

Работа 1

УСЛОВИЯ ЗАЖИГАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ (ЗАКОН ПАШЕНА)

Цель: практическое ознакомление с законом Пашена, исследование графической зависимости напряжений зажигания разряда от давления газа и межэлектродного расстояния $U_{np} = f(p \cdot d)$.

ВВЕДЕНИЕ

Электрические разряды в газах - это прохождение электрического тока через газовую среду под действием электрического поля. Прохождение электричества в металлических проводниках подчиняется закону Ома: $U = I \cdot R$, согласно которому отношение разности потенциалов U на концах проводника к току I равно постоянной величине R .

Металл можно представить как решетку положительных ионов, сквозь которую электроны (один или более на ион) могут двигаться сравнительно свободно. Если к концам проводника приложена разность потенциалов, электроны движутся от отрицательного к положительному концу. Положительные ионы остаются на своих местах. Энергия, которую электроны приобретают в электрическом поле, передается ионам в виде энергии колебаний, превращаясь таким образом в тепло.

Сложные явления, происходящие при электрических разрядах в газах, резко отличаются от сравнительно простой картины переноса электричества в металлах. Во-первых, молекулы и атомы газа электрически нейтральны: атомы состоят из положительно заряженных ядер, окруженных электронами, но эти электроны, в отличие от электронов в металлическом проводнике, сильно связаны с ядром. Поэтому при небольших напряженностях электрического поля газ является практически идеальным изолятором (напряжение пробоя воздуха 33 кВ/см). Например, ядро атома водорода представляет собой ион водорода с положительным зарядом $Q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. На расстоянии $R = 5 \cdot 10^{-9}$ см от ядра находится электрон, имеющий отрицательный заряд той же величины. Согласно закону Кулона, сила притяжения между электроном и ядром равна Q^2/R^2 . Поэтому чтобы оторвать электрон от ядра атома, необходимо электрическое поле с напряженностью порядка $Q/R^2 = 5 \cdot 10^9$ В/см. В действительности, однако, переход из состояния, когда вещество является изолятором,

в проводящее состояние может иметь место при значительно меньших напряженностях поля. При этом электроны и ионы, необходимые для электропроводности, образуются иными путями. И, поскольку присутствуют подвижные носители электрического заряда разных знаков и масс, положение становится гораздо более сложным, чем в случае металла.

В газе под действием электрического поля движутся не только электроны, но и положительные ионы, которые теперь, конечно, не имеют фиксированного положения. Таким образом, перенос электричества осуществляется двумя потоками, направленными в противоположные стороны. Скорости, приобретаемые ионами, значительно меньше скоростей электронов, так как ионы имеют намного большую массу. Поэтому если первоначально ионы и электроны образовались в равном количестве, то по истечении достаточно большого времени ионы будут оставаться и накапливаться в пространстве, где происходит разряд, и таким образом создавать положительный пространственный заряд. Его появление будет искажать электрическое поле между анодом и катодом, так что напряженность поля в результате не будет постоянной вдоль пути разряда в отличие от случая металлического проводника (а также электронейтрального газа или вакуума) (рис. 1). Более того, поле в различных областях объема газа может иметь противоположное направление. Далее, в то время как в металлах прохождение электрического тока сопровождается передачей энергии от движущихся электронов ионной решетке, в газах при прохождении тока электроны сталкиваются со свободными атомами, приводя к целому ряду различных процессов, таких как упругие соударения, возбуждение, ионизация, и в некоторых случаях к образованию отрицательных ионов.

При таких столкновениях возникает излучение, образуются возбужденные атомы и ионы, в свою очередь приводящие к вторичным процессам: положительные ионы могут выбивать электроны из катода и, если они сталкиваются с атомами, образовывать быстрые нейтральные атомы, а иногда и возбуждать их, ионизовать или приводить к рекомбинации с электронами, образуя нейтральные атомы.

В газовом разряде, как и при других формах переноса электричества, выделяется тепло: часть энергии электронов, ионов и быстрых молекул или атомов будет проявляться в нагревании газа и электродов, а часть энергии будет покидать газ в виде излучения. Усложнение по сравнению с явлениями электропроводности в металлах происходит в основном вследствие того, что в газах атомы не связаны друг с другом. Если в газе электрон сталкивается с атомом, можно рассматривать только эти две частицы, в то время как в металле следует рассматривать всю решетку.

Таким образом, ясно, что усложнения следует приписать не самим по себе элементарным процессам, а возможности появления большого количества разнообразных процессов.

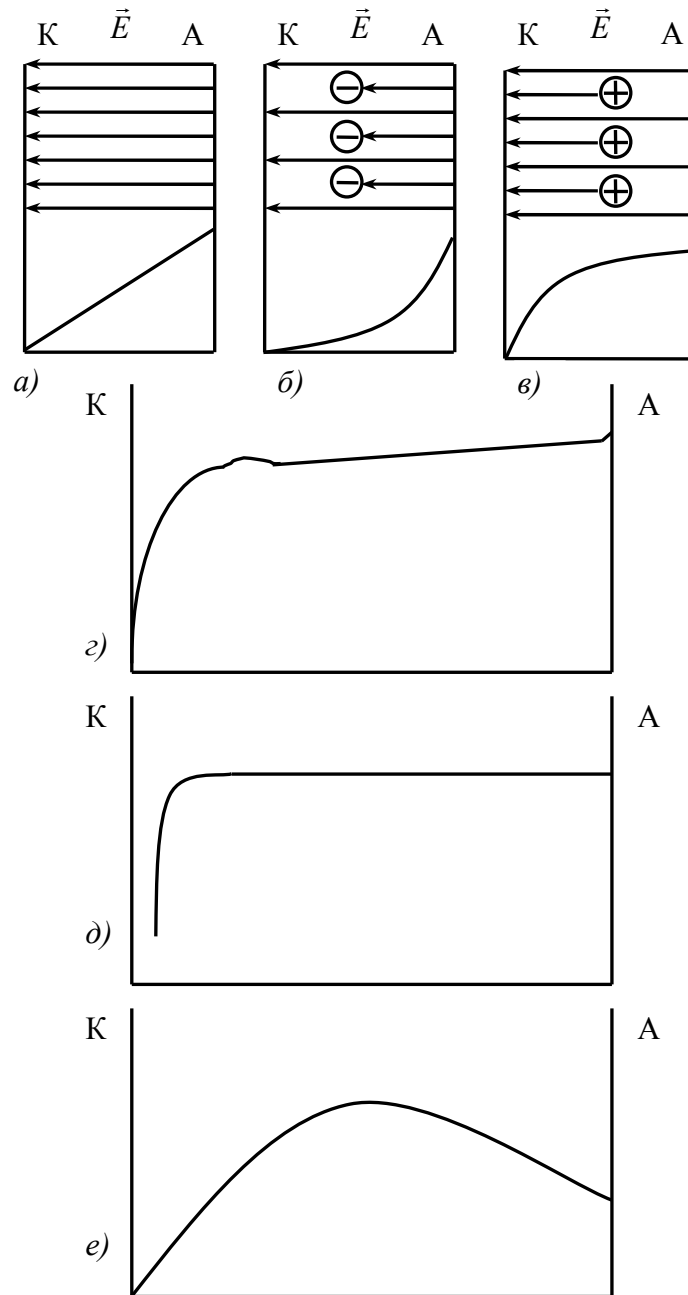


Рис. 1. Распределение электрического потенциала в промежутке между катодом К и анодом А:

- а) — в отсутствие пространственного заряда (неионизованный газ);
- б) — при отрицательном пространственном заряде;
- в) — при положительном пространственном заряде;
- г) — при тлеющем разряде;
- д) — при нормальном дуговом разряде;
- е) — при низковольтном дуговом разряде.

Обычно газовые разряды подразделяются на два класса: самостоятельные и несамостоятельные. В несамостоятельных разрядах для создания достаточного количества электронов используется внешнее воздействие. Если эта внешняя причина исчезает, то разряд прекращается.

Электроны и ионы могут либо образовываться из атомов (ионизация), либо освобождаться из электродов (эмиссия). Для протекания любого из этих процессов необходимо совершенно определенное количество энергии. Для расщепления атома (или молекулы) на электрон и положительный ион требуется ионизация (U_i) газа. Для выхода электрона из твердого тела энергия его должна превышать работу выхода.

В несамостоятельных разрядах большинство электронов или ионов, участвующих в электропроводности, должно создаваться внешними источниками.

Способы сообщения необходимой энергии различны. Во-первых, можно нагревать газ в целом или поверхность электрода как целое (термоионизация, соответственно, термоэмиссия). Именно процесс ионизации является причиной появления проводимости пламени. Энергию можно сообщать отдельно атомам газа или электронам твердого тела. В частности, с помощью излучения (фотоионизация, фотоэлектронная эмиссия). Так, ионизация воздуха под действием ультрафиолетового излучения Солнца приводит к образованию известного слоя Хэвисайда в верхних слоях атмосферы на высоте около 100 км. Этот слой играет важную роль в распространении радиоволн.

Ионизацию или эмиссию может вызвать не только ультрафиолет, но и рентген, гамма-излучение от фона Земли, космических лучей, радиоактивных изотопов. Возможно и освобождение под действием тепла положительных ионов из анода.

Рассмотрим промежуток «анод – катод», заполненный газом до давления p . При температуре T устанавливается определенная величина средней длины свободного пробега λ . К промежутку приложено внешнее электрическое поле $E = \text{const}$ (токи малы, объемные заряды отсутствуют).

Заряженные частицы, в первую очередь электроны, появляющиеся в объеме, могут быть порождены естественным радиоактивным фоном Земли и космической радиацией (эти два фактора создают около 10 пар ионов в секунду у поверхности Земли в нормальных условиях), а также за счет ионизирующих факторов в объеме (например, нанесенный на стенку прибора радиоактивный изотоп) и на поверхности (эмиссии электронов из катода).

Электрон, появившийся в объеме, под действием внешнего поля начинает двигаться к аноду, набирая на длине свободного пробега λ энергию $W = eE\lambda$ (e — заряд электрона). Если этой энергии достаточно для ионизации атома газа при соударении с ним ($\lambda = \lambda_i$), то к аноду, набирая энергию от поля, пойдут уже два электрона, а к катоду начнет двигаться положительный ион. В результате промежуток пересечет лавина (рис.2).

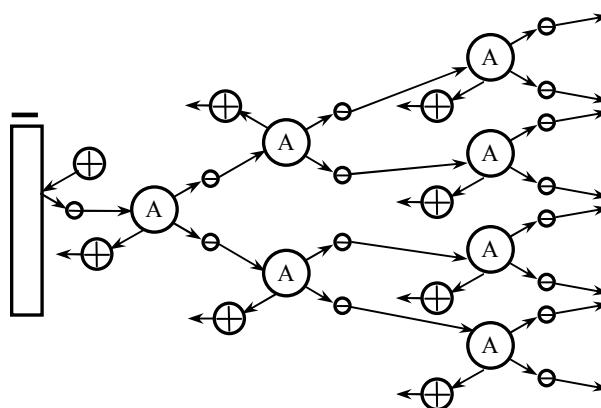


Рис.2. Схема электронной лавины:

A - атомы газа ; \oplus - положительные ионы ; \ominus - электроны

Приращение тока на отрезке dx составит $dI = I\alpha dx$, т.е. будет пропорционально току I в сечении на расстоянии x , первому коэффициенту ионизации Таунсенда α - числу пар электрон-ион, образующихся на единице длины, и длине рассматриваемого участка dx .

Решение этого уравнения: $I = A \cdot \exp(\alpha x)$, где A — константа интегрирования (из начальных условий $A = I_0$, I_0 — начальный ток, вызванный внешними факторами). Тогда ток электронов, пришедших на анод $I_a = I_0 \cdot \exp(\alpha d)$; d — расстояние между электродами (рассматриваются поля, при которых электроны набирают на пути энергию, приводящую к однократной ионизации). Вычитая из полного тока электронов на анод начальный ток I_0 получим ток положительных ионов, образовавшихся ионизацией в объеме

$$I_+ = I_a - I_0 = I_0 \cdot (\exp(\alpha d) - 1),$$

т.е. одним исходным электроном в объеме образовано одинаковое число ионов и электронов, и оно равно числу электронов, пришедших на анод — $\exp(\alpha d)$, за вычетом первого электрона, порожденного внешним фактором.

Бомбардировка катода ионами приводит к ионно-электронной эмиссии, причем, поскольку рассматривается случай, когда энергия ионов мала (менее одного кэВ), имеет место лишь один вид этой эмиссии – потенциальная ионно-электронная эмиссия, коэффициент которой γ , равный отношению числа вышедших из катода электронов $I_{ек}$ к числу пришедших на катод ионов $I_{+к}$, достигает величины в диапазоне

$$\gamma = I_{ек}/I_{+к} = 0,002 \dots 0,4;$$

но

$$I_{+к} = I_{ек} \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1)$$

и

$$I_{ек} = I_o + \gamma \cdot I_{+к} = I_o + \gamma \cdot I_{ек} \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1)$$

т. е.

$$I_{ек} = \frac{I_o}{1 - \gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1)};$$

$$I = I_a = I_{ек} \cdot \exp(\alpha \cdot d) = \frac{I_o \cdot \exp(\alpha \cdot d)}{1 - \gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1)};$$

(если $\alpha = \alpha(x)$, то берут экспоненту от интеграла).

Из определения самостоятельности разряда следует, что ток разряда I должен быть отличен от нуля в отсутствие тока, вызванного внешними факторами, $I \neq 0$ при $I_o \rightarrow 0$. Т.е. числитель обращается в нуль; чтобы в нуль не обратилась вся дробь, требуется равенство нулю знаменателя:

$$1 - \gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1) \rightarrow 0;$$

иными словами,

$$\gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1) = 1.$$

На один исходный внешний электрон (-1) , образовавший $(\exp(\alpha d) - 1)$ пар электронов и ионов, эти $(\exp(\alpha d) - 1)$ ионов должны освободить из катода не менее одного электрона, а в результате ионно-электронной эмиссии из катода должно выйти $\gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1)$ электронов. Если $\gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1) > 1$, лавина нарастает (на один начальный электрон больше одного нового электрона), $\gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1) < 1$ лавина затухает (меньше одного нового электрона), $\gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1) = 1$, критический случай, равновесие.

Логарифмируем выражение для условия самостоятельности разряда, предварительно переписав его в виде $\exp(\alpha \cdot d) = 1 + 1/\gamma$:

$$\alpha \cdot d = \ln(1 + 1/\gamma).$$

Если в направлении x движется поток N_0 электронов, путь x без столкновений пройдет N из них. В объеме толщиной dx в результате соударений выбывает dN электронов: $dN = -Ndx/\lambda$, и распределение электронов (вообще соударяющихся частиц) по длинам свободных пробегов будет: $N = N_0 \cdot \exp(-x/\lambda)$. Чтобы при соударении электрона с нейтральным атомом произошла ионизация, электрон должен обладать энергией $\varepsilon_i = eU_i$ (U_i – потенциал ионизации атома). Эту энергию электрон приобретает от внешнего поля E на пути λ_i , т.е.

$$\varepsilon_i = e \cdot E \cdot \lambda_i = e \cdot U_i \text{ и } U_i = E \cdot \lambda_i.$$

Тогда из N_1 столкновений N_i вызовут ионизацию,

$$N_i = N_1 \cdot \exp(-\lambda_i/\lambda),$$

$N_1 = 1/\lambda$; при $\omega_i = 1$ (вероятность ионизации при соударениях) $N_i = \alpha$, α – коэффициент ионизации Таунсенда, число пар ионов на единичном пути; и т.к. $\lambda_i = U_i / E$,

$$\alpha = N_1 \cdot \exp(-U_i / E \cdot \lambda) = 1 / \lambda \exp(-U_i / E) = A \cdot p \cdot \exp(-Bp / E),$$

где p – давление газа, $A = 1/\lambda p$ и $B = U_i / \lambda p = A \cdot U_i$ – постоянные для данного газа (пара).

Поэтому, приняв $\gamma = \text{const}$, а напряжение зажигания разряда (пробоя промежутка) $U_{np} = E_{np}d$, получим

$$\alpha \cdot d = A(pd) \cdot \exp(-Bp / E_{np}) = A(pd) \exp\left(-\frac{B(pd)}{U_{np}}\right) = \ln(1 + 1/\gamma);$$

логарифмируя выражение

$$\exp\left(-\frac{B(pd)}{U_{np}}\right) = \frac{\ln(1 + 1/\gamma)}{A(pd)};$$

получим закон Пашена:

$$U_{np} = \frac{B(pd)}{\ln|A(pd)| - \ln \ln(1 + 1/\gamma)}.$$

Графическое представление $U_{np} = f(pd)$ носит название «кривой Пашена» (рис.3). Ее левая ветвь имеет асимптоту $\ln|A(pd)| = \ln \ln(1 + 1/\gamma)$, минимум кривой

$(pd)_{\min} = 2,72 \cdot \frac{\ln(1 + 1/\gamma)}{A}$, чему соответствует минимальное напряжение пробоя

$U_{np \min} = 2,72 \cdot B / A \ln(1 + 1/\gamma)$. Эта величина определяется родом газа (постоянные A и B), материалом катода (коэффициент γ) и является характерной постоянной электрического разряда в газах.

В реальных случаях коэффициент γ не постоянен. Он зависит от отношения E/p .

Особенно это проявляется при малых величинах pd , когда за счет увеличения длин свободных пробегов возрастает энергия ионов, попадающих на катод. Это приводит к росту γ и снижению $U_{пр}$.

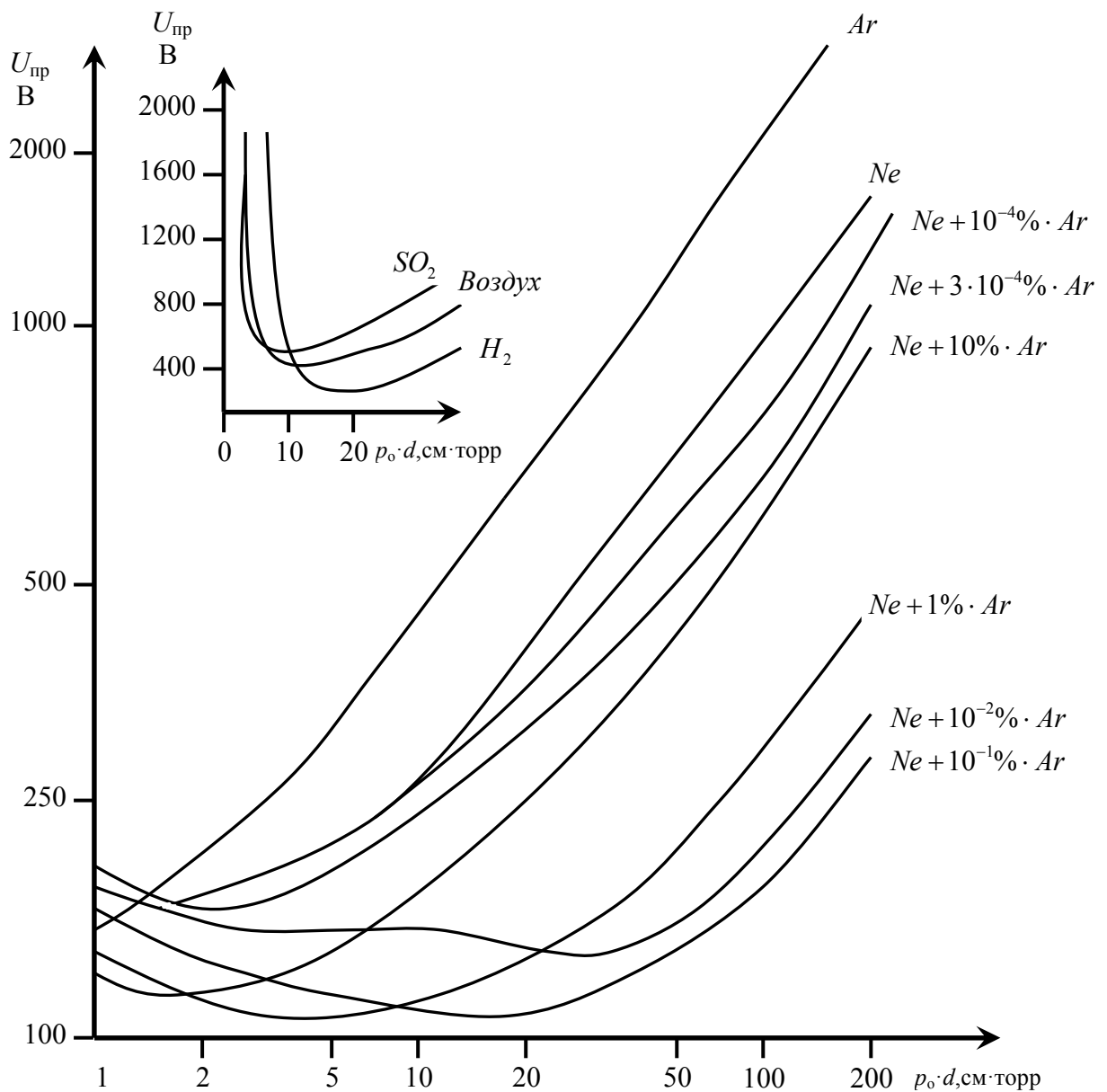


Рис. 3. Кривая Пашена. Потенциал пробоя $U_{пр}$ как функция произведения $p_0 d$ для плоскопараллельных молибденовых электродов ($d=4$ мм, p_0 – давление при $0^\circ C$)

Минимум на кривой Пашена можно объяснить следующим образом. Пусть d постоянно. Число молекул в промежутке пропорционально pd . При малых величинах p значение λ велико, и лишь небольшое число электронов может столкнуться с молекулами газа. Большинство электронов свободно достигает анода, и число ионизационных столкновений мало. Чтобы число столкновений стало достаточно для пробоя, $U_{пр}$ должно быть тем выше, чем ниже p . При больших p наоборот λ мало и

число электронов, получающих на длине свободного пробега энергию, достаточную для ионизации, также мало. Большинство электронов вызывают лишь возбуждение молекулярных уровней в молекулах газа. Следовательно, для получения достаточной ионизации U_{np} должно быть большим и увеличиваться с давлением.

В области левой ветви кривой Пашена число столкновений электронов с атомами газа становится малым, при этом, если с увеличением давления сохранять неизменной величину поля E и напряжение U_{np} , то коэффициент α резко понизится. Интенсивность лавин можно поддерживать на уровне, достаточном для пробоя газа, только за счет увеличения числа ионизирующих ударов в общем числе соударений электрона и иона, а также за счет увеличения коэффициента γ . Для этого средняя энергия электронов и ионов должна увеличиваться, что возможно только при увеличении поля E .

Наиболее значительные отступления от закона Пашена и на правой, и на левой ветви кривой связаны с возникновением автоэлектронной эмиссии. Если величина (pd) уменьшается за счет снижения межэлектродного расстояния d , то при очень малых промежутках ток самостоятельного разряда возникает благодаря автоэмиссионному току. При постоянном зазоре d рост давления p требует повышение напряжения (так как снижается величина λ), при этом напряженность поля возрастает до величин, приводящих к автоэмиссии, и напряжение пробоя перестает возрастать с дальнейшим увеличением давления.

УКАЗАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ РАБОТЫ

1. Перед началом работы следует ознакомиться с рекомендуемой литературой.
2. Составить электрическую схему, которая позволит: обеспечить на разрядном промежутке напряжение, регулируемое плавно от нуля до значения напряжения пробоя; надежно зафиксировать момент пробоя – появление устойчивого самостоятельного разряда.

В электрической схеме необходимо наличие балластного сопротивления, позволяющего ограничивать ток, защищая схему от перегрузки, а экспериментальный прибор – от интенсивного разрушения электродов (в частности, не допускать перехода тлеющего разряда в дугу).

3. Получить экспериментальную зависимость $U_{np} = f(pd)$.

Поскольку пробой промежутка носит статистический характер, а напряжение пробоя является пороговой величиной, измерение U_{np} следует осуществлять в

несколько этапов. Плавно, но достаточно быстро напряжение на промежутке повышается до зажигания разряда. Фиксируется соответствующее значение $U_{np}^{(1)}$, затем разряд гасится, на промежуток подается меньшее напряжение $U_{np}^{(2)} = U_{np}^{(1)} - \Delta U$, которое выдерживается в течение времени Δt . Если за это время разряд не зажигается, следует еще раз поднять напряжение до $U_{np}^{(1)}$. Если разряд загорелся, напряжение, снижается до прекращения тока, и задается $U_{np}^{(3)} = U_{np}^{(2)} - \Delta U$ Минимальное напряжение, при котором за Δt разряд возник, принимается за U_{np} . Обычно $\Delta U = 5-10\text{В}$, $\Delta t = 3-5\text{мин}$.

4. Рассчитать теоретическую кривую, построенную по закону Пашена для исследуемых комбинаций газ – материал катода и диапазона (pd).

5. Провести анализ полученных результатов и сделать свое заключение по выполненной работе и изучаемым явлениям.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Пояснить качественно процесс переноса электричества в газе. Чем он отличается от переноса в металлах?
2. На какие два класса подразделяются газовые разряды?
3. Какие внешние источники при несамостоятельных разрядах создают большинство электронов, участвующих в электропроводности?
4. Что определяет коэффициент ионизации Таунсенда α ?
5. К чему приводит бомбардировка катода ионами?
6. В чем состоит условие самостоятельности разряда? Объяснить механизм.
7. Что такое "закон Пашена". Вид кривой Пашена.
8. С чем связаны значительные отступления от закона?
9. Как можно объяснить минимум на кривой Пашена?