

ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

Изучение газового разряда

к.ф.-м.н., профессор

Гамаюнов Ю.Г.

Саратов, СГУ, кафедра электроники, колебаний и волн

1. Введение

Процесс прохождения электрического тока в газовой среде называется газовым разрядом.

В процессах, определяющих прохождение тока в газе, участвуют различные частицы – электроны, положительные и отрицательные ионы, нейтральные атомы и молекулы. Условия прохождения тока через разрядный промежуток определяются также рядом внешних параметров, таких, как конфигурация, размеры, эмиссионные свойства электродов, давление и состав газа, сила тока и т.д. Все это затрудняет создание строгой теории газового разряда. Поэтому в значительной мере теория разряда опирается на приближенные расчеты и эмпирические соотношения, хотя для ряда конкретных условий получены количественные закономерности. Целью настоящей работы является изучение самостоятельного разряда в газе и метода зондов для определения основных параметров газоразрядной плазмы.

2. Теоретическая часть

2.1. Несамостоятельный и самостоятельный разряды в газах

Электрические разряды в газе подразделяются на несамостоятельные, требующие для своего поддержания внешнего источника ионизации, обеспечивающего появление заряженных частиц (нагрев катода, внешнее излучение и т.д.), и самостоятельные, развивающиеся только за счет процессов в самом разряде и не требующие внешнего возбуждения. Переход от несамостоятельного разряда к самостоятельному легче всего прослеживается в газоразрядной трубке с холодным катодом, на которую подано напряжение и в которой электроны появляются в разрядном промежутке за счет внешнего ионизирующего излучения или, например, за счет фотоэлектронной эмиссии с катода. Под действием приложенного между катодом и анодом напряжения заряженные частицы начинают двигаться к аноду (электроны) и катоду (положительные ионы), создавая ток через разрядный промежуток. Вольтамперная характеристика разряда показана на рис.1. При малом анодном напряжении (участок 1) не все образовавшиеся носители достигают электродов. Поэтому по мере увеличения напряжения ток будет увеличиваться, пока не достигнет насыщения (участок 2), определяемого тем, что на электроды попадают почти все образовавшиеся в трубке заряды. С дальнейшим увеличением напряжения разряд переходит в режим газового усиления, характеризующегося образованием электронных лавин (участок 3). Участок 4 соответствует переходу к самостоятельному разряду.

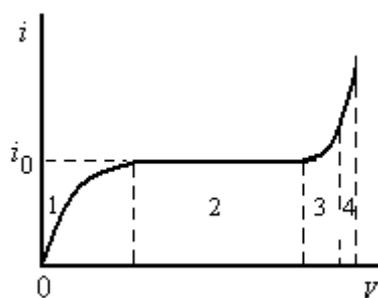


Рис.1. Вольт-амперная характеристика разряда

При напряжениях, соответствующих областям 3, 4, кинетическая энергия, приобретаемая электронами на пути к аноду, достаточна для ионизации атомов газа. Каждый акт ионизации служит источником появления нового свободного электрона в разрядном промежутке, причем этот электрон, ускоряясь полем, в свою очередь способен вызвать ионизацию газа. Поэтому по мере движения к аноду число свободных электронов в разрядном промежутке лавинно нарастает. Таунсендом были введены три коэффициента для описания процесса нарастания электронных лавин: α - коэффициент объемной ионизации газа электронами, равный количеству актов ионизации, производимых одним электроном на единице пути к аноду; β - коэффициент объемной ионизации газа положительными ионами, равный количеству актов ионизации, производимых одним положительным ионом на единице пути к катоду; γ - коэффициент, характеризующий количество электронов, вылетающих с катода в результате попадания на него положительных ионов (так называемые γ - процессы на катоде).

Если ось x направить вдоль разрядного промежутка от катода к аноду, то увеличение потока электронов на пути dx за счет актов ионизации атомов газа будет равно:

$$dn = \alpha n(x) dx, \quad (1)$$

где $n(x)$ - количество электронов, проходящих в единицу времени через сечение, расположенное на расстоянии x от катода.

Допустим, что под действием внешнего возбуждающего фактора с катода выходит в единицу времени n_0 электронов, а общее количество электронов, покидающих катод за счет γ процессов и действия внешних факторов будет n_k . Для вычисления количества электронов n_e , которые придут на анод, следует проинтегрировать (1) в пределах длины разрядного промежутка, т.е. от $x=0$ до $x=d$, где d - расстояние между катодом и анодом. В общем случае коэффициент α является функцией напряженности электрического

поля и давления газа, поэтому интегрирование выражения (1) приводит к соотношению:

$$\frac{dn}{n} = \alpha(x)dx, \text{ откуда}$$

$$n_e = n_k \exp \int_0^d \alpha(x) dx \quad (2)$$

Так как на пути к аноду электроны совершают $n_e - n_k$ актов ионизации, то под действием приложенного напряжения к катоду направится поток ионов, равный

$$n_e - n_k = n_k [\exp \int_0^d \alpha(x) dx - 1] \quad (3)$$

Дойдя до катода, положительные ионы вызывают появление дополнительного количества электронов за счет γ процессов. Число этих электронов очевидно будет равно:

$$n_{e1} = \gamma n_k [\exp \int_0^d \alpha(x) dx - 1]. \quad (4)$$

В стационарном случае, когда у катода поддерживается за счет внешнего ионизатора и γ -процессов одно и то же число электронов, должно выполняться равенство: $n_0 + n_{e1} = n_k$.

С учетом соотношения (4) будем иметь:

$$n_k = n_0 + \gamma n_k [\exp \int_0^d \alpha(x) dx - 1] \quad (5)$$

Из формулы (5) нетрудно определить стационарное значение n_k .

$$n_k = \frac{n_0}{1 - \gamma [\exp \int_0^d \alpha(x) dx - 1]}$$

Таким образом, число электронов n_e , которые доходят до анода, в соответствии с (2) будет:

$$n_e = \frac{n_0 \exp \int_0^d \alpha(x) dx}{1 - \gamma [\exp \int_0^d \alpha(x) dx - 1]} \quad (6)$$

Так как анодный ток пропорционален n_e , то его величина окажется равной:

$$i = \frac{i_0 \exp \int_0^d \alpha(x) dx}{1 - \gamma [\exp \int_0^d \alpha(x) dx - 1]}, \quad (7)$$

где i_0 – ток, создаваемый внешним ионизатором. При выводе формулы (7) не учитывалась ионизация газа положительными ионами, поскольку коэффициент β очень мал и этим эффектом можно пренебречь. Из формулы (7) видно, что с увеличением расстояния d между катодом и анодом разрядный ток возрастает. Кроме того, его величина определяется коэффициентами $\alpha(x)$ и γ , которые, как отмечалось, зависят от напряженности электрического поля и от давления в газе. Для выяснения этой зависимости проведем оценочные расчеты. При давлении газа p электроны в среднем проходят между столкновениями путь, равный длине свободного пробега $\lambda_e \sim \frac{1}{p}$, и на этой длине приобретают энергию $\varepsilon \sim \lambda_e E \sim \frac{E}{p}$. От величины этой энергии будет зависеть число ионизаций N , произведенное электроном, т.е.

$$N = f_1\left(\frac{E}{p}\right) \quad (8)$$

С другой стороны, число ионизаций на длине λ_e можно выразить через коэффициент α :

$$N = \alpha \lambda_e \sim \frac{\alpha}{p} \quad (9)$$

Из формул (8)-(9) следует такая зависимость:

$$\frac{\alpha}{p} = f_1\left(\frac{E}{p}\right) \quad (10)$$

Аналогичные оценки можно провести и для коэффициента γ . Действительно, так как число электронов, выбиваемых с катода положительными ионами, определяется энергией $\varepsilon \sim \lambda_i E \sim \frac{E}{p}$, приобретаемой ионом на длине свободного пробега λ_i , то для коэффициента

γ можно записать соотношение:

$$\gamma = f_2\left(\frac{E}{p}\right) \quad (11)$$

Однако в некоторых случаях коэффициент γ оказывается примерно постоянным.

В формулах (10)-(11) f_1, f_2 – некоторые функции, для которых пока что найдены лишь приближенные или полуэмпирические выражения.

Для плоской системы электродов в отсутствии влияния объемного заряда (при малых плотностях тока несамостоятельного разряда этим влиянием можно пренебречь) электрическое поле между катодом и анодом однородно, поэтому коэффициент α от x не зависит, и поэтому формула (7) упростится:

$$i = \frac{i_0 \exp \alpha d}{1 - \gamma [\exp \alpha d - 1]} \quad (12)$$

Из формулы (12) видно, что если знаменатель окажется равным нулю, то анодный ток может существовать даже при отсутствии внешнего ионизатора ($i_0 = 0$), иными словами, при выполнении условия

$$\gamma[\exp \alpha d - 1] = 1 \quad (13)$$

разряд становится самостоятельным. Выполнение условия (13), как это видно из (4), физически означает, что каждый электрон, вылетающий с катода, вызывает в процессе лавинного нарастания такое количество актов ионизации, при которых пришедшие на катод положительные ионы в свою очередь выбивают из него один электрон, т.е. разряд способен поддерживаться только за счет внутренних процессов в разрядном промежутке. Напряжение V_3 , при котором возникает самостоятельный разряд, называется напряжением зажигания. Если в момент включения напряжения оно несколько превышает V_3 , то в разрядном промежутке очень быстро развивается самостоятельный разряд. Условие (13) с учетом (10)-(11) можно записать в виде:

$$f_2\left(\frac{E}{p}\right)\left[\exp pd f_1\left(\frac{E}{p}\right) - 1\right] = 1 \quad (14)$$

Учитывая, что непосредственно перед зажиганием разряда ток невелик и объемный заряд не искажает распределение электрического поля в межэлектродном промежутке, то $E = V_3/d$ и условие (14) возникновения самостоятельного разряда примет вид:

$$f_2\left(\frac{V_3}{pd}\right)\left[\exp pd f_1\left(\frac{V_3}{pd}\right) - 1\right] = 1 \quad (15)$$

Из уравнения (15) в принципе можно определить V_3 напряжение зажигания самостоятельного разряда. Видно, что напряжение зажигания самостоятельного разряда определяется произведением давления газа на длину разрядного промежутка, но не отдельно их величинами. Таким образом, $V_3 = V_3(pd)$ Этот вывод известен как закон Пашена. Графики зависимости $V_3 = V_3(pd)$ называются кривыми Пашена. Для каждого газа они различны и их типичный вид представлен на рис.2. При некоторых значениях $(pd)_{\min}$ напряжение зажигания минимально. Физически повышение напряжения зажигания разряда

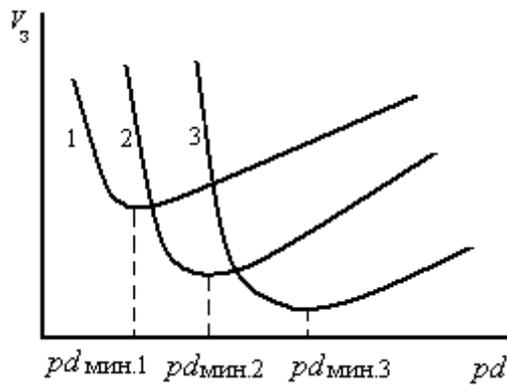


Рис.2 .Пример кривых Пашена для трех газов

при уменьшении pd относительно $(pd)_{\text{мин}}$ вызвано тем, что электронные лавины не успевают развиться в необходимой мере при малых межэлектродных расстояниях и малом давлении газа. При больших значениях $pd > (pd)_{\text{мин}}$ увеличение напряжения связано с уменьшением напряженности электрического поля при больших межэлектродных расстояниях, а также с уменьшением длины свободного пробега электронов при высоком давлении газа вследствие чего электроны не набирают необходимой энергии для ионизации нейтральных молекул. Напряжение зажигания зависит также от материала катода, примесей в газовой среде, формы разрядного промежутка. Отступления от закона Пашена наблюдаются при больших давлениях, когда происходит искровой пробой разрядного промежутка, и при малых значениях pd , когда между электродами возникает вакуумный пробой с участием автоэлектронной эмиссии. Подчеркнем, что условие (15) указывает лишь на возникновение самостоятельного разряда, но не дает никакой информации о дальнейшем развитии и накоплении объемного заряда электронов и ионов в межэлектродном пространстве. Развитие разряда после его зажигания и роль объемного заряда была рассмотрена В. Роговским. Качественно процесс установления разряда описывается следующим образом. С момента зажигания самостоятельного разряда ток возрастает, и резко увеличивается концентрация положительных ионов в разрядном промежутке (электроны, как более подвижные частицы, быстро уходят к аноду). Теперь уже напряженность электрического поля в разрядном промежутке не является постоянной, а напряжение не возрастает линейно от катода до анода, как это было перед моментом зажигания и в момент зажигания разряда (линия 1 на рис.3).

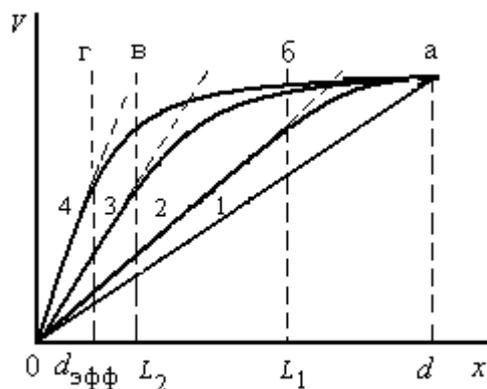


Рис.3. Распределение потенциала в разрядном промежутке

Наиболее велика будет концентрация ионов вблизи катода, куда они приходят со всего разрядного промежутка. Поэтому потенциал здесь повышается и его распределение вдоль трубки будет последовательно по мере развития разряда соответствовать ходу кривых 2, 3, на рис.3 Кривые в области резкого нарастания потенциала можно приближенно заменить штриховыми линиями, так что можно полагать, что напряженность электрического поля будет отлична от нуля в пределах ограниченного участка до точек б, в и т.д. Расстояние L , на котором происходит основное нарастание потенциала, уменьшается ($L_2 < L_1 < d$), а напряженность поля в прикатодной области возрастает. Так как коэффициент α зависит от напряженности поля, (типичная зависимость $\frac{\alpha}{p} = f_1\left(\frac{E}{p}\right)$ показана на рис.4), то в соответствии с формулой (4) число n_{e1} электронов, выходящих из катода за счет γ -процессов, будет нарастать по сравнению с их начальным значением n_k , если коэффициент

$$\mu = \gamma \left[\exp \int_0^L \alpha(x) dx - 1 \right] > 1 \quad (16)$$

В формуле (16) верхний предел интегрирования изменен и он уже не равен расстоянию d между электродами, а взято некоторое расстояние L , на котором происходит основное нарастание потенциала в разрядном промежутке и где, следовательно, происходят основные процессы, ответственные за развитие разряда. Коэффициент μ называется ионизационным нарастанием. Таким образом, по мере образования лавин одновременно изменяется коэффициент $\alpha(x)$ и эффективная длина L разрядного промежутка и, следовательно, изменяется величина μ ионизационного нарастания. На рис.5. показано

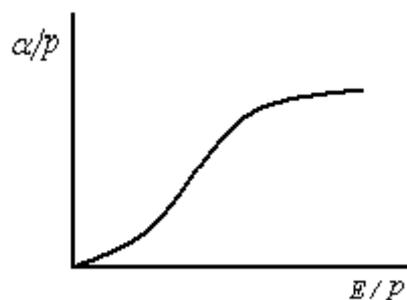


Рис.4. Зависимость $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$

это изменение. Значение $\mu = 1$ соответствует такому состоянию разряда, при котором около катода поддерживается одно и то же количество заряженных частиц. Если в момент зажигания разряда $L = d$ и $\mu = \gamma[\exp \alpha d - 1] = 1$, то по мере развития разряда и увеличения коэффициента α при одновременном уменьшения длины L , ионизационное нарастание, тем не менее, увеличивается и становится больше единицы, что будет означать последовательное нарастание лавин. Однако в некоторый момент на величину μ эффект

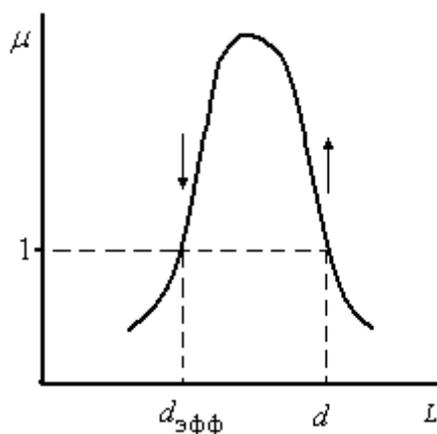


Рис.5. Изменение ионизационного нарастания по мере развития разряда

уменьшения длины будет оказывать большее влияние, чем рост α , μ начнет уменьшаться, так что разряд опять придет к состоянию, где $\mu = 1$, но длина будет $L = d_{эфф}$ (рис.3, рис.5). Это будет устойчивое состояние разряда, так как если вдруг за счет какой-либо флуктуации величина тока разряда изменится, например, увеличится, то это приведет к дальнейшему уменьшению $L = d_{эфф}$ и, следовательно, уменьшению μ . Этот коэффициент будет меньше единицы, что приведет и к уменьшению нарастания лавин. Вследствие этого у катода произойдет рассасывание положительного пространственного заряда ионов и восстановление прежней протяженности области

$L = d_{\text{эфф}}$. Таким образом, разряд стабилизируется при таком распределении потенциала, при котором коэффициенты α и γ связаны с расстоянием $L = d_{\text{эфф}}$ соотношением:

$$\gamma \left[\exp \int_0^{d_{\text{эфф}}} \alpha(x) dx - 1 \right] = 1 \quad (17)$$

Стационарному состоянию разряда соответствует определенный ток и распределение потенциала в разрядном промежутке. Из проведенного рассмотрения ясно, что наибольший градиент потенциала должен быть в прикатодной области. Следует также отметить, что при анодном напряжении, большем, чем V_3 , разряд возникает не сразу. Развитие разряда начинается через время τ_c (статистическое время запаздывания) между моментом подачи напряжения и моментом появления свободного электрона, способного начать процесс ионизации газа. Время τ_c связано с наличием ионизирующих факторов, в частности с остаточной ионизацией в газе, а также с состоянием поверхности электродов и величиной приложенного напряжения. Окончательное установление разряда характеризуется временем развития разряда (временем формирования) $\tau_{\text{ф}}$ от начала первой лавины до установления стационарного состояния разряда. Время $\tau_{\text{ф}}$ зависит от напряженности поля E и давления p газа и уменьшается от $10^{-4} \div 10^{-5}$ с. до $10^{-7} \div 10^{-8}$ с. при повышении давления газа. От 10^2 до 10^5 Па. Тип установившегося газового разряда определяется параметрами внешней цепи (напряжение источника питания и балластное сопротивление). В настоящей работе изучается тлеющий разряд, который характеризуется сравнительно малым током ($10^{-4} \div 1$ А), довольно большим напряжением на разрядном промежутке (сотни вольт) при давлении $1 \div 10^2$ Па.

2.2 Метод зондовых характеристик

В тлеющем разряде имеется несколько чередующихся областей с различно протекающими процессами возбуждения, ионизации и рекомбинации частиц. В длинных трубках в условиях низкого давления эти области можно наблюдать непосредственно по различной интенсивности свечения газа. Наибольшая область в разрядном промежутке занята положительным столбом разряда—участком высокоионизованного газа (плазмы) с примерно равной концентрацией положительных и отрицательных зарядов. Ленгмюр разработал метод

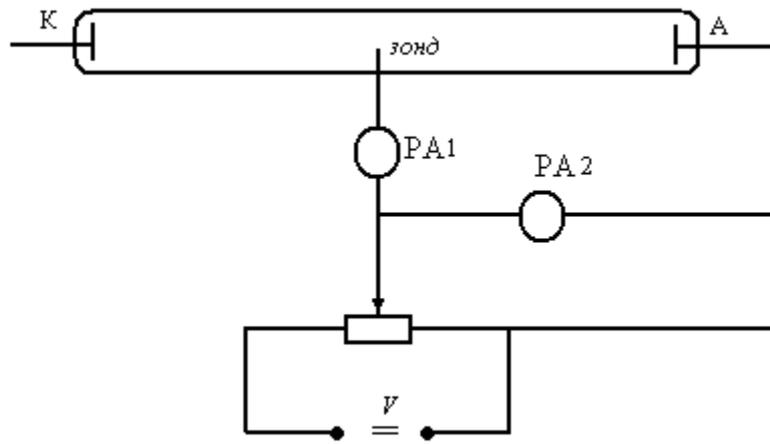


Рис.6. Электрическая схема для снятия зондовых характеристик

зондовых характеристик, позволяющий определить значение потенциала плазмы, концентрацию электронов и температуру электронного газа в этой области. Метод основан на использовании максвелловского распределения по энергии электронов в плазме. Электрическая схема установки для снятия зондовых характеристик показана на рис.6.

В методе зондов измеряют микроамперметром РА1 ток i_s зонда, вольтметром РА2 напряжение V_s зонда относительно анода и строят вольт-амперную характеристику зонда, т.е. зависимость $i_s = f(V_s)$, схематично показанную на рис.7. На рис.7. ординаты кривой вверху от оси абсцисс соответствуют значениям электронного тока из плазмы на зонд, а нижние – току положительных ионов. Масштаб по оси ординат для ионного тока (он мал) во много раз больше масштаба для электронного тока. На участке ab зонд имеет отрицательный потенциал относительно невозмущенной плазмы. Поэтому зонда достигают в основномдвигающиеся к нему положительные ионы. Из числа электронов плазмы на зонд

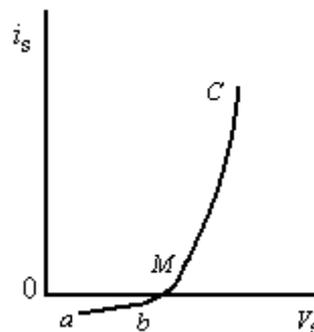


Рис.7. Вольт-амперная характеристика зонда

попадают лишь наиболее быстрые электроны максвелловского распределения. По этой причине зонд окружен слоем положительного пространственного заряда, созданного положительными ионами. В этом слое сосредоточено все падение напряжения между окружающей невозмущенной плазмой и зондом. Величина тока зонда обусловлена тепловым движением ионов, попадающих из плазмы на границу между этим слоем и областью невозмущенной плазмы. Если уменьшать отрицательный потенциал зонда, то на него начнут попадать быстрые электроны во все большем и большем количестве. В точке M электронный ток сравнивается с ионным током, и результирующий ток на зонд оказывается нулевым. Это происходит при все еще отрицательном потенциале зонда относительно потенциала плазмы, так как среднее значение кинетической энергии беспорядочного движения электронов, а, следовательно, и средней скорости их теплового движения во много раз больше средней кинетической энергии и средней скорости ионов. На участке MC электронный ток на зонд преобладает над ионным, и общий ток заряженных частиц, попадающих на зонд, имеет обратное направление. Однако вследствие большой скорости электронов по сравнению со скоростью положительных ионов концентрация электронов в окружающем зонд слое меньше концентрации ионов, и отрицательный по отношению к плазме потенциал зонда все еще оказывает тормозящее влияние на движение электронов к зонду. Концентрация n электронов в слое меньше их концентрации n_0 в невозмущенной плазме и определяется распределением Больцмана.

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right), \quad (18)$$

где $V = V_p - V_s$ - разность потенциалов между невозмущенной плазмой и зондом, V_p - потенциал плазмы, T_e - температура электронного газа. Так как по мере уменьшения разности потенциалов ионный ток становится очень малым по сравнению с электронным током, уже на участке характеристики, лежащей близко к точке M , показания токового прибора будут регистрировать электронный ток. При максвелловском распределении скоростей электронов их средняя скорость $v = \sqrt{8kT_e/\pi m}$, а их число, попадающих за единицу времени на единичную площадку зонда равно: $N_s = \frac{1}{4}nv$. Умножая это соотношение на заряд электрона и используя формулу (18), найдем плотность тока на зонд:

$$i_s = \frac{1}{4}evn_0 \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) \quad (19)$$

Величина $i_{s0} = \frac{1}{4} evn_0$ определяет максимальный электронный ток, обусловленный беспорядочным движением электронов, который должен идти на зонд при $V = 0$. Логарифмируя формулу (19), получим:

$$\ln \frac{i}{i_{s0}} = -\frac{eV}{kT_e} \quad (20)$$

Так как $V = V_p - V_s$, то $\ln \frac{i}{i_{s0}} = -\frac{e}{kT_e} (V_p - V_s)$. Зависимость $\ln \frac{i}{i_{s0}}$ от V_s является

линейной с угловым коэффициентом $\frac{e}{kT_e}$ и схематично показана на рис.8. Заметим, что

формулы (19), (20) справедливы лишь до тех пор, пока потенциал зонда не превышает потенциал плазмы. Если потенциал зонда будет выше, то электроны будут двигаться к зонду не только вследствие своего беспорядочного теплового движения, но и благодаря ускоряющему их полю, созданному зондом. Величина электронного тока уже не будет описываться соотношениями (19), (20) и ход логарифмической характеристики тока уже не будет линейным. Схематично это показано на рис.8 пунктирной линией. Положение же точки p изгиба зависимости $\ln \frac{i}{i_{s0}} = f(V_s)$ определяет потенциал плазмы, так как для этой

точки $V_s = V_p$. При этом слой положительного пространственного заряда около зонда исчезает. При большом положительном потенциале зонда может наступить пробой на зонд: он начинает играть роль анода в разрядном промежутке и разряд может перекинуться на него. При снятии вольт-амперной характеристики зонда этого следует избегать. Таким образом, по точке перегиба зондовой характеристики можно определить

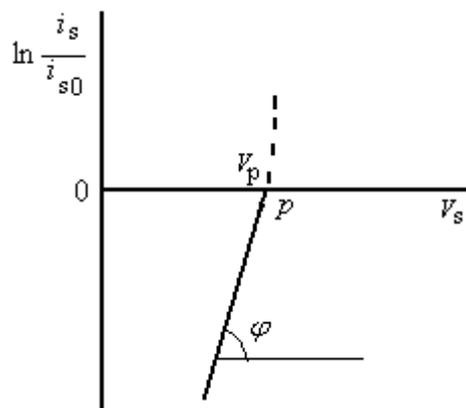


Рис.8. Логарифмическая вольт-амперная характеристика зонда

потенциал плазмы, а по тангенсу угла наклона линейного участка логарифмической характеристики зонда определить температуру электронного газа: $T_e = \frac{e}{k \operatorname{tg} \varphi} = \frac{11609}{\operatorname{tg} \varphi}$.

Укажем кратко искажения, вносимые в вольт-амперную характеристику зонда различными факторами и обсудим вопрос о пределах применимости метода зондовых характеристик Ленгмюра.

При очень низких давлениях газа плотность положительного пространственного заряда в слое около зонда уменьшается настолько, что он перестает экранировать плазму от поля зонда, что возмущает ее состояние. При этих давлениях ход зондовых характеристик искажается. Искажение зондовых характеристик имеет место также в случае, когда размеры зонда таковы, что ток на него становится соизмеримым с разрядным током. Зондовые характеристики искажаются также при наличии заметной вторичной эмиссии электронов с поверхности зонда, его разогреве, что вызывает термоэмиссию. Среди других факторов следует отметить дополнительную ионизацию газа электронами в пределах слоя пространственного заряда, окружающего зонд. Она не учитывается теорией зондовых характеристик. Число актов ионизации в слое возрастает при увеличении давления газа, поэтому логарифмическая вольт-амперная характеристика начинает отличаться от прямой. Опыт показывает, что метод зондовых характеристик применим, например, для аргона при давлениях порядка 10^2 Па и становится совершенно неприменимым при давлениях больше 10^3 Па. Предельные давления различны для разных газов, Подбирая соответствующим образом размеры и режим зондов для каждого газа, можно в значительной мере избежать влияния возмущающих факторов и достоверно определить основные параметры газоразрядной плазмы.

2.3. Экспериментальная часть. Обработка результатов

Экспериментальная установка для изучения газового разряда состоит из четырех трубок с подвижными электродами и регулируемых источников питания с измерительными приборами. Схема электрическая принципиальная установки представлена на рис.9.

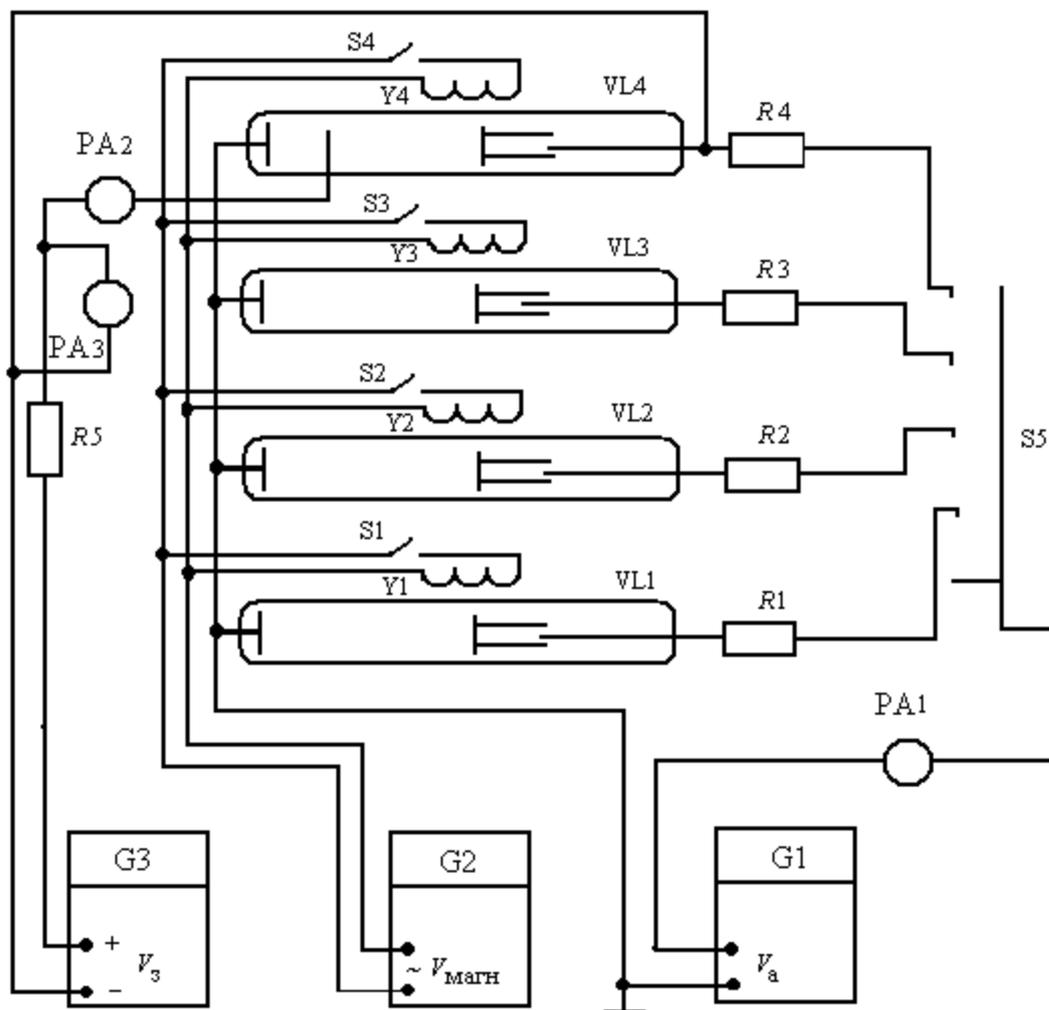


Рис.9. Схема электрическая принципиальная для изучения газового разряда

Трубки VL1 ÷ VL3 наполнены инертным газом при разных давлениях и используются для снятия кривых Пашена. Аноды трубок можно передвигать с помощью электромагнитов Y1 ÷ Y3. Это позволяет устанавливать расстояние между анодом и катодом трубки до 20см. Трубка VL4 также наполнена инертным газом и служит для снятия зондовых характеристик. В этой трубке расстояние между анодом и катодом фиксировано, но эти электроды можно с помощью электромагнита Y4 сдвигать относительно зонда и тем самым снимать зондовые характеристики в различных участках разряда. Электропитание установки осуществляется от источников G1 ÷ G3. Высоковольтный источник G1 обеспечивает регулируемое напряжение на трубке до 1500В, которое измеряется встроенным в источник вольтметром. Подключение этого источника к трубкам осуществляется переключателем S5. Электромагниты Y1 ÷ Y4 подключаются к источнику G2 с помощью кнопок S1 ÷ S4, расположенных в корпусах электромагнитов. Источник G3 обеспечивает регулируемое напряжение до 300В, подаваемое на зонд. Миллиамперметром PA1 измеряется ток разряда, а микроамперметром PA2 - ток зонда. Напряжение на зонде

измеряется вольтметром РА3. Сопротивления $R1 \div R5$ ограничивают ток разряда и ток зонда. Для снятия кривых Пашена необходимо установить требуемое расстояние между электродами, переключателем S5 подключить к источнику G1 исследуемую трубку и, увеличивая напряжение от источника G1, зажечь разряд.

ВНИМАНИЕ! ПЕРЕДВИГАТЬ ЭЛЕКТРОДЫ И ПЕРЕКЛЮЧАТЬ ТРУБКИ МОЖНО ТОЛЬКО ПРИ ВЫКЛЮЧЕННОМ ВЫСОКОМ НАПРЯЖЕНИИ.

Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда снимается на трубках VL1 \div VL3, при этом измеряется ток разряда миллиамперметром РА1 в зависимости от напряжения на трубке. При снятии зондовых характеристик необходимо следить, чтобы разряд не перебрасывался на зонд. Вольт-амперную характеристику зонда получают, измеряя микроамперметром РА2 ток зонда в зависимости от напряжения на нем, подаваемое от источника G3 и измеряемое вольтметром РА3.

Задание

1. Снять зависимость напряжения зажигания разряда от произведения давления в трубках на расстояние между электродами. Построить их на одном графике и дать объяснение полученным результатам.

2. Снять вольт-амперные характеристики тлеющего разряда для любой из трех трубок при 3-4 расстояниях между электродами.

3. Снять вольт-амперные характеристики зонда при 3-4 положениях зонда относительно электродов.

4. Определить потенциал плазмы и температуру электронного газа по результатам п.п.3.

Литература

1. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. / С.А. Фридрихов, С.М. Мовнин. М.: Высшая школа. 1982. С.558-576, 591-593.

2. Капцов Н.А. Радиофизическая электроника. / Н.А.Капцов. М.: Изд-во МГУ, 1960.С.371-386, 409-425.

3. Гамаюнов Ю.Г. Пособие к лабораторным работам по физической электронике. / Ю.Г. Гамаюнов, Ю.П. Радин, А.А. Кипчатов. Саратов: Изд-во СГУ, 1987. С.104-121.

Контрольные вопросы

- 1 Дайте определение самостоятельного и несамостоятельного разряда в газе.
2. Объясните вольт-амперную характеристику несамостоятельного разряда.
3. Какие процессы описываются с помощью коэффициентов α , β , γ ? Объясните их физический смысл.

4. Расскажите о законе Пашена и кривых Пашена.
5. Расскажите о теории Роговского. Какую роль играет пространственный заряд ионов?
6. В чем заключается метод зондовых характеристик? В каких случаях он применим?
7. Как по зондовым характеристикам определить параметры газоразрядной плазмы?