

Федеральное агентство по образованию
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
Ивановский государственный химико-технологический университет

В.И. Светцов, И.В. Холодков

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Учебное пособие

*Рекомендовано учебно-методическим объединением
по образованию в области химической технологии и
биотехнологии в качестве учебного пособия для
студентов высших учебных заведений, обучающихся
по специальности «Химическая технология
монокристаллов, материалов и изделий электронной
техники»*

Иваново 2008

УДК 621.382(075.8)

Светцов В.И. Физическая электроника и электронные приборы: учеб. Пособие / В.И. Светцов И.В. Холодков; Иван. гос. хим.-технол. ун-т. – Иваново, 2008. – 494 с. ISBN 978-5-9616-0267-8

Учебное пособие предназначено для студентов специальности «Химическая технология монокристаллов, материалов и изделий электронной техники», изучающих дисциплину «Физическая электроника и электронные приборы».

Печатается по решению редакционно-издательского совета ГОУПВО Ивановский государственный химико-технологический университет

Рецензенты:

кафедра электроники и микропроцессорных систем Ивановского государственного энергетического университета; доктор химических наук Г.В. Гиричев (Ивановский государственный химико-технологический университет)

ISBN 978-5-9616-0267-8

© Светцов В.И,
Холодков И.В., 2008

© ГОУ ВПО «Ивановский
государственный химико-
технологический
университет», 2008

ПРЕДИСЛОВИЕ

Электроника – одно из наиболее быстро развивающихся направлений науки и техники, которое определяет прогресс общества в целом.

Изучение физики явлений и физических основ работы электронных приборов является необходимым элементом подготовки инженеров, специализирующихся в области технологии материалов и изделий электронной техники.

Учебное пособие предназначено для студентов специальности «Химическая технология монокристаллов, материалов и изделий электронной техники», изучающих дисциплину «Физическая электроника и электронные приборы». Может быть полезно и для студентов других приборных и технологических специальностей, а также практических инженеров.

Учебное пособие подготовлено на основе курса лекций, читаемых одним из авторов студентам специальности «Химическая технология монокристаллов, материалов и изделий электронной техники». Оно состоит из шести разделов, каждый из которых сопровождается контрольными вопросами и набором заданий и задач для практических занятий и самостоятельной работы.

Материал пособия охватывает все разделы современной электроники, в том числе функциональную электронику и наноэлектронику, и полностью соответствует Государственному образовательному стандарту по специальности «Химическая технология монокристаллов, материалов и изделий электронной техники».

При подготовке пособия использована учебная и монографическая литература, список которой приведен, а также периодические издания по электронной технике и публикации в сети Интернет.

Замечания и пожелания по содержанию данного пособия просим направлять по адресу: 153000, г. Иваново, пр. Ф. Энгельса, 7, ИГХТУ, кафедра ТП и МЭТ или по E-mail: svetsov@isuct.ru.

ЧАСТЬ I. ВАКУУМНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Глава 1. Эмиссионная электроника

1.1. Электрон и его свойства. Электроны в твердом теле

Электрон является стабильной элементарной частицей с массой покоя $9,1 \cdot 10^{-31}$ кг и зарядом $1,6 \cdot 10^{-19}$ К. На электрон, движущийся в электромагнитном поле, действует сила Лоренца

$$F = \frac{e}{c} [H \times v] + eE, \quad (1.1)$$

где e – заряд электрона; c – скорость света; v , H и E – векторы скорости электрона и напряжённости магнитного и электрического полей.

При движении электрона в направлении, перпендикулярном силовым линиям однородного магнитного поля, действующая на него сила пропорциональна произведению модулей скорости электрона и напряжённости магнитного поля.

Электрон, прошедший разность потенциалов U , приобретает в электрическом поле энергию

$$U \cdot e = \frac{mv^2}{2}. \quad (1.2)$$

При высоких значениях ускоряющих напряжений необходимо учитывать зависимость массы движущегося электрона от скорости:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (1.3)$$

где m_0 – масса покояющегося электрона; c – скорость света; v – скорость движения электрона.

Электрон, как и любая материальная частица, в общем случае обладает не только корпускулярными, но и волновыми свойствами, связь между ними описывается уравнением Де-Бройля:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2eUm}}, \quad (1.4)$$

где λ – длина волны электрона; h – постоянная Планка; U – ускоряющее напряжение.

Волновые свойства электрона проявляются в том случае, если его движение ограничено областью пространства, линейные размеры которого соизмеримы с длиной волны электрона. Проявление волновых свойств делает невозможным описание движения электронов законами классической механики, так как электрону в этом случае не могут быть приписаны точные

значения координаты и импульса. Неопределенность этих величин связана между собой соотношением Гейзенберга, согласно которому произведение неточности в определении координаты частицы на неточность в определении ее импульса есть конечная величина порядка постоянной Планка:

$$m \cdot \Delta v \cdot \Delta x = \Delta p \cdot \Delta x \cong h, \quad (1.5)$$

где Δv , Δx , Δp – неопределенности в значениях скорости, координаты и импульса частицы.

Отметим, что речь идет не о погрешностях эксперимента, а о принципиальной невозможности одновременно и точно знать и координату и импульс частицы. Соотношение Гейзенберга может быть использовано для определения условий проявления волновых свойств электронов. Из соотношения неопределенностей легко показать, что при описании движения электронов в вакууме с вполне приемлемой точностью волновыми свойствами электрона можно пренебречь, тогда как описание движения электронов в атоме возможно только на основе квантово-механических представлений.

В твёрдом теле энергетические уровни отдельных электронов размываются в зоны разрешённых состояний, отделённые друг от друга запрещённой зоной (рис. 1.1).

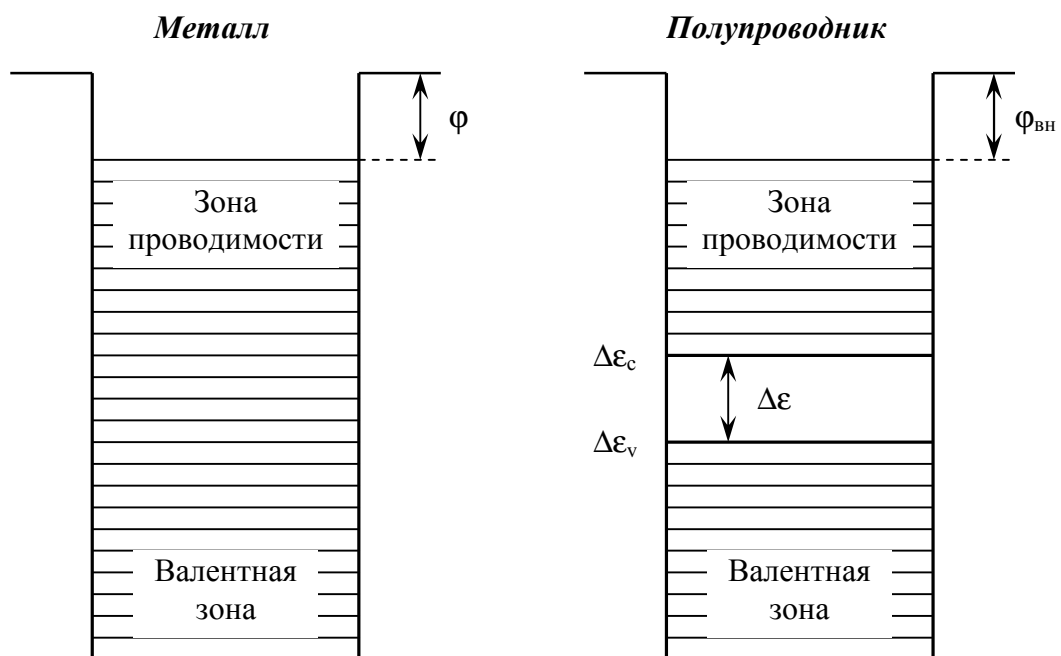


Рис. 1.1. Зонная структура металлов и полупроводников

В полупроводниках ширина запрещённой зоны сравнительно невелика и электроны, получая энергию извне, могут переходить из заполненной зоны в зону проводимости.

В металле заполненная зона и зона проводимости перекрываются и электроны можно рассматривать как свободные.

Энергетическое распределение электронов в металлах и полупроводниках описывается уравнением Ферми-Дирака:

$$\frac{dn_{\varepsilon}}{d\varepsilon} = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\exp\left\{\frac{(\varepsilon - \varepsilon_F)}{kT}\right\} + 1}. \quad (1.6)$$

Из анализа уравнения (1.6) следует, что уровень Ферми в полупроводниках располагается в середине запрещённой зоны. В металлах уровень Ферми – это верхний заполненный уровень при 0 К. Величина энергии Ферми зависит только от концентрации электронов в металле:

$$\varepsilon_F = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (1.7)$$

и для большинства металлов составляет от 5 до 10 эВ.

1.2. Эмиссионная электроника

Как видно из рис. 1.1, для перевода электрона из твердого тела в вакуум необходимо сообщить ему дополнительную энергию, которая носит название работы выхода. Работа выхода электронов из металла определяется разностью полной энергии потенциального барьера и энергией уровня Ферми. Для полупроводников полная работа выхода электронов складывается из внешней работы выхода и энергетической полуширины запрещённой зоны. В зависимости от способа подвода дополнительной энергии различают термо-, фото-, вторичную, авто и экзотермическую эмиссии.

1.2.1. Термоэлектронная эмиссия

Зависимость плотности термоэлектронного тока от температуры металла описывается уравнением Ричардсона-Дэшмана:

$$j = A_0 D T^2 \exp\left(\frac{-e\phi}{kT}\right), \quad (1.8)$$

где $A_0 = \frac{4\pi e m k^2}{h^3}$ – постоянная Зоммерфельда; D – средний коэффициент прозрачности потенциального барьера для электронов, энергия которых достаточна для его преодоления (для большинства металлов величина D близка к 0,5); j – плотность тока термоэлектронной эмиссии; ϕ – работа выхода электронов из металла.

Рассмотрим термодинамический вывод уравнения Ричардсона-Дэшмана. Для этого уподобим процесс испускания электронов металлом процессу испарения.

Зависимость константы равновесия испарения от температуры описывается уравнением:

$$\frac{d \ln K}{dT} = -\frac{\lambda}{RT^2}, \quad (1.9)$$

где K – константа равновесия процесса испарения; R – универсальная газовая постоянная; λ – теплота испарения.

Теплота испарения зависит от температуры в соответствии с уравнением:

$$\frac{d\lambda}{dT} = C_p - c_p. \quad (1.10)$$

Для интегрирования уравнения (1.10) необходимо определить теплоемкость электронного газа в металле (c_p) и вне его (C_p). Теплоемкость электронного газа вне металла C_p может быть принята равной теплоемкости идеального одноатомного газа, которая составляет $\frac{5}{2}R$. Теплоемкость электронного газа в металле c_p согласно классической теории может быть принята равной $\frac{3}{2}R$. Исходя из квантово-механических представлений тепло воспринимают только те электроны, которые находятся вблизи уровня Ферми на глубине порядка kT . Доля таких электронов невелика (около 1 – 2%), поэтому теплоемкостью электронного газа в металле можно пренебречь и принять ее равной нулю.

Таким образом, решение уравнения (1.10) будет различным в зависимости от принятой модели. Полагая, что теплоемкость электронов в металле равна нулю (квантово-механическая модель), получим:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{5}{2}RT. \quad (1.11)$$

Подставляя (1.11) в (1.9) и проведя интегрирование в пределах от 0 до T , получим:

$$K_p = CT^{\frac{5}{2}} \exp\left(-\frac{\lambda_0}{RT}\right), \quad (1.12)$$

где C – постоянная интегрирования.

В данном уравнении константа равновесия равна давлению насыщенного электронного пара P . Используя уравнения кинетической теории газов ($P = nkT$, $N = \frac{1}{4}nv$ и $v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$), найдем выражение для плотности потока электронов с поверхности металла N :

$$N = BT^2 \exp\left(-\frac{\lambda_0}{RT}\right). \quad (1.13)$$

Выражая плотность тока электронов j как произведение eN и заменив $\frac{\lambda_0}{R}$ на $\frac{\Phi}{k}$, получим уравнение Ричардсона-Дэшмана в виде:

$$j = AT^2 \exp\left(\frac{-e\phi}{kT}\right). \quad (1.14)$$

Проведя аналогичные преобразования в предположении, что теплоемкость электронов в металле равна $\frac{3}{2}R$ (классическая модель), придем к уравнению, полученному Ричардсоном на основе классических представлений:

$$j = AT^{1/2} \exp\left(\frac{-e\phi}{kT}\right). \quad (1.15)$$

Таким образом, значение показателя степени при температуре в предэкспоненциальном множителе зависит от выбора модели эмиттера.

Величина работы выхода электронов из металла зависит от температуры. Эта зависимость связана с влиянием температуры на энергию уровня Ферми. При увеличении температуры концентрация электронов в металле, а, следовательно, и энергия уровня Ферми, уменьшаются, а работа выхода электронов из металла как разность полного потенциального барьера и энергии уровня Ферми возрастает:

$$\phi = \phi_0 + \alpha T. \quad (1.16)$$

Температурный коэффициент работы выхода α составляет для большинства металлов $(6-7) \cdot 10^{-5}$ эВ/град.

В электронных приборах возле катода обычно создается внешнее электрическое поле, наличие которого приводит к уменьшению потенциального барьера на границе металл–вакуум, то есть работы выхода электронов из металла уменьшается (эффект Шотки). Энергетическая схема потенциального барьера на границе металл–вакуум при наличии внешнего поля приведена на рис. 1.2.

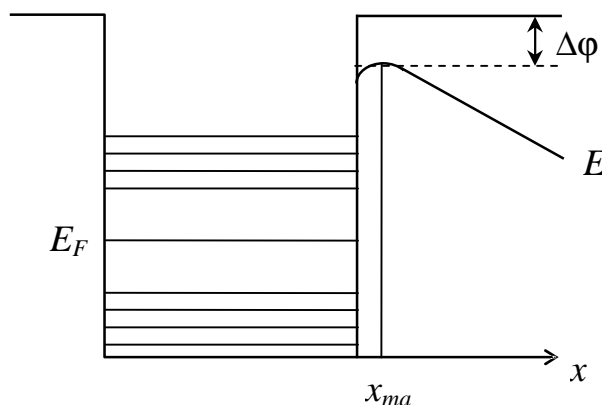


Рис 1.2. Энергетическая схема потенциального барьера на границе металл вакуум при наличии внешнего поля

Уменьшение работы выхода связано с тем, что отпадает работа против сил зеркального отображения справа от максимума и само поле совершает положительную работу:

$$F = eE = \frac{e^2}{4x_{max}^2}, \quad x_{max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e}{E}}, \quad (1.17)$$

где E – напряженность электрического поля; x_{max} – координата максимума на рис. 1.2.

Уменьшение работы выхода электронов из металла может быть найдено из уравнения:

$$\Delta\phi = \frac{e^2}{2x_{max}} = \sqrt{e^3 E}, \quad (1.18)$$

а уравнение термоэлектронной эмиссии может быть переписано в виде:

$$j = AT^2 \exp \left(- \frac{e \left(\phi - \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} \right)}{kT} \right). \quad (1.19)$$

Влияние эффекта Шотки на плотность термоэмиссионного тока проявляется реально только в режиме насыщения, когда все электроны, покидающие катод, достигают анода.

Значительные изменения работы выхода электронов наблюдаются при адсорбции атомов или молекул на поверхности эмиттера в результате образования двойного электрического слоя при поляризации или ионизации адсорбированных частиц. Величина изменения работы выхода зависит от дипольного момента p и поверхностной плотности диполей N_d : $\Delta\phi = 4\pi N_d p$. Адсорбция электроположительных атомов приводит к уменьшению работы выхода, причем наибольший эффект достигается при наличии 0.7 монослоя адсорбированных частиц (рис. 1.3).

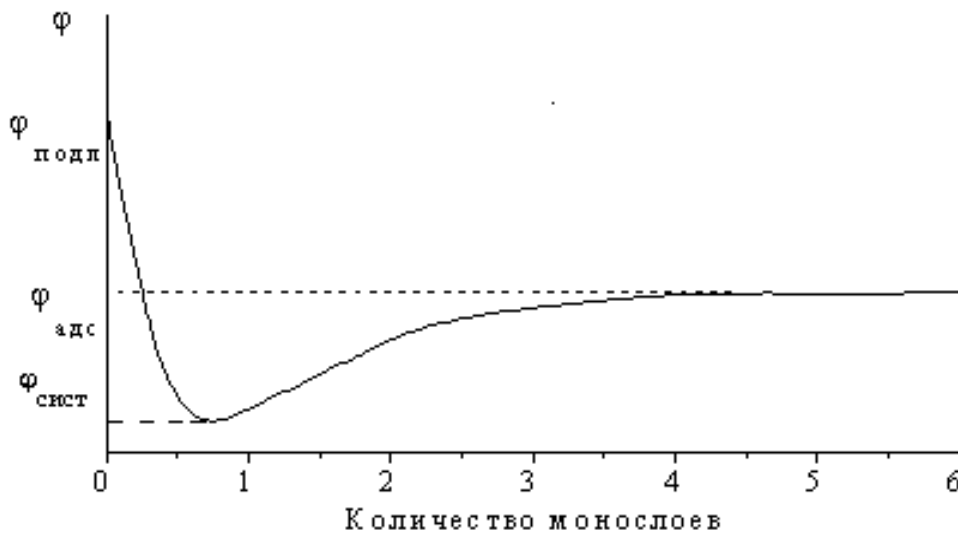


Рис. 1.3. Зависимость работы выхода электронов от количества адсорбированных монослоев

При дальнейшем увеличении плотности упаковки начинает сказываться взаимодействие диполей, ослабляющее эффект, а при адсорбции нескольких монослоев работа выхода эмиттера становится равной работе выхода адсорбированного вещества. Масштаб изменения величины работы выхода можно видеть из таблицы 1.1.

Таблица 1.1

Влияние адсорбированных слоёв на работу выхода электронов из вольфрама.
(Указаны минимальные значения работы выхода)

система	ϕ основы, эВ	ϕ примеси, эВ	ϕ системы, эВ
W – Th	4,5	3,4	2,6
W – Ba	4,5	2,5	1,6
W – Cs	4,5	1,9	1,5

1.2.2. Термозлектронная эмиссия с поверхности полупроводников

Энергетический барьер при переходе электрона с поверхности полупроводника в вакуум (полная работа выхода), как видно из рис. 1.1, складывается из полуширины запрещенной зоны полупроводника и внешней работы выхода:

$$\phi_{\text{полн}} = \Delta E/2 + \phi_{\text{внешн}}. \quad (1.20)$$

Для невырожденного полупроводника можно использовать классическое уравнение Ричардсона (1.15) для описания зависимости плотности эмиссионного тока от температуры. Но следует учитывать, что концентрация электронов в зоне проводимости зависит от температуры:

$$n = cT^{3/4} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right). \quad (1.21)$$

Комбинируя это уравнение с уравнением Ричардсона, можно получить:

$$j = AT^{5/4} \exp\left(-\left[\frac{\phi + \Delta E/2}{kT}\right]\right). \quad (1.22)$$

Отметим, что плотность термозмиссионного тока определяется в основном температурой в показателе экспоненты. Температура в предэкспоненциальном множителе слабо влияет на величину тока эмиссии.

1.2.3. Термокатоды

Эмиттеры, в которых используется испускание электронов при нагревании твёрдого тела, называются термокатадами. Термокатады классифицируют по способу нагрева (прямого и косвенного накала) и по виду эмитирующей поверхности (металлические, плёночные, в том числе эффективные, и полупроводниковые).

Различные типы термокатодов сравнивают по следующим параметрам:

- плотность эмиссионного тока при рабочей температуре;