

ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНОСТЬ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ СЛОИ ¹

Р. Фаулер, Кэмбридж

Я назвал свою сегодняшнюю лекцию „Прохождение электронов через поверхность и поверхностные слои“. Я буду говорить, следовательно, не об общих принципах, а о приложении современной теоретической физики к одному специальному вопросу. Постараюсь, однако, изложить свою тему в надлежащей связи с общей теорией. Я попробую показать вам, что волновая или квантовая механика, — назовите ее как хотите, — в связи с давно принятым взглядом на природу металла, приводит нас к мысли о том, что вопрос об испускании электронов металлами в упрощенном виде можно рассматривать как проблему, указанную в заглавии этой лекции. Я изложу далее, как эта проблема разрешается теоретически, покажу вам, что теоретические расчеты находятся в полном согласии с наблюдениями, и дам объяснения ряду фактов, которые до сих пор не находили себе надлежащего места.

В извинение за свой выбор частного, скорее технического вопроса, я скажу, что это — одна из областей наиболее близко мне знакомых. Своими успехами разработка этого вопроса обязана, главным образом, трудам Нордгейма (Nordheim) и является результатом его работы над этой темой в течение последнего года в Кэмбридже. Я мало

¹ Тридцать первая лекция в честь Роберта Бойля, читанная в студенческом научном клубе Оксфордского университета 18 мая 1929 года. Издана отдельной брошюрой: Humphrey Milford, Oxford University Press. 1929.

что могу прибавить к тому, что изложено в его прекрасной обзорной статье, помещенной в *Physikalische Zeitschrift*, Vol. XXX, p. 177 (1929).¹ — Вопрос об испускании электронов металлами представляет собою собственно лишь часть общей электронной теории металлов, но он в некоторых отношениях проще, чем любая проблема внутреннего строения, и потому понятно, что именно этот вопрос уже достиг в настоящее время первой стадии своего завершения. Мы можем считать, что нерелятивистская квантовая механика (которая одна только и интересует нас в данном вопросе) теперь уже достаточно разработана, хотя и до сих пор каждый из нас наталкивается на затруднения, когда хочет изложить ее отчетливо. В этой теории в частности Шредингер приучил нас смотреть на электроны, глядя по обстоятельствам, то как на пакеты волн, то как на вереницы волн. Многие из наиболее удачных, поясняющих этот вопрос, теорем принадлежат Дарвину [Proc. Roy. Soc. A. Vol. CXVII, 258 (1927)]. Согласно этой теории электроны во всех деталях должны себя вести, как волны известной длины, которая оказывается равной $\frac{h}{mv}$. Эта длина волны часто справедливо называется длиной волны де Бройля. Соответствие с излучением такой же длины волны оказывается вполне точным во всех тех вопросах, которые мы могли проработать детально. Опираясь на это соответствие, мы имеем поэтому полное основание, пользуясь нашим оптическим опытом и имея в виду волны де Бройля, вводить соответственные приближения.

Длина де Бройлевской волны „1-вольтового“ электрона, т. е. электрона, получившего ускорение при прохождении через поле с падением потенциала в 1 V на 1 см, равняется приблизительно $1,2 \times 10^{-7}$ см.

Для других напряжений поля

$$\text{Длина волны} = \frac{1,2 \times 10^{-7}}{\sqrt{\text{напряжение}}}.$$

¹ Пользуясь случаем выразить благодарность д-ру Нордгейму за разрешение воспроизвести в этой статье некоторые из его чертежей.

Отсюда следует, что медленные электроны имеют длину волны значительно больше расстояния между атомами в кристаллической решетке металла (в 3—4 раза больше), и по оптическим аналогиям мы вправе ожидать, что такие электроны свободно пройдут сквозь решетку, если она вполне правильна.

Скажу теперь два-три слова о принимаемой мною картине строения металлов. Эта картина вам знакома: конгломерат более или менее прочно фиксированных в пространстве положительных ионов, погруженных в атмосферу вполне свободно движущихся электронов, имеющих в такой относительной концентрации, чтобы средний объемный заряд равнялся нулю. Такое представление, как мне кажется, вошло в силу со времени Друдевской теории металлической проводимости тепла и электричества. При этой концепции главную роль в проводимости играет так называемый средний свободный путь, который служит точным мерилom доли рассеяния во всех возможных направлениях и со всевозможными скоростями пучка электронов, движущихся в определенном направлении и с определенной скоростью.

Рассеяние это получается благодаря столкновению электронов с ионами металла. Другими словами, средний свободный путь измеряет пространственную потерю направленного момента в заданном пучке. Этот средний свободный путь должен иметь вполне точно определенное значение, будем ли мы представлять себе электроны и атомы в виде билиардных шаров или же в виде взаимодействующих последовательностей волн, хотя расчеты, конечно, и будут различными.

Пользуясь, как упомянуто выше, элементарными оптическими аналогиями, мы приходим к выводу, что этот свободный путь в чистом металле должен быть довольно велик—значительно длиннее среднего расстояния между атомами. Работы по влиянию малых следов загрязнения металла на проводимость приводят нас к убеждению, — вне зависимости от какой-либо принимаемой нами теории, — что электроны свободно движутся через ненарушенную кристаллическую

решетку в металле на расстояния, в сотни раз превышающие расстояния между атомами. Это было достаточно отчетливо показано в докладе Бриджмена на конгрессе Сольвэя в 1924 г. Таким образом, теория и факты прекрасно согласуются. Я позволю себе сильнее оттенить этот пункт. Длинные свободные пути часто считались трудно объяснимыми. Нам может быть и трудно понять, как они происходят, при вкоренившемся у нас представлении о частицах, но с точки зрения теории строения металлов, предложенной Зоммерфельдом и другими учеными, их легко объяснить. Длинные свободные пути являются, напротив, основным требованием, которое предъявляется фактами к любой теории. Надо почитать за большую удачу, что волновая механика, будучи приложена к электронной теории металлов, легко объясняет длинные свободные пути. Не будь этого, пришлось бы признать неправильной или волновую механику, или электронную теорию металла.

Нашей главной задачей является рассмотрение вопроса о том, что произойдет с электроном, когда он достигнет границы металла. Будем мыслить себе электрон как вереницу волн, и представим себе, что атомистическая структура металла почти не оказывает на нее влияния, так что группа волн доходит до границы металла почти не искаженной. В первом приближении будем представлять себе границу металла очень узкой областью (плоский слой — если за масштаб взять длину волны электрона), в которой и происходит основное изменение, состоящее, с точки зрения отдельного электрона, из перехода его с внутренней стороны металла на наружную. Начальная стадия этого изменения, очевидно, может быть образно представлена как подъем электрона на гору — соответственно увеличению его потенциальной энергии за счет энергии кинетической. Мы отвлеклись от структуры электрических взаимодействий в металле, но при этом у нас получилась некоторая средняя разность потенциалов для электронов внутри и снаружи металла. Эта разность потенциалов представляет собою лишь иное выражение для сил взаимного притяжения, сдерживающих частицы металла и делающих тело именно металлом, а не газом.

Таким образом мы логично и естественно подходим к отправной точке тех приложений теории, о которых я хочу рассказать в этой лекции. Прежде всего мы утверждаем, что испускание электронов металлами может быть в первом приближении разобрано как явление, происходящее в одном измерении, как прохождение плоских электронных волн через (или сквозь) „хребет“ потенциальной энергии. Говоря так, я пожалуй забегаю вперед. Дальнейшие пояснения, оправдывающие возможность разбора этой задачи в одном измерении, покажут возможность сведения ее к вопросу о падении группы волн в любом направлении на плоское пограничное поле, в котором потенциальная энергия зависит от одной Декартовой координаты x . Но волновое уравнение, данное Шредингером, обладает тем свойством, что для такой потенциальной энергии движение вдоль y и z под прямыми углами к x совершенно не зависит от поля, и весь вопрос сводится, таким образом, к движению по оси x нормально к границе, как я утверждал выше.

Типичные случаи реальных и схематизированных граничных полей изображены на рис. 1 — 5. Рис. 1 представляет пограничный „бугор“ энергии, на который должен подняться электрон, если не принимать в расчет малых сил притяжения, действующих на электрон, когда он уже вырвался наружу и медленно удаляется от границы. Для упрощенных расчетов с величинами первого порядка этот случай можно представить скачком рис. 2. При обоих этих подъемах оставляются без внимания силы притяжения, хорошо известные по элементарной электростатике, которые для покоящегося, а значит и для медленно движущегося электрона дают притяжение уменьшающееся, как $\frac{e^2}{4x^2}$ и могут, следовательно, быть представлены потенциальной энергией $\frac{e^2}{4x}$, при чем x надо считать от поверхности металла.

Такой подъем изображен на рис. 3. Все эти „бугры“ поднимаются до окончательной высоты C , которая является таким образом вершиной подъема. Нет, однако, оснований, почему вершина подъема не находилась бы на высоте B выше окончательного уровня C . Такой подъем кривой гра-

фически изображен на рис. 4 и в схематизированном, для упрощенного расчета, виде — на рис. 5.

Задача об электроны, падающем на границу металла, является задачей о веренице электронных волн, падающих на подобный барьер одного измерения.

Чтобы подсчитать количество электронов, вырывающихся с поверхности, аппроксимированной указанным выше спо-

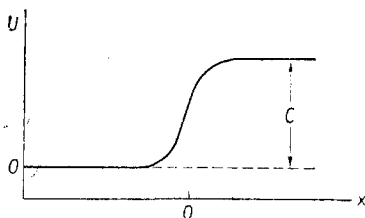


Рис. 1

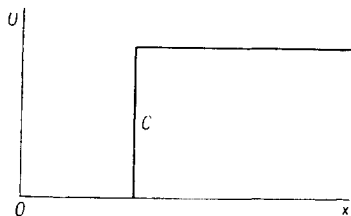


Рис. 2

собом, нам надо решить еще две задачи. 1) Мы должны определить, какая доля падающих на поверхность электро-

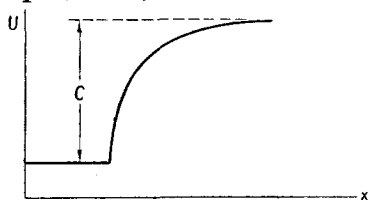


Рис. 3

нов вырывается наружу, если кинетическая энергия их движения нормально к поверхности есть W . Назовем эту долю $D(W)$. 2) Нам нужно знать сколько таких электронов попадают изнутри на единицу площади в единицу времени.

Назовем число электронов с энергией, изменяющейся в пределах $W, W + dW$ через

$$N(W) \cdot dW.$$

Испускание электронов даст в этом случае ток

$$J = e \int_0^{\infty} N(W) \cdot D(W) dW$$

через единицу площади, при чем e обозначает заряд электрона. Это в общем и все, что нам нужно знать, чтобы сравнить наш расчет с опытами, которые по большей части со-

стоят в уловлении электронов с единицы площади и определении производимого ими тока. Мы не будем здесь останавливать нашего внимания на сколько-нибудь подробном разборе распределения скоростей испускаемых электронов.

Функцию $N(W)$ довольно просто можно получить, пови-
димому, с точностью вполне достаточной для нашей цели, —
пользуясь теорией Зоммерфельда, дающей зависимость

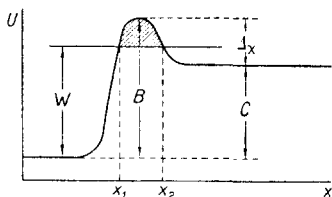


Рис. 4

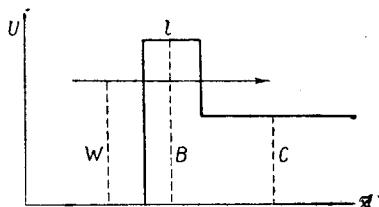


Рис. 5

$N(W)$ от температуры T , частного термодинамического потенциала электронов μ и, конечно, W .

Мы воспользуемся результатами Зоммерфельда без дальнейших комментариев. Формула для $N(W)$ есть, очевидно, простое следствие более известной функции распределения f . Эта функция распределения, вместо обычной Максвелловской формы, имеет характер, графически представленный для температур: абсолютного нуля (0°K) и $1,500^\circ\text{K}$ на рис. 6.

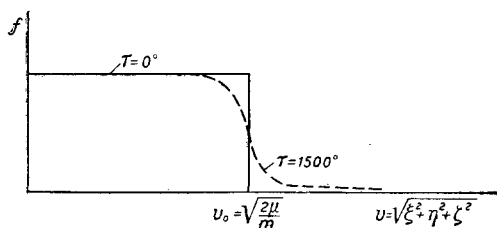


Рис. 6

Соответствующие значения функций $N(W)$ изображены на рис. 7.

Остается еще $D(W)$, определение которого и составляет нашу специальную задачу. Хорошо известно, что всякое поверхностное испускание электронов чрезвычайно чувствительно к качеству поверхностного слоя. $D(W)$ является функцией поверхности и заслуживает более детального изучения.

Значение $D(W)$ для простого скачка потенциала, изображенного на рис. 2, можно легко подсчитать точно. Если бы электрон был классической частичкой, мы получили бы:

$$\begin{aligned} D(W) &= 0 & (W < C) \\ D(W) &= 1 & (W > C) \end{aligned}$$

По волновой механике такого внезапного скачка нет. Мы получим в этом случае:

$$\begin{aligned} D(W) &= 0 & (W < C) \\ D(W) &= \frac{4 \{ (W - C) W \}^{1/2}}{\{ W^{1/2} + (W - C)^{1/2} \}^2} & (W > C) \end{aligned}$$

Получающийся благодаря вылету электрона ток при обычных температурах термоионного испускания соответствует испусканию 20% всех электронов, попадающих на границу с энергией больше C . Для более пологих наклонов кривой доля вылетевших электронов больше, и с уменьшением наклона быстро приближается к единице. Для силового барьера, обусловленного „эффектом изображения“ (image effect) и представленного на рис. 3, доля составляет около 95%. Волновая механика не подвергает значительным изменениям классические расчеты, каковы, напр., формулы Ричардсона и Дюшмена (Richardson and Dushman).

Если же, однако, высота барьера B больше, нежели C , то волновая механика дает совершенно иную картину. По классической механике мы получили бы

$$D(W) = 0 \quad (W < B)$$

А по волновой механике электроны могут пройти сквозь барьер ограниченной высоты, и у нас попрежнему получится только

$$D(W) = 0 \quad (W < C)$$

Здесь мы с частицами получаем аналогию хорошо известного оптического явления. Если свет падает на границу двух сред под углом больше предельного, то получается полное внутреннее отражение и во вторую среду луч совсем не проходит. Однако же во второй среде получается электромагнитное возмущение, затухающее по экспоненциаль-

ному закону и уже на расстоянии нескольких длин волн сводящееся к нулю. Оно изменяется во времени с обычной частотой, но не переносит энергии. Если, однако, вторая среда имеет толщину в несколько длин волн, возмущение может пройти сквозь нее, снова выйти в первую среду в виде луча, направленного вперед, только с значительно уменьшенной амплитудой. Как раз то же случается и с электронами.

Типичная кривая коэффициента прозрачности $D(W)$ изображена на рис. 8.

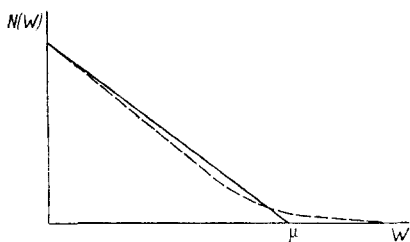


Рис. 7

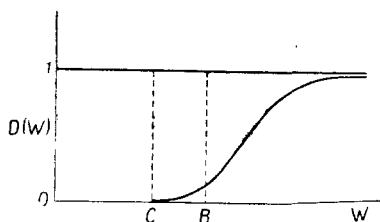


Рис. 8

Вычисление силы тока при помощи интеграла от $D(W) \cdot N(W)$ приводит к выражению следующей формы

$$J = 120 D^* T^2 e^{(C - \mu) kT} \quad (1)$$

для тока через единицу площади, выраженного в амперах. В этом выражении T обозначает абсолютную температуру, k — универсальную постоянную Больцмана, и D^* — средний коэффициент прозрачности для тех электронов, которые могут вырваться.

Предполагается при этом, что вне металла никакого потенциала не приложено. На самом деле, однако, небольшая разность потенциалов прилагается для уловления электронов, но ее влияние на скачок потенциала и испускание столь ничтожно, что им можно пренебречь. При этих условиях опытным путем было найдено, что сила тока вполне хорошо может быть выражена формулой:

$$J = AT^2 e^{-\frac{\chi}{kT}}, \quad (2)$$

которая как раз совпадает с найденной теоретическим пу-

тем. Для анализа надо, однако, откладывать $\log \frac{J}{T^2}$ в зависимости от $\frac{1}{T}$. Получающаяся кривая не позволяет с достаточной точностью определить степень T или, если известна степень T , — сколько-нибудь точно определить A .

Для блестящей поверхности вольфрама и сходных с ним металлов, наблюдаемое значение A равно приблизительно 60. Если можно отождествлять наблюдаемую величину χ с теоретическим значением $C - \mu$, то D^* получит соответственно значение $\frac{1}{2}$. Наиболее вероятное теоретическое значение близко к 1, но при таком грубом расчете это может считаться за достаточно хорошее качественное совпадение и не возникает сомнений относительно возможностей отождествления $C - \mu$ и χ . Здесь имеется одно привходящее затруднение. Встречаются металлы, например, чистая платина, для которых A по видимому получается равным приблизительно 10000. Весьма вероятно, что это объясняется неправильностью отождествления выражений $C - \mu$ и χ , что на самом деле приблизительно имеет место соотношение $C - \mu = \chi_0 - aT$. Тогда наблюдаемое значение A выразится формулой

$$A = 120 D^* e^{\frac{\alpha}{k}}$$

и ненормальное значение A будет зависеть от α . Эти пункты, однако, все еще не ясны и мы еще не имеем достаточных теоретических познаний относительно возможных температурных колебаний.

Небольшие загрязнения чистой до тех пор поверхности могут оказывать поразительное действие как в смысле увеличения, так и в смысле уменьшения испускания электронов. Мы рассмотрим только те случаи, когда испускание (при данной температуре) увеличивается. Обычно оказывается, что новое испускание может быть выражено тоже формулой (2), только с уменьшенными коэффициентами A и χ . При обычно применяемых для определения новой эмиссии температурах эффект уменьшения χ значительно перевешивает влияние уменьшения A . Изменения A и χ можно представить в грубом приближении формулой типа

$$\log A = \xi - \eta(\Delta\chi), \quad (3)$$

в которой ξ и η представляют постоянные, а $\Delta\chi$ дает уменьшение χ по сравнению с чистой поверхностью. Чрезвычайно приятной чертой этой теории является возможность получения из нее для A и χ связи такого общего вида. Поверхностная пленка, заряженная положительно относительно остальной массы металла, должна образовать над поверхностью двойной электрический слой, расположенный так, чтобы уменьшать окончательную работу выхода электрона C . Таким образом C оказывается уменьшенным, но зато электроны должны сначала пройти через барьер прежней высоты C (или близко к тому), и D^* в соответствии уменьшается. Для упрощенной картины прямоугольного барьера на рис. 5 связь между A и χ имеет вид

$$\log A = \xi - \eta l(\Delta\chi)^{1/2} \quad (4)$$

где l представляет собой толщину барьера. Эта формула в достаточной мере сходна с (3), потому что толщину l с достаточным основанием можно считать за толщину одномолекулярного слоя.

Помимо хорошо известного испускания электронов, при высоких температурах и слабых (не имеющих значения) полях, электроны испускаются также при низких температурах и очень сильных полях, при чем испускание зависит в этом случае от силы поля, а от температуры не зависит (в первом приближении). В этом втором случае, можно считать, что электронов, обладающих достаточной энергией, чтобы „перескочить“ через вершину барьера в условиях описанной нами задачи, реально не имеется. Все они могут только преодолеть барьер, в упрощенном виде изображенный на рис. 9; если же принять во внимание „эффект изображения“, создающий силу, тянущую электроны обратно, то получим рис. 10; если принять существование поверхностного слоя, упрощенное изображение процесса представится рис. 11. Для чистой поверхности теория дает в этом случае следующую формулу для испускания электронов с единицы площади

$$J = BF^2 e^{-\frac{4}{3} \pi (C - \mu)^{3/4} F} \quad (x^2 = \frac{8 \pi^2 m}{h^2}) \quad (5)$$

а опытные данные прекрасно укладываются в формулу типа

$$J = BF^2 e^{-\frac{b}{F}} \quad (6)$$

Влияния поверхностных слоев, уменьшающие одновременно b и B , могут быть также достаточно хорошо учтены



Рис. 9

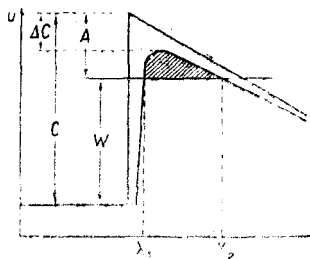


Рис. 10

с помощью подъема на рис. 11. Анализ этого эффекта пленки был произведен мною совместно с Госслингом и Штерном (Gossling and Stern), на основании экспериментальной

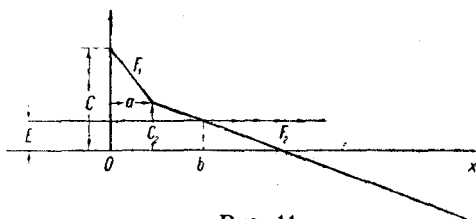


Рис. 11

работы, сделанной несколько лет назад Госслингом для General Electric Co. Полное изложение нашей работы опубликовано в Proc. Royal Society, июль 1929 г.

Величины напряжения поля F , необходимые для того, чтобы получить по (5) эмиссию с наблюдаемой характеристикой тока-напряжения, обычно, хотя и не всегда, значительно превышают те значения, которые можно подсчитать по приложенному напряжению и размерам прибора. В некоторых случаях такое эффективное поле во сто раз превышает „геометрическое“, но мы нашли и такие примеры, в которых отношение составляет не более 2. Это доказывает, что под влиянием сильного поля электроны испускаются не со всей поверхности металла, а только с отдельных субмикроскопических участков или неправильностей поверхностей.

Такое предположение хорошо согласуется с общеизвестным блуждающим характером разряда в сильных полях и его интенсивной локализацией. С другой стороны, можно считать благоприятным и тот факт, что в некоторых случаях число испускающих центров лишь немногим отличается от всей испускающей поверхности.

Были также открыты и удовлетворительно согласованы с теорией соединенные эффекты температуры и сильного поля. Одним из наиболее известных эффектов этого рода является эффект Шоттки, представляющий собой действие сильного поля на обычное термо-ионное испускание. Этот эффект сразу становится понятным, если принять в расчет „поле изображения“, и присутствие его как раз служит убедительным доказательством реальности действия этого поля изображения на вылетевшие электроны. Эффект выражается (см. рис. 10) в понижении высоты барьера и вследствие этого в уменьшении функции эффективной работы пропорционально $\sqrt{F}$. Поэтому испускание увеличивается на множитель

$$e^{\frac{\alpha\sqrt{F}}{T}}$$

по сравнению со значением для слабого поля. Правильность введения этого множителя была многократно проверена, а в одной из последних работ де Брюина (de Bruyne) теоретически вычисленное значение α было до нескольких процентов подтверждено опытными данными.

В недавно опубликованной работе Милликэн утверждает, что он открыл небольшой температурный эффект при испускании электронов в сильных полях, вследствие которого формула (6) должна быть соответственно изменена, так что получится формула:

$$J = (B + B' T) F^2 e^{-\frac{\phi}{F}}$$

Согласно расчетам Хаустена (Houston), который вычислил формулу (5) до большего приближения, такое изменение формулы (6) по порядку величины соответствует теории.

Для полноты картины, я в заключение упомяну еще и о последнем типе электронного испускания, — о фото-электрическом эффекте. Теория легко объясняет как существование фото-электрического порога, довольно резкого при обыкновенных температурах, так и его тождественность с функцией термоионной работы. Это все довольно просто; но при переходе к вопросу о величине фото-электрического эффекта и об относительных интенсивностях, требуется уже значительно более детальное исследование. Первая и очень удачная работа по этому вопросу была сделана Вентцелем (Wentzel) и напечатана в сборнике в честь Зоммерфельда: Sommerfeld's Festschrift, Probleme der modernen Physik.

Вопрос об испускании электронов в первой стадии можно признать, таким образом, завершенным, как я это утверждал в начале своей лекции, и я кончаю свою речь. Но история об испускании электронов этим не заканчивается, и следует теперь перейти ко второй стадии разрешения вопроса, не делая уже больше столь жестоких упрощений, как те, которые позволили нам отвлечься от атомной структуры металлического поля.