

ГЛАВА V ЛАВИННЫЙ РАЗРЯД И ПРОБОЙ ГАЗА

5.1. Лавинный разряд

Рассмотрим образование *электронной лавины* в промежутке, образованном плоскими параллельными электродами (рис. 5.1). Промежуток заполнен газом при давлении p и температуре T , которым отвечает длина свободного пробега электронов λ . Электрическое поле E направлено перпендикулярно плоскостям электродов, и при малых величинах токов, когда влиянием объемного заряда можно пренебречь, не зависит от координаты x .

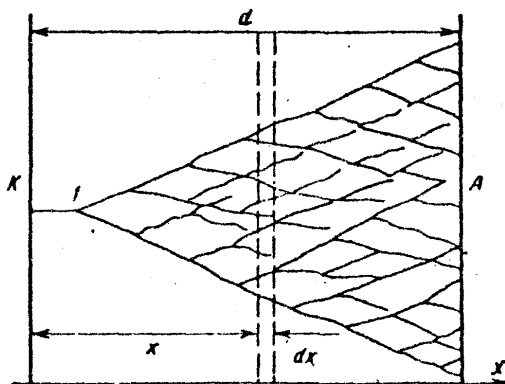


Рис. 5.1. Электронная лавина в газе

Разность потенциалов $E \cdot \lambda$, пройденная электроном за среднюю длину свободного пробега, сравнительно велика, и удельный вес ионизирующих соударений в общем числе соударений электронов в газе велик.

Начальные электроны появляются в газе за счет какого-либо ионизирующего фактора, или из катода, например, за счет облучения ультрафиолетовым светом. Рассмотрим движение одного из этих электронов (рис. 5.1). В электрическом поле энергия электрона будет быстро увеличиваться и в точке 1 окажется достаточной для ионизации атома; возникает второй электрон. Далее процесс

многократно повторяется, и в результате один электрон вызывает появление лавины электронов и такого же числа положительных ионов.

Рассчитаем усиленный ток. На пути x начальный фотоэлектрический ток из катода I_0 усилится до величины I . Прирост тока на пути dx составит

$$dI = I\alpha dx,$$

где α – линейный коэффициент ионизации. Интегрирование этого уравнения для случая постоянных E и α даст

$$I = Ae^{\alpha x}.$$

Постоянную интегрирования A находим из начальных условий: при $x = 0$, $I = I_0$. Окончательно ток электронов для координаты x

$$I = I_0 e^{\alpha x}.$$

Отсюда для тока электронов, приходящих на анод, получаем

$$I_a = I_0 e^{\alpha d}. \quad (5.1)$$

Число положительных ионов, образующихся в промежутке

$$I_+ = I_a - I_0 = I_0(e^{\alpha d} - 1).$$

Эти ионы движутся к катоду, нейтрализуются на нем и, кроме того, могут вызвать ионно-электронную эмиссию с коэффициентом

$$\gamma = \frac{I_e}{I_+}.$$

Если это только потенциальная эмиссия, то величина γ

при энергиях ионов не выше 1000 эВ составляет от 0,002 до 0,4 в зависимости от природы иона и материала поверхности катода. Теперь ионы в газовом промежутке будут возникать уже не только в лавинах, созданных током I_0 , но и в лавинах, возникших за счет электронов ионно-электронной эмиссии из катода.

Если обозначить общий ток электронов из катода $I_{ек}$, то ток ионов у катода составит

$$I_{+к} = I_{ек}(e^{\alpha d} - 1),$$

а общий ток электронов из катода в этом случае

$$I_{ек} = I_0 + \gamma I_{ек}(e^{\alpha d} - 1),$$

или

$$I_{ек} = \frac{I_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}.$$

Отсюда ток электронов для координаты x

$$I_{ex} = \frac{I_0 e^{\alpha x}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)},$$

а полная величина тока, равная току электронов на анод, составляет

$$I = I_a = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (5.2)$$

На рис. 5.2 показана зависимость тока электронов и ионов от x .

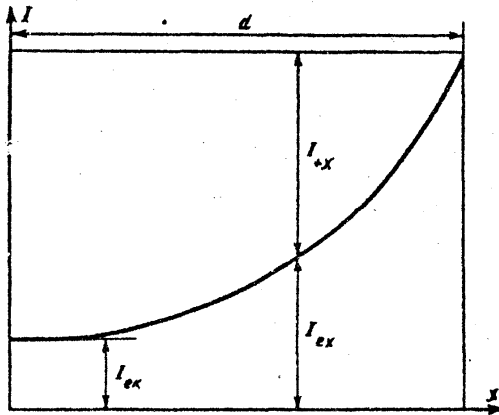


Рис. 5.2. Зависимость тока электронов и ионов от координаты x

В том случае, если электрическое поле в промежутке неоднородно и $\alpha = f(x)$, то для тока электронов получаем

$$I_{ex} = \frac{I_0 e^{\int_0^x \alpha dx}}{1 - \gamma(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1)},$$

и для полного тока

$$I = \frac{I_0 e^{\int \alpha dx}}{1 - \gamma(e^{\int \alpha dx} - 1)} . \quad (5.3)$$

Зависимость тока I от напряжения U можно получить, если известна соответствующая зависимость для коэффициента α . Во многих случаях можно использовать приближенную формулу

$\alpha = A p \cdot e^{-\frac{Bp}{E}}$ или $\alpha = A p \cdot e^{-\frac{Bpd}{U}}$, где d – расстояние между электродами, U – приложенное напряжение. Более точные результаты можно получить, если использовать экспериментальную зависимость $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$ для различных газов.

На рис. 5.3 дана полная зависимость $I = f(U)$ для малых токов, которая состоит из области несамостоятельного разряда 1, включая участок насыщения тока, области лавинного разряда 2, которая описывается формулой (5.2). В области 3 развивается *самостоятельный разряд*, представляющий собой *электрический пробой газа*.

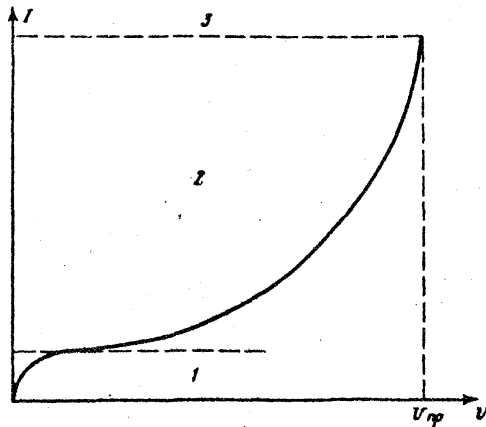


Рис. 5.3. Вольт-амперная характеристика лавинного разряда

Лавинный разряд впервые экспериментально исследовал русский физик А.Г.Столетов, общую теорию лавинного разряда развил английский физик Д.Таунсенд. Лавинный разряд часто называют «таунсендовским разрядом».

5.2. Самостоятельный разряд и электрический пробой газа

Для существования *самостоятельного электрического разряда* в газе не требуется внешний ионизатор или источник эмиссии электронов из катода, создающий ток I_0 . В этом случае **разряд сам себя поддерживает за счет внутреннего ионизационного цикла**.

Рассмотрим **условие самостоятельности** на примере слаботочного лавинного разряда. Это условие можно получить из формулы (5.2) при $I_0 \rightarrow 0$. Для того чтобы ток I сохранил конечную величину, необходимо, чтобы и знаменатель в этой формуле стремился к нулю. В пределе получаем уравнение

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1, \quad (5.4)$$

представляющее собой искомое *условие самостоятельности разряда*. Это условие имеет простое **физическое объяснение**. Электрон, эмитированный из катода, создает лавину $e^{\alpha d}$ электронов, $e^{\alpha d} - 1$ новых электронов и столько же положительных ионов. Эти ионы попадают на катод и вызывают эмиссию из него $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ новых электронов. Если это вновь один электрон, то число электронов в результате ионизационного цикла будет воспроизводиться и разряд будет самостоятельным.

Условие самостоятельности электрического разряда в газе является одновременно и условием электрического пробоя газа. Отсюда можно получить зависимость напряжения пробоя газа $U_{\text{пр}}$ от различных факторов. На участке пробоя величина $U_{\text{пр}}$ (см. рис. 4.1) в широких пределах практически не зависит от протекающего тока, во всяком случае в диапазоне плотностей токов $10^{-15} - 10^{-7}$ А/см², т.е. в пределах 7–9 порядков, до тех пор пока на распределении электрического поля в промежутке не начнет сказываться влияние объемного заряда ионов.

Рассчитаем $U_{\text{пр}}$ для системы плоских параллельных электродов. Преобразуем соотношение (5.4) к виду

$$\alpha d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right).$$

Коэффициенты α и γ следует заменить их зависимостями от поля E и давления p газа. Для коэффициента ионизации в качестве первого приближения используем соотношение $\alpha = Ap \cdot e^{-\frac{Bp}{E}}$. Коэффициент γ зависит от E и p слабей, чем α , и в первом приближении принимаем $\gamma = \text{const}$. В этом случае

$$Apd \cdot e^{-\frac{Bp}{E}} = Apd \cdot e^{-\frac{Bpd}{U_{\text{пр}}}} = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right).$$

После очевидных преобразований получаем

$$U_{\text{пр}} = \frac{Bpd}{\ln Apd - \ln \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)}. \quad (5.5)$$

Полученное выражение представляет собой зависимость $U_{\text{пр}} = f(pd)$ или так называемую «кривую Пашена», которая показана на рис. 5.4. Зависимость, которая получается из расчетной формулы (5.5), имеет вертикальную асимптоту при условии

$$\ln Apd = \ln \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)$$

и минимум функции, как это легко показать, при условии

$$(pd)_{\text{мин}} = \frac{2,72 \cdot \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)}{A}.$$

Этому соответствует минимальное напряжение пробоя

$$U_{\text{пр.мин.}} = \frac{2,72 \cdot B \cdot \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)}{A}. \quad (5.6)$$

Следовательно, $U_{\text{пр.мин.}}$ определяется родом газа (постоянные A и B), материалом катода (коэффициент γ) и является характерной постоянной электрического разряда в газах.

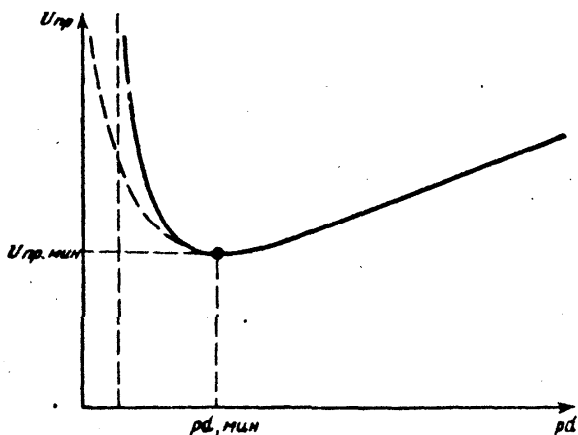


Рис. 5.4. Зависимость $U_{\text{пр}} = f(pd)$ («кривая Пашена»)

В действительности коэффициент γ не постоянен, как было принято при этом расчете, а зависит от отношения E/p . Особенно это сказывается при малых величинах (pd), когда за счет увеличения длин свободных пробегов возрастает энергия ионов, попадающих на катод, что приводит к росту коэффициента γ и снижению $U_{\text{пр}}$ по сравнению с величиной, которую дает формула (5.5). Ход кривой Пашена при малых величинах (pd) показан на рис. 5.4 штриховой линией. В области правой ветви кривой Пашена совпадение этой простой теории с результатами эксперимента оказывается достаточно хорошим, если постоянные A и B , коэффициенты α и γ выбрать для соответствующего газа и материала катода из данных опыта.

Зависимость $U_{\text{пр}} = f(pd)$, полученная впервые на опыте Пашеном, имеет большое значение для теории электрического разряда в газах и для технических вопросов электрической прочности газов и вакуума.

Ход зависимости в области правой ветви объясняется следующим образом. Коэффициент γ изменяется здесь незначительно и выполнение условия (5.4) пробоя газа будет зависеть от величины лавины $e^{\alpha d}$, которая определяется коэффициентом α , зависящим в свою очередь от отношения E/p (рис. 3.2). Для выполнения условия пробоя это отношение должно быть постоянным, отсюда при увеличении, например, давления газа (d – постоянно) необходимо увеличивать поле E и потенциал $U_{\text{пр}}$. Таким образом, при увеличении давления газа $U_{\text{пр}}$ должно расти. Аналогичное рассуждение можно привести и для расстояния между электродами d , а также для произведения pd .

В области левой ветви кривой Пашена число столкновений электронов с атомами газа уменьшается, при этом, если с уменьшением давления сохранять неизменными величину поля E и напряжение U , то коэффициент α резко понизится. Интенсивность лавин можно поддержать 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 и потенциала пробоя $U_{\text{пр}}$.

Зависимость $U_{\text{пр}}$ от произведения pd установлена для большинства газов в широком диапазоне (pd) и свидетельствует о том, что закон подобия здесь подтверждается, так как коэффициент преобразования для расстояний d равен a , для давлений – $1/a$ и пробой газа в подобных промежутках будет происходить при одной и той же величине напряжения.

5.3. Результаты экспериментов по пробую газа

По пробую газов были выполнены многочисленные исследования как для условий правой, так и левой ветви кривой Пашена. Подтвердились все соображения теории о зависимости $U_{\text{пр}}$ от рода газа и материала катода, величины pd и геометрии электродов. Получение воспроизводимых величин $U_{\text{пр}}$ связано со значительными экспериментальными трудностями – необходимостью получения в приборе достаточно чистого газа и определенного повто-

ряющегося состояния поверхности катода, что обеспечивает постоянство коэффициентов α и γ . Для инертных газов достаточно воспроизводимые результаты получаются только при условии достижения атомно-чистых поверхностей катодов, что, конечно, невозможно без соответствующего состояния и самого инертного газа.

В табл. 5.1 приводятся найденные на опыте величины характерных постоянных $U_{\text{пр.мин.}}$ и $(pd)_{\text{мин}}$ для различных газов и материалов катода.

Таблица 5.1

Катод	Газ	$(pd)_{\text{мин}}$, м·тор	$U_{\text{пр. мин.}}$, В
Ni	Воздух	0,6	330
Ni	O ₂	0,7	450
Ni	H ₂	1,1	300
Ni	He	4,0	210
Ni	He + 1%Ar	4,0	150
Ni	Ne	3,0	200
Ni	Ne+1% Ar	5,0	130
Ni+Ba	Ne+1% Ar	2,5	60
Ni+Cs ₂ O+Cs	Ne+1% Ar	2,0	30–35
Mo	Ne+1% Ar	4,5	110

Напряжение пробоя $U_{\text{пр.мин.}}$ для неинертных газов (кислорода, воздуха и водорода) **значительно выше, чем для инертных He, Ne.** Это объясняется в большей степени тем, что коэффициент γ для катодов в среде неинертных газов из-за адсорбции этих газов на поверхности катода приблизительно на порядок ниже по сравнению с инертными газами, в среде которых можно получить чисто металлическое состояние поверхности катода. Кроме того, в неинертных газах значительное число начальных электронов захватывается атомами или молекулами электроотрицательных газов с образованием отрицательных ионов, что затрудняет образование электронных лавин в газе.

Существенное влияние на $U_{\text{пр}}$, как видно из табл. 5.1, имеет добавление небольших количеств аргона в неон и гелий. В этом случае величина $U_{\text{пр}}$ заметно снижается из-за появления процесса

ионизации атомов примеси при ударах второго рода этих атомов с метастабильными атомами основного газа. Необходимое условие этого процесса указано выше. При добавлении примеси от $10^{-4}\%$ до 10% имеет место снижение $U_{\text{ПР}}$ (эффект Пеннинга). При больших величинах (pd) снижение $U_{\text{ПР}}$ может быть очень большим, как это показано на рис. 5.5 для смеси $\text{Ne}+0,1\% \text{Ar}$.

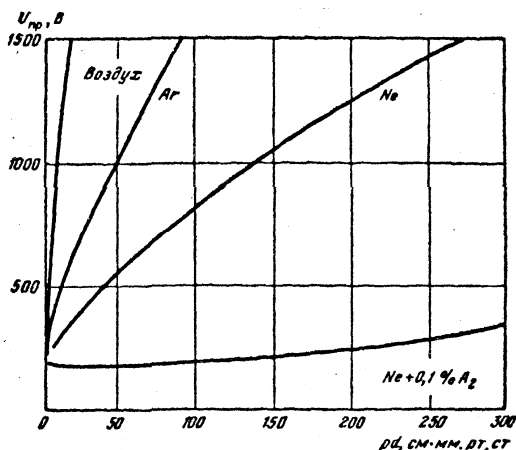


Рис. 5.5. Кривые Пашена для различных газов (экспериментальные данные)

Далее табл. 5.1 демонстрирует влияние активировки катода на величину $U_{\text{ПР}}$. Особенно **значительное снижение достигается при активировке катодов** цезием. Это снижение происходит в результате резкого увеличения коэффициента γ .

Ход кривых Пашена для различных газов хорошо виден из рис. 5.5. Наибольшую электрическую прочность при определенной величине (pd) показывают инертные газы: азот, воздух, водород. Однако данные этих газов не являются предельными. Специально для целей повышения электрической прочности разработаны газы, содержащие хлор или фтор, такие, как SF_6 или фреон (CCl_2F_2), электрическая прочность которых превышает электрическую прочность воздуха приблизительно в 2,5 раза.

В то время как инертные газы или их смеси используются главным образом в ионных приборах с холодным катодом, где в ряде случаев требуется понижение $U_{пр}$, газы, содержащие хлор или фтор, (часто в смесях с азотом) используются в качестве изоляции для высоковольтных электростатических генераторов ускорителей заряженных частиц.

В области левой ветви кривой Пашена были проведены исследования для всех инертных газов, воздуха, кислорода, водорода, углекислого газа, азота, паров ртути до напряжений в 100 кВ.

Заметные отступления от законов подобия обнаружены для водорода. Было выяснено, что в этом случае $U_{пр} = f(pd^{0,58})$. Для большинства других газов и паров, которые были подвергнуты исследованию, законы подобия в этой области оказались справедливыми.

В некоторых случаях **наблюдались значительные отступления от закона Пашена**. Эти отступления вызываются автоэлектронной эмиссией при сильных полях у катода.

Рассмотрим случай, когда напряжение пробоя изучается при постоянном давлении газа и изменяющемся расстоянии между электродами d , причем экспериментальный прибор допускает уменьшение расстояния d , вплоть до микрон. Здесь получается обычная кривая Пашена при любых d , кроме очень малых значений, при которых ток самостоятельного разряда в газовом промежутке возникает за счет автоэлектронной эмиссии и кривая, вместо обычного хода, который показан на рис. 5.6 пунктирной линией, образует максимум и далее начинает спадать.

Второй случай возникает при постоянном зазоре d и давлении, возрастающем вплоть до десятков и сотен атмосфер (рис. 5.7). В этом случае напряженность поля оказывается настолько большой, что до образования лавин в газе из катода возникает значительный ток автоэмиссии, и напряжение пробоя с увеличением p перестает возрастать, как это показано на рис. 5.7.

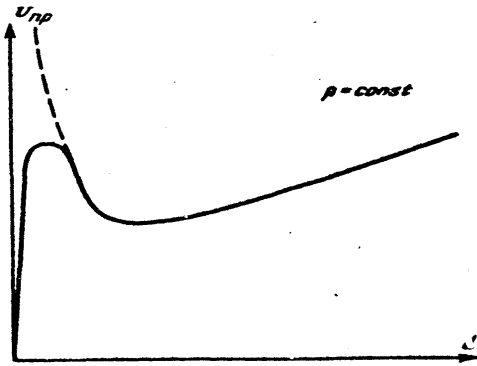


Рис. 5.6. Отступление от закона Пашена при малых величинах α

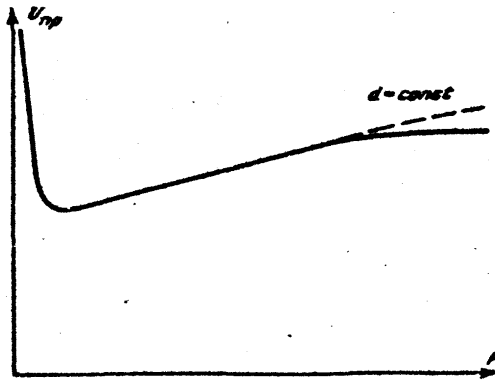


Рис. 5.7. Отступление от закона Пашена при постоянном промежутке и очень высоком давлении газа

5.4. О построении полной теории пробоя

Выражение для напряжения пробоя (5.5) получено в предположении, что справедлив простой механизм лавинного пробоя, и основными процессами являются ионизация электронным ударом и

ионно-электронная эмиссия на катоде. Это справедливо в первом приближении и для определенной области произведения (pd), причем в эту область входит и минимум кривой Пашена. Для левой ветви кривой Пашена лавинный механизм образования заряженных частиц постепенно теряет свое исключительное значение, и при условии $d \sim \lambda$, где λ – длина свободного пробега электронов, этот механизм заменяется другим, где доминирующее значение имеют процессы на поверхности катода при $\gamma > 1$.

Для очень больших величин (pd) (больших 200 см·тор) лавинный механизм пробоя переходит в *стримерный*. Полная теория пробоя (которая пока еще не построена) должна охватывать также оба эти случая.

При расчетах напряжения пробоя для промежутков с неоднородным электрическим полем уже нельзя принимать коэффициент ионизации λ постоянным, а следует использовать зависимость

$\lambda = pf_1 \left(\frac{E}{p} \right)$, полученную теоретически или на опыте. В этом случае условие самостоятельности берется из формулы (5.3):

$$\gamma \left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right) = 1. \quad (5.7)$$

Выражение для $U_{пр}$ можно получить либо в виде простой формулы (например, для коаксиальной цилиндрической системы электродов), либо численным интегрированием.

Начальная стадия пробоя при сильно неоднородном электрическом поле переходит в *коронный разряд*, который далее развивается в тлеющий.

При однородном или близком к нему электрическом поле начальная стадия пробоя развивается непосредственно в *тлеющий разряд*.