

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное агентство по образованию
Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова
Кафедра общей и экспериментальной физики
Кафедра микроэлектроники

Методы определения работы выхода электрона и контактной разности потенциалов

Методические указания

*Рекомендовано
Научно-методическим советом университета для студентов,
обучающихся по специальности*

Ярославль 2009

УДК
ББК

*Рекомендовано
Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного издания. План 2009 года*

Рецензент
кафедра общей и экспериментальной физики Ярославского государственного университета им. П. Г. Демидова

Составители:
Н. А. Рудь, А. Н. Сергеев, М.Н. Преображенский

Методы определения работы выхода электрона и контактной разности потенциалов : метод. указания / сост. Н. А. Рудь; А. Н. Сергеев; М. Н. Преображенский; Яросл. гос. ун-т. – Ярославль : ЯрГУ, 2009. – с.

Данные методические указания содержат описание зонной модели твердого тела, понятия работы выхода и контактной разности потенциалов. Рассмотрены явление термоэлектронной эмиссии и эффект Шоттки. Кроме этого, приводятся схемы установок и описан порядок выполнения двух лабораторных работ.

Данные методические указания предназначены для студентов третьего курса физических специальностей физического факультета. Кроме этого они могут быть использованы студентами других специальностей и форм обучения.

Издание осуществлено при финансовой поддержке Программы "Развитие научного потенциала высшей школы (грант 2.1.1/466)"

Предназначены для студентов, обучающихся по специальности (дисциплина «», блок ФТД), очной формы обучения.

© Ярославский государственный
университет им. П. Г. Демидова, 2009

Краткая теория

1.1. Элементарные понятия зонной модели твердых тел

1.1.1. Обобществление электронов в кристалле

В твердом теле расстояния между атомами настолько малы, что каждый из них оказывается в достаточно сильном поле соседних атомов. Для того чтобы проследить, какое влияние оказывает это поле на энергетические уровни, рассмотрим следующий идеализированный пример. Расположим N атомов, например натрия, в виде пространственной решетки, свойственной кристаллу натрия, но на столь больших расстояниях друг от друга, чтобы взаимодействием между ними можно было пренебречь. В этом случае энергетическое состояние электронов в каждом атоме можно считать таким же, как и в отдельно взятом изолированном атоме. На рис. 1.1а показана энергетическая схема двух таких атомов. Каждый из них изображен в виде гиперболической потенциальной ямы, внутри которой проведены уровни $1s, 2s, 2p, 3s, \dots$. Уровни $1s, 2s$ и $2p$ у натрия полностью заняты, уровень $3s$ – занят наполовину, а уровни, расположенные выше $3s$, – свободны.

Из рис. 1.1а видно, что изолированные атомы отделены друг от друга потенциальными барьерами толщиной $r \gg a$, где a – постоянная решетки. Высота U барьеров для электронов, находящихся на разных уровнях, различна. Она равна расстоянию от этих уровней до нулевого уровня. Потенциальный барьер препятствует свободному переходу электронов от одного атома к другому. Расчет показывает, что при r порядка 10 межатомных расстояний в кристалле переход электрона $3s$ от атома к атому мог бы осуществляться в среднем один раз за 10^{20} лет.

В верхней части рис. 1.1а показана качественная картина распределения плотности вероятности $\rho = 4\pi r^2 \Psi \Psi^*$ обнаружения электронов на данном расстоянии от ядра. Максимумы этих кривых примерно соответствуют положению боровских орбит для этих электронов.

Теперь подвергнем атомы медленному однородному сближению, не нарушая симметрии. По мере сближения атомов взаимодействие между ними растет и на расстояниях, равных параметру решетки a , достигает значения, характерного для кристалла. На рис. 1.1б показана картина, соответствующая такому состоянию. Из рис. 1.1б видно, что потенциальные кривые, отделяющие соседние атомы (они показаны пунктиром), частично налагаются друг на друга и дают результирующие кривые, проходящие ниже нулевого уровня (они показаны сплошными линиями).

Таким образом, сближение атомов оказывает двойное действие на потенциальный барьер: оно уменьшает его толщину до значения порядка a и понижает высоту. Для электронов уровня $1s$ высота барьера становится равной U_1' , для электронов $2s$ – U_2' , для электронов $2p$ – U_3' . Для электронов же $3s$ высота барьера оказывается ниже первоначального положения уровня $3s$ в атоме натрия. Поэтому валентные электроны этого уровня получают возможность практически беспрепятственно переходить от одного атома к другому.

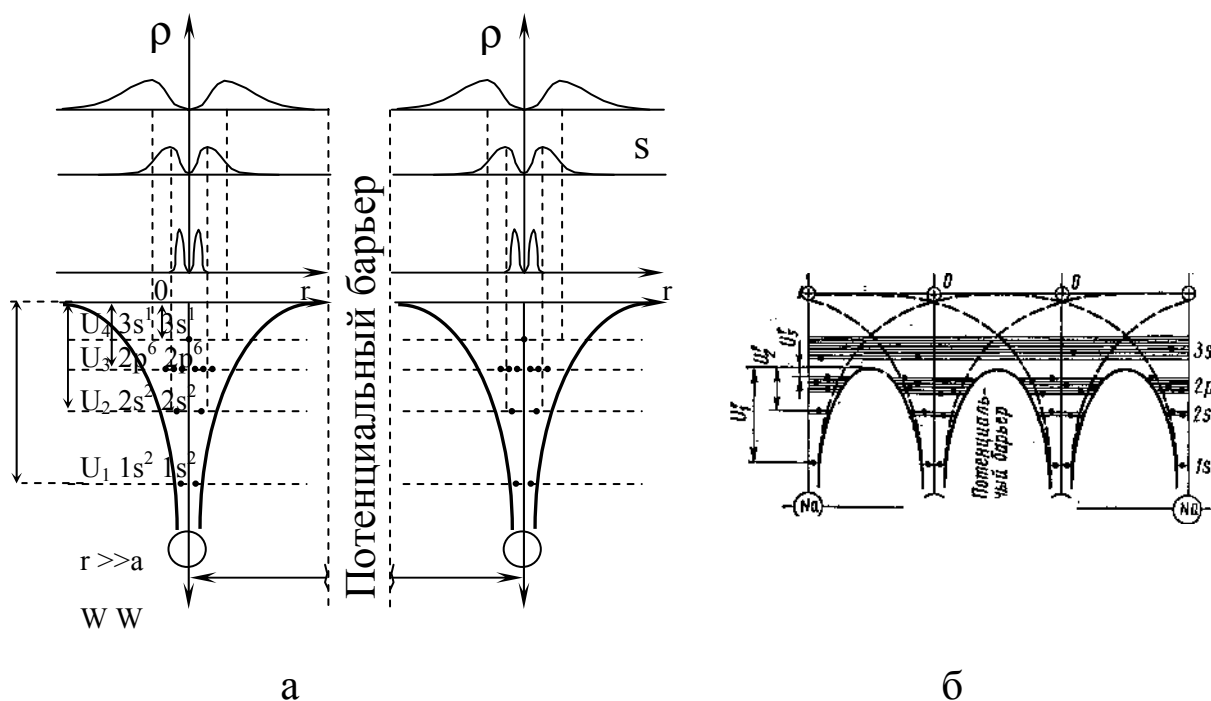


Рис. 1.1. Энергетическая схема двух изолированных атомов натрия:
 а – качественная картина распределения плотности вероятности;
 б – атомы при сближении на расстояниях, равных параметру решетки

Об этом свидетельствует и характер электронных облаков валентных электронов, показанных на верхней части рисунка: они перекрываются настолько сильно, что создают результирующее облако практически равномерной плотности (рис. 1.1б). Это соответствует состоянию полного их обобществления в решетке.

Такие обобществленные электроны называют обычно свободными, а их совокупность – электронным газом.

Вследствие резкого уменьшения толщины и высоты потенциального барьера при сближении атомов свободу перемещения по кристаллу получают не только валентные электроны, но и электроны, расположенные на других уровнях атомов. Их перемещение происходит путем туннельного перехода сквозь барьеры, отделяющие соседние атомы. Чем тоньше и ниже эти барьеры, тем полнее осуществляется обобществление электронов и тем они являются более свободными.

1.1.2. Энергетический спектр электронов в кристалле

Подобно тому, как основной задачей теории атома является описание состояния электронов в атоме и вычисление разрешенных уровней энергии, одна из основных задач теории твердого тела заключается в определении энергетического спектра электронов в кристалле. Приближенное количественное представление об этом спектре можно получить, пользуясь следующим методом рассмотрения поведения электронов в кристалле.

Движение электрона в кристалле можно приближенно описать следующим уравнением Шредингера:

$$\Delta\Psi + 2m/h^2 (W - U)\Psi = 0, \quad (1.1)$$

где U – потенциальная энергия электрона, W – полная энергия электрона, m – масса электрона.

Если обобществленные электроны сохраняют достаточно сильную связь с атомами, то их потенциальную энергию можно представить в следующем виде:

$$U = U_a + \delta U, \quad (1.2)$$