

5. Из формулы (115.10) видно, что при $\Delta \neq 0$ конечный ионизационный ток получается лишь при наличии внешних ионизаторов. В этом случае разряд остается *несамостоятельным*. Не то будет, когда знаменатель Δ обращается в нуль. С точностью до множителя $(\alpha - \beta)$ величина Δ представляет собой определитель, составленный из коэффициентов левых частей системы уравнений (115.9). Для того чтобы при $\Delta = 0$ указанная система имела нетривиальные решения ($C \neq 0, j \neq 0$), необходимо, чтобы обращались в нуль ее правые части. Это будет всегда, когда $q = N = 0$, т. е. когда нет внешних ионизаторов. Вспомним, что коэффициенты α, β и γ зависят от напряженности электрического поля E . С увеличением E ионизационный ток j растет. При некотором значении поля Δ обращается в нуль. Если убрать внешние ионизаторы, то в этом случае ток через газ все же будет идти. Разряд становится *самостоятельным*. При выполнении условия

$$\Delta \equiv (\beta + \gamma\alpha) e^{(\alpha-\beta)l} - (1 + \gamma)\alpha = 0, \quad (115.15)$$

согласно теории Таунсенда, происходит *пробой газа*, или *зажигание газового разряда*. Конечно, для зажигания разряда, т. е. развития электронных и ионных лавин, необходимо наличие в газе какого-то минимального начального количества электронов или ионов. Но таковые всегда имеются в газе, хотя бы и в ничтожных количествах. Однако изложенная теория не позволяет проследить процесс перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный, так как она была развита только для процессов, не меняющихся во времени.

§ 116. Закон Пашена

1. Исследуем теперь зависимость коэффициентов ионизации α и β от напряженности электрического поля E и давления газа p . Для определенности будем иметь в виду электроны. Примем вместе с Таунсендом, что при каждом столкновении электрон теряет скорость, которую он приобрел в электрическом поле. Чтобы электрон мог ионизовать газ, он должен на пути свободного пробега x приобрести энергию, не меньшую энергии ионизации, т. е. величина x должна удовлетворять условию $xE \geq V_i$, где V_i — потенциал ионизации. Примем, что все такие электроны ионизуют газ. Возьмем пучок из N_0 электронов, которые начали двигаться в электрическом поле E с нулевой начальной скоростью. Как известно из кинетической теории газов (см. т. II, § 88), среднее число электронов, проходящих путь x без столкновений, будет $N = N_0 e^{-x/\bar{l}}$, где \bar{l} — средняя длина свободного пробега электрона. Если взять $x = V_i/E$, то, согласно нашему предположению, все такие электроны будут ионизовать газ. На пути l см электрон испытывает в среднем l/\bar{l} столкновений, так что на этом пути все N электронов вызовут

$N/l = \frac{N_0}{l} e^{-x/\bar{l}}$ ионизаций. Среднее число ионизаций, производимое на том же пути одним электроном, будет

$$\alpha = \frac{1}{l} e^{-V_i/(E\bar{l})}.$$

Это и есть коэффициент ионизации. Средняя длина свободного пробега \bar{l} обратно пропорциональна давлению газа: $\bar{l} = 1/(A\mathcal{P})$, так что

$$\alpha = A\mathcal{P}e^{-\frac{B\mathcal{P}}{E}}, \quad (116.1)$$

где A и B — постоянные. Отсюда следует, что

$$\frac{\alpha}{\mathcal{P}} = f\left(\frac{E}{\mathcal{P}}\right), \quad (116.2)$$

т. е. отношение α/\mathcal{P} зависит не от E и \mathcal{P} в отдельности, а только от их комбинации E/\mathcal{P} . Понятно, что этот результат, пока функция f не фиксирована, является более общим, чем результат (116.1). Таунсенд экспериментально подтвердил справедливость соотношения (116.2) для ряда газов. Более поздние исследования показали, что при давлениях, больших атмосферного, это соотношение удовлетворяется значительно хуже, чем для низких давлений, а при высоких давлениях перестает быть верным.

Простым дифференцированием по \mathcal{P} легко убедиться, что при заданном значении E выражение (116.1) достигает максимума при $\mathcal{P} = E/B$. Максимальное значение α при этом оказывается равным

$$\alpha_{\text{макс}} = \frac{A}{eB} E, \quad (116.3)$$

где e — основание натуральных логарифмов. Таким образом, максимальное значение α при заданной напряженности электрического поля E пропорционально этой напряженности. Опыт подтверждает и эту зависимость.

Разумеется, все выведенные соотношения справедливы и для положительных ионов.

2. Обратимся теперь к условию зажигания разряда (115.15). Для простоты предположим, что вторичная эмиссия электронов с катода роли не играет ($\gamma = 0$). Тогда (115.15) переходит в

$$\beta e^{(\alpha-\beta)l} - \alpha = 0.$$

Подставим сюда

$$\alpha = \mathcal{P}f\left(\frac{V}{l\mathcal{P}}\right), \quad \beta = \mathcal{P}f_1\left(\frac{V}{l\mathcal{P}}\right),$$

где V — напряжение на трубке. Тогда после сокращения на \mathcal{F} мы приходим к уравнению вида

$$F\left(\frac{V}{l\mathcal{F}}\right) = 0,$$

где F — некоторая функция аргумента $V/(l\mathcal{F})$. Решая это уравнение, найдем «потенциал зажигания» $V_{\text{зж}} = V_{\text{зж}}(l\mathcal{F})$. Отсюда следует, что *разность потенциалов между электродами трубки, при которой начинается пробой газа, есть функция произведения давления газа \mathcal{F} на расстояние между электродами*. Если в нескольких разрядных трубках с плоскими электродами создать условия, при которых произведения $\mathcal{F}l$ постоянны, то для всех трубок потребуется одна и та же разность потенциалов, чтобы вызвать газовый разряд. Этот закон был установлен экспериментально Пашеном (1865—1947) еще до создания Таунсендом теории пробоя газа.

Закон Пашена можно вывести и из более общего условия пробоя (115.15), если только γ , наряду с α/\mathcal{F} и β/\mathcal{F} , также является функцией E/\mathcal{F} . Такое предположение весьма правдоподобно, так как оно означает, что γ есть функция лишь кинетической энергии, приобретаемой в среднем положительным ионом на каждом свободном пробеге перед ударом о катод. При высоких давлениях газа (порядка сотен атмосфер) наблюдаются отступления от закона Пашена.

§ 117. Тлеющий разряд

1. Тлеющим разрядом обычно называют самостоятельный разряд, в котором катод испускает электроны вследствие бомбардировки его положительными ионами и фотонами, образующимися в газе. В отличие от таунсендовского разряда, где плотности электрического тока невелики, а влияние пространственного заряда не существенно, в тлеющем разряде плотности тока значительно больше, а пространственные заряды, возникающие из-за большого различия в массах электронов и положительных ионов (см. § 112, пункт 3), делают электрическое поле в газе существенно неоднородным. Для тлеющего разряда характерна большая напряженность электрического поля и соответствующее ей большое падение потенциала вблизи катода (так называемое *катодное падение*).

2. Возьмем стеклянную трубку длиной 30—50 см, в которую впаяны два электрода (рис. 283). Приложим между ними постоянное напряжение в несколько сот вольт. При атмосферном давлении такое напряжение недостаточно для пробоя газа, и трубка остается темной. Будем откачивать газ из трубки. При давлении ≈ 50 мм рт. ст. возникает самостоятельный разряд в виде светящегося шнура красноватого цвета, идущего от катода к аноду. При давлении ≈ 2 —3 мм рт. ст. свечение заполняет всю трубку. При давлении