

## ВЫРЫВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

П. И. Лукирский

### 1. СИЛА ТОКА ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Уже давно было показано на опыте, что между двумя электродами, находящимися в совершенном вакууме, возникает электрический ток, если между ними создать сильное электрическое поле.

Подробно и тщательно это явление было изучено в работах Милликэна и Камерона, которые показали, что ток между электродами не может быть обусловлен ионизацией остатков газа в приборе. Источником тока являются электроны, вырванные электрическим полем из тех точек катода, в которых градиент электрического поля имеет наибольшее значение. Наблюдаемое явление не зависит от температуры катода и происходит при любой низкой температуре, поэтому часто оно носит название «холодного» испускания электронов. Современные представления о природе металлов дают изящное квантово-механическое объяснение этому явлению, развитое в теории Фаулера и Нордгейма<sup>1</sup>. При температуре абсолютного нуля в металле существует распределение энергии, ограниченное максимальной энергией  $W_f$ . На границе металл—вакуум имеется потенциальный барьер, верхняя граница которого расположена на величину  $\varphi_0$  (рис. 1) выше, чем наибольшее значение энергий при температуре абсолютного нуля. Эта величина  $\varphi_0$  носит название работы выхода. Без наличия электрического поля эмиссия невозможна. Если же вблизи поверхности металла создать сильное электрическое поле, то форма потенциального барьера будет иметь вид, изображённый на нашем рисунке. Электроны металла, хотя их кинетическая энергия меньше высоты барьера, всё же могут пройти «сквозь» него и дать ток. Сила этого тока будет в общем виде равна

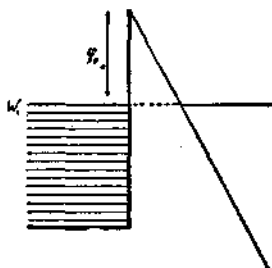


Рис. 1.

$$i = \int_0^{\infty} N(W) D(W, F) dW, \quad (1)$$

где  $N(W)$  — распределение электронов внутри металла по нормальным составляющим энергии  $W$ , а  $D(W, F)$  — коэффициент проникновения электронов через барьер — функция как энергии электронов, так и величины электрического поля  $F$ . Фаулер и Нордгейм вычислили вероятность  $D(W, F)$  проникновения через барьер и соответственно нашли для силы тока выражение

$$i = 6,2 \cdot 10^{-6} \frac{W_i^{3/2}}{(W_i + \varphi_0) \varphi_0^{1/2}} F^2 e^{-\frac{6,85 \cdot 10^7}{F} \varphi_0^{3/2}} \text{ амп см}^{-2}, \quad (2)$$

где  $F$  — поле в вольтах на сантиметр, а  $\varphi_0$  и  $W_i$  — в электрон-вольтах. Эта основная формула Фаулера-Нордгейма выведена ими в предположении, что на границе металла существует прямолинейный потенциальный барьер. Считая, что форма барьера обусловлена наличием сил электрического изображения, Нордгейм<sup>2</sup> для такого барьера получил исправленное выражение

$$i = 6,2 \cdot 10^{-6} \frac{W_i^{1/2}}{(W_i + \varphi_0) \vartheta G_0^{1/2}} F^2 e^{-\frac{6,85 \cdot 10^7 \cdot \varphi_0^{3/2}}{F}}, \quad (3)$$

где  $\vartheta = \theta \left( \frac{3,62 \cdot 10^{-4} \sqrt{F}}{\varphi_0} \right)$  — функция, изменяющая своё значение от нуля до единицы при изменении поля от  $\infty$  до нуля. При полях, меньших  $10^7 \text{ В см}^{-1}$ , она очень близка к единице. Эта функция табулирована.

Как показывают формулы (2) и (3), сила тока, испускаемого металлом под влиянием электрического поля, в сильной степени зависит от величины работы выхода металла и от напряжённости поля. Экспериментальное исследование явления вырывания электронов полем очень затруднительно ввиду того, что сила тока в сильной степени зависит от величины электрического поля у поверхности катода. Этим обстоятельством и обусловлены те противоречивые результаты, которые получались рядом авторов. Действительно, при наличии шероховатостей и острий на поверхности электрическое поле вблизи них будет иметь значение, во много раз большее, чем то поле, которое определяется геометрией прибора и электродов. Эмиссия практически будет идти только с отдельных мест катода, и её величину очень трудно будет сопоставить с теоретической зависимостью.

Вследствие этого, испускание электронов под действием поля для обычных металлов наступает при полях в  $10^6 \text{ В см}$ , в то время как, согласно теории, практически заметное испускание должно начинаться при полях, больших чем  $10^7 \text{ В см}$ .

Количественное изучение этого явления стало возможным только после того, как рядом исследователей удалось создать гладкую поверхность металла. Если приготовить из металла очень тонкое коническое острие, а затем прогреть его в вакууме до высокой

температуры, но всё же более низкой, чем его температура плавления, то при этом конец острия закругляется в виде правильной гладкой полусферы. В различных опытах радиусы таких полусфер имели различное значение от микрона до десятых и даже сотых его долей. Если такое острие поместить внутри сферического вакуумного сосуда, покрытого изнутри проводящим слоем, то, приложив разности потенциалов, мы будем иметь вблизи нашей полусферы очень сильное радиальное поле с возможной напряженностью вплоть до значения в  $10^8$  В/см. Бенжамину и Дженкинсу<sup>3</sup> удалось для острия из молибдена, а Хэферу<sup>4</sup> для острия из вольфрама измерить ток при различных полях и показать полное согласие наблюдаемой величины тока со значением, вычисленным по теории Фаулера и Нордгейма. Если на оси ординат отложить значение  $\lg \frac{i}{F^2}$ , а на оси абсцисс  $1/F$ , то экспериментальные данные хорошо укладываются на прямую линию, как это и следует из теории [см. формулы (2) и (3)], причём угловой коэффициент совпадает с теоретическим, если для работы выхода  $M_0$  и  $W$  взять хорошо известные значения.

Нужно отметить, что измерение радиуса кривизны острия вследствие малости его размеров производить очень затруднительно. Хэфер определял форму и радиус острия, пользуясь для этого электронным микроскопом с увеличением до 20 000 раз. В той же работе Хэфер после измерения тока с вольфрама напылял на его поверхность барий, калий и цезий. Исследование поверхности электронным микроскопом показало, что в ряде случаев напыленные слои образуются в виде кристаллов, чем, повидимому, и обусловлены те ошибочные данные, которые были получены Миллером<sup>5</sup> для зависимости тока эмиссии от работы выхода. Если произвести наблюдения над эмиссией с вольфрама, покрытого слоями бария, калия и цезия как толстыми, так и оптимальными, при условии контролирования поверхности электронным микроскопом (отсутствие кристаллитов), то в пределах погрешности опыта закон Фаулера-Нордгейма

$$\lg \frac{i}{F^2} = \lg A - \frac{B\varphi_0^{3/2}}{F} \quad (4)$$

для зависимости эмиссии от работы выхода  $\varphi_0$  хорошо оправдывается. Таким образом, мы видим, что в основном опытные данные для металлов для полного тока эмиссии, его зависимости от поля и от работы выхода хорошо количественно согласуются с теорией Фаулера и Нордгейма.

В электронной лаборатории Ленинградского физико-технического института. Б. Г. Брежнев исследовал явление испускания электронов под влиянием поля с поверхности сурьмяно-цезиевого катода. Для исследования был построен сферический вакуумный прибор, внутренний электрод которого представлял собою очень тонкое, оттянутое стеклянное острие, закруглённое на конце в пламени

горелки. На этой стеклянной полусфере диаметром  $\sim 10 \mu$  создавался чувствительный сурьмяно-цезиевый слой. Вторым электродом служила стеклянная внешняя сфера. Она была покрыта изнутри катодным распылением полупрозрачным слоем платины, сверху которого был нанесён слой виллемита. Это давало возможность, помимо измерения силы тока, также производить и визуальное наблюдение за распределением тока. Измерения показали, что в случае сурьмяно-цезиевого катода эмиссия начинается при значениях электрического поля  $\sim 10^5 \text{ V/cm}$  и при дальнейшем увеличении напряжённости очень быстро растёт. При изменении направления электрического поля при самых больших напряжёностях ток отсутствовал.

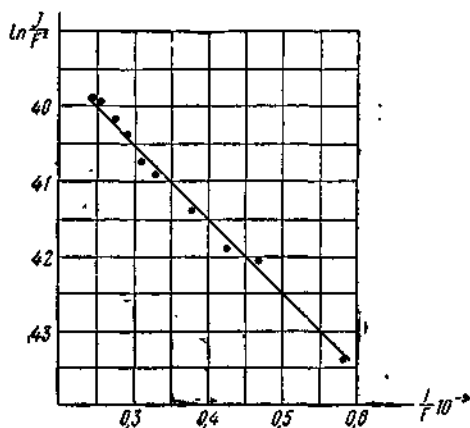


Рис. 2.

Кроме того, при охлаждении всего прибора жидким воздухом в течение 8 час. ни визуальная картина эмиссии, ни сила тока не изменялись. Это дает нам уверенность в том, что в этом случае мы имеем дело с вырыванием электронов полем. На рис. 2 приведен график, в котором отложена величина  $\ln \frac{l}{F^2}$ , как функция  $1/F$ .

Полученные данные хорошо укладываются на прямую линию. Однако, если произвести вычисления работы выхода катода из наклона этой прямой,

то получается очень маленькое значение  $\varphi_0 = 0,062 \text{ V}$ , в то время как величина работы выхода, измеренная фотоэлектрически, равна  $1,3 \text{ V}$ . Обусловлено это тем, что истинное поле у отдельных мест катода во много раз больше, чем поле, вычисленное из размеров электродов. Действительно, визуальное наблюдение показывает, что в то время как фотоэффект с катода даёт равномерное свечение виллемита по всей сфере, эмиссия под влиянием поля сосредотачивается в виде отдельных пятен и полосок с очень различной интенсивностью свечения. Если обратиться к работе С. А. Векшинского<sup>6</sup> по исследованию слёв сурьмы, то получающуюся картину эмиссии легко объяснить тем, что сферолиты из сурьмы частично отстают от стекла и их края загибаются в виде острых краёв. При активировке сурьмы цезием такая форма слоя в основном сохраняется. Естественно, что вблизи этих острых краёв сферолитов электрическое поле достигает очень больших значений, и с этих мест, главным образом, и происходит вырывание электронов полем. Любопытно отметить, что в отдельных приборах удавалось на экране наблюдать в сильно увеличенном

масштабе целые отдельные сферолиты и их взаимное свечение, подробно изученное С. А. Векшинским. Если оценить отношение истинного поля у отдельных мест катода к величине геометрически вычисленного, считая, что величина работы выхода равна 1,3 V, и применяя к этому случаю формулу Фаулера-Нордгейма, то мы получим значение  $\sim 100$ . Эта величина характеризует нам величину шероховатости нашего сурьяно-цезиевого метода. Мы видим, что в то время, как вопрос о величине тока эмиссии для металлов подробно изучен, для сложных катодов излучение эмиссии под влиянием поля только начинается. Перейдём к рассмотрению вопроса о распределении по энергиям электронов, вырываемых под влиянием поля.

## 2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Как показывают вычисления, коэффициент прозрачности потенциального барьера  $D(W, F)$  в сильной степени зависит от величины нормальной составляющей энергии электронов  $W$ . Распределение энергий электронов внутри металла известно, поэтому опытное изучение распределения энергии явилось бы ценным для теории явления вырывания электронов полем, так как сравнение распределения энергий внутри и вне металла дало бы непосредственное значение зависимости коэффициента прозрачности от энергии электронов. Такие опыты по изучению распределения энергий были

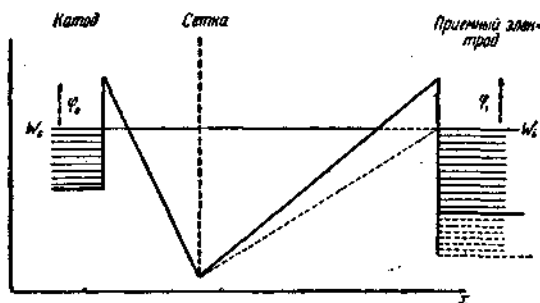


Рис. 3.

сделаны Гендерсоном и Дальстремом<sup>1</sup>. Если между катодом и окружающей его сеткой приложить сильное ускоряющее поле, достаточное по величине для вырывания электронов, а затем между сеткой и охватывающим её приёмным электродом создать задерживающее поле, то, варьируя величину этого поля, можно изучить энергии электронов, вырываемых полем из катода. Схема такого опыта показана на рис. 3, где дан график потенциальной энергии. Электрон из катода проникает через узкий потенциальный барьер, ширина которого обусловлена наличием большого градиента поля у катода. Далее он ускоряется электрическим полем по направлению к сетке. Пройдя её, он будет замедляться и подойдёт к приёмному электроду. Однако, он может попасть на приёмный электрод только в том случае, если потенциал последнего будет увеличен на значение  $\varphi_1$ , так как градиент поля у приёмного электрода мал и никакое проникновение сквозь барьер не может иметь места.

Поэтому ток на приёмный электрод начнётся только при условии, что ускоряющая разность потенциалов будет больше замедляющей на  $\Delta V_1 = \varphi_1$  вольт. При дальнейшем увеличении этого значения  $\Delta V$  в приёмный электрод будут проникать и электроны с уровней энергии, лежащих ниже значения  $W_i$ , однако, для них  $D(W, F)$  будет меньше. Измерив силу тока, как функцию разности потенциалов и продифференцировав эту зависимость, мы найдём, очевидно, распределение энергии электронов, вырываемых полем из катода.

Гендерсен и Дальстрем произвели такие измерения и получили кривые распределения энергий при различных значениях поля у поверхности катода. Максимум на этих кривых расположен в области максимальных энергий, в сторону же малых энергий кривая постепенно падает. Качественно эти результаты совпадают с теоретическими ожиданиями, так как электроны с энергиями, меньшими чем  $W_i$ , обладают меньшей вероятностью проникновения через барьер.

Однако, количественного совпадения нет, так как ширина распределения энергий, по опытным данным Гендерсена и Дальстрема, порядка 10 V, в то время как весь диапазон энергий электронов внутри вольфрама всего порядка 5,7 V. Это тем более противоречиво, что при изменении энергии электрона от значения  $W_i$  на 1 V ниже коэффициент прозрачности барьера, согласно теории, уменьшается в 600 раз. Такое расхождение между ожидаемым теоретически результатом и опытными данными Гендерсона и Дальстрема объясняется на наш взгляд тем, что в своих опытах они пользовались цилиндрическим случаем. В самом деле, при прохождении отверстий сетки электроны отклоняются на некоторый угол от своего первоначального направления. Получающаяся при этом составляющая энергии вдоль по образующей цилиндра в задерживающем поле не изменится и её величина и будет равна тому диапазону энергий, который будет измерен на кривой: ток, как функция задерживающего поля. Так как электроны подходят к сетке с большими энергиями, порядка в несколько тысяч вольт, то достаточно отклонения на небольшой угол, чтобы получить размазанное распределение энергий.

Иначе будет обстоять дело, если для изучения скоростей использовать сферический случай, а именно, двойной сферический конденсатор, в котором сперва электроны ускоряются, а затем замедляются. Как было давно показано методом задерживающего поля в сферическом конденсаторе, мы измеряем распределение энергий электронов, независимо от направления угла вылета электрона по отношению к нормали. Разрешающая способность такого метода, как было показано, равна

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{r^2}{R^2} \sin^2 \varphi, \quad (5)$$

где  $\Delta V$  — неточность определения энергии электрона, имеющего значение энергии,  $V$  — электрон-вольт,  $r$  и  $R$  — радиусы внутренней и внешней сферы конденсатора, а  $\varphi$  — угол между нормалью к внутренней сфере и направлением вылета электрона. При отношении  $r/R$ , равном  $1/10$ , и при любом значении угла  $\varphi$ , разрешающая способность метода равна  $1/100$ , что для электронов малых энергий (фотоэффект, термоионная эмиссия и т. д.) вполне достаточно. В случае же эмиссии электронов под влиянием поля, когда электроны подходят к сферической сетке с энергиями порядка нескольких тысяч вольт (при меньших потенциалах эмиссия очень мала), то необходимо, чтобы угол отклонения  $\varphi$  всё же был мал. Если вместо сетки взять сферу с отдельными дырочками в ней, то такие отверстия будут действовать, как рассеивающая линза, причём максимальный угол отклонения электронов при прохождении её будет приближённо равен, как показал Л. А. Арцимович,

$$\sin \varphi \approx \frac{1}{4} \frac{p}{r}, \quad (6)$$

где  $p$  — радиус отверстия, а  $r$  — радиус нашей сферы. Подставляя для  $p=0,02$  см, а для  $r=1$  см, мы получим для  $\sin \varphi=0,005$ . Общая же разрешающая способность будет [равна (при  $r/R=1/10$ ):

$$\frac{\Delta V}{V} \approx 10^{-2} \cdot 10^{-4} = 10^{-6},$$

т. е. величина, вполне достаточная для точного исследования распределения энергий. По такому методу двойного сферического конденсатора нами предпринято исследование распределения энергий при вырывании электронов полем.

Недавно в наши руки попали работы Мюллера<sup>9, 10</sup>, в которых он изучал распределение энергий электронов при вырывании их полем из вольфрама несколько сходным методом. После ускорения полем электроны вместо сетки проходили ряд диафрагм, после чего попадали в задерживающее поле, создаваемое между этими диафрагмами и сферическим приёмным электродом. Наличие ряда диафрагм обуславливает прямолинейность путей электронов, проходящих через них, а сферическая форма приёмного электрода — ортогональность эквипотенциальных поверхностей к траекториям электронов. Исследуя этим методом распределение энергий, Мюллер нашёл для ширины спектра энергий значение, равное  $0,4$  В, близко совпадающее с теоретически ожидаемым, если считать температуру катода  $500^\circ$  К. Однако, в этой работе нет должного контроля по изучению распределения при различных полях у поверхности катода и при различных отверстиях диафрагм. Последнее было бы существенным, так как труден точный учёт электроннооптических свойств этого ряда диафрагм. Помимо непосредственного изучения распределения энергии электронов указанным выше методом, можно оценить ширину

спектра этого распределения другим путём. Если мы возьмём простой сферический случай, в котором наблюдается эмиссия электронов под влиянием поля (прибор типа Б. Г. Брежнева), то по величине разрешающей способности этого прибора можно составить

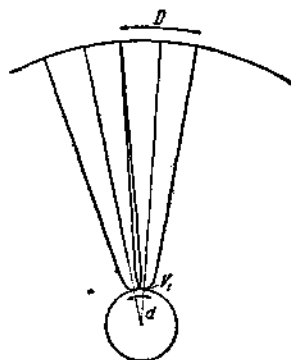


Рис. 4.

представление о величине тангенциальных составляющих энергии электронов. Действительно, электроны, вырывающиеся полем из какой-либо точки на поверхности сферы, дадут на внешней сфере размытое пятно, если величина тангенциальной энергии будет отлична от нуля. Предположим, что электроны с энергией, соответствующей величине тангенциальной составляющей, вылетают по направлению касательной к внутренней сфере. Они будут двигаться по гиперболе, изображённой на рисунке 4. Определяя точку пересечения гиперболы с внешней сферой, мы найдём величину диаметра пятна  $D$  в зависимости от величины тангенциальной энергии  $V_t$  и от величины полной

приложенной к конденсатору разности потенциалов  $V_0$ . Приближённое значение для этой величины, данное Л. А. Арцимовичем, равно:

$$D = 4R \sqrt{\frac{V_t}{V_0}}, \quad (7)$$

где  $R$  — радиус внешней сферы. Очевидно, что такой прибор, работая, как электронный микроскоп, разрушает две точки на поверхности внутренней сферы, если расстояние  $d$  (см. рис. 4) между ними будет равно

$$d = 4r \sqrt{\frac{V_t}{V_0}}, \quad (8)$$

где  $r$  — радиус внутренней сферы. Помимо наличия тангенциальной составляющей скорости, разрешающая способность такого сферического электронного микроскопа будет определяться также и диффракцией электронных волн, выходящих из двух соседних точек. Величина разрешения, обусловленная диффракцией, будет тем меньше, чем меньше потенциал  $V_0$  (чем больше длина волны Де-Броглия) и чем больше радиус внутренней сферы ( $d^2 \sim r\lambda$ ). Нужно, однако, отметить, что в основном разрешающая способность определяется величиной тангенциальной энергии, диффракция же играет значительно меньшую роль в обычных условиях наблюдения. В упомянутой выше работе Б. Г. Брежнева по изучению эмиссии электронов под влиянием поля с сурьмяно-цезиевого катода на флуоресцирующем экране наблюдались отдельные светящиеся пятна.

Если измерить величину наименьшего из этих пятен, то по приведённым выше данным можно оценить максимальную величину тан-



генциальной составляющей энергии. Эта величина получалась равной 0,02 V. Отсюда легко сделать заключение, что и величина полной энергии электронов того же порядка и что ни о каких 10 V, найденных Гендерсеном и Дальстремом, не может быть и речи. Мюллер даёт выражение для разрешающей способности своего электронного микроскопа и производит сравнение своих теоретических вычислений с наблюдениями над отдельными яркими пятнами, которые иногда получаются при эмиссии с чистых металлов. Приведённые им данные хорошо совпадают с его вычислениями. Это тем более удивительно, так как Мюллер пользуется приближённой формулой, отличающейся вдвое от заведомо правильной приведённой нами формулы (7).

В заключение упомяну, что такой сферический прибор, в котором мы имеем электронную эмиссию под действием поля, является электронным микроскопом с увеличением в несколько сот тысяч раз и с большой разрешающей способностью.

### 3. ИСПУСКАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ЛЮБЫХ ПОЛЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

Выше нами были рассмотрены вопросы о полной эмиссии электронов под действием поля и о распределении скоростей этих электронов. В этом рассмотрении мы имели дело с подлинно «холодной» эмиссией. Действительно, теория Фаулера-Нордгейма дана ими для температуры металла, равной абсолютному нулю, а приведённые опыты производились при низких температурах, при которых можно считать, что распределение энергий электронов внутри металла практически не отличается от распределения Ферми-Дирака при  $T = 0^\circ$ .

Однако, как легко видеть, испускание электронов под влиянием поля и распределение энергии при этом испускании должны, вообще говоря, зависеть от температуры катода.

На рис. 5 дан график потенциального барьера вблизи поверхности металла, помещённого в электрическое поле. Под влиянием электрического поля происходит прежде всего снижение высоты барьера и вследствие этого уменьшение работы выхода из металла (явление Шоттки). Величина этого уменьшения работы выхода  $\Delta\varphi_0$  в поле равна по Шоттки

$$\Delta\varphi_0 = e^{3/2} \sqrt{F}, \quad (9)$$

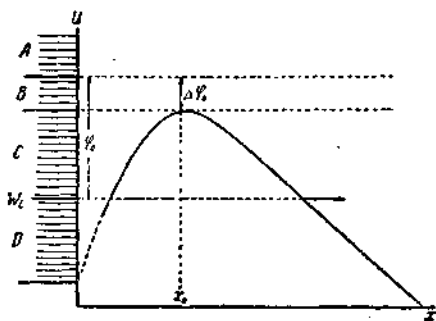


Рис. 5.

где  $e$  — заряд электрона, а  $F$  — поле у поверхности металла. Расстояние  $x_0$ , на котором потенциальная энергия имеет максимум, равно:

$$x_0 = \frac{e^{1/2}}{2VF}. \quad (10)$$

Эти формулы выведены в предположении, что силы, действующие на электрон вне металла, являются силами электрического изображения. Помимо уменьшения высоты барьера под влиянием внешнего поля происходит изменение его формы, что приводит при сильных полях к эмиссии электронов «сквозь» барьер.

При изменении температуры металла от температуры  $T=0$  распределение энергии электронов внутри металла изменяется за счёт появления «максвеллова хвоста» в распределении Ферми-Дирака, поэтому распределение энергий будет простирается значительно выше границы  $W$ .

При высоких температурах и не при очень сильных полях, т. е. таких полях, при которых отсутствует практически проникновение «сквозь» потенциальный барьер, мы будем наблюдать обычную термонную эмиссию из области  $A$ , подчиняющуюся известному закону Ричардсона-Дешмана. К ней будет прибавляться испускание электронов из области  $B$ , так как эти электроны за счёт понижения работы выхода будут теперь также обладать энергией большей, чем высота барьера. При этом по мере увеличения внешнего поля снижение барьера будет всё больше и больше, что будет приводить к расширению области  $B$  и соответственному увеличению эмиссии. Увеличение термонной эмиссии за счёт включения электронов области  $B$  носит, как известно, название эффекта Шоттки.

Если, наоборот, взять сильные поля и не очень большую температуру, то выше уровня  $W_1$  будет некоторое количество электронов за счёт «максвеллова хвоста». Так как при сильных полях барьер проницаем для электронов, то из основной области  $D$  будет наблюдаться «холодная» эмиссия, подчиняющаяся закону Фаулера-Нордгейма, но к ней прибавится при температуре  $T$ , отличной от абсолютного нуля, эмиссия из области  $C$  за счёт проникновения сквозь барьер. Это даёт нам определённый температурный ход «холодной» эмиссии. Кроме того, и спектр энергий электронов будет зависеть от величины температуры, что, конечно, может быть установлено и изучено на опыте.

Если же взять общий случай большого поля и высокой температуры, то эмиссия будет происходить из всех четырёх указанных областей  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$ ; при этом нужно сказать, что между эмиссией из областей  $B$  и  $C$  будет непрерывный переход, так как вероятность прохождения «сквозь» барьер верха распределения области  $C$  будет близка к вероятности прохождения электронов из области  $B$ . Дополнительно нужно заметить, что при сужении барьера при больших электрических полях для ряда электронов из полного

распределения их энергий будут удовлетворяться условия интерференции, вследствие чего в полной эмиссии появится периодически изменяющийся член. К сожалению, эта промежуточная область средних температур, а также высоких температур в очень сильных полях ещё не исследована, хотя к этому имеются в настоящее время все необходимые экспериментальные предпосылки.

Точное изучение эмиссии электронов из металлов, будь то термоионная эмиссия или испускание электронов, под влиянием сильного электрического поля осложняется в настоящее время тем, что, как показывает опыт, работа выхода является функцией кристаллографического направления. Действительно, целым рядом работ по изучению термоионной эмиссии с различных кристаллографических граней одного и того же монокристалла, а также работами по определению границы фотоэффекта установлено различие для величины работы выхода электронов. Так, например, исследуя термоионную эмиссию с монокристаллической проволоки вольфрама, Никольс<sup>11</sup> нашёл для различных кристаллографических направлений различные значения. (Здесь, как и в дальнейшем, под кристаллографическим направлением с индексами  $h, k, l$  будем понимать направление, перпендикулярное к плоскости  $[h, k, l]$ .)

Как видно из приложенной таблицы, значения работ выхода колеблются в пределах 0,3V. Такого порядка различия были найдены и в опытах других исследователей и для других монокристаллов. Легко видеть, что при изучении эмиссии с поликристаллических тел это наличие разных работ выхода для различных граней должно сказаться на измеряемом токе эмиссии.

Индексы . . . . .	111	112	116	100	110
$\varphi_0$ . . . . .	4,36	4,66	4,35	4,53	4,65

При этом результаты наблюдения будут зависеть от того, при каких электрических полях происходит наблюдение явления. Эта задача вполне аналогична той, которую мы имеем, рассматривая на поверхности металла «пятна», обладающие иной работой выхода (пятна тория на вольфраме).

Если величина приложенного поля мала, так что расстояние, на котором внешнее поле равно силе, удерживающей электрон, больше, чем величина неоднородностей металла (величина пятен или величина кристалла поликристаллического тела), то мы будем наблюдать эффект, обусловленный средним значением работы выхода. В этом случае барьер вблизи поверхности будет определяться не только работой выхода, но и теми контактными полями, которые компенсируют различие в работах выхода. Наоборот, при больших полях, когда расстояние  $x_0$  значительно меньше, чем величина областей с определённой работой выхода, ток независимо будет испускаться различными участками поверхности и будет равен

$$i = \sum f_n i_n,$$

где  $f_n$  — часть площади с работой выхода  $\varphi_n$ , а  $i_n$  — соответствующая плотность тока. Это обстоятельство приводит к тому, что при больших полях эмиссия будет происходить, главным образом, с мест с малой работой выхода; только эффективная площадь испускания будет меньше. Зависимость Шоттки будет в этом случае удовлетворяться. При малых полях будет другой закон испускания, что, как известно, приводит в слабых полях к отступлению от прямой Шоттки. Нужно отметить, что отступление от закона Шоттки в слабых полях наблюдается и для чистых поликристаллических металлов. Естественно, что в случае изучения испускания электронов под действием сильных электрических полей мы всегда имеем случай, когда  $x_0$  — расстояние, на котором внешнее поле, равное удерживающей силе, очень мало, и поэтому мы имеем раздельное испускание с различных мест поверхности, если только области с различными работами выхода не имеют размеров порядка атомных расстояний. В последнем случае и для сильных полей мы имели бы эффект, соответствующий усредненному значению работы выхода.

#### 4. ИСПУСКАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ МОНОКРИСТАЛЛАМИ

Обратимся к опытам по изучению испускания электронов под действием сильного электрического поля, которые были проведены рядом авторов на монокристаллах. Как нами было выше изложено, наиболее удобными для изучения электронной эмиссии в сильных полях являлись способы, в которых катодом служила маленькая полусфера, получаемая при прогревании тонких конических острий. Если такое острие поместить в вакуум и прогревать, то форма его меняется и оно обращается в полусферу, как показал Хэфер, изучая эти острия в электронном микроскопе. Но одновременно с этим происходит и перекристаллизация в этом острие, и так как размеры острия порядка размеров одного кристалла взятой поликристаллической проволоки ( $\sim 10^{-4}$  см), то на острие практически образуется монокристаллическая полусфера. В этом легко убедиться следующим образом. Если такой катод поместить внутрь стеклянного шара, внутренние стенки которого покрыты проводящим полупрозрачным слоем с нанесенным на него виллемитом, то при больших разностях потенциала, порядка нескольких тысяч вольт, можно визуально наблюдать свечение, вызванное электронами, вырывающимися из катода. Во всех опытах при таких наблюдениях получается симметрическая картина, симметрия которой вполне совпадает с симметрией кристалла вещества катода. Это служит безусловным доказательством того, что катод является монокристаллом. Такие наблюдения были произведены во многих лабораториях и дают совпадающие результаты. Эта картина легко получается сразу же после прогрева катода, длительно же она может быть наблюдаема только при условии очень тщательного обезгаживания прибора. Наиболее

подробные исследования получающихся картин были произведены в прекрасной работе Бенжамина и Дженкинса. Прежде всего обратимся к тем картинам, которые получаются при исследовании чистых металлов: вольфрама и молибдена. Так как наблюдаемая картина имеет симметрию кристалла, то она может быть легко индифферирована. В основном получающиеся картины сводятся к тому, что: 1) в областях, лежащих около различных основных кристаллографических направлений, интенсивности свечения разные, отличающиеся друг от друга по порядку интенсивности в 2 раза, и 2) в некоторых направлениях свечение очень мало (тёмные пятна), так что оно имеет значение, в сто раз меньшее, чем свечение близлежащей области. К сожалению, эти наблюдения производились визуально, интенсивность же тока по различным направлениям не измерялась. Самое простое объяснение, которое можно выдвинуть для интерпретации этих результатов, заключалось бы в том, что по различным кристаллографическим направлениям происходит различная эмиссия электронов, вследствие различия работы выхода. Действительно, как мы видели, испускание электронов под влиянием поля зависит от работы выхода ( $\varphi_0^{3/2}$  в показательной функции Фаулера-Нордгейма). Однако, то изменение работы выхода, которое имеет место для различных кристаллографических направлений, никоим образом не может объяснить величины изменения интенсивности в сто раз.

Этим изменением могло бы быть обусловлено различие в два или несколько раз (общая интенсивность областей). Более тривиальным было бы объяснение, заключающееся в том, что небольшие остаточные примеси, сильно изменяющие работу выхода, по-разному адсорбируются в разных кристаллических областях, что и обуславливает наличие резкой картины. Однако, при многократном отжиге картина воспроизводится и является очень устойчивой, что заставляет думать, что наличием примесей объяснить явление нельзя. Наблюдаемый эффект мог бы быть вызван тем, что электронные волны, идущие изнутри кристалла для определённых кристаллографических направлений, согласно условиям Брегга, интенсивно отражаются назад, из-за чего для этих направлений получаются тёмные пятна.

Кроме указанных возможных причин, следует обратить внимание на ещё одно дополнительное обстоятельство. Мы видели, что при прогреве острий в них происходит перегруппировка атомов так, что в результате образуется монокристалл в виде сферы, т. е. фигуры с минимальной поверхностью. Но так как свободная энергия единицы поверхности (поверхностное натяжение) для кристаллов будет функцией направления, то равновесная форма поверхности, соответствующая минимуму свободной энергии, должна быть многогранником с сглаженными и закруглёнными рёбрами. Если это так, то вблизи площадок такого многогранника поле должно быть меньше, чем у рёбер, и эмиссия с них должна быть меньше. К сожалению, Хэфер, исследуя форму острий, только грубо определил их сферичность и не производил специального исследования деталей их внеш-

ней формы. Другие авторы этого тоже не делали. Однако, опыты с крупными монокристаллами каменной соли, взятыми в виде шаров, показывают наличие образования многогранников с закруглёнными ребрами. В какой мере это явление выражено у молибдена и вольфрама, сказать трудно, но нужно указать, что для объяснения различия испускания электронов в сотни раз нужно значительное различие поля, а следовательно, сильно выраженное изменение формы, что, как указано, непосредственно не наблюдается. Так обстоит дело с картиной электронной эмиссии под влиянием поля монокристаллов чистых металлов.

Кроме этого, Бенжамином и Дженкинсом<sup>12</sup> были изучены действия длительного нагревания на монокристаллы, находящиеся в электрическом поле, а также то изменение картины, которое получится, если на вольфрам или молибден осадить чужеродные атомы щёлочных и щёлочноземельных металлов, а затем постепенно поднимать температуру катода. В этих наблюдениях прибор с электронной эмиссией под действием поля является прекрасным микроскопом, при помощи которого можно изучать детали явления миграции и испарения атомов.

Рассмотрев основные данные о явлении испускания электронов под влиянием электрического поля, мы можем видеть, что основные теоретические представления о природе этого явления безусловно подтверждаются. В то же время экспериментальные данные ограничиваются почти исключительно очень немногочисленными опытами с вольфрамовыми и молибденовыми острями. Очень мало изучен вопрос о распределении скоростей и почти не затронуто изучение эмиссии с монокристаллов, если не считать качественных наблюдений Бенжамина и Дженкинса. Нужно отметить, что основные наблюдения проделаны с чистыми металлами. Эмиссия же полупроводников и диэлектриков и более сложных поверхностей (например, сложных катодов) совершенно не затронута. Между тем несомненно, исследование испускания электронов под действием поля — этого одного из наиболее элементарных явлений — даёт сведения об электронных уровнях в телах и о природе потенциального барьера на границе этих тел с вакуумом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Fowler a. L. Nordheim, Proc. Roy. Soc., A **119**, 173, 1928.
2. L. Nordheim, Proc. Roy. Soc., A **121**, 626, 1928.
3. M. Benjamin a. R. O. Jenkins, Proc. Roy. Soc., **176**, 262, 1940.
4. R. Haefel, Z. Physik, **116**, 604, 1940.
5. E. Müller, Z. Physik, **102**, 734, 1936.
6. С. А. Векшинский, ЖТФ, X, 1359.
7. I. E. Henderson a. R. K. Dahlstrom, Phys. Rev., **55**, 473, 1939.
8. П. И. Лукирский, ЖРФХО, VII, 463, 1924.
9. E. W. Müller, Z. Physik, **120**, 261, 1943.
10. E. W. Müller, Z. Physik, **120**, 270, 1943.
11. M. H. Nichols, Phys. Rev., **59**, 944, 1941.
12. M. Benjamin a. R. O. Jenkins, Proc. Roy. Soc., **180**, 225, 1942.