

ВЫРЫВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СИЛЬНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ.

А. А. Махалов, Ленинград.

Классическая электронная теория для объяснения явлений электропроводности, термоионного испускания, термоэлектричества и т. п. предполагает существование в металле свободных электронов. Эти свободные электроны при данной температуре металла обладают такой же энергией движения, как и молекулы идеального газа. Между ними при данной температуре существует такое же распределение скоростей по закону Максвелла и совершенно так же они могут вылетать из поверхности тела, затрачивая некоторую энергию на преодоление контактной разности потенциалов.

При обычной комнатной температуре среди свободных электронов найдутся такие, которые на основании максвелловского распределения скоростей, смогут выйти из металла и образовать над ним объемную плотность электронного газа (Дебай ¹⁾). С повышением температуры энергия движения электронов возрастает, возрастает и упругость электронного газа над металлом и этот электронный газ может дать электронный ток от нагретого металла к другому электроду, если между ним и металлом приложена некоторая небольшая разность потенциалов (эффект Ричардсона).

Еще в 1914 г. Шоттки ²⁾ производил опыты над увеличением термоионного испускания в сильном электрическом поле. Представляя себе процесс термоионного испускания в сильном электрическом поле аналогичным испусканию при обыкновенных условиях, Шоттки предположил, что сильное электрическое поле, накладываясь на контактное поле металла, может ослабить его и облегчить выход электронам через поверхность.

Пусть AB — поверхность металла (рис. 1), CD — контактное поле, EF — внешнее поле. Тогда электрон, выходя из металла, ускоряемый внешним полем, должен производить работу против контактных сил до

¹⁾ Debye. Ann. d. Phys., 33, 441, 1910.

²⁾ Schottky. Phys. ZS. 15, 872, 1914.

некоторого расстояния x_0 от поверхности металла, где электрическая сила, действующая на электрон и складывающаяся из контактной силы и напряжения внешнего поля, делается равной нулю. Здесь Шоттки предполагает, что контактное поле обусловлено главным образом появлением индуктивных зарядов на поверхности металла, когда от нее удаляется электрон. Силу, действующую на электрон в поле такого происхождения, можно вычислить по методу „электрических изображений“. Она будет равна силе, притягивающей электрон к мнимому электрону — его изображению, находящемуся на равном расстоянии по другую сторону поверхности металла. Тогда расстояние x_0 , на котором выходящий из металла электрон производит работу на преодоление результирующего поля, определится из условия:

$$\frac{e}{4x_0^2} = \left(\frac{dV}{dx} \right)_{x=x_0},$$

и величина уменьшения контактной работы будет равна

$$eV' = e \int_0^{x_0} \frac{dV}{dx} dx,$$

где V — разность потенциалов между электродами.

Шоттки производил свои опыты с нитью толщиной 0,04 см (все другие авторы производили исследования с нитями толщиной такого же порядка), натянутой по оси цилиндра — анода, с диаметром 0,8 см.

Так как x_0 очень мало по сравнению с радиусом проволоки r , то функцию $V(x)$ на этом промежутке можно считать линейной и

$$eV' = \sqrt{\frac{e^3}{4} \left(\frac{dV}{dx} \right)_{x=x_0}} = \frac{e^{3/2}}{2} \sqrt{\frac{V}{r \lg \frac{R}{r}}},$$

так как поле цилиндрическое.

Если выражение для термоионного тока в отсутствии внешнего поля будет

$$i = AT^m e^{-\frac{eV_k}{kT}},$$

то в присутствии сильного внешнего электрического поля оно будет

$$i' = AT^m e^{-\frac{V_k}{kT}} e^{\frac{e^3}{2kT} \sqrt{\frac{V}{r \lg \frac{R}{r}}}}$$

и отношение термоионного тока в присутствии поля к току в отсутствии поля будет

$$\frac{i'}{i} = e^{\frac{e^{3/2}}{2kT} \sqrt{\frac{-V}{r \lg \frac{R}{r}}}} \quad \text{или} \quad \lg \frac{i'}{i} = \frac{e^{3/2}}{2kT} \sqrt{\frac{-V}{r \lg \frac{R}{r}}}$$

Шоттки утверждает ¹⁾, что его опыты подтвердили эту зависимость. Такое увеличение термоионного тока теоретически должно быть распространено и на обычные температуры, когда термоионного испускания практически нет, т. е. в очень сильном электрическом поле и из холодного металла должны вылетать электроны, давая измеримый ток. Относительно величины электрического поля, необходимого для этого, Шоттки ²⁾ дает некоторые указания в другой своей статье в 1923 г. Она должна быть у поверхности металла порядка 10⁷ В/см, для того, чтобы целиком скомпенсировать контактное поле металла.

Прохождение тока между двумя очень сближенными остриями или шариками, где можно ожидать поля такого порядка, при приложении к ним большой разности потенциалов, наблюдалось многими авторами. Но большие экспериментальные трудности и наличие побочных эффектов затрудняют получение явления испускания электронов холодными металлами в чистом виде. Получить электрическое поле порядка 10⁶ В/см в воздухе между сближенными остриями очень трудно, так как при электродах такой формы разрядный потенциал очень низок. Помещая же все в вакууме, нужно иметь его таким, чтобы ионный ток не только не скрадывал явления, но составлял лишь незначительную часть наблюдаемого электронного тока. Выделяющийся газ будет не только сам по себе в виде ионов увеличивать измеряемый ток, но и бомбардировкой катода вызовет добавочное электронное испускание, аналогичное испусканию катодных лучей в разрядной трубке. Это добавочное электронное испускание, как определяющееся энергией ионной бомбардировки, будет определяться не градиентом электрического поля на поверхности катода, а разностью потенциалов между электродами.

Кроме того, как это будет видно ниже в очень сильных электрических полях происходит вырывание из катода и анода частиц металла, главной причиной чего являются механические несовершенства электродов: плохая полировка, разрушение поверхности при предварительном обезгаживании электродов и выделение газа при прохождении тока. Непременными условиями, таким образом, являются наилучший вакуум, тщательная полировка электродов и отсутствие выделения газа. Выяснение этих обстоятельств, обуславливающих чистоту явления, и изучение влияния их на явление и составляют главную сущность большинства работ, произведенных в этой области до 1926 г.

¹⁾ Schottky, l. c.

²⁾ Schottky, ZS. f. Phys. 14, 83, 1923.

Прежде чем перейти к изложению последних работ, стремящихся раскрыть природу этого явления, следует упомянуть о принципиальных рассуждениях Шоттки ¹⁾ по поводу влияния субмикроскопических неровностей поверхности на величину градиента поля вблизи поверхности металла.

Представим себе абсолютно-гладкую поверхность (рис. 2) и на ней полуцилиндр радиуса ρ . Около поверхности этого цилиндра, представляющего собой горб на полированной поверхности металла, градиент электрического поля возрастает более чем вдвое. Если на поверхности этого цилиндра поместить еще полуцилиндр радиуса $\frac{\rho}{2}$, то градиент электрического поля возрастает опять почти вдвое (по аналогии с предыдущим случаем), а всего, следовательно, в 4 раза. Помещая один на другой такие

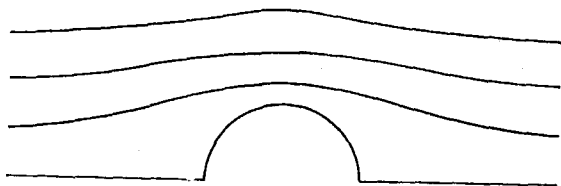


Рис. 2.

полуцилиндры со все уменьшающимися вдвое радиусами от $2 \cdot 10^{-6}$ см (точность оптической полировки — $1/20$ длины волны) до $2 \cdot 10^{-8}$ см (радиус атома), необходимо произвести удвоение градиента k раз, где

$$k = \frac{\lg \frac{\rho}{\rho_0}}{\lg 2} = \frac{\lg 100}{\lg 2} = 6,7 \text{ раз.}$$

Итак, острый бугорок на поверхности металла настолько изменяет величину градиента электрического поля, что истинное его значение получается из вычисленного возведением последнего в некоторую положительную степень, большую единицы.

Среди последних сюда относящихся работ прежде всего следует изложить исследование, произведенное Research Staff of the G. E. C. под руководством Госслинга ²⁾. Опыты производились с хорошо откачанными разрядными трубками, в которых катод в виде петельки из тонкой вольфрамовой проволоочки помещался на расстоянии 0,3 см от плоского анода диаметром в 2 см. При таком расстоянии между электродами пло-

¹⁾ Schottky, l. c.

²⁾ Gossling, Phil. Mag., 1, 609, 1926.

скость анода можно считать бесконечной и градиент электрического поля на поверхности проволоочки можно было вычислять по формуле

$$E = \frac{V}{r} \cdot \frac{1}{\lg \frac{1}{r}}$$

Такая вольфрамовая петелька из проволоки в 0,02 см диаметром давала признаки и пускания электронов при разности потенциалов в 6000 В, т. е. при градиенте поля $E = 7 \cdot 10^4$ В/см, а проволока в 0,0016 см давала непрерывный электронный ток уже при 25000 В, т. е. при $E = 4,4 \cdot 10^6$ В/см. Употреблялись катоды и другой формы: щеточка из тонких проволок и конец проволоки диаметром в 0,002 см и в 0,0002 см.

Прежде всего было замечено, что электронной бомбардировкой раскаляются лишь небольшие пятна на поверхности анода, т. е. что электроны испускает далеко не вся поверхность проволоочки — катода а лишь некоторые ее точки, которые и обуславливают измеряемый ток. Что это обстоятельство не вызывается свойствами поверхности анода, — было показано следующим образом. Цилиндрический анод (рис. 3) мог вращаться вокруг оси a при изменении наклона всей разрядной трубки. Тогда при вращении анода раскаленное пятно на нем перемещалось, оставаясь все время против катода; сила тока при этом заметно не изменялась. Такое точечное испускание электронов по видимому и объясняется субмикроскопическими неправильностями поверхности. Отсюда совершенно очевидно следует, что плотность электронного тока, которая следует из размеров катода, совершенно не соответствует истинной плотности тока. Об этой величине истинной плотности электронного тока можно получить некоторое представление, если принять во внимание, что от катода в виде проволоочки диаметром в 0,0002 см, помещенной перпендикулярно поверхности анода, может быть получен ток в $3 \cdot 10^{-2}$ А. Площадь испускания электронов здесь будет порядка 10^{-7} см² и плотность тока получается больше, чем 10^3 А/см². Вполне понятно, что испускающие электроны с такой большой плотностью тока отдельные места поверхности катода раскаляются добела.

Характеристики (кривые электронного тока в зависимости от разности потенциалов на электродах) были получены следующие: если на оси абсцисс откладывать величину $\sqrt{V}$, а на оси ординат $\lg i$, то получаются прямые или слабо искривленные линии (рис. 4). Таким образом испускание электронов холодным катодом грубо следует закону

$$i = Ae^{pV^{\frac{1}{2}}}$$

на протяжении значений тока от измеримых до 10^{-4} А. Приведенные из статьи кривые представляют случай петельного катода с толщиной

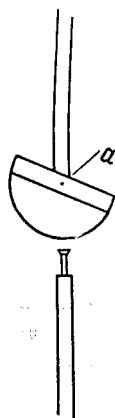


Рис. 3.

проволоки 0,0016 см. Кривая 1 снята до отжига проволоки, кривая 2—после нагревания ее до 2300°K , кривая 3—после дальнейшего прогревания до 2300°K и кривая 4—после разрыва проволоки. Из кривых видно, что обезгаживание катода приводит к параллельному смещению характеристик и более высоким значениям разности потенциалов без

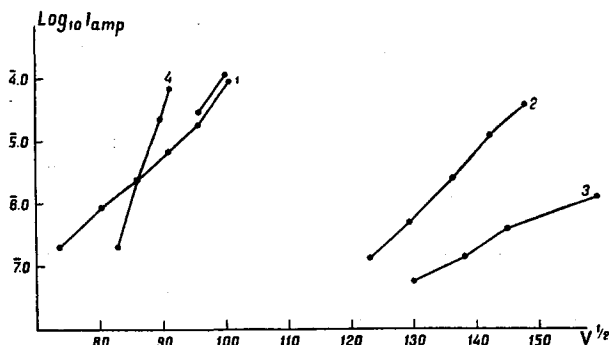


Рис. 4.

значительного изменения наклона характеристик. Нагревание катода током от постороннего источника напряжения от 300°K до 1600°K , в большинстве случаев вызывало параллельное перемещение характеристик. Рис. 5 представляет характеристики при различных температурах для того же самого петельного катода до (а) и после (б) отжига. Как

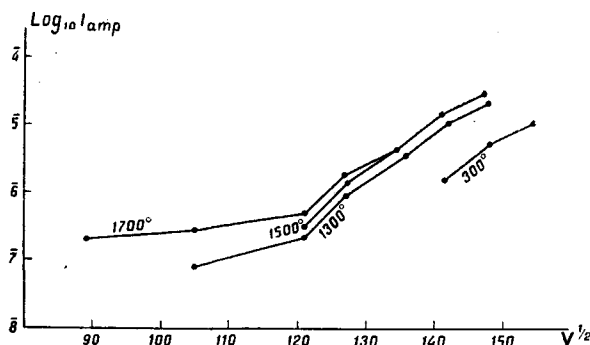


Рис. 5 а.

видно из них при удвоении или утроении абсолютной температуры, ток изменяется приблизительно в том же отношении, т. е. как если бы температура изменялась процентов на 5. Кривые смещаются почти параллельно к меньшим значениям разности потенциалов, как того требует теория Шоттки, но на величину, как уже указано, совершенно не следующую

ей. Кроме того, это смещение не пропорционально температуре и как будто бы для каждого состояния существует температура, при которой смещение наибольшее.

Это еще более усложняет вопрос, тем более, что после нагревания катода выше этой определенной температуры испускание разнится от первоначального.

Несколько более подробно исследовали это в своей работе Милликэн и Эйринг⁴⁾. Тонкая вольфрамовая нить диаметром в 0,00123 см подвешивалась и натягивалась грузом (железным) в 1 г по оси медного цилиндра с внутренним диаметром в 1,625 см. Когда проволока нагревалась током от постороннего источника напряжения до 1100° К, опускание железного груза вследствие растяжения проволоки задерживалось магнитным полем маленького электромагнита, помещенного снизу. Этим проволока предохранялась от разрыва. Все помещалось в трубке из стекла „Pyrex“ и предварительно прогревалось. Кроме того цилиндр отжигался электронной бомбардировкой с окружающей его раскаленной спирали, создавая между ним и спиралью разность потенциалов в 2000 В. Электронный ток на цилиндр (нить заземлялась) измерялся наклонным электроскопом или гальванометром с переменным шунтом. Мог быть отмечен ток с цилиндра в $2 \cdot 10^{-12}$ А.

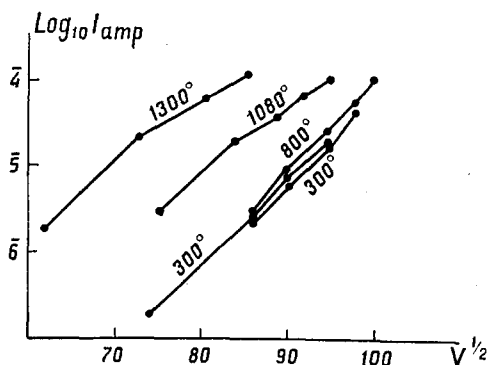


Рис. 5 б.

Прежде всего Милликэн заметил, что электронный ток всегда производит некоторое изменение в структуре поверхности проволоки, которое становится особенно очевидным, если проволока свежая, т. е. потенциал прикладывается впервые после тепловой обработки (отжига) проволоки. Дальнейшее вырывание электронов становится все более и более затруднительным, и значение критической разности потенциалов (при которой начинается заметное — $2 \cdot 10^{-12}$ А — испускание) все время возрастает. В дальнейшем, если электронный ток не превосходит по своей величине наибольшего значения тока в предыдущих опытах, то кривые становятся обратимыми. Такая обработка поверхности электронным током в процессе испускания может быть объяснена сглаживанием неровностей на поверхности проволоки положительными ионами остатков газа, что уменьшает локальное значение градиента электрического поля на поверхности катода. Иногда при возрастании разности потенциалов между цилиндром и нитью

⁴⁾ Millikan and Eyring, Phys. Rev. 27, 51, 1926.

электронный ток внезапно возрастает в несколько тысяч раз и на внутренней поверхности цилиндра появляются светящиеся пятна. Эти светящиеся пятна постоянно оставались на одном месте, интенсивность же их колебалась и с течением времени устанавливалась. Соответственно переставал флукутировать и электронный ток. Повидимому выделение газа, увеличивая ионный ток, увеличивало и бомбардировку катода. Последняя не только могла образовать в каком-либо месте поверхности неровность, повлекшую сильное возрастание локального значения градиента, но и вызывать бомбардировкой сильное электронное испускание.

В опытах Милликэна и Эйринга также можно определить значение градиента потенциала на поверхности проволоки (хотя бы как нижний предел возможной истинной величины его). Так как поле цилиндрическое, то значение градиента поля на поверхности проволоки

$$E = \frac{V}{r_1} \cdot \frac{1}{\lg \frac{R}{r}} = 228 \text{ V.}$$

При этих условиях критический градиент был порядка $4 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$. В отдельных случаях он зависел от обработки нити при отжигании или в процессе электронного испускания. Так продолжительный процесс испускания электронов, а также и отжигание до очень высокой температуры (1700° K) повышает значение критической разности потенциалов; отжигание же до температуры не столь высокой (около 1000° K) наоборот понижает критическую разность потенциалов. Дело очевидно в том, что при неотжигании проволоки при не очень высокой температуре выделяющийся газ разрушает поверхность, создавая новые неровности на ней, которые в процессе последующего испускания сглаживаются ионной бомбардировкой, а при отжигании при очень высокой температуре заглаживаются. Чрезмерное же увеличение градиента поля на поверхности проволоки также может способствовать разрушению поверхности и привести к внезапному возрастанию испускания.

Характеристики (рис. 6), которые получили Милликэн и Эйринг, представляют собою всегда вогнутые в сторону оси напряжения поля кривые, не согласуясь с результатами работы предыдущего автора о вы-

полнении закона $i = Ae^{eV}^{\frac{1}{2}}$. Характеристики, снятые при более высокой температуре — 900° K — показывают полную, до 1% , независимость от температуры; при температуре же катода в 1100° K характеристика сместилась почти совершенно параллельно к более низким значениям напряжения, но на очень малую величину (ток возрос в среднем на 12%), не соответствующую изменению температуры. Выше температуры в 1100° K измерений в работе не приведено.

При сравнении характеристик Милликэна и Эйринга с характеристиками Госслинга видно, что для получения одного и того же тока (10^{-7} A) у Милликэна и Эйринга требовалось приложить

к электродам в 6 раз меньшую разность потенциалов, чем у Госселинга. Является подозрение, не объясняется ли это менее совершенным вакуумом, где бы было достаточно газа, чтобы увеличить ток. Милликэн считал, что давление у него меньше, чем 10^{-6} мм Hg, так как манометр Мак Леода (до 10^{-6} мм Hg) не давал уже показаний. Как уже было упомянуто, присутствие газа искажает явление не только тем, что дает ионный ток, но и тем, что ионной бомбардировкой вызывает добавочное испускание электронов. Возрастание тока с температурой не может ли быть объяснено выделением газа из электродов и соответственным увеличением ионного тока? К сожалению, Милликэн и Эйринг пользовались проволокой только одного диаметра и поэтому невозможно было отдельно узнать, каким образом зависело возрастание тока от разности потенциалов и от градиента электрического поля на поверхности катода.

На это обстоятельство обратил внимание дель Розарио ⁴⁾. Он производил опыты с проволоками различного диаметра и измерял давление ионизационным манометром типа Дёшмэна. При наилучшем вакууме (у него 10^{-8} мм Hg), при градиенте поля на поверхности катода в $12 \cdot 10^6$ В/см, он получил ток в $4 \cdot 10^{-11}$ А, однако, когда он впустил в прибор

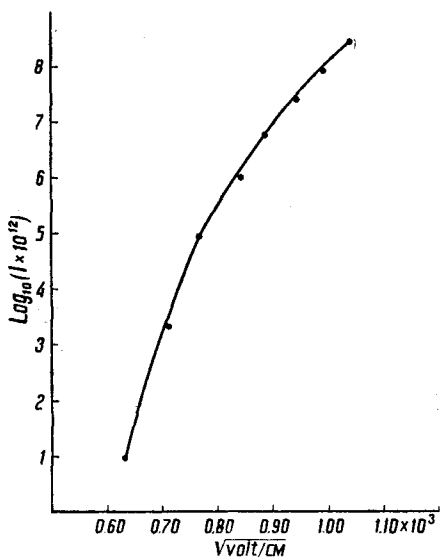


Рис. 6.

небольшое количество воздуха при 10^{-4} мм Hg, он получил кривую обратичую и оч нь похожую на кривые Милликэна и Эйринга.

Беря другой диаметр проволоки (вдвое больший), он заметил появление тока ($2 \cdot 10^{-11}$ А) не при том же самом градиенте электрического поля, а при том же самом значении разности потенциалов между электродами. Это заставляет предполагать, что и у Госселинга и у Милликэна и Эйринга эффект вырывания электронов был совершенно замаскирован ионным током и ионной бомбардировкой в результате не совсем тщательного обезгаживания электродов, а также и ввиду недостаточного вакуума и присутствия паров ртути, отсутствие которых не может доказать манометр Мак Леода.

⁴⁾ Del Rosario, Journ. of the Franklin Institute, 203, 243, 1927.

На этом основании трудно говорить о несоответствии получившейся у Милликена—Эйринга и у Госслинга температурной зависимости электронного тока с представлениями Шоттки о природе холодного испускания, а тем более о том, что такая температурная зависимость устанавливает неприемлемость теории свободных электронов.

Но кроме того и при действительном отсутствии всякого ионного тока опыт вряд ли может дать истинную зависимость такого электронного испускания в электрическом поле от температуры.

Дело в том, что, как уже было упомянуто, Шоттки из рассмотрения влияния субмикроскопических неровностей поверхности пришел к заключению, что истинное значение градиента электрического поля у поверхности связано с градиентом, вычисленным из предположения о его геометрически правильной форме, соотношением

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)_{\text{истинное}} = \left(\frac{dV}{dx}\right)^k_{\text{вычисленное}},$$

где $1 < k < 10$ для оптически полированной поверхности.

Тогда в формуле Шоттки

$$i = A e^{\frac{e^3/4}{2kT}} \sqrt{\frac{V}{r \lg \frac{R}{r}}} - \frac{b_k}{kT}$$

показатель степени приобретает вид

$$\frac{b_k - C \sqrt{\left(\frac{V}{r \lg \frac{R}{r}}\right)^k}}{kT}.$$

С возрастанием температуры T в этом выражении возрастает не только показатель степени k из-за увеличения неровностей, но также и r — радиус проволоки — вследствие термического расширения. В какой степени увеличение этих факторов будет влиять на изменение всего выражения с температурой — сказать трудно; недостаточное увеличение электронного испускания с температурой эти побочные явления объяснить могут.

Но шероховатости на поверхности могут быть и более значительны. Так Милликеном и Эйрингом было зарегистрировано внезапное возрастание электронного испускания. Возможно, что на поверхности вольфрамовой нити появился бугорок, будучи вырван из соответствующего раскаленного места на аноде. Также и дель Розарио не удалось создать в одном случае на поверхности катода — платинированной катодным распылением кварцевой нити — градиента электрического поля больше чем $1,1 \cdot 10^6$ В/см, так как вся распыленная платина улетала с нити.

Такое выбрасывание материи электродами в сильном электрическом поле особенно подробно исследуется в очень тщательно выполненной работе Ротера ⁴⁾ об электронном испускании.

Прибор этого автора был следующий. Стекланный цилиндр разрядной трубки (рис. 7 а) закрывался с одной стороны гофрированной платиновой мембраной в 2,5 см диаметром, в центре которой по обе стороны ее были припаяны два маленьких цилиндра с нарезкой. На цилиндр, направленный внутрь разрядной трубки, навинчивался электрод; другой цилиндр свинчивался с подвижной частью интерферометра Фабри и Перо. Гофрированная мембрана позволяла перемещать этот электрод, передвигая подвижную часть интерферометра с помощью микрометрического винта. Передвижение электрода можно было определять до 0,00001 см и контролировать по перемещению полос равного наклона в свете ртутной линии

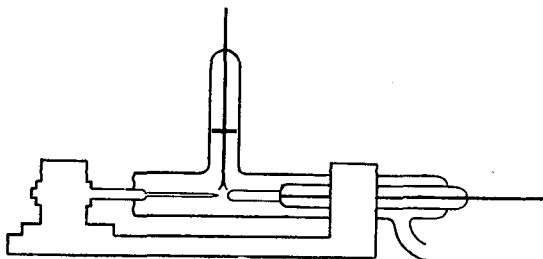


Рис. 7 а.

между двумя зеркалами, никелированными катодным распылением. Другой электрод навинчивался на маленький цилиндр, приваренный к стеклянной трубке, зажатой в неподвижной части интерферометра. Электроды представляли собой стержни толщиной 4 мм из различных металлов, сферические (радиус кривизны 20 мм) или конические, концы которых были оптически точно отполированы.

Ротер пользовался также разрядной трубкой и другого типа (рис. 7 б). Один электрод в виде острия или стержня с закругленным концом опять-таки с помощью гофрированной мембраны мог приближаться или удаляться от другого электрода — платиновой полоски — при перемещении салазок интерферометра. Платиновая полоска могла передвигаться параллельно самой себе помощью двух других мембран, чтобы против острия можно было помещать свежую поверхность металла, не испорченную выбрасывающимися частицами. Кроме того ее можно было этим всегда держать натянутой после каждого отжигания.

Опытами было установлено, что частицы металла вырываются и из катода и из анода (сферические электроды). На медном аноде получались микроскопические кусочки иридия и на иридиевом катоде более грубые

⁴⁾ Rother, Ann. d. Phys. 81, 317, 1926.

частички меди. И в воздухе, и в вакууме такое выбрасывание частиц металла происходило одинаковым образом. Кристаллическое строение вырванных частиц и совершенно случайное расположение кратеров (места вырванных частиц) указывает на то, что структура поверхности в месте кратера оказывает большое влияние на выбрасывание частиц. Но так как места наибольшего скопления и вырывания частиц зачастую не совпадают с заведомыми неровностями поверхности, то можно думать что частицы выбрасываются выделяющимся газом, да и вообще сам по себе факт выбрасывания материи не должен бы сопровождаться скачком тока, как это имеет место в опыте. Отжигая электроды, Ротер

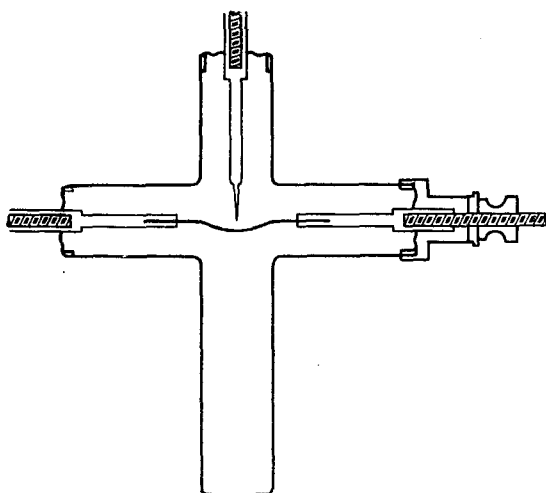


Рис. 7 б.

действительно заметил, что обезгаживание электродов может предотвратить выбрасывание частиц металла с электродов.

Полируя электроды вторично после отжигания, Ротер получил характеристики, несколько отличающиеся от характеристик Миллика — Эйринга и Госслинга. Откладывая также по оси абсцисс $\sqrt{V}$, а по оси ординат логарифм электронного тока, Ротер (в статье Ротер откладывает ток прямо в зависимости от разности потенциалов) получил кривые слабо выпуклые относительно оси $\sqrt{V}$, а не вогнутые, как у Миллика. На рис. 8 (а) и (б) прицелены таким образом пересчитанные кривые, снятые при различных расстояниях между электродами (указано при каждой кривой). 8а содержит кривые снятые с острием против сферического электрода, 8б — кривые снятые, когда оба электрода сферические. Строя на основании этих результатов кривые равного тока, Ротер получает не прямые, а слабо искривленные линии. Повидимому, при больших расстояниях сказывается кривизна электродов. Воз-

возможность получения таких кривых равного тока указывает, что испускание электронов зависит уже не от разности потенциалов между электродами, а от градиента потенциала на поверхности катода, и что Ротеру удалось получить таким образом эффект свободный от налагающегося на него в присутствии газа ионного тока и добавочного испускания электронов от ионной бомбардировки. Форма, которую придавал своим электродам Ротер, не позволяет теоретически рассчитать градиент электрического поля на поверхности катода и вывести уравнение характеристики для этого случая на основе представлений Шоттки.

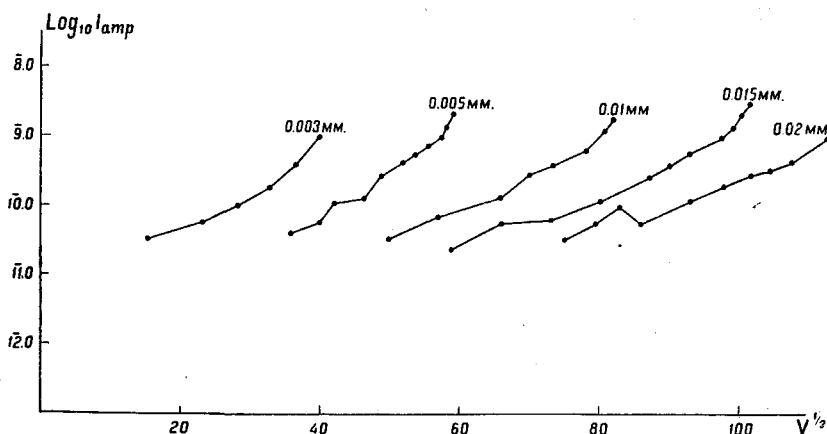


Рис. 8а.

Сомнение дель Розарио ¹⁾ в том, что электронный ток определяется градиентом электрического поля у поверхности катода, высказываемое им и во второй своей статье (см. ниже), вызвало появление ряда работ, защищающих точку зрения Милликена. Так Пинзоль ²⁾, пользуясь установкой аналогичной установке Милликена и Эйринга, и вакуумом в 10—8 мм Нг, измеряемым ионизационным манометром, подтвердил результаты Милликена и Эйринга.

Кроме того Милликен и Лауритсен ³⁾ нашли, что их результаты, а также результаты Милликена и Эйринга, удовлетворяют зависимости

$$i = A (T + CE)^2 e^{-\frac{b}{T+CE}},$$

¹⁾ del Rosario, l. c.

²⁾ Piersol, Phys. Rev. 31, 441, 1928.

³⁾ Millikan a. Lauritzen, Proc. of the Nat. Ac., Sc. 14, 45, 1928.

где E — градиент электрического поля на поверхности катода. В эту зависимость хорошо укладываются точки, получаемые авторами при исследовании токов от нити к цилиндру, от точки к плоскости в течение ряда лет.

Выражение Лауритсена при $T=0$ дает рассматриваемый эффект при $E=0$ — термоионный эффект, а при T , сравнимом с E , — сложный эффект, упоминаемый и в работе Милликена и Эйринга, и, следовательно, приложение внешнего поля эквивалентно возрастанию „температуры“ электронов, возрастанию их энергии движения.

Кроме того, Эйринг, Макеон и Милликен¹⁾ вслед затем приводят результаты исследования токов от острия к плоскости при различных между ними расстояниях. Рассчитывая электрическое поле между

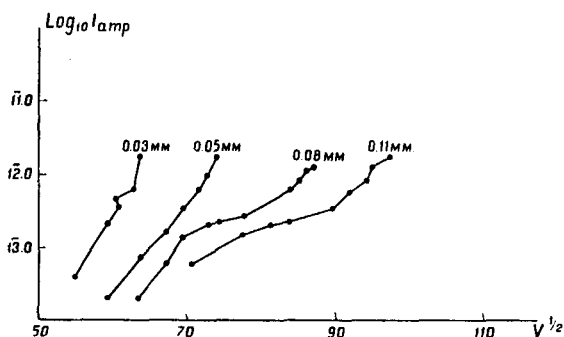


Рис. 8 б.

электродами в предположении, что острие представляет гиперboloид вращения, они могли вычислить приближенное значение градиента поля у поверхности острия. Тогда, откладывая по оси абсцисс $\frac{1}{E}$, а по оси ординат gi , они получали почти совпадающие для различных расстояний между острием и плоскостью прямые линии; откладывая же gi в зависимости от $\frac{1}{V}$, они получали далеко отстоящие одна от другой параллельные прямые.

Между прочим результаты Милликена и Эйринга, также и Госслинга, представленные таким образом, дают также прямые линии.

Следует отметить, что дель Розарио²⁾ получает как раз противоположные результаты. Кривые $g\left(\frac{i}{r}\right) = f(E)$ дают совершенно несовпадающие прямые, а точки кривой $g\left(\frac{i}{r}\right) = f(V)$ для различных r (r — радиус

¹⁾ Eyring, MacKeown and Millikan, Phys. Rev. 31, 900, 1928.

²⁾ del Rosario, Journ. of Franklin Inst. January, 1928.

проволоки кат. да n , следовательно, $\frac{i}{r}$ — величина пропорциональная плотности тока) лежат на одной прямой.

С другой стороны Форт ¹⁾ исследовал увеличение тока насыщения, вызываемое сильным электрическим полем. Он подтвердил справедливость теории Шоттки в пределах $1400-2100^\circ K$ и электрических полях до $7 \cdot 10^3$ В/см.

Изложенные здесь экспериментальные исследования показывают, что увеличение тока насыщения, вызываемое внешним электрическим полем, вполне следует теории Шоттки. Далее, опыты Милликена и его сотрудников приводят к зависимости

$$i = A (T + CE)^2 e^{-\frac{b}{T+CE}},$$

неоправдывающуюся при T сравнимом с E (Форт).

Характеристики Ротера скорее удовлетворяют зависимости

$$i = Ae^{BE},$$

чем выражению Шоттки, и, наконец, дель Розарио выводит из своих опытов заключение, что электронный ток в большей степени определяется разностью потенциалов между электродами, чем электрическим полем у поверхности катода.

Такое расхождение в результатах отдельных авторов явилось толчком к теоретической разработке этого явления и к появлению более современных теорий его.

Так, Ричардсон ²⁾ пытался дать теорию холодного испускания, пользуясь методами волновой механики Шредингера. Для плотности электронного тока в зависимости от напряжения электрического поля он получил уравнение

$$I = A \left(\frac{1}{\sqrt{E}} + C \right)^2 e^{-\frac{B}{\sqrt{E}}},$$

где A , B и C — константы, в которые температура явно не входит. Пользуясь для сопоставления результатов своей теории опытными данными Милликена и Эйринга, он замечает небольшое систематическое расхождение с своей теорией. Но результаты Милликена и Эйринга, как уже выше было указано, не могут служить для проверки теории явления. Другую теорию дал Хаустон ³⁾. Основываясь на новой элек-

¹⁾ Pforte, Z. F. Physik 49, 46, 1928.

²⁾ Richardson, Proc. of the Roy. Soc. 117, 719, 1928.

³⁾ Houston, ZS. f. Phys., 47, 33, 1928.

тронной теории металлов Зоммерфельда ¹⁾, которая сохраняет классическое представление о свободных электронах, но применяет к ним новую квантовую статистику Ферми—Дирака, он получает следующие формулы для испускания электронов.

Если внешнее поле не вполне компенсирует контактное поле, то плотность электронного тока дается формулой

$$I = \frac{4\pi em}{h^3} \cdot (kT)^2 \cdot e^{-\frac{W_a - W_i}{kT}},$$

где W_a — контактная работа. Эта зависимость при W_i — изменении контактной работы, равном нулю — переходит в формулу Дёшмэна.

Когда же внешнее электрическое поле компенсирует контактное поле или же превышает его, то зависимость имеет вид:

$$I = \frac{\pi em}{h^3} \left\{ (W_i - W_a)^2 + \frac{\pi^2}{3} (kT)^2 - (2kT)^2 e^{-\frac{W_i - W_a}{kT}} + \dots \right\}$$

Хаустон приводит в своей работе таблицу значений плотности тока в зависимости от $(W_a - W_i)$ для различных температур.

Зависимость

$$i = A (T + CE) e^{\frac{b_k}{T + CE}}$$

полученную Милликеном и Лауритсеном экспериментально, вывели теоретически Нордгейм и Фаулер ²⁾ пользуясь волновой механикой и статистикой Ферми-Дирака. Численное значение постоянных, входящих в их формулу, таково, что заметное испускание получится при электрических полях не сколько больших, чем 10^7 В/см. У Милликена, Эйринга и др. оно начинается раньше — уже при 10^6 В/см, у Реттера же оно начинается позже. Однако сравнить результаты теории Хаустона или Нордгейма и Фаулера с экспериментальными данными, как это замечают и сами авторы, в силу вышеуказанных соображений о влиянии шероховатостей на поверхности металла, пока еще нельзя.

¹⁾ Sommerfeld, l. c.

²⁾ Nordheim a. Fowler, Proc. of the Roy. Soc. May. 1928.