

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ГАЗОВ.

(Критика ионизационной теории пробоя.)

И. Курчатов, Ленинград.

Ионизационная теория разряда в газах во многих отношениях может считаться образцом математической трактовки физических процессов.

Тоунсенду и затем Шуману удалось не только с качественной, но и количественной стороны описать все многообразие явлений разряда как в однородном, так и в неоднородном электрическом поле.

Многочисленные экспериментальные данные неизменно укладывались в рамки представлений об ионизации положительными и отрицательными ионами, составляющих основу теории. Несмотря однако на все совершенство этого грандиозного построения, сейчас уже совершенно ясно, что теория Тоунсенда не может описать пробоя газа при атмосферном давлении и нормальных температурах, а также, повидимому, неправильна для других областей давления. Противоречия теории с опытом были вскрыты Роговским, изложению работ которого посвящается эта статья.

Т Е О Р И Я Т О У Н С Е Н Д А .

Основным содержанием ее нужно считать требования ионизации газа положительными ионами. При ионизации газа только электронами ток сильно возрастает, но пробой наступить не может; лишь в том случае, когда положительные

ионы будут вызывать появление новых носителей электричества, когда отрицательная и положительная лавина начнут усиливать друг друга, ток достигает значений, характеризующих пробой.

Допустим, что положительный ион на одном сантиметре своего пути образует β , а электрон α носителей электричества; если u и v соответственные подвижности обоих носителей, то для $\frac{dn_+}{dt}$ и $\frac{dn_-}{dt}$ мы имеем следующие соотношения:

$$\frac{dn_-}{dt} = -\frac{d}{dt}(n_-v) + \alpha(n_-v) + \beta(n_+v) \quad (1)$$

$$\frac{dn_+}{dt} = -\frac{d}{dt}(n_+u) + \alpha(n_-v) + \beta(n_+v). \quad (2)$$

Замечая, что

$$n_-v + n_+u = i,$$

мы получаем для стационарного процесса уравнение:

$$\frac{d}{dx}(n_-v) - (\alpha - \beta)(n_-v) - \beta i = 0,$$

интеграл которого в общем случае, когда α и β являются функциями градиента поля, дает:

$$n_-v = e^{\int_0^x (\alpha - \beta) dx} \left\{ C_1 + i \int_0^x \beta e^{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx} dx \right\}$$

$$n_+u = e^{\int_0^x (\alpha - \beta) dx} \left\{ C_2 - i \int_0^x \alpha e^{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx} dx \right\}$$

Взяв в качестве пограничных условий $n_-v = 0$ при $x = 0$ (катод), $n_-v = i$ при $x = d$, $n_+u = 0$ при $x = d$ и $n_+u = i$ при $x = 0$, определяем константы C_1 и C_2 , которые оказываются соответственно равными 1 и i .

Воспользовавшись значениями C_1 и C_2 , получаем соотношение

$$\int_0^{\alpha} \alpha e^{\int_0^{\alpha} (\beta - \alpha)^{-1} d\alpha} d\alpha = 1 \quad (3)$$

в качестве условия стационарного тока и вместе с тем и пробоя. В уравнении (3) неявным образом задано соотношение между градиентом электрического поля и длиной разрядного пространства. Шуман допустил $\alpha = k\beta$ и, воспользовавшись эмпирическими зависимостями α от градиента поля, объяснил ряд закономерностей пробоя газов в разной формы полях. Изложенное построение совершенно не затрагивает, однако, вопроса о времени, в течение которого может установиться процесс, требуемый написанными выше уравнениями.

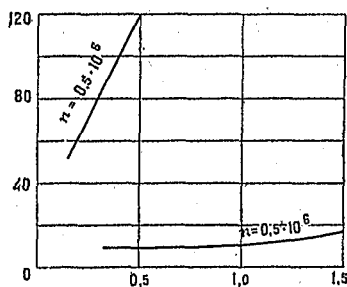


Рис. 1.

Вопрос об этом времени как раз и представляет ту область противоречий теории с опытом, которой на ряду с другими особенно много занимался Роговский все последние годы.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОВОЯ ГАЗОВ ПРИ ИМПУЛЬСАХ НАПРЯЖЕНИЯ.

Первые систематические опыты по пробоям воздуха при очень малой длительности приложения напряжения были описаны Альгемиссером, который пользовался затухающими колебаниями, большой частоты; его результаты приведены на рис. 1. По оси ординат дана в процентах статического напряжения величина разности статического и кратковременного пробивного потенциала, по оси абсцисс — длина искрового промежутка; на кривых помечены частоты применявшихся колебаний. Опыты производились с шарами диаметром в 2,5 см. При частоте в $0,5 \cdot 10^6$ статический и кратковременный потенциалы практически равны друг

другу, только при $2,5 \cdot 10^6$ становится заметной разность обоих значений, достигающая 60% при $0,5 \cdot 10^7$. Поле между шарами в 2,5 см при применявшихся в исследовании расстояниях можно считать более или менее однородным. В неоднородном поле с шарами в 0,25 см расхождение статического и кратковременного пробивного потенциала становится заметным уже при $0,5 \cdot 10^6$, достигая 100% при $0,5 \cdot 10^8$. Данные были получены для освещенных ультрафиолетовыми лучами шаров разрядника; с „темными“ электродами расхождение значительно больше.

Леонтьева, пользуясь тем же методом затухающих колебаний, исследовала пробой воздуха при очень малых расстояниях между электродами; результаты этих опытов

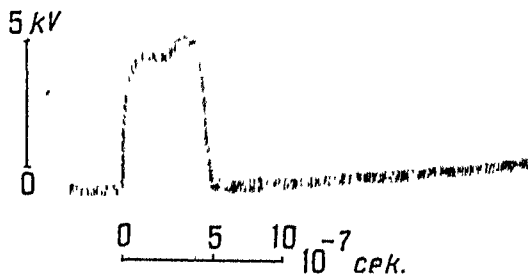


Рис. 2.

стоят в хорошем согласии с данными Альгемиссера. Очень авторитетными нужно считать работы Пика, работавшего с импульсами очень малой длительности. С шарами в 12 см ради-

усом для искр длиной до 10 см Пик при импульсах с длительностью до 10 сек. не обнаружил разницы пробивных потенциалов по отношению к статическим. Ряд других исследователей занимался этими вопросами с теми же примерно результатами опытов, однако весь перечисленный материал нельзя считать убедительным, так как напряжение в контурах не измерялось непосредственно, а вычислялось из данных контура. Особенно ценным в силу сказанного являются исследования пробоя при импульсах напряжения, проведенные Роговским, Флеглером и Таммом с катодным осциллографом электротехнической лаборатории Аахенского политехнического института. На рис. 2 приведена одна из фотографий, представляющих пробой воздуха при атмосферном давлении; на рис. 3 — осциллограмма искрового разряда в воздухе при тех же

условиях; для каждой осциллограммы масштаб абсцисс (время) приведен внизу.

Там мы сняли осциллограммы разрядов при электродах из различного материала, различных температурах и разных давлениях газа. Первые два фактора не влияют заметным образом на характер осциллограммы. При малых же давлениях (1 мм) в воздухе, как и в водороде при атмосферном давлении, на осциллограммах ярко выражены две сильно растянутые во времени ступени разряда. Последнее обстоятельство чрезвычайно существенно, и мы в дальнейшем еще к нему вернемся. Анализ данных показывает, что при



Рис. 3.

статических напряжениях пробой происходит через $\sim 10^{-7}$ секунд. После приложения напряжения, увеличение потенциала на 30% по отношению к статическому уменьшает „затягивание“ до 10^{-1} секунд. Следует отметить очень резкое, скачком, возрастание тока при пробое, возрастание, очень трудно объяснимое с точки зрения Тоунсенда.

РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ ПРОВОЯ ПО ТЕОРИИ ТОУНСЕНДА.

Оставаясь верными теории, мы должны допустить, что через 10^{-7} секунд после включения напряжения лавина положительных ионов начинает уже воздействовать на электронную лавину. Исходя из данных для подвижности положительных ионов и построив картину движения электронной

и ионной лавин, Роговский показал, что это время должно иметь совсем другой порядок, при самых крайних допущениях оно не может быть меньше 10^{-5} секунд.

Скорость ионов (электронов) с зарядом e в поле с градиентом E обычно представляется формулой:

$$u = E \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v_m}, \quad (A)$$

где m — масса иона, v_m — средняя скорость теплового движения при данной температуре, а l — средняя длина свободного пути. Формула (A) верна только для тех случаев, когда скорость теплового движения значительно больше скорости, развиваемой ионом в электрическом поле. При градиентах близких к пробойному это условие не выполняется. Для скорости положительного иона азота в поле с градиентом в 80 000 В/см мы получим значение в $2 \cdot 2 \cdot 10^5$ см/сек, в то время как скорость теплового движения для него будет только $4.6 \cdot 10^4$ см/сек.

В больших полях при атмосферном давлении гораздо правильнее пользоваться формулой

$$u = \sqrt{E \frac{e}{m} \cdot \frac{2}{\pi}} \text{ см/сек}, \quad (A')$$

выведенной в предположении, что при каждом соударении ион нацело теряет свою энергию. Если произвести расчет по этой формуле, то в поле с градиентом в 30 000 В/см электрон и ион будут двигаться со скоростью соответственно в $4.8 \cdot 10^7$ см/сек и в $0.96 \cdot 10^6$ см/сек. Нельзя считать, что предположение, положенное в основу формулы (A'), является допустимым; однако, как показывает анализ формул, в которых приняты во внимание упругие и неупругие удары молекул, формула (A') дает достаточно хорошие результаты в условиях сильно развитой ионизации.

Указаний на непосредственные измерения скоростей ионов и электронов, в больших полях, близких к пробивным, в литературе не встречается. Если считать подвижность иона в больших полях той же, что и в малых, то скорость иона в поле 30 000 В/см окажется равной 42 000 см/сек. Можно однако с уверенностью сказать, что величина

таким образом вычисленной скорости будет слишком малой. При больших давлениях и малых полях положительный ион нужно рассматривать как некоторый комплекс молекул; в высоких полях этот комплекс должен распасться, а вместе с тем должна увеличиться и скорость движения. С другой стороны, в больших полях скорость растет пропорционально не первой степени градиента поля, а только его половине, и полученное нами выше значение скорости положительного иона в $1 \cdot 10^5$ см/сек нужно считать верхним пределом истинной возможной скорости.

Величина скорости положительного иона позволяет Роговскому вычислить время, необходимое для того, чтобы электронная лавина начала меняться под воздействием лавины положительной. Исходя из общих уравнений, Роговский нашел значение чисел электронов и положительных понов в зависимости от x (расстояния между электродами), X — градиента поля и времени приложения напряжения. Отдельно были обследованы три промежутка времени.

1) $0 \leq r = \frac{d}{v}$. За этот промежуток времени можно считать положительные ионы неподвижными и $\beta = 0$. Уравнение для электронов будет:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial(n+v)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(n \cdot v) + \alpha(n \cdot v),$$

а после интегрирования

$$(n \cdot v) = e^{ax} f(x - vt).$$

Функция $f(x - vt)$ определяется из следующих условий: 1) при $t=0$ и при $x=0$ $n \cdot v = 0$; 2) для любого t при $x=0$ $n \cdot v = (n \cdot v)_0$. Функция $f(x - vt)$ таким образом

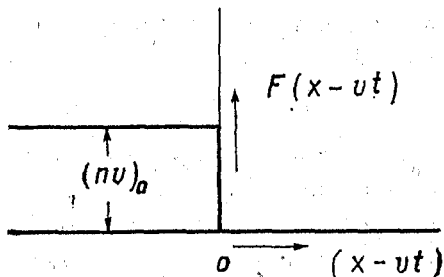


Рис. 4.

представляет прямоугольную волну (рис. 4), голова которой достигает анода за время $\tau = \frac{d}{v}$. Для положительных ионов уравнение при тех же предположениях, что и выше, можно написать следующим образом:

$$\frac{1}{n} \frac{\partial (n + u)}{\partial t} = (n - v) \alpha,$$

что после интегрирования дает:

$$n_+ = \alpha (n - v)_0 e^{\alpha x} t_1,$$

где t_1 — время, прошедшее после того как электронная лавина от катода прошла вместе с абсциссой x . В момент $t = \tau = \frac{d}{v}$ число положительных ионов в зависимости от x будет выражаться формулой:

$$n_+ = \alpha (n - v)_0 e^{\alpha x} \left(\frac{d - x}{v} \right).$$

Допустимость упрощений, сделанных выше, зависит, очевидно, от значения величины η , которая задается равенством:

$$\eta = \frac{(n + u)\beta}{(n - v)\alpha}.$$

К концу этого первого промежутка η равно:

$$\eta = \frac{u}{v} \frac{\beta}{\alpha} (d - x) \alpha.$$

Нетрудно путем подсчета убедиться, что η в зависимости от x меняется между $\frac{1}{100}$ и $\frac{1}{10000}$; наше решение, таким образом, остается вполне законным для этих промежутков времени.

2) $\frac{d}{v} \leq t < \frac{d}{v} + \frac{d}{u}$. Если мы для этого второго промежутка времени сохраним в силе наши допущения и будем считать положительные ионы неподвижными и $\beta = 0$, то электронная лавина не претерпит никаких изменений; ионное же положительное облако останется неподвижным, но будет расти по уравнению

$$n_+ = \alpha (n - v)_0 e^{\alpha x} \left\{ t' + \frac{d - x}{v} \right\}.$$

Если же мы допустим, что только β равно нулю, то электронная лавина и в этом случае не изменится, ионное же облако будет перемещаться к катоду. Обратимся к

уравнениям для положительных ионов; они в данном случае будут иметь следующий вид:

$$\frac{1}{u} \frac{\partial (n_+ u)}{\partial t'} = - \frac{\partial (n_+ u)}{\partial x} + \alpha (n - v)_0 e^{\alpha x}.$$

Интегрирование дает:

$$(n_+ u) = F(x + ut') - (n - v)_0 e^{\alpha x}$$

и приводит к функции $F(x + ut')$, которая должна удовлетворять следующим условиям:

1) в момент $t' = 0$ ($t = \tau$) n_+ равно:

$$n_+ = \alpha (n - v)_0 e^{\alpha x} \frac{d - x}{v};$$

2) для всех значений t' при $x = d$ $n_+ = 0$.

Мы получаем таким образом для $F(z) = F(x + ut')$ при $z \leq d$

$$F(z) = (n - v)_0 e^{\alpha z} \left\{ 1 + \alpha (d - z) \frac{u}{v} \right\},$$

при $z \geq d$

$$F(z) = (n - v)_0 e^{\alpha d}.$$

Пренебрегая образованием положительных ионов в промежутке между $t = 0$ и $t = \tau$ [опуская член $\alpha (d - z) \frac{u}{v}$,

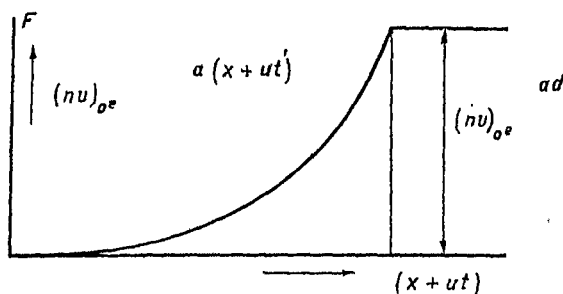


Рис. 5.

меньший единицы], мы получим $(n_+ u)$ как разность движущейся от катода со скоростью u волны $F(x + ut')$ и функции пространства $(n - v)_0 e^{\alpha x}$ (рис. 5). Рис. 6а и 6б показывает перемещение положительного объемного заряда. Анализ η показывает, что эта величина к концу второго промежутка достигает больших значений, близких к единице, и здесь

уже возможна понизация положительными ионами. В следующий третий промежуток времени происходит пробой.

3) $\frac{d}{v} + \frac{d}{u} \leq t \leq \frac{2d}{v} + \frac{d}{u}$. Считая β отличным от нуля, аналогично предыдущему легко показать, что число электро-

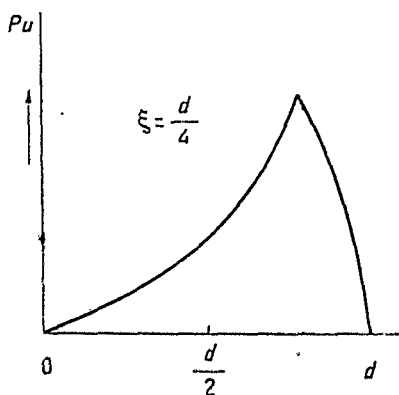


Рис. 6 а

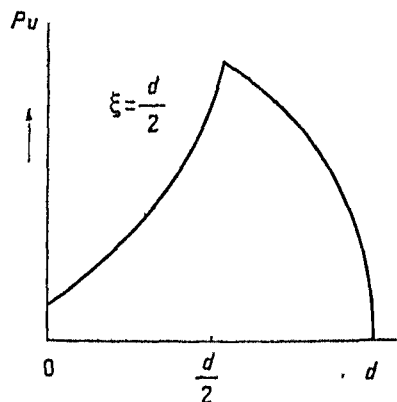


Рис. 6 б

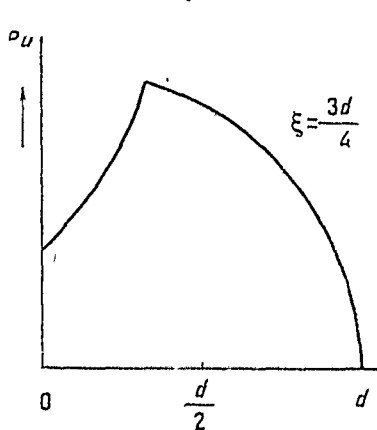


Рис. 6 в

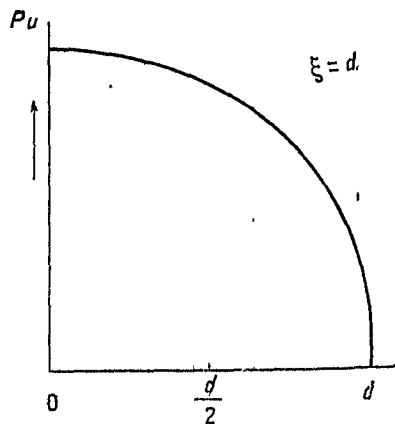


Рис. 6 д

нов на аноде к концу этого промежутка времени должно задаваться уравнением:

$$(n-v) = (n-v)_0 e^{\alpha d} \left\{ 1 + \frac{\beta}{\alpha} e^{\alpha d} - \frac{\beta}{\alpha} - \beta x \right\},$$

а так как α всегда больше β , то в этом промежутке времени будет происходить сильное возрастание электронной

лавины, — здесь начинается взаимодействие лавин, ведущее к пробое. Считая, что пробой происходит за время равное $\frac{d}{u}$, мы для расстояния между электродами в 1 см получим для времени образования лавин и пробоя значение, пользуясь вышеприведенными значениями скорости иона, в $1 \cdot 10^{-5}$ см/сек для поля с градиентом в 30 000 В/см.

СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ ТОУНСЕНДА С ОПЫТОМ.

Данные теории, таким образом, находятся в резком противоречии с опытом; эксперимент показывает, что пробой при нормальных статических напряжениях следует через $\sim 10^{-7}$ секунд по наложению напряжения; теория требует времени в сотни и тысячи раз большего для достаточного развития ионизационных процессов. Разногласие возникает из-за малой подвижности положительных ионов. Можно думать, — на это указывает сам Роговский, — что значение принятой подвижности ионов нуждается в некоторой поправке. Как показывают опыты Демпстера (Dempster) для длины свободного пути иона нужно брать большие значения, чем делается обычно. По опытам этого ученого оказалось, что подвижность водородных ионов в гелии в 9 раз больше той, которая подсчитывается по формулам кинетической теории газов.

Нетрудно однако видеть, что, даже допустив этот же эффект для ионов кислорода и азота, мы заметным образом не изменим верхнего предела их скоростей, так как последняя растет пропорционально корню квадратному из длины свободного пути. Для того чтобы таким увеличением объяснить расхождение эксперимента с теорией, нужно считать, что длина свободного пути иона в 10^4 и даже в 10^6 раз больше молекулярной, что представляется совершенно невозможным, каким бы несовершенным ни считали мы современный экспериментальный материал.

Анализ осциллограмм приводит и к другим затруднениям. Мы уже указывали на ступенчатый характер разряда, очень хорошо заметный в случае водорода и воздуха при относительно малых давлениях. По Тоунсенду мы

должны допустить ионизацию во всем искровом промежутке, что приводит к ряду невозможных заключений. Из осциллограмм легко подсчитать, что количества электричества, протекающие в цепи для одной из ступеней разряда, равны $2 \cdot 10^{-6}$ С; приблизительно этой же величины положительный заряд должен остаться в пространстве между электродами. Объемный положительный заряд будет в 200 раз больше зарядов на электродах при равномерном поле, и в силу этого объемный заряд должен вызвать „чудовищное“, как пишет Роговский, искажение поля. В конденсаторе с разностью потенциалов на обкладке v , расстоянием между ними d и равномерно расположенным положительным объемным зарядом, градиент электрического поля в зависимости от расстояния выражается формулой:

$$E = \frac{v}{d} - 2\pi q d \left\{ 1 - \frac{2x}{d} \right\} = 4\pi\sigma - 2\pi q \left\{ 1 - \frac{2x}{d} \right\},$$

где σ — поверхностный заряд обкладок конденсатора в случае равномерного распределения потенциала, q — общий объемный заряд в конденсаторе. Если допустить, что q только в 2 раза больше σ , то при $x = d$ градиент поля будет уже в 2 раза больше среднего; при $q = 200\sigma$ сила поля в точке $x = d$ окажется в 100 раз больше средней, для $x < \frac{d}{2}$ поле изменит свое направление с тем, чтобы из другого электрода при $x = 0$ сделаться снова в 10 раз большим среднего. В подобных условиях совершенно нельзя себе представить постоянства тока и напряжения в искре, если вспомнить чувствительность ионизационных явлений к изменениям поля. Ионизация во всем искровом промежутке становится, таким образом, сомнительной.

Для выяснения механизма пробоя в конце 1928 г. Роговский произвел исследование строения свечения при искровом разряде.

Исследование производилось фотографическим путем при пробоях ударной нагрузкой. Плоские электроды помещались в стеклянный сосуд, который мог быть откачан и затем наполнен исследуемым газом; вращением одного из шлифов можно было менять расстояние между электродами.

В сосуде на особом шлифе помещались трубочки с радиевым препаратом для возбуждения начальной ионизации газа.

Напряжения на разрядник подавалось от особой схемы для получения импульсов прямоугольной формы, длительность которых менялась от нескольких единиц до сотни 10^{-7} сек.

В виду того, что интенсивность одного разряда оказывалась слишком малой и не вызывала заметного почернения пластинки, для одного и того же снимка производилось от 50 до 100 пробоев в одних и тех же, конечно, условиях опыта.

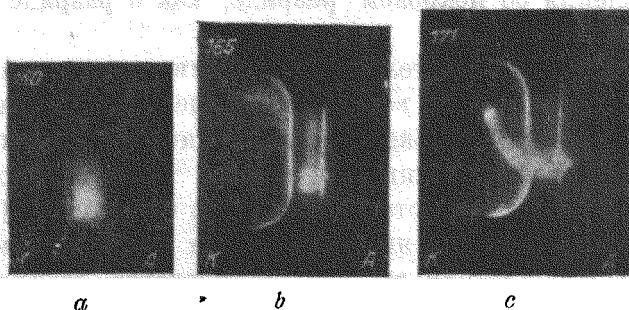


Рис. 7.

Как было показано при осциллографическом исследовании пробоя, в разряде следует отличать две ступени; первая ступень разряда при атмосферном давлении очень коротка, при очень малом, наоборот, длина ее „бесконечно велика“, в разрядном пространстве глазом наблюдается „тлеющее“ свечение.

Фотографии, снятые Роговским, показывают, что при коротких наложениях напряжения, когда удастся зафиксировать свечение, отвечающее первой ступени разряда, оно даже и при давлениях в 40 мм ртутного столба имеет тот же характер, что и при тлеющем разряде; при переходе к импульсам большей длительности свечение принимает ту форму, которая до сих пор и была только известна, — форму сплошной светящейся полосы. На photographиях *a*, *b*, *c* и *d* (рис. 7) представлены данные Роговского для пробоя воздуха при 40 мм давления и расстоянии между

электродами в 3 мм при импульсах разной длительности. На снимках отчетливо видно Круксово темное пространство и сильно развитое отрицательное свечение тлеющего разряда.

Эта работа Роговского еще далее углубляет противоречия теории Тоунсенда; полная аналогия строения свечения при пробое воздуха в области уже сравнительно высоких давлений со строением свечения тлеющего разряда, где прохождение тока развивается в сильно искаженном объемными зарядами поле, прямо говорит против представления об искровом разряде, как о разряде в равномерном поле.

Ионизация положительными ионами несущественна в тлеющем разряде и не всегда имеет здесь место; она идет только в длинных трубках в колонне положительного свечения; ни этой колонны ни второго темного Фарадеева пространства нет на фотографиях Роговского. Сплошное строение свечения являлось всегда очень веским доказательством ионизации во всем пространстве обоими носителями электричества; по Роговскому оно возникает в результате вторичных процессов, связанных, повидимому, с нагреванием (местным) электродов и вырыванием отсюда положительных ионов металла. Если изложенные опыты и нельзя еще считать решающими, во всяком случае они представляют значительный интерес и являются ценным материалом для всякой новой теории рассматриваемых явлений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Работы Роговского показывают, что в теории Тоунсенда есть очень глубокие трещины.

Роговский не выдвигает никакой новой законченной теории. По его мнению, несомненно только, что пробой начинается с ионизации электронами, далее возможен ряд вторичных процессов, поддерживающих разряд. Можно думать, что положительные ионы, образующиеся достаточно близко у катода, бомбардируют его и вырывают новые электроны; можно думать, что они рекомбинируют с излучением,

которое дает фотоэффект с электродов и т. д. Все эти возможности были предусмотрены еще Тоунсендом, но в свое время были оставлены, как не удовлетворяющие эксперименту. Может быть, анализ этих процессов с точки зрения новых представлений приведет теперь к иным заключениям, чем во времена Тоунсенда.

В заключение нам хотелось отметить вместе с Роговским кардинальную роль осциллографического изучения процесса пробоя, позволившего этому ученому заново поставить перед физикой проблему разряда в газах.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Townsend. Ionisation der Gase (Handbuch der Radiologie I).
2. Seeliger. Gasentladungen.
3. Algermissen. Ann. der Physik 19. 1007, 1906.
4. Peek. E. T. Z. 37, 246, 1916.
5. Leontiewa. Physikalische Zeitschrift. 23, 133, 1922.
6. A. Pedersen. Ann. der Physik. 71, 317, 1923.
7. Holst und Ostherius. Phil. Mag. 46, 1117, 1923.
8. O. Burawoy. Archiv fur Elektrotechnik. 16, 186, 1926.
9. Dempster. Phil. Mag. (7), Bd. 3, 115, 1927.
10. Rogowsky. Arch. fur Elektrotechn. 16, 496, 1926.
11. Rogowsky. Flegler, Tamm. Arch. fur. Elektrotechn. 18, 479, 1927.
12. Tamm. Arch. für Elektrotechn. 19, 235, 1928.
13. Rogowsky. Archiv für Elekt. 20, 99, 1928.
14. Rogowsky und Tamm. Archiv fur Elektrotechn. 20, 107, 1928.