

О ЗАЖИГАНИИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА *

В. Роговский, Аахен **

1. Постановка проблемы

Зажигание газового разряда по своему названию оптическое явление: сначала темный разрядный промежуток неожиданно заполняется свечением. Опыт показывает однако, что с этим оптическим явлением связан электрический процесс, не проводивший ранее газовый промежуток становится сразу проводником (явление пробоя). В дальнейшем мы станем на ту точку зрения, что основным для процесса зажигания является электрический процесс, а не оптический. Мы принимаем, что возникающая при пробое большая плотность электронов вызывает в основном видимое свечение. Мы задаемся также вопросом, как это случается, что при наложении достаточно высокого напряжения из изолятора получается хороший проводник.

Обычно принято в одном граничном случае (изолятор) приписывать веществу небольшие несамостоятельные токи, которые при достаточно слабой внешней ионизации и при достаточно высоких напряжениях в заметной, хотя все же слабой, степени протекают через газовый промежуток. Во втором граничном случае (проводник) через газовый промежуток при низких напряжениях протекают чрезвычайно большие токи. Свойства газового промежутка будут в этом случае управляться закономерностями дугового или тлеющего разряда. Если рассматривать дугу, как это обычно принято, как вырождение тлеющего разряда, то второй граничный случай можно идентифицировать с тлеющим разрядом.

Удовлетворительное объяснение зажигания должно давать отчет как о слабых несамостоятельных токах до процесса зажигания, так и о свойствах тлеющего разряда после зажигания разряда, а также должно удовлетворительно описать переход из одной формы разряда в другую.

2. Теория Тоунсенда

Тоунсенд был первым, кто впервые с успехом разработал эту проблему. Чтобы при обычных напряжениях вообще могло

* О зажигании газового разряда см. также Курчатов, У.Ф.Н., 9, 685, 1929; Спивак, У. Ф. Н*, 11, 726, 1931.

** Physik Zs., 33, 797, 1932. Перевод Г. В. Спивака.

произойти зажигание, необходимо по Тоунсенду иметь по меньшей мере один единственный электрон или один ион в поле в газовом промежутке. Итак, мы предполагаем наличие одного начального электрона, который освободился из катода. Если напряжение достаточно мало, то этот начальный электрон будет блуждать зигзагообразно между атомами и молекулами от катода к аноду и ничего особого при этом не происходит. Если напряжение будет расти, то этот начальный электрон может набрать на своих свободных пробегах столько энергии, что при соударении с атомами или молекулами он их разрушает и освобождает, таким образом, путем ударной ионизации электрон от атомных связей. Старый и новый электроны, продолжая свой путь к аноду могут при достаточно высоком напряжении опять освобождать новые электроны и т. д. Образуется электронная лавина¹. Тогда как известно по Тоунсенду, при единичном начальном электроны на анод приходят

$$e^{\alpha L} \quad (1)$$

электронов (α — ионизационный коэффициент электронов, L — расстояние между электродами, $e = 2,718...$).

Если из катода испускается не один единственный электрон, но через определенные промежутки равномерно новые электроны (плотность тока i_0), то вследствие ударной ионизации получается постоянная плотность тока

$$i = i_0 e^{\alpha L}. \quad (2)$$

Однако это еще не есть самостоятельный ток и отнюдь не зажигание.

Важное для зажигания происходит по Тоунсенду лишь при более высоком напряжении.

Если напряжение растет дальше, то положительные ионы, которые возникают при ударной ионизации как остатки атомов, могут также ионизовать атомы ударом. Мы учтем лишь так называемую поверхностную ионизацию положительных ионов, при которой ионы освобождают электроны из металла катода. Пусть один ион освобождает путем поверхностной ионизации γ электронов. Тогда темный ток становится больше, чем в (2), и имеет по Тоунсенду величину:

$$i = \frac{i_0 e^{\alpha L}}{1 - \gamma(e^{\alpha L} - 1)}. \quad (3)$$

Пусть расстояние L между электродами задано. Если напряжение U растет, растет также сила поля E , а вместе с ней значение ионизационных коэффициентов электронов α и положительных ионов γ . Наконец, при достаточно высоком напряжении U_r знаменатель в (3) обращается в нуль и ток i становится бесконечно большим. Если это случается, то по Тоунсенду произошел пробой. Соответственно тоунсендовское условие пробоя (зажигания) гласит:

$$\gamma(e^{\alpha L} - 1) = 1. \quad (4)$$

Эта формула и в основе ее лежащий ход мыслей и представляют, собственно говоря, содержание тоунсендовской теории пробоя.

3. Достаточна ли тоунсендовская теория

Тоунсендовская теория, как показали работы Тоунсенда и Шуманна, дала много хорошего. В ней заключается поэтому, без сомнения, много правильного. С другой стороны, она не представляет собой последнее слово о процессе зажигания газового разряда. Она дает отчет о нарастании темного тока до зажигания. Она содержит особое напряжение U_b (см. выше), которое не должно быть перейдено [знаменатель в (3) становится нулем]. Относительно же второго граничного случая тлеющего разряда после происшедшего зажигания теория Тоунсенда ничего не говорит. По теории все протекает непрерывно. В ней нет никаких признаков скачкообразного процесса, каким является согласно эксперименту зажигание. Теория, можно сказать, подводит нас к границе катастрофы, но о том, как протекает сама катастрофа и об ее завершении, оставляет нас в неизвестности.

Замечательно то, что критика тоунсендовской теории пробоя пришла не с этой стороны. Вряд ли ощущалось то, что по сути дела Тоунсенд со своим формальным условием (4) дает завершение области самостоятельного разряда, о самом же процессе зажигания совсем умалчивает. Критика тоунсендовской теории пробоя последовала лишь ² путем сравнения теории с наблюдениями при ударных напряжениях. Эксперимент показал уже давно, что зажигание протекает в чрезвычайно короткое время порядка 10^{-7} сек. Нарастание темного тока по тоунсендовской теории от небольших к бесконечно большим значениям протекает при статических напряжениях, заметно медленней, в иных случаях даже медленнее по порядку величины. Лишь после этого несогласия теории с опытом обсуждение вопроса о зажигании и о тоунсендовской теории пробоя началось вновь.

4. Ионизация и пространственный заряд

(Зажигание разряда и тлеющий разряд)

В связи с этим обсуждением проблема стала актуальной в направлении, нас особенно касающемся: в расширении теории Тоунсенда путем привлечения пространственного заряда. Проблема эта не была новой ³, но вследствие трудностей, кои она представляла, она мало продвинулась вперед. Обнаруженная путем осциллографических и оптических методов неудовлетворительность тоунсендовской теории ⁴ привела к тому, что проблема приобрела большую привлекательность. В результате ряда исследований ⁵ стало очевидным, что описание процессов зажигания было ранее неудовлетворительным ⁶.

Любопытно, что одновременно мы натолкнулись на необходимость объединения тоунсендовской теории с пространствен-

ным зарядом в другой области газового разряда: объяснение явлений в катодных частях тлеющего разряда все настойчивее требовало своего решения. Но и здесь для решения были трудности, на которые не раз авторитетно указывалось ⁷, также и в этой области от исследователя к исследователю выяснились важные положения, правда, иные, чем найденные для зажигания разряда. Проблема была, таким образом, проработана для двух экстремальных случаев, без того, чтобы прийти к окончательному удовлетворительному завершению ⁸. Естественно, что обе проблемы — как зажигание, так и тлеющий разряд — должны были слиться вместе. И не только потому, что обе хотят установить связь между ионизацией и пространственным зарядом, но также и потому, что тлеющий разряд физически представляет собой завершение процесса зажигания. Таким образом теория зажигания должна включать в себе и теорию тлеющего разряда. Так это и случилось ⁹. Вместе с теорией зажигания одновременно дальше развилась теория тлеющего разряда, сначала в форме приближения, а затем и в более строгом расчете ¹⁰. Часть того, что при этом выкристаллизовалось, будет мною кратко описана в дальнейшем.

5. Идеализация для приближения

Предполагаем сначала, что имеется идеальный источник напряжения. Он имеет сопротивление нуль и является бесконечно мощным.

Напряжение наложено непосредственно на электроды газового промежутка. Что бы ни случилось в разрядном промежутке, напряжение на электродах пусть остается без изменения. Мы сможем затем легко свести явления при источнике напряжения конечной мощности к этому идеальному случаю. Вследствие большой скорости электронов и небольшой скорости положительных ионов учитывать нужно лишь положительный пространственный заряд. Величина последнего зависит, несомненно, от величины и распределения ионизационных токов. Мы хотим в нашем первом приближении отвлечься от этой жесткой связи между пространственным зарядом и ионизационными явлениями. Поэтому мы допускаем для пространственного заряда все значения, кои возможны, и рассматриваем, таким образом, действие всей шкалы пространственных зарядов на ионизационные явления.

Сначала положительный пространственный заряд меняет поле в разрядном промежутке, как известно, таким образом, что поле на катоде усиливается, а на аноде ослабляется. Поле при этом может иметь самое разнообразное распределение. При нашей идеализации мы выберем граничный случай: поле растет скачками на катодной стороне и падает к нулю на стороне анода. Это верно для случая, если пространственный заряд распределен не по объему, а по поверхности. При этой далеко идущей идеализации пространственный заряд ведет к ступенчатообразным

искажениям поля. Для области распространения поля, т. е. для той области, на которой действительно имеется поле, механическое расположение электродов имеет побочное значение. Механическое расстояние есть лишь верхняя граница возможных областей распространения поля. Место и величина объемного (поверхностного) заряда устанавливает при этой идеализации область распространения поля. Если U напряжение, то все области, в которых имеется поле, удовлетворяют условию:

$$U = E_0 L_0 = E_1 L_1 = E_2 L_2 = \dots \quad (5)$$

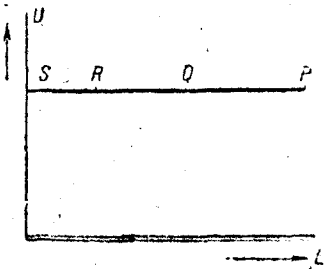


Рис. 1. Напряжение и область распространения поля.

Если напряжение U нанести как ординату, а L как абсциссу, то совокупность всех областей распространения поля представится прямой $PQRS$ (рис. 1), проходящей на расстоянии U от оси абсцисс.

6. СТУПЕНЧАТООБРАЗНОЕ ИСКАЖЕНИЕ ПОЛЯ И ИОНИЗАЦИИ

Вопрос о влиянии пространственного заряда на ионизацию заменен теперь вопросом: как меняется ионизация с искажением поля при постоянном напряжении.

а) Ионизация электронами

Область распространения поля сначала достаточно велика (точка P на рис. 1). Мы имеем при постоянном напряжении U слабую среднюю силу поля. Коэффициент ионизации электронов α падает экспоненциально с силой поля E :

$$\alpha = c_1 e^{-\frac{c_2}{E}}; \quad c_1 \text{ и } c_2 — \text{константы} \quad (5a)$$

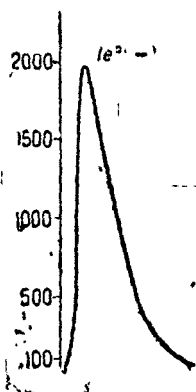
к нулю. Произведение αL , входящее в уравнение (1), становится чрезвычайно малым. Число вновь образованных ($e^{\alpha L} - 1$) электронов и ионов с растущим L также падает к нулю.

Пусть поле стягивается (точка Q , рис. 1), что может случиться при сдвигении электродов или же из-за пространственного заряда. Область распространения поля L тогда уменьшается. Растет среднее значение силы поля E и с ней, по меньшей мере сначала, коэффициент ионизации электронов α по экспоненциальному закону [уравнение (5)]. Число образованных электронов и положительных ионов ($e^{\alpha L} - 1$) растет очень сильно. Оно может возрасти при подходящих значениях U и L до десятков тысяч, миллионов и сотен миллионов.

Мы переходим теперь непосредственно к граничному случаю, когда поле сосредоточено в небольшой области при высоких значениях у катода (точка S , рис. 1). Заметим, что для образо-

вания электронной лавины, так же как и для образования световой лавины, важен не только наклон пути, но и величина самого пути. Если E очень велико, то α остается конечным [выражение (5)]; α не может превысить значения c_1 . Если L приближается к нулю, то к нему же приближается αL и $(e^{\alpha L} - 1)$. Это значит, что число вновь образованных электронов и ионов будет опять мало. Стягивание поля ведет к интересному результату в образовании электронов и положительных ионов, который мы должны отметить.

Если при постоянном напряжении U область распространения поля L , идя от больших значений, приходит к малой величине, то тогда растет число возникающих от одного начального электрона электронов и ионов $(e^{\alpha L} - 1)$, начиная от произвольно малых значений при большой области распространения поля к большим значениям при стягивании поля. Это число вновь образованных носителей зарядов достигает затем максимума и падает, наконец, при дальнейшем уменьшении L опять к нулю (рис. 2).



б) Ионизация положительными ионами

Как обстоит дело с положительной ионизацией и, особенно с коэффициентом ионизации положительных ионов, когда искажение поля является заметным?

Рис. 2. Число образованных одним начальным электроном вторичных электронов и ионов в зависимости от L . Напряжение U постоянно. Форма зависимости.

Величине γ нужно приписать значение, зависящее от энергии ударяющихся положительных ионов. При очень большом L и постоянном напряжении U при, следовательно, слабом поле E энергия положительных ионов мала, так же мало и γ . Со стягиванием поля растет сила поля и непрерывно растет также и энергия положительных ионов. Стягивание поля

ведет, таким образом, к возрастанию значений γ .

Как показал опыт, значение γ не может превысить величины четыре ¹¹, т. е. даже при чрезвычайно высоких напряжениях один единственный положительный ион не может освободить при ударе о катод более четырех электронов. В общем случае это будет меньше четырех. Поэтому мы заметим: коэффициент γ поверхностной ионизации растет со стягиванием поля, но может в лучшем случае — и то при очень высоких напряжениях и при значительном стягивании поля — достигнуть значения четыре.

7. Нарастание ионизации

Для зажигания и для тлеющего разряда является важным не только ионизация электронами сама по себе, а также коэффициент ионизации γ , но и известная связь между обеими, которую

мы будем называть „ионизационное нарастание“ μ . К этой связи мы приходим вследствие следующего физического соображения.

Пусть N_0 электронов покидают сразу катод. В области распространения поля L на своем пути они образуют в числе $N_0(e^{eL} - 1)$ новые электроны и положительные ионы. Если коэффициент ионизации равен γ , то $N_0\gamma(e^{eL} - 1)$ положительных ионов после пробега пути L освобождают на катоде $N_0\gamma(e^{eL} - 1)$ дополнительных электронов. Это явление, состоящее из ионизации электронов и положительных ионами, мы назовем ионизационным процессом. В этот описываемый ионизационный процесс включается в природе тотчас же по меньшей мере второй процесс и т. д. В действительности, каждый положительный ион не должен пробегать всей области поля. Вся область распространения поля образует для пути положительных ионов верхнюю границу. Припишем в нашей идеализации всем положительным ионам эту верхнюю границу. Это ведет к тому, что все ионизационные акты накладываются ступенчатообразно друг на друга. В действительности эти ступеньки сглаживаются. Заметных недостатков в нашем рассмотрении вследствие этого не получается*. Если мы хотим знать, как сильно нарастает интенсивность ионизационных токов от ступеньки к ступеньке, то мы должны образовать отношение μ для начальных электронов двух последующих ионизационных процессов. Мы получим:

$$\mu = \frac{N_0\gamma(e^{eL} - 1)}{N_0} = \gamma(e^{eL} - 1).$$

Это отношение μ мы назвали ионизационным нарастанием. Ясно видно, что если ионизационное нарастание меньше единицы, то раз возникший ток падает до нуля; если ионизационное нарастание больше единицы, — то раз возникший ток неустойчиво нарастает; если же ионизационное нарастание как раз равно единице, то возникающий ток остается стабильным и не должен больше изменяться. Здесь мы приходим к тоунсендовскому условию пробоя, которое при нашем методе рассмотрения истолковывается как равенство $\mu = 1$. Так как Тоунсенд предполагает в своей формуле (3) все продолжающееся выделение электронов с катода путем посторонней ионизации, то ток при $\mu = 1$ не остается постоянным, а растет все больше и больше к бесконечности.

Об убывании, постоянстве или нарастании тока мы можем что-либо узнать лишь путем наблюдения над ионизационным нарастанием μ .

8. ИСКАЖЕНИЕ ПОЛЯ И ИОНИЗАЦИОННОЕ НАРАСТАНИЕ

Посмотрим, какое действие оказывают пространственный заряд и искажение поля на ионизационное нарастание μ , причем

* Нечто подобное мы имеем, когда вместо того, чтобы оперировать с распределенными емкостью и самоиндукцией, рассматриваем их как сосредоточенные. При распределенных самоиндукции и емкости ток растет ступенчатообразно. При концентрированной проводимости сглаживаются эти ступеньки.

мы опять принимаем, что $U = \text{const}$ (достаточно мощный источник напряжения).

Если область распространения поля L очень велика, сила поля E мала, что мы можем достигнуть раздвиганием электродов, то так же мало число образованных электронов и положительных ионов ($e^{nL} - 1$), а также ионизационный коэффициент положительных ионов γ . Соответственно остается достаточно малым ионизационное нарастание $\mu = \gamma(e^{nL} - 1)$. Ионизационное нарастание при достаточно больших L лежит достаточно близко к нулю.

Если L становится меньше ($U = \text{const}$), что может случиться путем сближения электродов, то растет число образованных электронов и положительных ионов ($e^{nL} - 1$) и также коэффициент γ . Ионизационное нарастание μ также увеличивается.

В особом случае ионизационное нарастание при надлежащем сдвигании электродов достигает значения единицы. Если область распространения поля (L) еще больше уменьшается, что теперь может случиться вследствие пространственного заряда, то ионизационное нарастание становится больше единицы, и в некоторых случаях при достаточно высоком напряжении достигает значений $10^2, 10^4, 10^6, 10^8$. Если область L становится совсем малой, сила поля большой, то

ионизационный коэффициент γ остается меньше четырех. Число ($e^{nL} - 1$) — образованных электронов и положительных ионов — падает близко к нулю, то же самое случается с ионизационным нарастанием $\mu = \gamma(e^{nL} - 1)$. Мы, таким образом, приходим при стягивании поля опять к тому положению, когда ионизационное нарастание становится равным единице, а затем и меньше единицы.

Таким образом, если мы исходим из больших L , то при стягивании поля увеличивается ионизационное нарастание μ от значений, меньших единицы, к значениям, равным единице, затем превышает единицу, достигает значительного максимума* и затем переходит опять к единице, а затем падает опять до значений, меньших единицы (рис. 3).

Для каждого напряжения U получаются новые кривые для μ , но все они имеют форму горба, причем с ростом напряжения растет сильно и максимум.

Ионизационное нарастание является, таким образом, функцией напряжения U и области L , на которую распространяется поле.

Если мы нанесем значение μ на ось, перпендикулярную к плоскости рис. 4, то в конечных точках всей совокупности

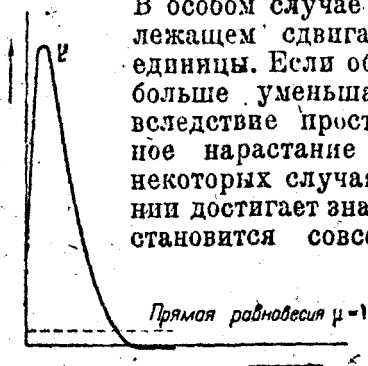


Рис. 3. Ионизационное нарастание (μ) в зависимости от величины области распространения поля. Напряжение $U = \text{const}$. Форма зависимости.

* Этот максимум смещен по сравнению с максимумом на рис. 2 к меньшим областям распространения поля и к большим силам поля.

получим поверхность, схожую с гористой. На определенном расстоянии от кривой имеем $\mu = 1$. Эта кривая имеется на рис. 4, где она проведена толстой линией, а на рис. 5 она повторена. Мы можем к ней подойти, если удалимся на небольшое расстояние в сторону, перпендикулярную ординате. Мы ожидаем, что эта кривая близка к осям координат, что хорошо может быть представлено ∇ -образной кривой. В области, окружающей поверхность уровня $\mu = 1$, пониizationное нарастание становится больше единицы и, как показывает рис. 4, на достаточно большую величину (см., например, нанесенные уровни). Между осями координат и уровнем линии $\mu = 1$ лежит область со значениями $\mu < 1$.

9. ЗАЖИГАНИЕ КАК СКАЧОК ИЗ ОДНОГО ПОЛОЖЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ В ДРУГОЕ

Мы подготовим все для объяснения зажигания. Мы считаем напряжение U постоянным и уменьшаем L от больших все к меньшим и меньшим значениям. Сначала происходит уменьше-

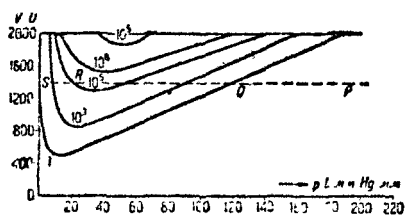


Рис. 4. Совокупность вонизационных нарастаний μ , представленная линиями уровня.

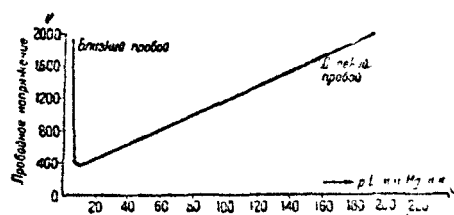


Рис. 5. Линия уровня $\mu = 1$. Кривая пробоя.

ние L механически путем сближения электродов. Пока мы при больших L имеем ионизационное нарастание $\mu < 1$, мы находимся в области тоунсендовских темных токов. Лавина, возникшая от одного начального электрона, будет здесь затухать. При длительной посторонней ионизации ток остается устойчивым и постоянным. Это — первоначальное положение равновесия до наступления зажигания.

Граница этих статических токов достигается тогда, когда электроды сдвинуты настолько, что при предположенном постоянном напряжении достигаем линии уровня $\mu = 1$. Эта кривая (рис. 4 и 5) указывает границу устойчивой области разряда. Линия уровня $\mu = 1$ является поэтому идентичной с обычно устанавливаемой экспериментально кривой пробоя. Возникший ток может здесь еще удержаться в равновесии. Стягивается же область поля еще больше, что случается из-за растущего пространственного заряда*, то мы приходим в область значений $\mu > 1$. Раз возникший ток дальше становится неустойчивым. Тогда растут

* Для этого нужно лишь небольшое случайное нарастание μ .

ток, пространственный заряд, искажение поля, и нарастание ионизации идет до очень высоких значений. Наконец, мы приходим к вершине нашей кривой (примерно, точки R на рис. 4) и затем спускаемся по другую сторону той же кривой.

Теперь действие пространственного заряда и искажение поля действуют в обратном направлении. Если раньше действие этих обоих факторов вело к ускоренному нарастанию тока, то теперь они действуют тормозящим образом. Ток, пространственный заряд и искажение поля все же растут, но во все уменьшающемся темпе (от R и S на рис. 4). Наконец, разряд переходит к тем значениям „нарастания ионизации“ (μ), которые соответствуют линии уровня $\mu = 1$, и получает здесь новое и устойчивое граничное положение.

Наше рассмотрение дает, таким образом, полное представление об устойчивых небольших, несамостоятельных темных токах тоунсендовской области, о неустойчивом нарастании токов при удалении из этой области и о новом положении равновесия с большими самостоятельными плотностями токов. Скачкообразное в зажигании — переход от одного положения равновесия в другое от малых плотностей тока к большим, от несамостоятельного разряда к самостоятельному — хорошо представляется в нашем рассмотрении.

10. Второе положение равновесия идентично с тлеющим разрядом

Если мы исходим из одного единственного электрона, и при постоянном напряжении область, на которой распределяется поле, стала настолько малой, что нарастание ионизации μ как раз равно единице, то разряд будет самостоятельным и устойчивым. Сам же ток при этом остается малым. В начале каждого ионизационного процесса мы имеем всегда только один единственный электрон.

Если мы будем иметь не один единственный электрон, а миллиарды таковых и напряжение и область распространения поля опять соответствуют $\mu = 1$, то и этот ток будет устойчивым. Но ток в миллиард раз больше, чем раньше. Мы видим, что условие $\mu = 1$ может быть условием наличия любых больших токов. То же имеет место для больших токов в тлеющем разряде; для него мы также должны потребовать $\mu = 1$. Наш рис. 4, в коем жирной линией нанесена линия уровня $\mu = 1$, соответствующая значениям при пробое, годится также и для тлеющего разряда. При этом неявно делается определенное допущение: мы должны поле в тлеющем разряде иметь право заменить ступенчатым распределением поля. В области нормального и аномального катодного падения это действительно приближенно может быть сделано. Для стационарного тлеющего разряда из всей пробойной кривой $\mu = 1$ имеет значение часть, лежащая у оси ординат (близкий пробой). Только здесь увеличенный пространственный заряд и стягивание поля дают для μ значения, меньше единицы;

только здесь разряд может быть в стационарном состоянии, в то время как в другой части кривой (г-текий пробой) усиленный пространственный заряд ведет к $\mu > 1$, что должно повести к указанному выше переходу разряда. Напряжения и область распространения поля при близком пробое должны поэтому соответствовать, по меньшей мере приближенно, напряжениям и областям распространения поля в аномальном и нормальном катодном падении тлеющего разряда (темное катодное пространство).

Так же как и линия уровня $\mu = 1$ (пробойная кривая) имеет минимум в напряжении, так и это должно быть также в тлеющем разряде, что известно для случая нормального катодного падения.

Как это может случиться, что кривая $\mu = 1$ (пробойная кривая) годится как для малых токов, при пробое, так и для больших токов тлеющего разряда?

Мы можем достичь граничной кривой $\mu = 1$ двумя способами. Один раз из области $\mu < 1$. Если мы это сделаем, то мы находимся в области небольших токов непосредственно до пробоя. Иначе происходит, если мы достигаем области $\mu = 1$ из областей с нарастанием ионизации $\mu > 1$, и если ток раньше принадлежал к области $\mu > 1$ и был долго неустойчивым, тогда и большие токи, токи тлеющего разряда, соответствуют кривой $\mu = 1$.

Просматривая сказанное в п. 9 и 10, мы приходим к заключению, что второе конечное положение, в которое переходит ток благодаря стабилизирующему действию пространственного заряда, после неустойчивого нарастания не может быть не чем иным, как тлеющим разрядом. Мы выполнили, таким образом, целиком программу, намеченную в п. 1 для идеального, мощного источника напряжения.

11. Источник напряжения конечной мощности

(Падение напряжения и нарастание тока. Падающая характеристика из-за пространственного заряда. Дуговой разряд)

Как изменится наше рассмотрение, если мощность источника тока будет конечной величины и некоторые сопротивления являются неустранимыми?

Этот вопрос будет ясен, если мы учтем некоторые свойства тлеющего разряда, которые могут быть так же легко получены, как следствие из нашего рассмотрения¹². Здесь они будут приведены без доказательства.

1. Каждому значению „катодного падения“ тлеющего разряда соответствует определенная плотность тока; плотности токов сильно растут с напряжением.

2. Плотность тока растет с давлением квадратичным образом.

3. При аномальном катодном падении устойчивый разряд возможен тогда, когда катод весь покрыт разрядом. Лишь при нормальном катодном падении, т. е. при минимальном напряже-

нии тлеющего разряда, разряд может поддерживаться при малом, частично покрытом разрядом.

В нижеследующей таблице собраны значения для напряжений, плотностей тока и давлений для воздуха в некоторых случаях. Тут также даны интересные для дальнейшего данные о плотности и мощности. Детальное рассмотрение этих чисел дает представление о том, каким условиям должен удовлетворять идеальный мощный источник напряжения, коим мы пользовались в предыдущих разделах.

ТАБЛИЦА 1*

Д а в л е н и е	Напряжение в V	Катодное падение	Плотность тока в A/cm^2	Плотность мощности в kW/cm^2
1 мм	{ 350 2000	Нормальное Аномальное	$3 \cdot 10^{-4}$ $3 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-4}$ $6 \cdot 10^{-1}$
1 ат	{ 350 2000	Нормальное Аномальное	175 $1,8 \cdot 10^5$	60 $3,6 \cdot 10^5$
100 ат	{ 350 2000	Нормальное Аномальное	$175 \cdot 10^4$ $1,8 \cdot 10^9$	$6 \cdot 10^5$ $3,6 \cdot 10^9$

Зажигание происходит, например, при напряжении в 2 тыс. V.

При давлении в 1 мм Hg зажигание заканчивается при идеальном источнике тока с плотностью тока в $0,3 A/cm^2$.

При давлениях порядка 1 ат нам нужно подать после происшедшего зажигания при 2 тыс. V не меньше 180 тыс. A/cm^2 .

При 100 ат мы приходим к почти фактическим плотностям тока в 2 млрд. A/cm^2 . При высоких давлениях и больших размерах электродов уже при таких низких напряжениях, как 2 тыс. V, разрядный промежуток обращается в пожирающее током чудовище. Силы токов (плотность тока $\times$ величина электродов) могут стать настолько велики, что их поддержать не сможет никакой земной источник.

Источник тока избавляется от такого большого запроса в токе путем падения напряжения. С нарастанием тока при зажигании, когда ток стал достаточно велик и неустойчив, у источника тока конечной мощности падает напряжение на разрядном промежутке. Совокупность ионизационного нарастания будет пересечена не на прямой $U = \text{const}$, а на кривой, смещенной в сторону меньших напряжений (примерно RM рис. 4). Тем не менее, во всем пробеге этой кривой ионизационное нарастание больше единицы. Несмотря на падение напряжения на электродах, ток продолжает нарастать, пока не достигнет уровня линии $\mu = 1$. Мы, таким

* Перечислено по закону подобия. Температурные эффекты не учтены.

образом, получаем падающую характеристику, которая характерна для зажигания при пользовании обычными источниками энергии. Также сразу видно, что при достаточно больших поверхностях электродов и при конечной мощности источника тока качество завершения зажигания получится минимальная возможная плотность тока на частично покрытом катоде, т. е. „нормальное катодное падение“.

Поучителен также просмотр плотностей мощности нашей таблицы, она дает при 1 мм Hg значения $0,6 \text{ kW/cm}^2$, при 1 ат — значения $3,6 \cdot 10^5 \text{ kW/cm}^2$, а при 100 ат — даже фантастическое значение $3,6 \cdot 10^9 \text{ kW/cm}^2$.

Плотность мощности при высоком давлении после зажигания может достичь таких значений, что электроды быстро сгорят и температура газа станет так велика, что возникнет сильная тепловая ионизация. Наша таблица приводит нас непосредственно к тому, что при высоком давлении естественным завершением разряда является не тлеющий, а дуговой разряд.

12. РЕЗУЛЬТАТЫ БОЛЕЕ СТРОГОГО РАССМОТРЕНИЯ *

(Понижение напряжения зажигания облучением. Повторные зажигания. Напряжение гашения)

Мы хотим кратко указать, что может в основных данных прибавить более строгий расчет. В приближении в основу было положено ионизационное нарастание в форме $\mu = \gamma(e^{\alpha L} - 1)$. Более строгий расчет, который не знает ступенчатообразного поля, а хочет увязать форму поля с ионизационными явлениями, принимает ионизационное нарастание в форме:

$$\mu = e^{\int_0^L \alpha dx} (\gamma - 1).$$

В приближении мы искали все разряды, кратко говоря, устойчивые разряды, кои удовлетворяют условию $\gamma(e^{\alpha L} - 1) = 1$ (линия 1, рис. 4 и 5). Соответственно в более строгом подсчете мы будем иметь в виду те устойчивые разряды, кои удовлетворяют условию:

$$\gamma(e^{\int_0^L \alpha dx} - 1) = 1. \quad (6)$$

В приближенном рассмотрении совокупность устойчивых разрядов лежала на кривой. Она образовала однократную бесконечную совокупность. При более строгом подсчете все устойчивые разряды образуют не однократную, а двукратную бесконечную совокупность, в чем и состоит наше первое обобщение вопроса.

Это может быть легко обосновано. Пусть дана сила поля у катода $E_k = \text{const} = E_{k_0}$. Тогда этим дан коэффициент ионизации

* Точное обоснование — у Rogowski, Arch. F. Elektrotechn., 26, 613, 1932.

$\gamma = \gamma_0 = \text{const}$, так как мы можем γ поставить в соответствие с силой поля у катода. Условие $E_k = \text{const}$ ведет вместе с тем, согласно (6), к другому условию, что интеграл $\int_0^L dx = \text{const}$. По-

следнее условие (рис. 6) может быть выполнено: 1) при больших значениях α , достаточно малом уменьшении силы поля и при малых расстояниях L ; оно может быть также выполнено: 2) при большом уменьшении силы поля, малых значениях α и больших расстояниях L . Большие силы поля соответствуют малым плотностям тока i . Значительно ослабленная сила поля соответствует большим плотностям токов (рис. 6). С условием $E_k = \text{const}$ связана, таким образом, еще одна бесконечная совокупность устойчивых разрядов, которые отличаются друг от друга различным падением силы поля и величиной плотности тока. Также

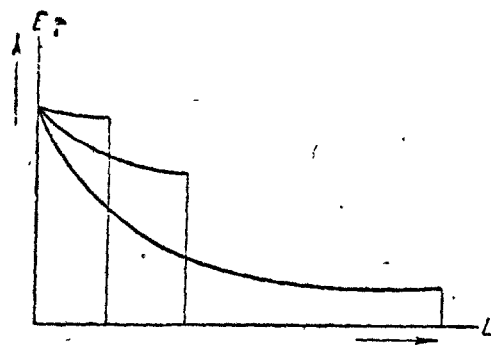


Рис. 6. Распределение поля при различной плотности тока i , но при постоянной силе поля у катода $i_1 < i_2 < i_3$.

и сила поля у катода E_k может пробежать бесконечную шкалу значений. Совокупность устойчивых разрядов, даваемая (6), является дважды бесконечной.

Таким образом может быть в бесконечно большое число раз больше число устойчивых разрядов, чем это можно было предполагать из первого приближения.

Одно условие (6) еще недостаточно для строгого расчета. Мы должны его

сопоставить с известным уравнением тока

$$i = e(pu + nv), \quad (7)$$

где e — элементарный заряд, p — плотность, u — скорость ионов, n, v — плотность и скорость электронов, с уравнением пространственного заряда

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi e(p - n), \quad (8)$$

где x — расстояние от катода, с ионизационным уравнением

$$\frac{d(nv)}{dx} = \alpha(nv) \quad (9)$$

и с уравнениями скоростей

$$\begin{aligned} u &= k\sqrt{E}, \\ v &= l\sqrt{E}, \end{aligned} \quad (10)$$

где k и l представляют собой „подвижности“. Эта совокупность уравнений, решение коей необходимо для полной ясности в на-

шей проблемы, были известны разряды 3. Этот расчет имеет значение и для тлеющего разряда. Может быть отмечено, что на основе этого расчета могут быть объяснены характерные свойства положительного столба, катодного и анодного падений и так называемого затрудненного разряда. Также и для зажигания был обнаружен важный результат, который не получался из первого приближения. В нашем первом приближении к определенному расстоянию между электродами $L=L_0$ относилось определенное напряжение зажигания $N=N_d$. Скачок при зажигании протекал от определенной малой силы поля у катода E_{kv} к определенной большой силе поля у катода E_{kn} . Плотность тока при этом скачет (при идеально мощном источнике тока), от определенных чрезвычайно малых до весьма больших значений (рис. 4, ход линий QS). В приближенном рассмотрении мы имеем скачок в двух определенных граничных положениях. В более строгом подсчете все это бесконечно более многообразней. При $L=\text{const}$ имеется не одно напряжение, при котором может произойти зажигание, а целая шкала таких напряжений. Напряжение U_D приближения будет лишь верхней границей этой шкалы напряжений. При скачке, соответствующем зажиганию, мы имеем переход между тесно примыкающими друг к другу значениями сил поля. То же имеет место и для скачкообразно проходимых плотностей тока. Эти соотношения видны на рис. 7, где сила поля у катода нанесена, как независимая переменная, а соответствующие напряжения и плотности токов, как зависимые функции. Кривые (рис. 7) годны для всех устойчивых разрядов, кои удовлетворяют условию (6), уравнениям (7), (8), (9), (10) и требованию $L=\text{const}$. Скачкообразное изменение при зажигании видно из того, что к одному и тому же напряжению относятся два устойчивых разряда, отличающиеся друг от друга различными силами поля у катода и различной величиной плотности тока, так что может проис-

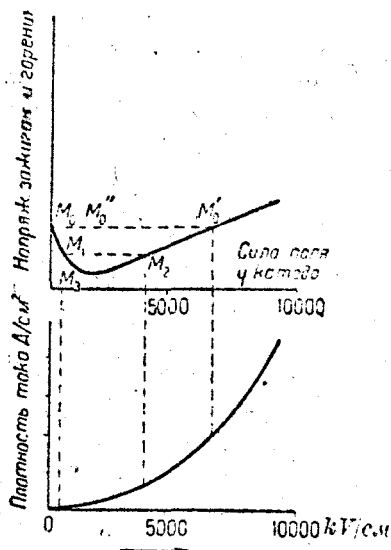


Рис. 7. Напряжения зажигания и горения для разрядного промежутка при $L=\text{const}=1/100$ см. Атмосферное давление. Выше кривой напряжений ионизационное нарастание $\mu > 1$, ниже ее $\mu < 1$.

* Rogowski, loc. cit., также Schumann, loc. cit. Указанные выше уравнения являются простейшей основой, на которой можно испробовать введение пространственного разряда в тоунсендовскую теорию. Делом дальнейшего исследования будет установление того, как велико должно быть изменение того или иного положения, чтобы было соответствие не идеализированному тлеющему разряду, а действительному.

ходить переход от одной формы разряда с малой плотностью тока в другую форму с большей плотностью тока. Пик нашей кривой напряжений (рис. 7) $\mu < 1$, выше $\mu > 1$, и эта область неустойчивых состояний. Как следствие строгого расчета имеем из рис. 7:

1. Для определенного расстояния между электродами существует не одно единственное напряжение зажигания, а целая совокупность таковых.

2. Различные напряжения зажигания отличаются друг от друга величиной начальной силы поля у катода и начальной плотностью тока.

3. Существует наименьшее напряжение зажигания, которое совпадает с напряжением гашения. Эти результаты строгого подсчета дают полное объяснение о зависимости напряжения зажигания от облучения и предварительной ионизации разрядного промежутка (точка M_3 , рис. 7). Сильная посторонняя ионизация и остаточные заряды после гашения разряда могут уменьшить напряжение зажигания до теоретического значения напряжения потухания. Это находится в согласии с опытом. То, что мы наблюдаем вполне определенное напряжение зажигания, вызвано слабостью обычной предварительной ионизации.

Таким образом мы приходим к концу нашего теоретического рассмотрения. Историческое развитие показывает, что проблема зажигания газового разряда не была простой. То, что существенное могло быть разъяснено простым рассуждением, является достоинством нашего метода рассмотрения, который благодаря подавляющему количеству удовлетворительно объясненных явлений становится достаточно убедительным.

13. Некоторые экспериментальные дополнения

К изложенному добавляются некоторые экспериментальные результаты. Мы подвергаем газовый промежуток короткому (10^{-7} сек.), достаточно высокому ударному напряжению, имеющему прямоугольную форму. Мы выбираем низкое давление и фотографируем возникающее после 10^{-7} сек. и тотчас же исчезающее световое явление. Очевидно, мы имеем после 10^{-7} сек. характерные черты обычного тлеющего разряда. Также зависимость от давления, как это показывает стягивание темного пространства, хорошо соответствует обычно наблюдаемому на опыте тлеющему разряду. Наши эксперименты могут служить наглядным доказательством того, что при завершении зажигания распределение света, поля и пространственных зарядов совершенно то же, как и в обычном тлеющем разряде, что вполне согласуется с развитым здесь теоретическим представлением.

Я показываю на рис. 8 снятое с помощью осциллографа падение напряжения при чрезвычайно медленно нарастающем статическом напряжении. Мы знаем из предыдущего, что падение напряжения является не одним свойством газового промежутка,

а обусловлено слабостью нашего источника тока. На осциллограмме обращает на себя внимание ступенчагообразный пробой, — он соответствует переходу разрядной формы в тлеющий разряд, а затем из тлеющего в дуговой. Осциллограмма должна быть истолкована следующим образом*: сначала на участке *AB* разви-

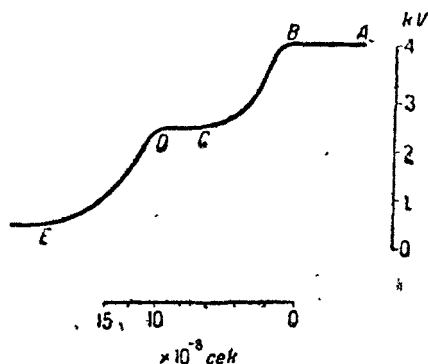


Рис. 8. Ступенчатое падение напряжения при пробое. Статический пробой. Давление $p = 500$ мм Нг.

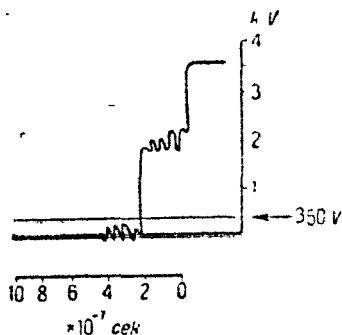


Рис. 9. После происшедшего зажигания — напряжение равно дуговому. Давление $p = 400$ мм Нг. На ступеньку наложено колебание. Причина такового: заметная емкость отклоняющих пластин, взятых большими для увеличения чувствительности.

вается, как это может быть показано точным числовым расчетом, описанное нами неустойчивое нарастание тока. Уже в точке *A* оно в полном ходу. Но плотность тока еще слишком мала,

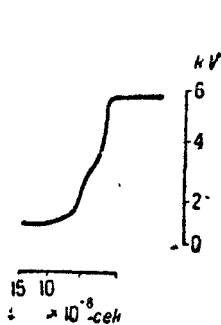


Рис. 10. Длина ступеньки при увеличении давления уменьшается $p = 740$ мм Нг.

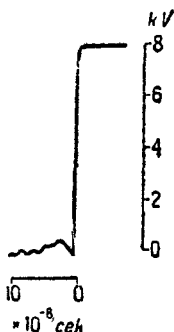


Рис. 11. Ступенька исчезла. Давление $p = 1500$ мм Нг.

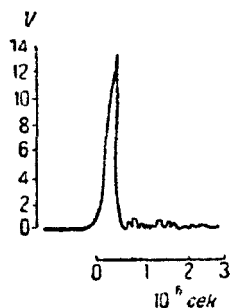


Рис. 12. Зажигание при ударном напряжении $p = 760$ мм Нг.

чтобы вызвать заметное падение напряжения в осциллограмме. Лишь в точке *B* плотность тока достаточно велика, и становится

* К этому вопросу я вернусь подробно в другом месте. Указанное выше разъяснение основывается на допущении того, что зажигание вызывается единственным начальным электроном.

заметным соответствующее падение напряжения. Сила тока в B , примерно, равна 10^{-2} А. Искажение поля в разрядном промежутке, как показывает точный просчет, стало настолько велико, так что мы практически имеем область, на которую распространяется поле порядка нормального катодного падения. По рис. 4 и 7 мы находимся еще практически при начальном напряжении в области ионизационного нарастания $\mu > 1$. Нарастание тока продолжается, а вместе с ним и падение напряжения. На рис. 7 соответствующая точка нашего разрядного промежутка пробегает путь M_0, M_0'', M_2 . К ним относятся падающие напряжения, но все возрастающие токи. Точка C осциллограммы соответствует точке M_2 рис. 7. Нарастание тока здесь при $\mu = 1$ останавливается. Тем не менее, на осциллограмме нарастание тока (участок CD) продолжается. Это происходит оттого, что разряд возникает в небольшом канале (предполагается единственный начальный

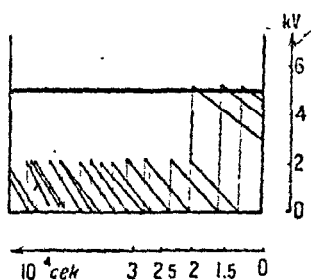


Рис. 13. Повторные зажигания. Нулевое напряжение и напряжение статического пробоя.

электрон) и поверхность катода в точке C еще не покрыта током. Диффузия электронов увеличивает разрядный канал, и тогда, наконец, точка M_2 , соответствующая разряду на рис. 7, начинает медленно смещаться к точке M_3 (при большой поверхности электродов). Вследствие увеличения разрядного канала растет сила тока, и вследствие того, что источник тока имеет конечную мощность, падение напряжения медленно нарастает. Между тем, в разрядном промежутке готовится что-то новое, причина коего — увеличение температуры электродов и газового столба (§ 11). Это новое обуславливает перескок в

дуговой разряд, который так же неожиданно возникает, согласно осциллограмме рис. 8, как и тлеющий разряд. При еще раз сильно уменьшенном напряжении и соответствующем увеличении тока пробой заканчивается при малых напряжениях и больших плотностях, как дуговой разряд. Доказательством этому служит осциллограмма рис. 9, указывающая на малое остаточное напряжение, которое много меньше минимального напряжения горения тлеющего разряда. Мы раньше видели, что температурные эффекты весьма сильно (в третьей степени) растут с давлением. В согласии с этим стягивается с давлением ширина ступеньки (рис. 10). Затем еще во время первого падения напряжения без заметной ступеньки происходит переход от тлеющего к дуговому разряду (рис. 11).

14. ОСЦИЛЛОГРАММЫ ПРИ УДАРНЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ И ПОВТОРНЫЕ ЗАЖИГАНИЯ

Для осциллограмм 8—11 имелись определенные статические напряжения. Мы можем заметно и даже чрезвычайно сильно уве-

личить скорость процесса зажигания и скорость падения напряжения при пробое. Доказательством этому служат осциллограммы 12, которая отличается чрезвычайно коротким подготовительным временем к пробое и отсутствием ступеньки от рис. 8—10.

Наконец, мы присоединяем еще рис. 13, который указывает на некоторые характерные повторные зажигания. Если посмотреть на рис. 7, то они без дальнейшего понятия. Возьмем, например, переход $M_1 M_2$. Такое крутое падение после происшедшего второго зажигания является не неожиданным согласно на теории (см. рис. 7) оно должно в точности так быстро происходить, как и соответствующая часть главного зажигания¹⁴.

ЛИТЕРАТУРА

1. Обзоры: Townsend, Hand. d. Radiologie 1, 1920; Schumann, El. Durchbruchfeldstärke von Gasen; Seeliger, Gasentladungen; Mierdel, d. Experimentalphysik, XIII, 3.
 2. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn., 381, 16, 761, 1926.
 3. Townsend, loc. cit., 381.
 4. Rogowski, Flegler u. Tamm, Arch. f. Elektrotechn. 18, 479, 1928; Rogowski u. Tamm 20, 625, 1928; v. Hamos, Ann. d. Phys. 7, 857, 1928; Dunnington, Phys. Rev. 38, 1535, 1931; Snoddy, Phys. Rev. 40, 409, 1932; Holzer, Zs. Physik 77, 676, 1932.
 5. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 20, 194, 1928; Slepian, El. W. 1928, 761; Loeb, Science, 509, 1929; Franck u. Hippel, Zs. Physik 57, 1929; Schumann, Zs. f. phys. Tech. 11, 194, 1930; Kapzov, Zs. Ph. 95, 380, 1932.
 6. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 24, 689, 1930.
 7. Seeliger, Naturwiss. 16, 655, 1928.
 8. Döllnbach, Physik. Zs. 26, 483, 1925; Günterschulze, Zs. Physik 20, 1, 1925; Seeliger, Gasentladungen, S. 347; Compton u. Morley, Phys. Rev. 30, 305, 1927; Steenbeck, Zs. Physik 53, 192, 1929; Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 24, 689, 1930; v. Hippel, Zs. Physik 76, 1, 1932; Hoffmann, Physik. Zs. 25, 157, 1924; Mierdel, Hdb. d. Exp. Physik 13, 3, 412.
 9. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 25, 551, 1931.
 10. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 26, 643, 1932.
 11. Baerwald, Ann. d. Phys. 65, 167, 1921; Scheider, Ann. d. Phys. 381, 1931.
 12. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 25, 525, 1931.
 13. Осциллограммы этого рода у Rogowski u. Klempner, Arch. f. Elektrotechn. 24, 127, 258, 193; Buss, Arch. f. Elektrotechn. 26, 266, 1932.
 14. Дальнейшие осциллограммы; Rogowski, Flegler u. Tamm, Arch. f. Elektrotechn. 19, 235, 1928; кроме того, работы электротехнического института в Аахене II—V; Krug, Zs. f. tech. Physik 13, 377, 1932; фигуры 9—12 сняты д-ром Russ; Viehman, Arch. f. Elektrotechn. 25, 259, 1931.
-