызвать стягивание разряда в токовый шнур (контракция). Этим объясняется переход аномального разряда в дуговой: катодное пятно уменьшается настолько, что катод в этом месте накаляется и начинается термоэмиссия. Другие неустойчивости ведут к образованию в положительном столбе поперечных слоёв, или страт, которые, как правило, движутся в продольном направлении.

1. Высокочастотный нагрев плазмы

Ионизацию в плазме можно создать и с помощью высокочастотного электромагнитного поля. Существуют различные способы введения высокочастотного поля в разрядный объём. Один из них основан на электромагнитной индукции: через катушку-соленоид, в которую вставлена диэлектрическая (например, стеклянная) газоразрядная камера, пропускается ток высокой частоты, и внутри катушки индуцируется вихревое электрическое поле. Силовые линии этого поля, а вместе с ними и линии тока в газоразрядной камере образуют замкнутые круговые линии. Такой разряд называется кольцевым, индукционным или разрядом Я-типа, что указывает на определяющую роль магнитного поля.

Другой способ возбуждения заключается в том, что высокочастотное напряжение подаётся на электроды, которые могут непосредственно соприкасаться с разрядной плазмой или быть изолированы от неё диэлектриками (стенками разрядной камеры). Система двух электродов ведёт себя по отношению к переменному напряжению как конденсатор, поэтому такие разряды называются ёмкостными или разрядами Я-типа.

Высокочастотные разряды успешно используются в технике. Индукционные разряды применяются в безэлектродных генераторах плотной низкотемпературной плазмы (в плазмотронах), применяемых, например, для плазмохимического производства чистых веществ. Разряды ёмкостного типа применяются в мощных газоразрядных лазерах.

Исследуем электрический пробой в высокочастотном поле. Начнём с исследования движения электрона при низком давлении газа, когда столкновения с молекулами происходят редко. Движение электрона в однородном переменном электрическом поле описывается уравнением

Участок характеристики, расположенный влево от точки А, носит название ионной ветви (ионный ток равен току насыщения), а участок вправо от точки А называется электронной ветвью вольт-амперной характеристики (электронный ток равен току насыщения).

Оценим величину электронного и ионного тока насыщения. Электронный ток насыщения определяется формулами (5.24), (5.20):

(5.29)



Ионный ток насыщения по аналогичной формуле оценивать не следует, поскольку скорости ионов в окрестности зонда определяются не температурой плазмы, а разностью потенциалов между плазмой и зондом:

(5.30)



Опыт показывает, что вместо формулы (5.29) для вычисления этого тока лучше применять полуэмпирическую формулу, предложенную Бомом:

(5.31)



Структуру этой формулы нетрудно понять, замечая, что, согласно (5.27), Uf пропорционально Те. (Логарифмической зависимостью Uf от Те и Т{ при оценках следует пренебрегать.) Численный коэффициент в формуле (5.31) требует более подробных расчётов.

Вид выражения (5.31), в которое входят температура электронов и масса ионов, характерна для многих явлений в плазме. Внешние поля приводят к быстрому перемещению электронов и к существенно более медленному движению ионов. Значительное перемещение электронов относительно ионов, однако, невозможно, так как оно нарушило бы квазинейтральность плазмы. Движение плазмы определяется поэтому массой ионов. В то же время перемещение электронов существенно зависит как от приложенных полей, так и от электронной температуры. Процессы, которые определяются параметрами, одни из которых характерны для электронов (в нашем случае Те), а другие — для ионов (в рассматриваемой формуле — т\*), обычно называются амбиполярными.

При измерениях с помощью одиночного зонда в качестве опорного электрода часто используется анод газоразрядной трубки. Мы уже отмечали, что падение напряжения в положительном столбе разряда невелико, поэтому разности потенциалов, возникающие между анодоми зондом, также оказываются небольшими и легко доступны измерениям. Одиночные зонды используются для исследования распределения потенциала в плазме, для измерения электронной температуры и плотности электронов. Ещё лучше делать это с помощью двойных зондов.

8. Двойной зонд

Двойным зондом называется система, состоящая из двух одинаковых зондов, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга. Между зондами создаётся разность потенциалов, которая по величине много меньше плавающего потенциала Uf. При этом оба зонда имеют относительно плазмы близкий к плавающему отрицательный потенциал, т. е. находятся на ионной ветви вольт-амперной характеристики.

При отсутствии разности потенциалов ток между зондами равен нулю. Рассчитаем величину тока, проходящего через двойной зонд вблизи точки 1 = 0. При небольших разностях потенциалов ионные токи на оба зонда равны ионному току насыщения и компенсируют друг друга. Величина результирующего тока целиком связана с различием в электронных токах. Пусть потенциал на первом зонде равен

Ui = -Uf + AUi, (5.32)

а на втором

U2 = -Uf + AU2. (5.33)

По предположению AUi и AU2 меньше Uf. Напряжение U между зондами равно

U = u2-U1=AU2- *AUi.* (5.34)

Найдём ток, приходящий на первый электрод:

h

*It*н + *hi = Ii« ~ -£neS {Ve) ■* exp

*e(-Uf + AUi)*

*kTe*

— ha



Заметим теперь, что при AUi = 0 (при Ui = Uf) электронный и ионный ток компенсируют друг друга. Это означает, что заключённый в фигурные скобки множитель равен hH. Имеем поэтому

1 — exp

ZeAt/iV V kTe )\_ '

(5.35)

Аналогично

h

1 — exp



(5.36)

Заметим также, что зонды 1 и 2 соединены последовательно и через них проходит один и тот же ток I, но в разном направлении. Положим

*h = -h* = /·

(5.37)

Выразим Δ!7ι и ΔU2 из (5.35) и (5.36) и заменим входящие в эти выражения 1\ и 12 через I с помощью (5.37):

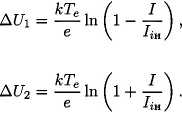
Графики типа рис. 5.12 проще всего обрабатывать следующим образом.

Сначала находится из пересечения асимптот с осью U = 0. Затем, по наклону асимптот, находится величина А. После этого из (5.42) нетрудно определить Те. Дифференцируя эту формулу по U в точке U = 0 и принимая во внимание, что при малых аргументах tha « а, а при малых наклонах кривой насыщения А найдём

1 *eli*

|  |  |
| --- | --- |
|  | I \_\_ |
|  |  |
| 0 | / у |
|  | ~1гн |

Рис. 5.12. Вольт-амперная характеристика двойного зонда



*кТе =*

(5.38)

(5.39)

2 *Щ*

dU\U*=0*

(5.43)

Концентрацию плазмы п можно найти из формулы (5.31). Как это уже ясно из сказанного, двойные зонды удобно применять для измерения электронной температуры и концентрации электронов в плазме.

1 ~ *Ι/Ii»*

1+ /Д«'

(5.40)

(5.41)

*I =*

Гтн tli

Вычитая второе равенство из первого, найдём

кТ

U = AU1- AU2 = — In

е

Разрешая это равенство относительно I, найдём eU

2кТе

Эта формула может служить для определения температуры электронов по форме вольт-амперной характеристики двойного зонда.

Наблюдаемая на опыте зависимость тока от напряжения изображена на рис. 5.12. Эта кривая отличается от (5.41) наклоном асимптот в области больших \U\. Этот наклон уже обсуждался в конце пункта 7. Наклон асимптот в первом приближении является линейным. Поэтому вместо (5.41) лучше писать

eU

I = Ii"th2VTe+AU’ (5·42)

где А — некоторая константа, величина которой может быть найдена из опыта.

Контрольные вопросы

1. При каких условиях возникает газовый разряд? От каких параметров газа зависит потенциал зажигания газового разряда?
2. Пользуясь кривой Пашена (рис. 5.5), определите напряжённость электрического поля, при котором происходит пробой воздуха при атмосферном давлении.
3. Что такое дебаевский радиус экранирования?
4. Дайте определение понятия плазма.
5. Почему потенциал зонда, погружённого в плазму и отключённого от источника питания, оказывается отличным от потенциала окружающей плазмы?
6. Чем определяется величина зондового тока насыщения?
7. Чем определяется температура электронов и ионов в плазме?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. III. Электричество. — М.: Наука, 1983. Гл. IX.
2. Арцимович Л.А. Что каждый физик должен знать о плазме. — М.: Атом- издат, 1976.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: Учебное пособие. — М.: Наука, 1987.
4. Кингсеп А.С. Элементы физики плазмы: Учебно-методическое пособие. — М.: МФТИ, 1985.

57 Физика и технология источников ионов / Под ред. Я. Брауна; пер. с англ, под ред. Е.С. Машковой. — М.: Мир, 1998.