

коэффициент ангармоничности в (1.63) и чем ниже температура Дебая.

Эти качественные соображения, развитые А. Ф. Иоффе, удовлетворительно согласуются с опытными данными.

1.5. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

РАБОТА ВЫХОДА

Для того чтобы оторвать от изолированного атома валентный электрон, необходимо затратить некоторую работу, т. е. сообщить электрону энергию, необходимую для преодоления сил притяжения. Эта энергия, выраженная в электрон-вольтах, называется (для газов) ионизационным потенциалом. Соответствующее понятие для твердого тела носит название работы выхода. Качественно происхождение работы выхода можно объяснить следующим образом.

На рис. 1.13, *a* изображены схематически энергетические спектры трех изолированных атомов одновалентного металла; штриховой линией обозначена потенциальная энергия электрона в электрическом поле ядра, сплошными горизонтальными линиями — энергетические уровни валентного электрона и следующий за ним свободный уровень. Стрелкой обозначен ионизационный потенциал.

На рис. 1.13, *б* показано, как модифицируется спектр электрона в металле. В этом случае энергетические барьеры между соседними атомами настолько снижаются, что валентные электроны приобретают возможность свободно перемещаться вдоль всего кристалла; из валентных уровней образуется наполовину заполненная валентная зона, из свободных уровней — следующая за ней свободная зона.

Однако, как видно из рисунка, ход потенциала на поверхности металла остается приблизительно таким же, как у изолированного атома: для того чтобы «вырвать» валентный электрон из металла, необходимо затратить значительную работу (обозначенную на чертеже стрелкой). Как уже упоминалось выше, эту работу и называют работой выхода.

Нарисованная выше картина чрезвычайно схематична. В действительности, в работу выхода входит целый ряд дополнительных составляющих: энергия взаимодействия отрываемого электрона со всеми (и в первую очередь с ближайшими) атомами кристалла (это взаимодействие,

как уже говорилось, приводит к смещению и расщеплению атомных уровней), энергия взаимодействия со свободными электронами (которая, в свою очередь, состоит из ряда компонент: энергии преодоления на поверхности двойного слоя, образующегося за счет давления электронного газа,

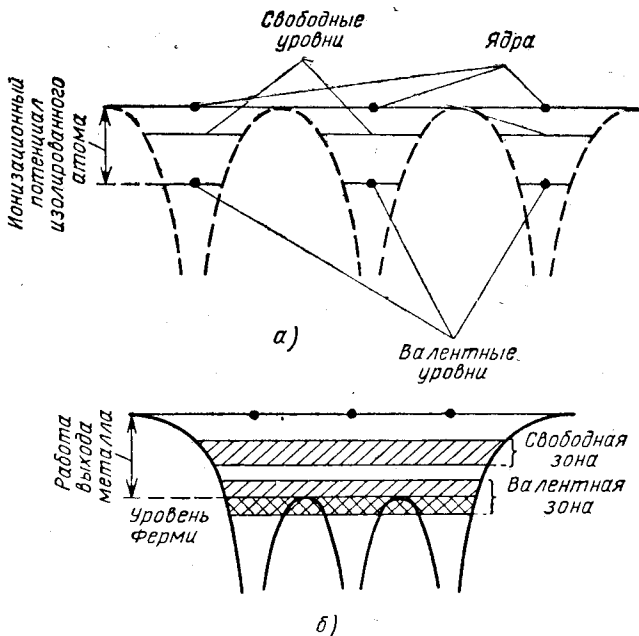


Рис. 1.13. Схема возникновения работы выхода:
 а — энергетический спектр электрона в изолированных атомах;
 б — энергетический спектр электрона в кристалле.

энергии преодоления сил зеркального изображения, энергии отталкивания за счет кулоновских сил и принципа Паули), состояние поверхности и др.

Упомянутые выше вопросы детально рассматриваются в курсах электроники; для нас же сейчас важно, что в результате перечисленных выше причин на поверхности металла для электрона образуется потенциальный барьер, для преодоления которого необходимо совершить некоторую работу.

Итак, согласно рис. 1.13, б работой выхода мы называем минимальную энергию, необходимую для удаления

электрона из металла, и измеряется она расстоянием от самого верхнего уровня, занятого электронами в металле, т. е. от уровня химического потенциала до потенциала электрона в пустоте.

Однако это определение будет строгим лишь при абсолютном нуле. При температуре, отличной от абсолютного нуля, на любом уровне выше уровня химического потенциала скапливается некоторое число электронов *), и такое определение работы выхода становится неточным. Однако если мы удалим некоторое количество электронов с какого-либо уровня, находящегося ниже уровня химического потенциала, то равновесие электронов в металле нарушится: начнутся перебросы электронов с более высоких уровней на освободившиеся и металл нагреется за счет освободившейся при этом энергии. Поэтому затраченную в этом случае работу нельзя называть работой выхода, так как часть ее пойдет на нагрев металла. Если же мы будем удалять электроны с уровня, находящегося выше уровня Ферми, процесс пойдет в обратном направлении: электроны будут переходить в большем количестве снизу вверх, чем сверху вниз, и в процессе восстановления равновесия металл охладится. Затраченная в этом случае работа будет меньше работы выхода, так как на вырывание электрона из металла, кроме этого, уйдет часть его внутренней энергии.

Учитывая все вышесказанное не только при абсолютном нуле, но и при температуре, отличной от абсолютного нуля, работу выхода отсчитывают от уровня химического потенциала и называют ее *изотермической* работой выхода.

Еще более сложным становится вопрос об определении работы выхода полупроводника: на вырывание электрона в вакуум из зоны проводимости требуется одна работа, из заполненной зоны — другая, с примесных уровней — третья. Однако и в этом случае можно показать, что если

*) При температуре, отличной от абсолютного нуля, в вакууме вокруг металла тоже имеется некоторое количество электронов — металл заряжен положительно и окружен отрицательной электронной атмосферой, плотность которой убывает по закону Больцмана по мере удаления от поверхности. При этом в условиях равновесия уровень химического потенциала для электронов и в металле и в вакууме будет одинаков, а потенциал будет возрастать по мере удаления от металла на расстояние порядка дебаевской длины.

мы будем удалять электроны с любого уровня, находящегося выше уровня химического потенциала, то материал будет охлаждаться; при удалении электронов с уровня, находящегося ниже уровня химического потенциала, он будет нагреваться. И только в том случае, когда мы будем одновременно удалять и те и другие электроны, причем в такой пропорции, чтобы их энергия в среднем равнялась энергии на уровне химического потенциала, температура останется неизменной. Поэтому и в полупроводниках изотермическую работу выхода отсчитывают от уровня химического потенциала, несмотря на то, что на этом уровне большей частью нет ни одного электрона, так как обычно он проходит где-то в запрещенной зоне (см. гл. 4).

Электрон может получить энергию, необходимую для того, чтобы покинуть металл (или полупроводник), различными способами: от падающего на поверхность металла света (на этом основаны вакуумные и газонаполненные фотоэлементы), от «бомбардирующих» поверхность быстрых электронов (на этом основаны фотоумножители) или других частиц и т. д. Эта энергия может быть также получена за счет внутренней энергии самого металла. Действительно, при достаточно высокой температуре распределение Ферми настолько «расплывзется», что в нем появится значительное количество электронов, энергия которых больше работы выхода; если какой-либо из таких электронов появляется вблизи поверхности металла и его скорость при этом направлена нормально к поверхности, то он может покинуть металл.

На этом явлении основана эмиссия электронов катодов электронных ламп. Работа выхода оксидных катодов значительно меньше, чем вольфрамовых, поэтому они требуют значительно меньшего подогрева, и в этом их основное преимущество.

КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ

Рассмотрим теперь, что происходит, когда мы приближаем друг к другу два различных металла. Не только при высокой, но и при любой температуре всегда имеется некоторое количество электронов, энергия которых достаточна для того, чтобы покинуть металл; чем меньше работа выхода, тем больше число таких электронов. Поэтому при соприкосновении металлов начнется обмен электро-

нами между ними *). Предположим, для определенности, что работа выхода первого металла меньше, чем второго (рис. 1.14, а) **). Тогда электронный ток слева направо $I_{s1} = Ae^{-W_1/kT}$ будет больше, чем ток в обратном направлении $I_{s2} = Ae^{2W_2/kT}$, поверхность второго металла будет заряжаться отрицательно, а на поверхности первого будет оставаться нескомпенсированный положительный заряд ***). Этот процесс будет продолжаться до тех пор,

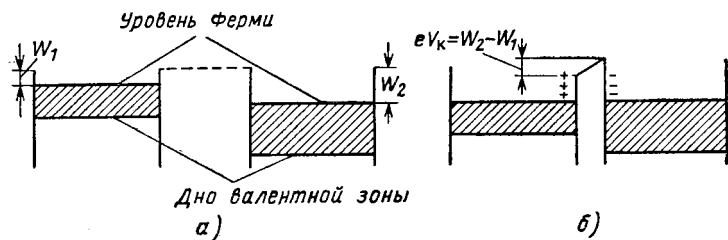


Рис. 1.14. Схема возникновения контактной разности потенциалов

пока возникшая вследствие этого в зазоре (который становится подобен плоскому конденсатору) разность потенциалов не компенсирует разность работ выхода $eV_k = W_2 - W_1$ (рис. 1.14, б).

Оценим количество электронов, которое должно перейти из одного металла в другой, чтобы создать равновесную разность потенциалов V_k . Предположим, что разность работ выхода $V_k = 1$ в и зазор между металлами $d = 10^{-7}$ см. Тогда поле в зазоре $E = 10^7$ в/см и поверхностная плотность заряда, необходимая, чтобы создать такое поле в зазоре, $q = E/4\pi$. Следовательно, количество электронов, которое должно перейти с 1 см² одного металла в другой, чтобы создать это поле, будет

$$n = \frac{q}{e} = \frac{E}{4\pi e} \approx 10^{12}. \quad (1.73)$$

*) Кроме этого, при достаточном сближении металлов появляется возможность перехода электронов из одного металла в другой за счет туннельного эффекта.

**) Здесь скачок потенциала на поверхности металлов для простоты показан вертикальным. Свободные зоны на рисунке не показаны.

***) Коэффициент зависит от плотности состояний в обоих металлах, от температуры и ряда других факторов; в данном случае существенно, что он одинаков в $I_{s1} = I_{s2}$.

Число атомов на поверхности металла $\sim 10^{16}$; следовательно, в первом металле всего лишь приблизительно 1% поверхностных атомов будет ионизован, а во втором такое же количество атомов получит избыточный заряд. После этого уровни химического потенциала сравняются. При этом электронный ток справа налево останется прежним, а поток электронов слева направо уменьшится, так как, для того чтобы перейти из первого металла во второй, электрону надо преодолеть не только работу выхода W_1 , но и разность потенциалов в зазоре V_K :

$$I_{s1} = A \exp\left(-\frac{eV_K + W_1}{kT}\right) = I_{s2}, \quad (1.74)$$

и результирующий ток $I = I_{s1} - I_{s2} = 0$.

Посмотрим теперь, что произойдет, когда к контакту будет приложена некоторая разность потенциалов V от постороннего источника электродвижущей силы.

ВЫПРЯМЛЕНИЕ НА КОНТАКТЕ ДВУХ МЕТАЛЛОВ

Рассмотрим два случая: первый, когда внешняя разность потенциалов V складывается с контактной (рис. 1.15, б) и полное падение напряжения на зазоре равно их сумме $V_1 = V_K + V$, и второй, когда внешняя разность потенциалов приложена в обратном направлении $V_2 = V_K - V$ (рис. 1.15, в) *).

Как видно из рисунка, в обоих случаях электронный ток справа налево останется неизменным $I_2 = I_s$, а ток слева направо в первом случае уменьшится:

$$I_1 = A \exp\left(-\frac{W_1 + e(V_K + V)}{kT}\right) = I_s e^{-\frac{eV}{kT}}, \quad (1.75)$$

а во втором — увеличится:

$$I_1 = A \exp\left[-\frac{W_1 + e(V_K - V)}{kT}\right] = I_s e^{\frac{eV}{kT}}; \quad (1.76)$$

результирующий ток в первом случае будет направлен справа налево:

$$I = I_1 - I_2 = I_s (1 - e^{-\frac{eV}{kT}}), \quad (1.77)$$

а во втором — слева направо:

$$I = I_2 - I_1 = I_s (e^{\frac{eV}{kT}} - 1). \quad (1.78)$$

*) В последнем случае мы будем предполагать, что $V < V_K$.

Можно объединить формулы (1.77) и (1.78), если току и напряжению будем приписывать положительный знак, когда они направлены слева направо, и отрицательный — для обратного направления; тогда в обоих случаях

$$I = I_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (1.79)$$

Как видно из (1.79), контакт обладает выпрямляющими свойствами: при положительном знаке V ток экспонен-

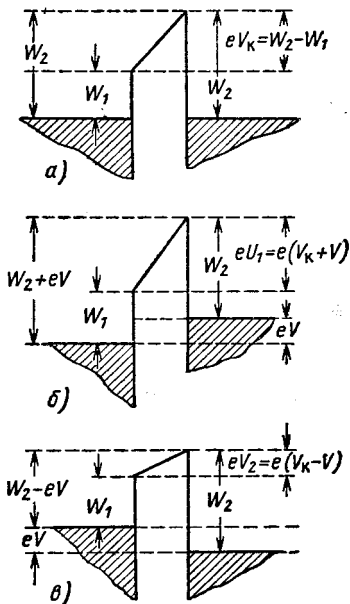


Рис. 1.15. Схема контакта двух металлов:

a — в отсутствие внешнего напряжения; $б$ — при напряжении, приложенном в запиорном направлении $eU_1 = eV_K + eV$; $в$ — при напряжении, приложенном в пропускном направлении $eV_2 = eV_K - eV$.

циально возрастает, при отрицательном — асимптотически приближается к I_s .

Полученная выше формула, по крайней мере качественно, описывает выпрямление на контакте полупроводника и металла и на контакте двух полупроводников.

Единственный случай, когда она до недавнего времени не подтверждалась на практике, это тот, для которого мы ее вывели: контакт двух металлов при обычных условиях не обладает выпрямляющим свойством.

Объясняется это тем, что при соприкосновении двух металлов зазор между ними становится очень тонким

и поэтому прозрачным для туннельного эффекта; при этих условиях сопротивление контакта становится чрезвычайно малым и одинаковым для обоих направлений тока.

Если между металлами поместить очень тонкий слой диэлектрика и таким образом увеличить ширину зазора, то туннельный эффект можно исключить, и тогда все выводы, сделанные выше, будут справедливы. Такие опыты действительно производились и подтвердили теорию, развитую выше. За последнее время начали разрабатываться специальные типы выпрямителей и нелинейных сопротивлений, основанных на выпрямляющих свойствах контакта двух металлов, разделенных изоляционной прослойкой. Слой, обедненный электронами, достаточно толстый, чтобы исключить туннельный эффект, образуется при определенных условиях на контакте полупроводника и металла. Этот случай мы и рассмотрим ниже.

КОНТАКТ ПОЛУПРОВОДНИКА И МЕТАЛЛА

Условия равновесия. Рассмотрим контакт электронного полупроводника и металла, причем предположим, что работа выхода полупроводника меньше работы выхода металла (рис. 1.16, а).

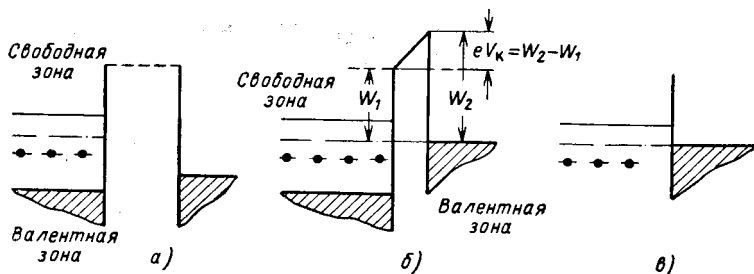


Рис. 1.16. Контакт электронного полупроводника и металла:

а — положение энергетических уровней полупроводника и металла до установления равновесия; б — схема распределения потенциала на контакте полупроводник — металл в равновесии без учета объемного заряда; в — контакт электронный полупроводник — металл в наиболее схематичном виде (без объемного заряда и вакуумного промежутка).

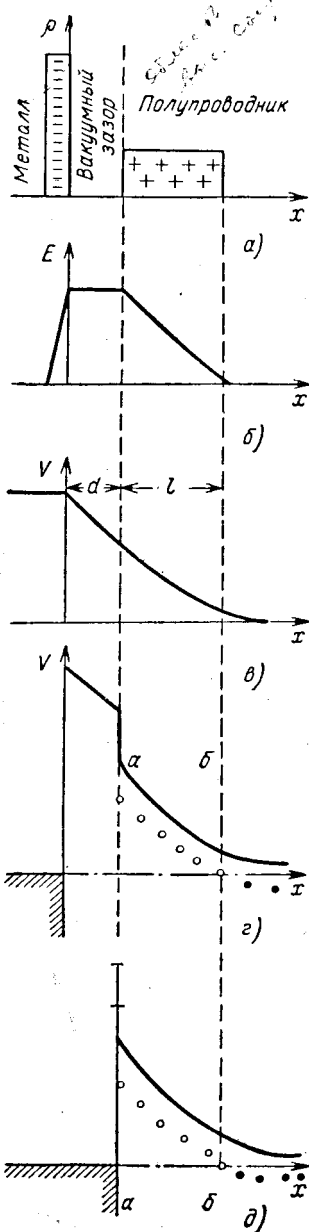
В этом случае в первый момент поток электронов из полупроводника будет больше, чем из металла, и металл начнет заряжаться отрицательно, а полупроводник —

положительно; этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока возникшая вследствие этого разность потенциалов не скомпенсирует разность работ выхода. Таким образом, схематически процесс установления равновесия будет происходить так же, как на контакте двух металлов (рис. 1.16, б). Однако картина, представленная на этом рисунке, является лишь очень грубой схемой, применимой, впрочем, для рассмотрения ряда контактных явлений (например, явления Пельтье *) , но недостаточной для понимания явления выпрямления.

Существенное отличие от контакта двух металлов возникает в данном случае вследствие того, что количество свободных электронов в полупроводнике (даже если включить сюда все электроны, локализованные на донорах) во много раз меньше, чем в металле, и вследствие этого слой, обедненный электронами, в полупроводнике будет во много раз толще.

Проиллюстрируем это следующим примером. Пусть контактная разность потенциалов и толщина зазора будут те же, что и в рассмотренном выше случае двух металлов $V_K = 1$ в и $d = 10^{-7}$ см. Тогда, повторив те же расчеты, мы получим число электронов, перешедших из полупроводника в металл, равное $5 \cdot 10^{12}$. Предположим, что число доноров в единице объема полупроводника $5 \cdot 10^{16}$, тогда, для того чтобы создать такой заряд, нужно ионизировать все доноры на значительном расстоянии от поверхности ($d_1 = 10^{-4}$ см), в 1000 раз большем, чем толщина зазора. Следовательно, в полупроводнике возникнет значительный слой объемного заряда, в котором плотность заряда будет постоянна, поле будет возрастать линейно, потенциал — квадратично (рис. 1.17). Основное падение потенциала будет, таким образом, сосредоточено не в зазоре, а в слое объемного заряда. Учитывая то, что зазор прозрачен для туннельного эффекта, мы в дальнейшем будем рисовать схему контакта полупроводника и металла так, как она представлена на рис. 1.17. На этом рисунке слой *a* — *б* настолько удален от уровня Ферми, что в нем почти нет свободных электронов. Этот слой, обладающий очень большим сопротивлением, называют запорным слоем.

*) Так как зазор между полупроводником и металлом прозрачен для туннельного эффекта, то при рассмотрении явления Пельтье схему контакта можно еще более упростить (рис. 1.16, в).



В том случае, когда работа выхода полупроводника больше, чем работа выхода металла, электроны переходят из металла в полупроводник и на контакте электронного полупроводника и металла образуется слой $a - б$ (рис. 1.18), обогащенный носителями, — антизапорный слой. Ход потенциала в этом случае изображен на рис. 1.18.

Антизапорный слой не обладает выпрямляющими свойствами, и мы его в дальнейшем рассматривать не будем. На границе дырочного полупроводника и металла запиорный слой образуется в том случае, когда работа выхода полупроводника больше, чем металла, и антизапорный — при обратном соотношении.

Во всех рассмотренных выше случаях запиорные слои образовались за счет ухода электронов (или дырок) в металл. Такие запиорные слои называются физическими. В ряде случаев за счет химического взаимодействия полупроводника и металла или специальной обработки поверхности полупроводника на контакте образуется слой нового

Рис. 1.17. Контакт электронного полупроводника и металла (с учетом объемного заряда):

a — распределение заряда; b — ход электрического поля; e — ход электрического потенциала (без учета скачков потенциала на поверхности полупроводника и металла); $г$ — ход потенциала с учетом скачков потенциала на поверхности полупроводника и металла; d — упрощенная зонная диаграмма контакта (без учета вакуумного зазора).

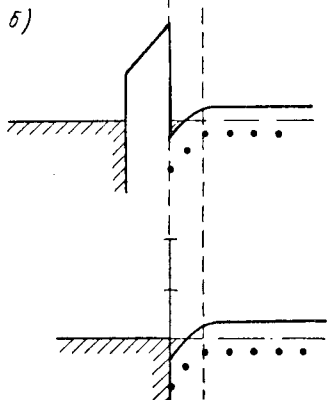
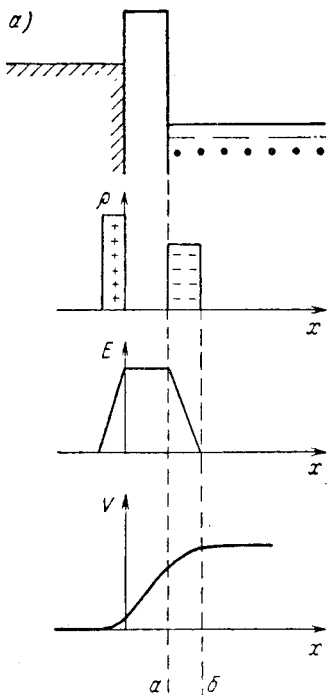


Рис. 1.18. Антисапорный слой на границе электронный полупроводник — металл:

а — до установления равновесия; б — после установления равновесия.

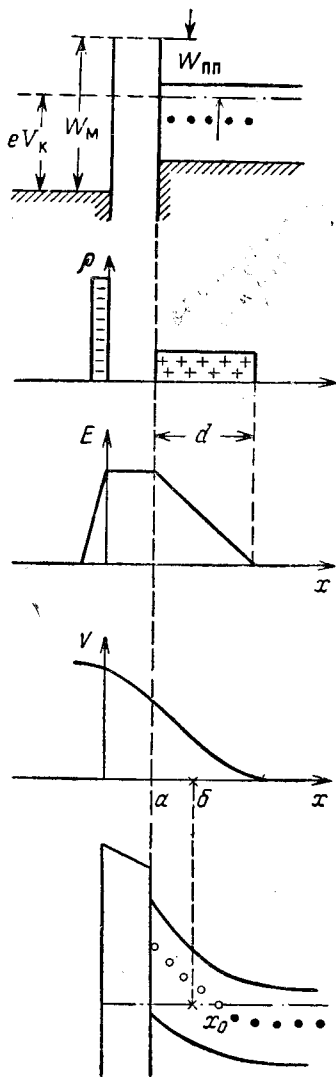


Рис. 1.19. Схема образования p-n перехода на границе полупроводник — металл.

вещества, по всей природе являющегося диэлектриком. Такие запирающие слои называются химическими.

В заключение этого раздела еще раз вернемся к рассмотрению запирающего слоя на контакте электронного полупроводника и металла, но предположим при этом, что разность работ выхода больше ширины запрещенной зоны полупроводника (рис. 1.19).

При этих условиях на границе с металлом образуется слой дырочного полупроводника (слой $a - b$ на рис. 1.19) с относительно низким сопротивлением; на некотором расстоянии от границы полупроводник становится электронным, в точке x_0 имеет место переход от дырочной проводимости к электронной — так называемый $p-n$ переход. В этом случае выпрямление будет происходить не на границе полупроводника с металлом, а на $p-n$ переходе.

ВЫПРЯМЛЕНИЕ НА КОНТАКТЕ ПОЛУПРОВОДНИКА И МЕТАЛЛА

Процесс протекания тока через выпрямляющий контакт существенно зависит от того, испытывают ли электроны соударения при прохождении через запирающий слой или нет. Первый случай реализуется тогда, когда длина свободного пробега l электрона меньше толщины запирающего слоя d , второй — при обратном соотношении.

В соответствии с этим существует две теории выпрямления: диффузионная ($l \ll d$) и диодная ($l \gg d$) (см. гл. 8).

Начнем с рассмотрения тонкого запирающего слоя $d \ll l$. В этом случае механизм протекания тока через запирающий слой ничем не отличается от протекания тока через вакуумный промежуток между двумя металлами *). Поэтому теория выпрямления имеет точно такой же вид, как и в рассмотренном выше случае контакта двух металлов. Введем обозначения: I_1 — ток справа налево (из полупроводника в металл); I_2 — ток слева направо (из металла в полупроводник).

В отсутствие внешней разности потенциалов оба тока равны:

$$I_{s1} = I_{s2} = I_s,$$

и результирующий ток $I = I_{s1} - I_{s2} = 0$ (рис. 1.20, а).

*) С тем лишь отличием, что в данном случае тонкий запирающий слой все же достаточно толст, чтобы исключить туннельный эффект.

Рассмотрим, как и ранее, два случая: первый, когда внешняя разность потенциалов складывается с контактной (рис. 1.20, б), и второй, когда внешняя разность потенциалов приложена в противоположную сторону (рис. 1.20, в). Как видно из рисунков, ток из металла в полупроводник в обоих случаях остается неизменным

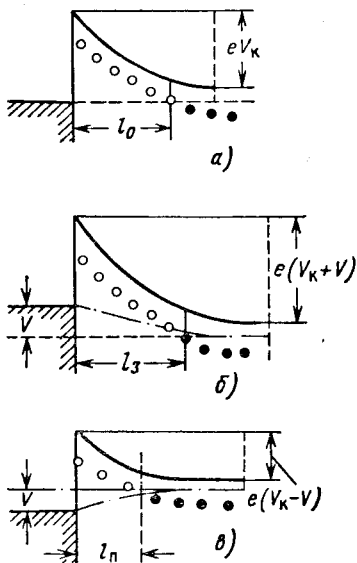


Рис. 1.20. Схема выпрямления тока на контакте полупроводник — металл.

$I_2 = I_s$ (так как в металле высота барьера, отсчитываемая от уровня Ферми, остается неизменной).

Для электронов, переходящих из полупроводника в металл, барьер в первом случае повышается: $V_1 = V_k + V$, и ток

$$I_1 = I_s e^{-\frac{eV}{kT}}, \quad (1.80)$$

во втором высота барьера понижается и ток

$$I_1 = I_s e^{\frac{eV}{kT}}. \quad (1.81)$$

Повторив те же выводы, которые делались при рассмотрении контакта двух металлов (и сохранив обозначения для полярности тока и напряжения), получим выра-

жение, аналогичное (1.79), для вольтамперной характеристики контакта:

$$I = I_s (e^{\frac{eV}{kT}} - 1). \quad (1.82)$$

Диодная теория (см. гл. 8) дает следующее выражение для тока насыщения:

$$I_s = \frac{1}{4} env_0 e^{-\frac{eV_K}{kT}}, \quad (1.83)$$

где n — концентрация носителей в объеме полупроводника;
 $n_0 = ne^{-eV_K/kT}$ — концентрация электронов вблизи поверхности;
 v_0 — их средняя тепловая скорость;
 eV_K — высота потенциального барьера.

Таким образом,

$$I = \frac{1}{4} env_0 e^{-\frac{eV_K}{kT}} (e^{\frac{eV}{kT}} - 1). \quad (1.84)$$

В случае, когда длина свободного пробега электрона меньше толщины запирающего слоя d (или точнее $l \ll d$), феноменологическая вольтамперная характеристика контакта остается прежней и выражение (1.82) для тока остается в силе.

Однако механизм прохождения тока через контакт при этом совершенно иной *): в этом случае электроны испытывают в запирающем слое множество соударений и результирующий электрический ток является разностью тока, создаваемого электрическим полем в запирающем слое, которое «гонит» электроны по направлению от контакта, и диффузионного тока, возникающего в результате наличия градиента концентрации носителей. Так как концентрация носителей тока вблизи контакта меньше, чем в объеме полупроводника, то диффузия создает ток в обратном направлении.

Теория дает следующее выражение для диффузионного тока электронов:

$$I_d = -eDn \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (1.85)$$

*) А поэтому и выражение для тока насыщения будет другим — см. ниже.

где D_n — коэффициент диффузии электронов, связанный с подвижностью соотношением Эйнштейна:

$$eD_n = kTu_n. \quad (1.86)$$

Таким образом, при наличии электрического поля и градиента концентрации полный электрический ток складывается из дрейфового и диффузионного:

$$I_n = I_0 + I_d = e \left(Enu_n - D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right)^*. \quad (1.87)$$

При отсутствии внешнего поля дрейфовый и диффузионный ток равны друг другу и результирующий ток равен нулю.

Если к контакту приложена внешняя разность потенциалов V в заперном направлении, т. е. внешнее поле складывается с контактным, то омический ток увеличивается и в предельном случае, когда он становится много больше диффузионного, ток через контакт равен

$$I = I_s = en_0 \bar{u}_n E = en_0 \bar{u}_n \frac{V_K + V}{l}, \quad (1.88)$$

где l — толщина заперного слоя.

При противоположном направлении поля дрейфовый ток уменьшается и разность диффузионного и дрейфового тока экспоненциально возрастает (см. гл. 8). Как мы уже упоминали, феноменологическое выражение для вольтамперной характеристики и в этом случае остается прежним (1.82), но (см. гл. 8)

$$I_s = en_0 \bar{u}_n E = en_0 \bar{u}_n \frac{V_K \mp V}{l}. \quad (1.89)$$

Учитывая, что произведение $\bar{u}_n E = v_d$ равно дрейфовой скорости электронов в поле заперного слоя, можно придать формуле (1.89) вид, идентичный (1.83), с точностью до коэффициента $1/4$:

$$I_s = en_0 v_d. \quad (1.90)$$

Однако существенное качественное и количественное различие выражений (1.83) и (1.89) заключается в следующем:

— при всех полях, которые могут существовать в заперном слое (вплоть до таких, при которых наступает

*) При наличии двух знаков носителей для дырочного тока выражение для I_p принимает вид, аналогичный (1.87).

пробой выпрямителя), дрейфовая скорость электронов меньше тепловой. Поэтому ток насыщения толстого запорного слоя много меньше, чем тонкого;

— с другой стороны, согласно (1.89) и (1.90) ток насыщения толстого запорного слоя зависит от приложенного напряжения и растет для запорного направления.

КОНТАКТ ДЫРОЧНОГО И ЭЛЕКТРОННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

В подавляющем большинстве выпрямителей, применяемых в настоящее время, выпрямление происходит не на контакте полупроводника и металла, а на контакте дырочного и электронного полупроводника — $p-n$ переходе. Поэтому этот случай имеет наибольшее научное и практическое значение.

Можно создать $p-n$ переход различными путями:

1) вблизи контакта полупроводника и металла, если ширина запрещенной зоны полупроводника меньше разности работ выхода полупроводника и металла (см. выше);

2) на поверхности полупроводника за счет примесных уровней и дефектов;

3) на границе двух различных полупроводниковых материалов с различным характером проводимости;

4) в объеме одного и того же материала, если в одной части он легирован донорной примесью, а в другой — акцепторной (или, если мы имеем дело с образцом с компенсированными примесями, в одной части объема имеется избыток доноров, а в другой — акцепторов).

Предположим вначале для простоты, что $p-n$ переход образуется путем создания механического контакта между двумя слитками (дырочного и электронного германия *).

Итак, пусть два слитка германия (дырочный и электронный) введены в соприкосновение друг с другом (рис. 1.21). Так как работа выхода для электронов в n -германии меньше, чем в p -германии, то с момента создания контакта возникает поток электронов слева направо

*) В реальных выпрямителях $p-n$ переход создается путем введения (вплавлением или диффузией) в примесный электронный полупроводник акцепторной примеси или в примесный дырочный полупроводник — донорной примеси. Однако избранный путь рассуждения нам представляется более наглядным.

и в n -германии создается слой положительного объемного заряда (с полностью ионизованными донорами), а в p -германии — слой отрицательного объемного заряда (с полностью занятыми акцепторами) (рис. 1.21, б). Переход электронов будет продолжаться до тех пор, пока создавшаяся таким образом разность потенциалов (рис. 1.21, г) не скомпенсирует разность работ выхода и уровни Ферми p - и n -слитков не сравняются друг с другом (рис. 1.21, д) (при этом заряды отрицательного и положительного слоя будут одинаковы, но толщина их может быть различной). Основное отличие p - n перехода от рассмотренного раньше контакта полупроводника и металла заключается в том, что здесь возможны и дырочный и электронный токи, причем в равновесии потоки электронов и слева направо и справа налево (и соответствующие потоки дырок) должны быть одинаковы. Нетрудно убедиться, что при равенстве уровней химического потенциала оба эти условия одновременно удовлетворяются. Действительно, каждый электрон из p -области может беспрепятственно перейти в n -область (так как контактное поле будет гнать его в этом направлении). Но число электро-

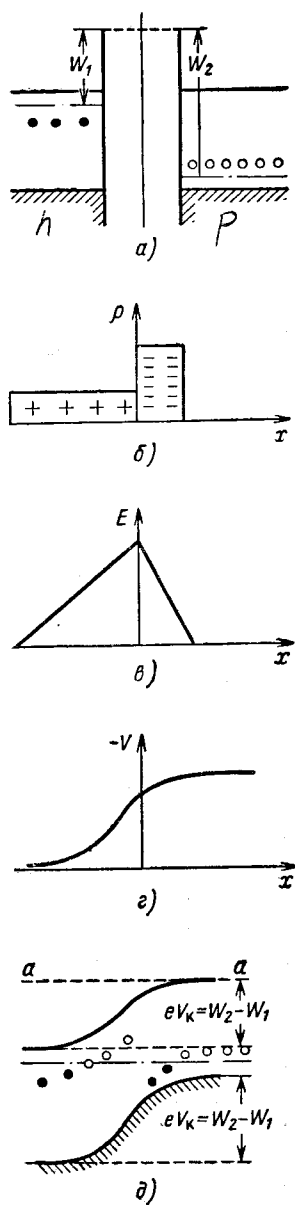


Рис. 1.21. Контакт дырочный полупроводник — электронный полупроводник (p - n переход):
 а — до установления равновесия; б, в, г, д — после установления равновесия (б — распределение зарядов; в — поле; г — ход потенциала; д — зонная диаграмма).

нов в p -области очень мало. Для того чтобы перейти из n -области в p -область, электрон должен иметь энергию, достаточную, чтобы преодолеть потенциальный барьер, и число таких электронов опять-таки будет определяться расстоянием от дна зоны до уровня $a - a$. Совершенно аналогичные рассуждения можно привести и для дырок.

ВЫПРЯМЛЕНИЕ НА p - n ПЕРЕХОДЕ

Диффузия неравновесных носителей. Представим себе, что в какой-либо точке или плоскости полупроводника каким-то образом создается избыточная по сравнению с равновесной концентрация носителей тока Δn_0 ; тогда избыточные носители будут диффундировать вглубь и по мере удаления от этой точки их концентрация будет спадать за счет рекомбинации по экспоненциальному закону

$$\Delta n(x) = \Delta n_0 e^{-\frac{x}{L}}, \quad (1.91)$$

где константа L — диффузионная длина, т. е. расстояние, на котором неравновесная концентрация уменьшается в e раз.

Теория показывает, что диффузионная длина выражается через коэффициент диффузии и время жизни носителей τ следующим образом:

$$L = \sqrt{D\tau}. \quad (1.92)$$

Упрощающие предположения. Для облегчения дальнейшего анализа предположим, что так как уровень Ферми в запиорном слое удален от свободной и заполненной зон, то концентрация и электронов и дырок в нем (запиорном слое) значительно меньше, чем во всем объеме полупроводника. Поэтому мы будем считать, что он представляет основное сопротивление для тока, а падением напряжения в толще полупроводника можно пренебречь.

Предположим далее, что диффузионные длины дырок и электронов значительно больше толщины запиорного слоя и что рекомбинация в нем, а также поверхностная рекомбинация на границе p - и n -области не играют существенной роли *).

*) Последнее условие не всегда соответствует реальной картине явления. На практике различают тонкие p - n переходы, для которых предположения, сделанные выше, правомерны, и толстые, для которых эти условия не соблюдаются.

При этих условиях можно упростить схему зонной структуры p - n перехода и представить ее так, как она изображена на рис. 1.22 (т. е. сжать всю область объемного заряда в одну вертикальную линию).

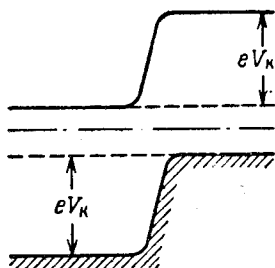


Рис. 1.22. Упрощенная схема зонной структуры p - n перехода.

Вольтамперная характеристика. Представим теперь, что к p - n переходу приложено напряжение V в пропускном

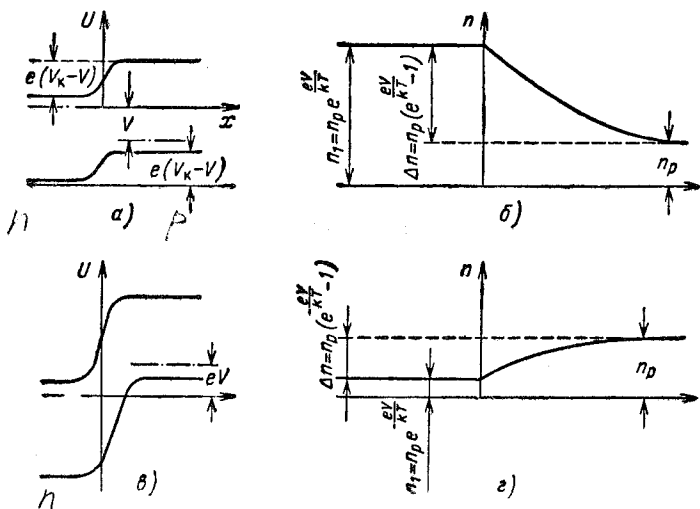


Рис. 1.23. Выпрямление на p - n переходе.

направлении, т. е. внешнее напряжение вычитается из контактной разности потенциалов и падение напряжения на нем $eV = e(V_K - V)$ (рис. 1.23, а).

Как видно из рис. 1.23, а и б, число электронов (n_p) в зоне проводимости p -области останется прежним, а сле-

довательно, не изменится и электронный ток справа налево, число же электронов n_1 в n -области, энергия которых будет достаточна для того, чтобы перейти в p -область, увеличится (так как уменьшится барьер):

$$n_1 = n_p e^{\frac{eV}{kT}}. \quad (1.93)$$

Вследствие этого электронное равновесие на границе p - и n -области нарушится. В результате наличия градиента концентрации в зоне проводимости возникнет диффузионный ток слева направо, электроны будут диффундировать в p -область и там постепенно рекомбинировать с дырками. Согласно (1.91) избыточная концентрация электронов в p -области будет убывать по закону

$$\Delta n(x) = (n_1 - n_p) e^{-\frac{x}{L_n}} = n_p \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_n}}. \quad (1.94)$$

Выражение (1.94) позволяет нам вычислить диффузионный электронный ток:

$$I_n = e D_n \frac{dn}{dx} = e \frac{D_n n_p}{L_n} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (1.95)$$

Это и будет полный электронный ток в p -области вблизи p - n перехода.

Аналогичным образом можно вычислить дырочный ток и n -области:

$$I_p = e \frac{D_p p_n}{L_p} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (1.96)$$

Таким образом, полный ток через p - n переход будет равен

$$I = e \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (1.97)$$

На достаточном расстоянии от границы концентрации электронов и дырок приходят к своим равновесным значениям, т. е. $dn/dx = dp/dx = 0$, и весь ток становится дрейфовым:

$$I = eE (u_n n + u_p p). \quad (1.98)$$

Однако в n -области $n_n \gg p_n$ и $I = eE u_n n_n$; в p -области, наоборот, $I = eE u_p p_n$. Возникает вопрос: каким обра-

*) Увеличение концентрации неосновных носителей при приложении напряжения в пропускном направлении называют инъекцией.

зом дрейфовый ток в толще полупроводника превращается в диффузионный в области p - n перехода? Качественно суть дела заключается в следующем. Электронный дрейфовый ток в n -области при подходе на диффузионное расстояние к p - n переходу начинает уменьшаться за счет рекомбинации с инжектированными в n -область дырками и до области объемного заряда уже доходит часть его $I_1 = I - I_p$; эта часть электронного тока инжектируется в виде диффузионного тока в p -область и там рекомбинирует с подходящим к границе дрейфовым дырочным током. Аналогичное рассуждение можно провести для дырочного тока в p -области.

Рассмотрим теперь, что происходит, если к p - n переходу приложено напряжение в запертом направлении (рис. 1.23, b и z). В этом случае (как и при пропускном направлении) концентрация электронов n_p в зоне проводимости p -полупроводника вдали от p - n перехода остается неизменной, концентрация же электронов n_1 в n -области с энергией, достаточной для перехода в p -область, уменьшается:

$$n_1 = n_p e^{-\frac{eV}{kT}}.$$

В этом случае электроны будут вытягиваться (экстрагироваться) из p -области в n -область, на границе возникает таким образом градиент концентрации и диффузионный ток в обратном направлении

$$I = e \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) (1 - e^{-\frac{eV}{kT}}). \quad (1.99)$$

Сохранив принятые выше обозначения для полярности тока, можно объединить формулы (1.97) и (1.99) в одну, как это делалось выше.

1.6. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ И КАЧЕСТВЕННАЯ КАРТИНА ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

Термоэлектрическими явлениями называются явления термо-э. д. с. (Зеебека), Пельтье и Томсона.

Сущность явления термо-э. д. с. (открытого Зеебеком в 1821 г.) состоит в том, что в электрической цепи, состоя-