

А. М. Резилян

Ионообразование в катодной части тлеющего разряда

(теоретическая часть)

§ 1. Введение

В тлеющем разряде образованные ионы попадая на катод освобождают оттуда такое количество электронов, которое необходимо для стационарности разряда. Часть указанных ионов приходит на катод из положительного столба, а другая часть образуется в катодной части разряда.

До настоящего времени экспериментально не было показано в каком месте катодной части образуются указанные ионы. Эти ионы играют важную роль в процессе установления разряда. Поэтому выяснение механизма их образования является необходимым для теории катодной части тлеющего разряда.

Относительно катодной части тлеющего разряда существует ряд теорий, различающихся предположением о характере и месте возникновения именно тех ионов, которые доходят до катода и являются причиной освобождения катодных электронов. Поэтому нас не интересует место возникновения тех ионов, которые по какой либо причине не доходят до поверхности катода*. Теории катодной части тлеющего разряда в основном подразделяются на следующие группы.

1. Теории, предполагающие, что приходящие на катод ионы образуются во втором катодном свечении [1], [2]. Полученная при этом теоретическая зависимость напряжения от плотности разрядного тока верна при слабо аномальном разряде. В определенном интервале аномального разряда, эти теории, с некоторой степенью точности, соответствуют экспериментам. Непонятным, однако, остается поведение нормального разряда.

2. Теории, предполагающие, что приходящие на катод ионы образуются только в области катодного падения потенциалов и не принимающие во внимание наличие второго катодного свечения [3], [4], [5], [6]. Результаты этих теорий хорошо согласуются с эксперимен-

* Если после исчезновения какого нибудь иона образуется другой заменяющий его и продолжающий путь, то они оба вместе считаются за один ион.

тальными данными в случае нормального разряда, но в интервале аномального разряда совпадение с экспериментом становится менее точным.

3. Теории, предполагающие, что приходящие на катод ионы образуются как во втором катодном свечении (тлеющем свечении), так и в области катодного падения потенциалов одновременно [7], [8], [9], [10]. Однако, ради упрощения задачи полагают, что и в тлеющем свечении лишь слой малой толщины является источником ионов. Эти теории согласуются с экспериментом в случае слабых и средне-аномальных разрядов.

Фактически, конечно, в тлеющем разряде имеет место одновременное образование ионов как в области катодного падения потенциалов, так и в тлеющем свечении. При этом, в зависимости от условия разряда, участвуют в эмиссии ионов даже те участки тлеющего свечения, которые очень удалены от начала. Отношение числа ионов, образующихся в тлеющем свечении, к числу ионов, образующихся в области катодного падения потенциала и доходящих до катода, зависит от условия разряда.

До настоящего времени неизвестно каким образом можно, в зависимости от условия разряда, экспериментально установить откуда и в каком количестве приходят ионы на катод, т. е. где и с какой вероятностью они образуются?

Из-за приближенного характера расчетов, аналитически очень трудно установить место возникновения ионов, доходящих до катода.

В данной статье излагается такой метод исследования, с помощью которого можно определить, независимо от теории катодной части, место возникновения ионов, доходящих до катода.

Излагаемый метод не может дать картину полного распределения вероятности возникновения ионов в зависимости от места в разряде, но достаточно точно может определить среднюю длину пути ионов, доходящих до катода. Средняя длина математически определяется, как линейное среднее путей всех ионов, которые возникают в разряде и доходят до катода.

В особенности нас будет интересовать средняя длина пути тех ионов, которые образуются в катодной части разряда и доходят до катода. Эта величина является вполне определенной, она достаточно хорошо показывает место возникновения указанных ионов. Можно утверждать, например, что если средняя длина пути ионов значительно меньше, чем ширина области катодного падения потенциалов, то почти все ионы возникают в области катодного падения потенциалов и наоборот.

§ 2. Метод определения места возникновения ионов

Среднюю длину пути тех ионов, которые проходят через газ в разрядном промежутке и попадают на катод, можно определить исходя из следующих соображений. Заряженные частицы, двигаясь к

электродам, проходят через газ с трением, передавая газу импульсы приобретенные под действием электрического поля. Благодаря трению заряженных частиц с нейтральным газом, давление газа увеличивается по направлению их движения. Вследствие близости масс ионов и нейтральных частиц, обмен энергией между ионами происходит интенсивнее, чем между нейтральными частицами и электронами. При одинаковой плотности электронного и ионного токов, образование перепада давления нейтрального газа под действием электронов намного меньше, чем под действием ионов. Этот эффект электронов направлен обратно ионному. Компенсация разности давлений, вызванных электронным и ионным токами, будет иметь место, когда плотность электронного тока относится к плотности ионного тока обратно пропорционально величинам их трений в газе. Это наблюдается в положительном столбе разряда.

Таким образом, в положительном столбе почти нет разности давлений нейтрального газа, поэтому разность давлений нейтрального газа между катодом и анодом разрядного промежутка создается в основном катодной частью. В катодной части действие электронов играет несущественную роль, т. к. здесь почти весь ток ионный. Это означает, что увеличение давления газа по направлению к катоду происходит благодаря трению ионов с газом. Увеличение давления газа на катоде пропорционально длине пути ионов, доходящих до катода. Следовательно, измеряя разность давлений нейтрального газа между катодом и анодом, можно определить среднюю длину пути ионов, доходящих до катода.

Как следует из приведенного рассуждения, образование перепада давления в газе в основном связано с движением (током) ионов независимо от того, происходит ли это движение вследствие диффузии ионов (в тлеющем свечении) или вследствие электрического поля (в области катодного падения потенциала).

Обычно, в разряде как плотность тока электронов и ионов, так и плотность пространственного заряда создаваемая ими, зависит от места. Поэтому, в общем случае, в разряде имеется перепад давления не только нейтрального газа, но также перепад давления электронного и ионного "газов".

В теориях катодной части тлеющего разряда самым существенным является предположение о месте возникновения ионов, доходящих до катода, так как этот элемент входит в теорию в виде экспоненциальной функции*. Поэтому все остальные элементы теории по сравнению с этим не могут внести столь существенной ошибки, как это может быть от неточности предположения о месте возникновения ионов.

Строгость приведенных ниже расчетов по сравнению с теорией

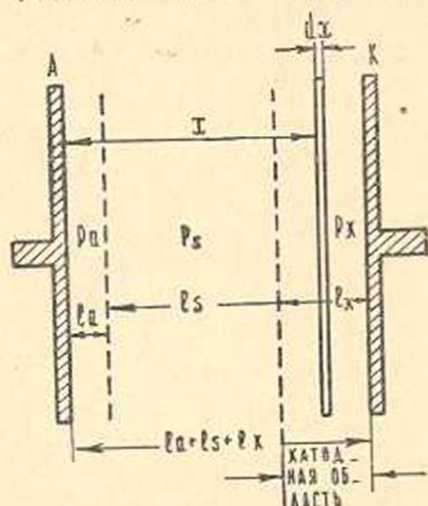
* По сравнению с этим несущественно, подвижность берется пропорционально полю E или $\sqrt{E}$.

катодной части тлеющего разряда заключается именно в том, что здесь нет никаких конкретных предположений относительно места возникновения ионов, доходящих до катода. Поэтому появляется возможность экспериментальной проверки теории.

§ 3. Средняя длина пути ионов, доходящих до катода

Рассмотрим следующую плоскую задачу. Предположим, что через газ, находящийся между двумя бесконечными параллельными пластинками, являющимися катодом и анодом, проходит электрический ток (фиг. 1).

Предположим также, что передача импульсов ионами на электрод отсутствует. Обозначим ρ плотность пространственных зарядов,



Фиг. 1.

Из уравнения (1) применяя газокинетические соотношения

$$P_e = kT^- N^-, \quad P_i = kT^+ N^+$$

и

$$\frac{kT^+}{e} = \frac{D^+}{b^+}, \quad \frac{kT^-}{e} = \frac{D^-}{b^-}, \quad \rho = e(N^+ - N^-),$$

где T^+ , T^- и N^+ , N^- — температура и число частиц в единице объема, D^+ , D^- и b^+ , b^- — коэффициент диффузии и подвижность для ионов и электронов соответственно, а k — газокинетическая константа, получим

$$\frac{dP_g}{dx} = \frac{j^+(x)}{b^+} - \frac{j^-(x)}{b^-}, \quad (2)$$

где $j^+(x)$ и $j^-(x)$ — плотность ионного и электронного токов.

Полученное выражение (2) не зависит от формы электрического поля, поэтому оно остается в силе для любого вида разряда. Един-

образованных вследствие прохождения через газ тока плотности j . Сила, действующая на заряды, находящиеся в единице объема, под действием электрического поля напряженностью E , будет равна ρE . Эта сила уравнивается градиентами давления газов, т. е. нейтрального газа, электронного и ионного газов.

$$-\frac{dP_g}{dx} - \frac{dP_e}{dx} - \frac{dP_i}{dx} + \rho E = 0, \quad (1)$$

где P_g , P_e , P_i — суть, соответственно, давление нейтрального газа, электронного и ионного газов.

ственным ограничением является требование, чтобы газ не был слишком сильно нагрет.

Рассчитаем с помощью формулы (2) разность давлений нейтрального газа между катодом и анодом. Известно, что плотность ионного газа растет с приближением к катоду и на поверхности последнего становится равной j_k^+ . Если обозначить вероятность образования ионов в точке x через $w(x)$ (фиг. 1), то доля ионов, образующихся в интервале dx и доходящих до катода, будет

$$w(x) dx = \frac{dj^+}{j_k^+}, \quad (3)$$

где dj^+ есть прирост плотности ионного тока на участке dx . Если принять, что эмиссия ионов из анода равна нулю, то из выражения (3) видно, что (фиг. 1)

$$\int_0^l w(x) dx = 1. \quad (4)$$

Это означает, что все ионы, приходящие на катод, образуются в объеме газа.

Используя выражение (2) и очевидное соотношение

$$j = j^+(x) + j^-(x),$$

можем преобразовать выражение (2) и привести его к виду

$$\frac{dP_g}{dx} = \left(\frac{1}{b^+} + \frac{1}{b^-} \right) j_k^+ \int_0^x w(x) dx - \frac{j}{b^-}. \quad (5)$$

Отсюда разность давлений нейтрального газа между точкой x и анодом получим интегрируя (5).

$$P(x) - P_A = \int_0^x \frac{dP_g}{dx} dx = j_k^+ \left(\frac{1}{b^+} + \frac{1}{b^-} \right) \int_0^x \int_0^x w(x) dx dx - \frac{j}{b^-} x. \quad (6)$$

Преобразуя двойной интеграл и выполнив интегрирование по частям, мы можем определить разность давлений нейтрального газа между катодом и анодом. Если расстояние между ними равно l , то

$$P_k - P_A = j_k^+ \left(\frac{1}{b^+} + \frac{1}{b^-} \right) \left[l - \int_0^l w(x) x dx \right] - \frac{j}{b^-} l. \quad (7)$$

На основании нормирования (4), скобка в выражении (7) может быть представлена в следующем виде

$$\left[l - \int_0^l w(x) x dx \right] = \int_0^l (l-x) w(x) dx = \frac{\int_0^l (l-x) w(x) dx}{\int_0^l w(x) dx} = \bar{S}.$$

Здесь дробь, обозначенная через $\bar{S}$, представляет собой среднюю длину пути ионов, образующихся в газовом объеме и доходящих до катода.

После такого преобразования выражение (7) упрощается и принимает вид

$$P_k - P_A = j_k^+ \left(\frac{1}{b^+} + \frac{1}{b^-} \right) \bar{S} - \frac{l}{b^-} j. \quad (8)$$

Средняя длина пути $\bar{S}$ ионов, доходящих до катода, включает в себе член, который зависит от длины всего разрядного промежутка, а следовательно, и от длины положительного столба. Это очевидно, т. к. мы учли полное количество ионов, образующихся во всем газовом объеме. Из полученного выражения мы можем рассчитать ту часть ионов, которая образуется только в катодной области и доходит до катода.

Мы можем воспользоваться очевидным соотношением

$$\bar{S} j_k^+ = j_s^+ l + (j_k^+ - j_s^+) \bar{S}_k, \quad (9)$$

которое гласит, что общая длина пути всех ионов складывается из общей длины пути ионов, образующихся в положительном столбе и общей длины пути ионов, образующихся в катодной части. Здесь через $\bar{S}_k$ обозначена длина пути ионов, образующихся только в области катодного падения потенциала, а j_s^+ — плотность ионного тока в столбе.

В выражении (9) не учтена сумма путей ионов, образующихся на незначительном участке анодного падения потенциалов.

Имея в виду так же, что в положительном столбе

$$\frac{j_s^+}{j_s^-} = \frac{b^+}{b^-}, \quad j = j_s^+ + j_s^-$$

и что на катоде

$$\gamma = \frac{j_k^-}{j_k^+}, \quad j = j_k^+ + j_k^-$$

мы можем преобразовать выражение (8)

$$P_k - P_A = \frac{j}{b^+ b^-} \left(\frac{b^+ + b^-}{1 + \gamma} - b^+ \right) \bar{S}_k$$

или, пренебрегая величиной γ которая мала по сравнению с единицей, получим

$$P_k - P_A = \Delta P = \frac{j}{b^+} \bar{S}_k \quad (10)$$

Таким образом, мы получили простое соотношение для определения средней длины пути тех ионов, которые образуются в катодной части и доходят до катода.

Учитывая, что подвижность ионов b^+ обратно пропорциональна давлению газа P , введем

$$b^+ = \frac{b_1^+}{P},$$

где b_1^+ — подвижность ионов при давлении одного миллиметра ртутного столба, выраженная в $\frac{\text{см}}{\text{сек}} / \frac{\text{вольт}}{\text{см}}$. Далее выразим давление в миллиметрах ртутного столба, а плотность тока в $\frac{\text{мк}}{\text{см}^2}$, тогда из (10) будем иметь

$$\bar{S}_k = 0,133 \frac{\Delta P}{P} \frac{b_1^+}{j}. \quad (11)$$

Таким образом, с помощью легко измеряемых величин можно определить с какого среднего расстояния $\bar{S}_k$ ионы доходят до катода, т. е. определить где находится центр тяжести образования этих ионов.

Все наши рассуждения были построены на том допущении, что ионы свой импульс полностью передают нейтральному газу. Однако, как известно, некоторую часть импульса ионы передают поверхности катода. Поэтому, в случае сплошного катода, измеренная разность давлений будет меньше расчетной.

Покажем, что в случае катода из сетки измеряется полная разность давлений и что передача импульса на поверхность катода, в местах где нет отверстия, не вносит ошибок в измерения.

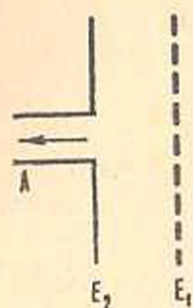
Представим, что ион, пробегаая катодную часть, полностью передает свою энергию газу до места, где напряженность поля равна E_1 (фиг. 2). От этого места, находящегося в непосредственной близости от поверхности катода, напряженность поля уже становится настолько большой, что полной передачи энергии не происходит, поэтому ион попадает на катод с некоторой энергией.

Уравнение движения иона от точки E_1 до точки E_2 будет

$$m \frac{dv}{dt} + rv = eE,$$

где E — напряженность поля в точке x , v — скорость иона, e — его заряд, r — коэффициент трения иона с газом.

Умножая обе части уравнения на N (число ионов в см^3) получим



Фиг. 2.

$$Nm \frac{dv}{dx} \frac{dx}{dt} + Nvr = \rho E, \quad (12)$$

где $\rho = Ne$ — плотность пространственного заряда, а

$$Nvr = \frac{dP}{dx}$$

или

$$m(Nv) \frac{dv}{dx} + \frac{dP}{dx} = \rho E. \quad (13)$$

$\frac{dP}{dx}$ есть перепад давления нейтрального газа. Пренебрегая малым ионообразованием в области $E_1 E_2$, получим $Nv = n = \text{const}$.

Далее, пользуясь соотношением Пуассона

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi\rho$$

из уравнения (13) получим

$$\frac{1}{8\pi} \frac{dE^2}{dx} = mn \frac{dv}{dx} + \frac{dP}{dx}. \quad (14)$$

Интегрируя (14) с граничными условиями

$$E = E_1, \quad P = P_1, \quad v = v_1,$$

$$E = E_2, \quad P = P_2, \quad v = v_2,$$

получим

$$mn(v_2 - v_1) + (P_2 - P_1) = \frac{1}{8\pi} (E_2^2 - E_1^2).$$

До места в катодной области, где напряженность поля равна E_1 , ионы свою приобретенную энергию полностью передают газу, поэтому можно принять $v_1 = 0$.

Учитывая, что $\frac{1}{8\pi} (E_2^2 - E_1^2) = \Delta P_T$ есть разность давлений в том случае, когда $mv_1 = 0$ (т. е. когда ионы всю свою энергию передают газу), уравнение (13) примет вид

$$\Delta P = \Delta P_T - \Delta P_y, \quad \text{где} \quad \Delta P = P_2 - P_1.$$

Импульс ионов, соответствующий разности давлений ΔP_y , передается не газу, а поверхности катода, вследствие чего измеряемая разность давлений уменьшается. Такой случай не соответствует предположению о полной передаче импульса ионов нейтральному газу.

Это условие может быть выполнено, если катод сделан из сетки. Ионы, приобретающие большую скорость в области $E_1 E_2$ и не успевшие передать всю свою энергию газу, полаядая в отверстие где нет

электрического поля, продолжают передавать свою энергию газу до полной остановки, создавая там ΔP_y дополнительную разность давлений.

Таким образом, катод из сетки вполне удовлетворяет условиям полной передачи импульса ионов нейтральному газу и поэтому измеренная разность давлений нейтрального газа дает правильное значение средней длины пути ионов, образующихся в катодной части и доходящих до катода.

Заключение

Таким образом, полученное соотношение (11) дает возможность экспериментальным путем установить, где находится центр тяжести образования тех ионов, которые возникают в катодной части и доходят до катода. В заключение, для наглядности приводим некоторые результаты, полученные опытным путем для аргона, при давлении 5 мм ртутного столба. Средняя длина $\bar{S}_k = 0,08$ см, а толщина области катодного падения потенциалов $d = 0,04$ см, т. е. значительная часть ионов образуется в тлеющем свечении разряда ($\bar{S}_k > d$).

Физический институт
АН Армянской ССР

Поступила 1 IX 1960

2. Մ. Ռեզիկյան

ԻՈՆՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՈՒՄԸ ՄԱՐՄԱՆԴ ՊԱՐՊՄԱՆ ԿԱՏՈԴԱՅԻՆ ՄԱՍՈՒՄ

(Տեսակցան մաս)

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Մարմանդ պարզման կատոդի վրա եղող իոնները առաջանում են ինչպես մարմանդ պարզման դրական սլան, այնպես էլ կատոդային պոտենցիալի անկման շերտում: Սակայն մինչև հիմա պարզ չէ, թե պարզման որ մասում են ալիլի մեծ քանակով իոններ առաջանում: Այս հարցի պարզաբանումը մեծ նշանակություն ունի մարմանդ պարզման տեսությունների ճշտման համար: Այս աշխատության մեջ բերված է մի էքսպերիմենտալ մեթոդի տեսություն, որի օգնությամբ հնարավոր է չափել դեպի կատոդ եկող բոլոր իոնների ծանրության կենտրոնը, այսինքն՝ նրանց ճանապարհների միջին երկարությունը $\bar{S}_k$:

$\bar{S}_k$ -ի որոշումը հիմնված է հետևյալ երևույթի վրա. դեպի կատոդ եկող իոնները երկարական դաշտում ձևաք բերած իմպուլսը հաղորդում են դաշտին և իրենց շարժման ուղղությամբ առաջացնում են դադի ճնշման աճ: Որքան երկար լինի իոնների անցած ճանապարհը, այնքան մեծ կլինի ճնշման աճը:

Այսպիսով, չափելով կատոդի ու անոդի միջև եղած չեզոք գազի ճնշումների տարբերությունը, մենք կարող ենք գտնել իոնների ճանապարհի միջին երկարությունը $\bar{S}_k$:

Հաշվումները տալիս են հետևյալը՝

$$S_k = 0,133 \frac{\Delta P}{P} \frac{b_+^+}{j},$$

որտեղ P -ն ճնշումն է, ΔP -ն ճնշումների տարբերությունն է անոդի և կատոդի միջև սնդիկի սյան բարձրությամբ արտահանությամբ, b_+^+ -ը դրական իոնների շարժունակությունն է 1 մմ սնդիկի սյան ճնշման դեպքում, իսկ j -ն հոսանքի խտությունն է միլիամպերներով:

Բանի որ նշված քանաձևն ընդունում է, որ կատոդի վրա եկող իոնները իրենց իմպուլսը լրիվ տալիս են գազին, ուրիշն ճիշտ չափումներ կատարելու համար, ինչպես ցույց է տրված, անհրաժեշտ է էլեկտրոդները պատրաստել ցանցից, ալգ դեպքում իոնի մնացած իմպուլսը հաղորդվում է գազին, երբ նա անցնում է ցանցի միջով և, այսպիսով, քափարարվում է ընդունված պարմանը:

ЛИТЕРАТУРА

1. Güntersschulze A. Theorie der Glimmentladung. „Zeit. f. Phys.“, **33**, 810—817, 1925.
2. Kompton K. T., Morse P. M. Theory of normal cathode fall in glow discharges. „Phys. Rev.“, **30**, 305—317, 1927.
3. Langmür I. The interaction of electron and positive ion space charges in cathode sheaths. „Phys. Rev.“, **33**, 954—989, 1929.
4. Rogowski W. Zur Theorie der Glimmentladung. „Zeit. f. Phys.“, **82**, 473—488, 1933.
5. Энзель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. Том II, КОГИЗ, М.—Л., стр. 84—96, 1936.
6. Steenbeck M. Die Feldstärke in normalen kathodenfall. „Zeit. f. Phys.“, **72**, 505—510, 1931.
7. Weizel W., Rompe R., Schön M. Theorie der Kathodische Entladungsteile der Niederdrückentladung I. „Zeit. f. Phys.“, **112**, 339—347, 1939.
8. Weizel W., Rompe R., Schön M. Theorie der Kathodische Entladungsteile der Niederdrückentladung II. „Zeit. f. Phys.“, **113**, 87—95, 1939.
9. Weizel W., Rompe R., Schön M. Theorie der Kathodische Entladungsteile der Niederdrückentladung III. „Zeit. f. Phys.“, **113**, 730—739, 1939.
10. Seeliger R. Zur Theorie des negativen Glimmlichts. „Zeit. f. Phys.“, **115**, 111—119, 1940.