**Глава 1. Понятие плазмы тлеющего разряда**

**1.1 Постановка задачи**

В наполненной газом трубке из диэлектрика между электродами, расположенными на ее концах, поддерживается тлеющий разряд. В таком разряде английский физик И. Лэнгмюр на основе визуальных наблюдений выделил две области: «слои» (чередующиеся светлые и темные области вблизи катода) и «плазму» (равномерно светящийся положительный столб разряда, занимающий основную часть трубки).

В настоящее время понятие «плазма» означает газ, в котором часть молекул ионизирована, концентрации электронов и ионов равны и достаточно велики для того, чтобы поведение зарядов определялось их взаимодействием не только с молекулами, но и друг с другом. Подобные условия выполняются в положительном столбе тлеющего разряда.

Электроны и ионы в плазме участвуют в хаотическом движении, подчиняясь статистике Максвелла-Больцмана. В результате действия продольного (вдоль оси трубки) электрического поля температура электронов достаточно высока, и часть из них возбуждает или ионизирует молекулы. Ионизация принципиально необходима для существования плазмы в стационарном состоянии, так как электроны и ионы непрерывно попадают на стенку трубки и там рекомбинируют. Рекомбинация в объеме мала из-за трудности отвода выделяющейся энергии.

Необходимо получить и физически объяснить математические соотношения, определяющие температуру электронов в зависимости от давления газа, радиуса разрядной трубки, а также концентрацию электронов в зависимости от тока разряда и других параметров.

**1.2 Решение задачи**

Основным исходным физическим положением является баланс образования и рекомбинации зарядов: при формировании разряда падение напряжения на положительном столбе, определяющее температуру электронов, устанавливается таким, чтобы ионизация газа быстрыми электронами максвелловского распределения компенсировала уход электронов и ионов из плазмы и их взаимную нейтрализацию на стенке трубки. Установившаяся напряженность поля обеспечивает непрерывный подвод энергии к электронному газу, который расходует её на ионизацию и возбуждение молекул, а также на повышение их температуры.

Уход зарядов на стенку определяется диффузией, поскольку в результате рекомбинации их концентрация у стенки много меньше, чем на оси трубки, и существует радиальный градиент (перепад) концентрации. Плотность диффузионного потока зарядов определяется уравнением Фика:

, (1.1)

где  - число частиц, пересекающих поверхность единичной площади за единицу времени,  - коэффициент диффузии,  - концентрация электронов (равная концентрации ионов),  - радиальная переменная в цилиндрической системе координат;  - градиент концентрации. Знак минус в уравнении показывает, что поток направлен в сторону убывания концентрации. Физическое содержание понятия «диффузия»: в результате хаотического движения частицы направленно перемещаются в область с меньшей концентрацией.

Особенность рассматриваемого случая заключается в том, что электроны и ионы движутся к стенке трубки с одинаковыми скоростями, так как трубка выполнена из изолятора, и чтобы ее потенциал не изменялся с течением времени (чтобы существовало равновесное состояние), потоки противоположно заряженных частиц должны быть равны. Равенство обеспечивается тем, что при формировании плазмы электроны, имеющие по сравнению с ионами более высокую среднюю скорость хаотического движения, заряжают стенку до небольшого (единицы вольт) отрицательного относительно оси трубки потенциала. В установившемся режиме отрицательный потенциал стенки затрудняет движение электронов и способствует движению ионов, выравнивая их потоки в радиальном направлении. Направленное движение электронов и ионов из плазмы с одинаковой скоростью при равенстве потоков, которое обеспечивается электрическим полем зарядов плазмы, называется амбиполярной диффузией («амбиполярная» означает двуполярная, для разнополярных зарядов).

Для определения коэффициента амбиполярной диффузии  представим потоки электронов и ионов в виде двух составляющих, обусловленных градиентом концентрации и электрическим полем:

; (1.2)

, (1.3)

где  и  - коэффициенты диффузии электронов и ионов при отсутствии электрического поля;  и  - подвижности электронов и ионов;  - напряженность радиального электрического поля. Для понимания структуры последних членов в уравнениях (1.2) и (1.3) напомним, что () и () - скорости направленного движения электронов и ионов под действием электрического поля. Уравнение (1.2) отражает движение электронов, которые тормозятся электрическим полем (знак минус перед последним членом), а уравнение (1.3) - движение ускоряемых полем ионов (знак плюс).

Полагая , объединяем уравнения (1.1) - (1.3), исклю-чаем из них величину  и пренебрегаем  в сравнении с :

. (1.4)

Отношение коэффициента диффузии к подвижности  преобразуем с помощью формул (1.6), (1.9) и уравнения , определяющего коэффициент диффузии по статистике Максвелла:

. (1.5)

Соотношение (1.4), впервые полученное А. Эйнштейном, справед-ливо как для электронов, так и для ионов:

. (1.6)

Объединяя (1.5) и (1.3) и пренебрегая  в сравнении с , получаем формулу для определения коэффициента диффузии:

. (1.7)

Баланс ухода и образования зарядов. Сформулируем условия баланса для элементарного слоя, ограниченного двумя цилиндрическими поверхностями с радиусами  и  при длине слоя :



, (1.8)

где  и  - градиенты концентрации при значениях радиусов  и ;  - число ионизаций, производимых электроном в единицу времени [частота ионизаций по формуле (2.4)].

В уравнении (1.7) первый член определяет число зарядов, выходящих в единицу времени из слоя через наружную поверхность, второй - входящих в него через внутреннюю поверхность, а правая часть - число ионизаций в слое в единицу времени. Физический смысл уравнения: разность между выходящим и входящим потоками в равновесном состоянии компенсируется образованием зарядов в слое.

При записи уравнения (1.7) использованы формула (1.1), определяющая плотность потока частиц при амбиполярной диффузии, и формулы для расчёта геометрических параметров слоя:  и  - площади наружной и внутренней поверхностей слоя;  - объем слоя. Соотношение (1.7) после сокращений, раскрывания скобок и деления на  преобразуется к виду:

, (1.9)

где  и  - 1-я и 2-я производные концентрации по радиусу. Решение полученного дифференциального уравнения представляется в виде:

,  (1.10)

где  и  - концентрации зарядов при текущем радиусе  и на оси трубки; - функция Бесселя 1-го рода нулевого порядка от аргумента . График функции представлен на рис. 1.1.

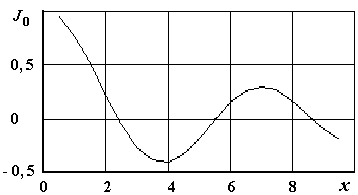


Рис. 1.1. Функция Бесселя первого рода нулевого порядка [ при x = 2,4 ].

Функция отражает физику процесса лишь при  < 2,4, поскольку концентрация зарядов не может быть отрицательной. У стенки концентрация много меньше, чем на оси трубки, так как на стенке ионы нейтрализуются электронами. Полагая приближённо  при  ( - радиус трубки), из уравнения (1.10) и графика функции Бесселя получаем:

. (1.11)

Подставим  из (2.4) и  из (1.6) в уравнение (1.10):

, (1.12)

где  - средняя скорость хаотического движения электронов, пропорциональная  [см. (1.6)], а длина свободного пробега  и подвижность  обратно пропорциональны давлению газа. Численное решение уравнения (1.11) дает искомую зависимость температуры электронов от произведения давления на радиус трубки .

Связь концентрации электронов с током разряда. В общем случае ток пропорционален произведению концентрации носителей тока на их скорость и площадь поперечного сечения потока. В газоразрядной трубке концентрация распределена по сечению неравномерно (1.9). Поэтому ток определяется интегрированием элементарных составляющих:

, (1.13)

где  - ток разряда; - средняя скорость направленного движения электронов вдоль оси трубки ;  - площадь элемента сечения в виде кольца с радиусом  и толщиной . Формула (1.12) записана без учета пренебрежимо малой ионной составляющей тока.

Распределение концентрации по радиусу трубки  рассчитывается по формуле (1.9), которую с учетом (1.10) перепишем в виде:

. (1.14)

Скорость  [см. (1.8)]. Продольная напряженность поля  определяется по величине температуры электронов, полученной численным решением уравнения (1.11). Переход от  к  осуществляется с помощью формулы (1.15). Объединив (1.12) и (1.13), после численного интегрирования получим:

. (1.15)

Уравнение (1.14) определяет искомую связь между концентрацией электронов на оси трубки и током разряда.

**1.3 Анализ результатов решения**

Графики зависимостей электронной температуры от произведения давления на радиус трубки  для различных газов, полученные численным решением уравнения (1.11), представлены на рис. 1.2. Основная особенность графиков: температура электронов уменьшается при увеличении произведения . Физически это связано с увеличением количества соударений электрона с молекулами до ухода на стенку трубки - как за счет роста концентрации молекул с увеличением давления, так и за счет роста расстояния до стенки с увеличением радиуса трубки. В равновесном состоянии каждый уходящий из плазмы электрон обеспечивает себе заместителя путем ионизации молекулы при одном из столкновений. Поскольку число столкновений с ростом  увеличивается, замещение становится возможным при меньшей вероятности ионизации и соответственно - при более низкой температуре электронов.

Из рис. 1.2 также следует, что температура электронов существенно зависит от рода газа. Физически это объясняется, в основном, различием потенциалов ионизации газов: чем выше потенциал, тем молекулы труднее ионизировать и тем более высокой должна быть температура электронов.

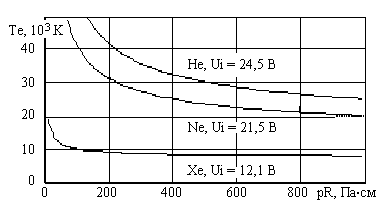


Рис. 1.2. Зависимость температуры электронов от произведения давления газа на радиус трубки (потенциал ионизации газа)

Соотношение (1.14) определяет связь концентрации электронов и ионов с током разряда. Концентрация увеличивается пропорционально току. В основном это согласуется с экспериментальными данными и не требует дополнительных физических объяснений.

Значения электронной температуры, определяемые по уравнению (1.11), позволяют с помощью формулы (1.15) перейти к напряжённости поля  и определить падение потенциала на положительном столбе  (  - длина столба). Его необходимо учитывать совместно с величиной катодного падения потенциала, рассчитываемой по уравнениям (5.5) - (5.8), при определении ВАХ разрядной трубки. Величина  сравнительно мала и составляет небольшую часть общего напряжения на трубке, если её диаметр равен нескольким сантиметрам, а давление газа - порядка сотен паскалей. При уменьшении диаметра до нескольких миллиметров, что характерно для лазеров,  велико (несколько киловольт) и является основной частью падения напряжения на трубке. В соответствии с представленной приближенной теорией величина  не зависит от тока. В действительности в трубках малого диаметра с ростом тока она уменьшается, что приводит к падающей ВАХ разряда. Физически эффект объясняется ступенчатой ионизацией газа и изменением плотности молекул в результате разогрева газа электрическим током.

**Глава 2. Зондовый метод определения параметров плазмы**

**2.1 Постановка задачи**

В наполненной газом стеклянной трубке вблизи её концов расположены катод и анод, а на стенке - дополнительный плоский электрод малых размеров (зонд). В трубке поддерживается тлеющий разряд. Зонд находится в области положительного столба разряда. Электрически он соединен с катодом (или анодом) через измеритель тока и регулируемый источник напряжения. Получена экспериментальная зависимость тока зонда от напряжения между зондом и катодом (или анодом), называемая зондовой характеристикой (ЗХ).

Необходимо получить и физически интерпретировать формулы для ЗХ, а также разработать методику определения на ее основе электронной температуры, концентрации электронов в плазме и потенциала плазмы относительно катода (или анода) в месте расположения зонда.

**2.2 Решение задачи**

Участок ЗХ, содержащий информацию о параметрах плазмы, расположен в области, где потенциалы зонда и плазмы приблизительно равны. В точке, соответствующей равенству потенциалов, электроны и ионы поступают на зонд в результате хаотического движения, подчиняющегося статистике Максвелла - Больцмана, и ток зонда содержит электронную и ионную составляющие.

Электронная составляющая тока зонда. При отрицательном потенциале зонда относительно плазмы на зонд за счет хаотического движения попадают лишь те электроны, энергия которых достаточна для преодоления тормозящего поля. Поток таких электронов определяется интегрированием функции распределения частиц по составляющей скорости, перпендикулярной поверхности зонда, в пределах от граничной величины до бесконечности:

, (2.1)

где  - электронная составляющая тока;  - площадь зонда; - проекция скорости хаотического движения на ось , перпендикулярную зонду;  - концентрация электронов со скоростью в интервале от  до ;  - скорость, начиная с которой электроны могут преодолеть тормозящее поле. Величина  определяется уравнением:

, (2.2)

где  - масса электрона, - модуль разности потенциалов между зондом и плазмой. В уравнении (2.1) произведение  - составляющая потока электронов со скоростью ; ее умножение на заряд электрона дает составляющую плотности тока, а умножение на площадь - составляющую тока. В уравнении (2.2) правая часть - это энергия, расходуемая электроном на преодоление тормозящего поля.

Функция распределения электронов по составляющей скорости из статистики Максвелла-Больцмана:

, (2.3)

где средняя скорость хаотического движения [см. (1.6)]. Объединив (2.1) - (2.3), после интегрирования получим:

 при , (2.4)

где  - электронный ток зонда при = 0:

. (2.5)

Формулы (2.4) и (2.5) определяют электронную составляющую при отрицательном потенциале зонда относительно плазмы. В случае положительного потенциала можно предполагать, что электроны притягиваются к зонду и их поток на зонд с ростом потенциала увеличивается. Однако реально зондовый ток не возрастает. Эффект объясняется тем, что потенциал зонда отталкивает ионы и у поверхности зонда создается тонкий слой движущихся к зонду электронов (без ионов). Их пространственный заряд компенсирует за пределами слоя электрическое поле положительно заряженного зонда. В результате электроны из плазмы попадают на поверхность слоя только за счет хаотического движения, как они попадали на зонд при = 0. Поверхности слоя и плоского зонда приблизительно равны, так что с ростом потенциала зонда ток не изменяется:

 при . (2.6)

Ионная составляющая тока определяется теми же процессами, что и электронная. Поэтому формулы (2.4) - (2.6) можно с учетом положительного заряда ионов использовать для расчёта ионного тока:

 при , (2.7)

; (2.8)

 при , (2.9)

где  - ионная составляющая тока зонда,  - температура ионов,  - средняя скорость хаотического движения ионов,  - масса ионов.

Суммирование электронной и ионной составляющих тока зонда с учётом их противоположной направленности позволяет получить ЗХ.

**2.3 Анализ результатов решения**

График зависимости тока зонда от разности потенциалов между зондом и плазмой, рассчитанный по соотношениям (2.4) - (2.9), представлен на рис. 2.1. При построении графика принято, что положительное направление тока соответствует поступлению на зонд электронов. Физически ЗХ объясняется следующим образом.

В точке  заряды поступают на зонд за счёт хаотического движения без торможения или ускорения потенциалом зонда, так как = 0. Хаотическая скорость электронов больше, чем ионов, у которых меньше температура и больше масса. Поэтому ток зонда практически равен электронной составляющей, значительно (на 2 - 3 порядка) превышающей ионную.

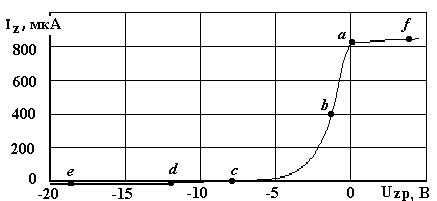


Рис. 2.1. Зондовая характеристика (относительно потенциала плазмы) для аргона при значении произведения pЧR = 1 ПаЧм и Te = =15000 K; a - f - характерные точки

В точке  ток также определяется электронной составляющей, но она уменьшилась за счёт того, что < 0 и часть электронов не может преодолеть тормозящее поле. В точке  торможение больше, электронная составляющая еще уменьшилась и стала равной ионной. В этой точке на зонд в единицу времени поступает одинаковое количество электронов и ионов, а суммарный ток равен нулю.

В точке  практически все электроны не могут преодолеть тормозящее поле. Электронная составляющая близка к нулю, и ток зонда равен ионной составляющей, как и в точке . На участке  ионная составляющая с увеличением абсолютного значения остается постоянной.

Участки  и  объясняются формированием вблизи зонда слоя пространственного заряда соответственно ионов и электронов, который компенсирует поле зонда за пределами слоя. Поэтому с ростом абсолютного значения не обеспечивается дополнительное притяжение зарядов из плазмы вне слоя, и ток зонда существенно не увеличивается. Небольшой рост тока обусловлен увеличением площади поверхности слоя на границе с плазмой за счёт увеличения его толщины и краевого эффекта вблизи кромки зонда. На эту поверхность ионы и электроны попадают в результате хаотического движения. Рост площади увеличивает количество поступающих зарядов.

Экспериментальные ЗХ отличаются от теоретических тем, что по оси напряжений отложены значения потенциалов зонда относительно катода  (или анода ), а не относительно плазмы (). По оси ординат отложены значения логарифма зондового тока (рис. 2.2). Характеристики смещены вправо на величину разности потенциалов между плазмой и катодом. Разность положительна и обычно составляет 100 - 200 В. Если ЗХ снимается относительно анода, то она смещена влево на величину разности потенциалов между плазмой и анодом (от - 20 до - 50 В).

Методика определения параметров плазмы основана на формулах (2.4) - (2.9), из которых следует, что на участке торможения электронов ток зонда приблизительно равен электронной составляющей и определяется уравнением (2.4), логарифмирование которого показывает, что в полулогарифмическом масштабе торможению на ЗХ соответствует прямая:

. (2.10)

Угловой коэффициент прямой определяет температуру электронов:

, (2.11)

где коэффициент 11600 =  ( размерность К/В ), а  - приращения параметров, определяемые по ЗХ с учётом того, что , поскольку можно записать:

 или , (2.12)

где  и  - напряжения плазма - катод и плазма - анод, не изменяющиеся при снятии ЗХ.

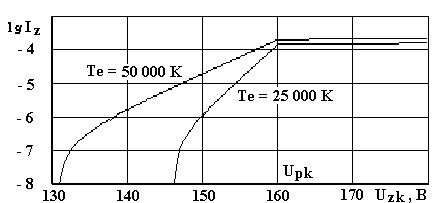


Рис. 2.2. Практические зондовые характеристики для гелия. Uz k и Up k - потенциалы зонда и плазмы относительно катода; I z - ток зонда, А

При увеличении температуры электронов угол наклона ЗХ в полулогарифмическом масштабе уменьшается (рис. 2.2). Участку торможения соответствует более широкий интервал напряжения, поскольку энергия хаотического движения электронов больше и для их торможения необходим более отрицательный потенциал зонда относительно плазмы. Отклонение ЗХ от прямой в нижней части участка торможения обусловлено тем, что в области малых значений ток определяется как электронами, так и ионами. Их суммарный ток стремится к нулю, а логарифм тока - к ().

Концентрация электронов находится из соотношений (2.5) и (1.6):

, (2.13)

где все величины в системе единиц СИ. Значение тока при нулевой разнос ти потенциалов зонд-плазма () и потенциал плазмы относительно катода (или анода) определяются по точке перегиба ЗХ (точка  рис. 2.1), в которой = 0, и в соответствии с (2.12)  =  (см. рис. 2.2).

Кроме плоского зонда, для которого справедливы приведённые ранее соотношения, в экспериментах используются цилиндрические и шаровые зонды, которые обладают рядом преимуществ. Температура электронов определяется с помощью таких зондов так же, как и в случае плоского зонда, а методика расчёта концентрации электронов существенно отличается, поскольку перегиб ЗХ выражен очень слабо. В случаях, когда распределение электронов по энергии отличается от максвелловского, функция распределения может быть получена двойным дифференцированием ЗХ на участке торможения.

**Заключение**

- в миллиамперном диапазоне тока основным фактором, определяющим газоразрядные процессы, является перераспределение электрического потенциала в межэлектродном промежутке под действием пространственного заряда ионов;

заряд повышает потенциалы точек промежутка, и приложенное к электродам напряжение оказывается сосредоточенным в катодной области, ширина которой уменьшается с ростом плотности тока;

сокращение ширины катодной области существенно изменяет условия ионизации в результате увеличения напряженности поля и уменьшения протяженности электронных лавин;

условия ионизации с ростом плотности тока и заряда ухудшаются, а напряжение на промежутке повышается, если разряд возник при малых  на левой ветви КП;

условия ионизации по мере роста плотности тока и заряда вначале улучшаются, а затем ухудшаются, в результате чего напряжение горения разряда соответственно снижается и увеличивается (формируется «провал» на ВАХ), если разряд возник при больших  на правой ветви КП.

плазма тлеющий разряд электрон зондовый

**Список литературы**

. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа (в задачах с решениями). М., Наука, 1985.

2. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М., Наука, 1991.

. Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980.

. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. - М., Госатомиздат, 1961.