

Физический факультет
кафедра общей физики и физики конденсированного состояния

Методическая разработка
по общему физическому практикуму

ПОЛУПРОВОДНИКИ
введение к лаб. работам № 60, № 61

3

Работу поставили доценты: Авксентьев Ю.И., Антипов С.Д.

Горюнов Г.Е.

Москва 2017 г.

Подготовил методическое пособие к изданию доц. Авксентьев Ю.И.

По электропроводящим свойствам все вещества можно разделить на проводники, изоляторы и полупроводники. К проводникам относятся все металлы, которые хорошо проводят электрический ток. Согласно классической электронной теории электроны в металлах рассматриваются как свободные и легко перемещающиеся под действием внешнего электрического поля. Электрическое сопротивление в металлах согласно этой теории возникает в результате рассеяния электронов проводимости на ионах кристаллической решетки, которые при температуре отличной от нуля совершают тепловые колебания.

Однако эта теория не может объяснить механизм проводимости в полупроводниках, в частности, температурную зависимость электрического сопротивления. В металлах с ростом температуры электросопротивление растет

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t),$$

где ρ_0 - удельное сопротивление данного металла при 0°C , α - температурный коэффициент сопротивления, равный $1/273$.

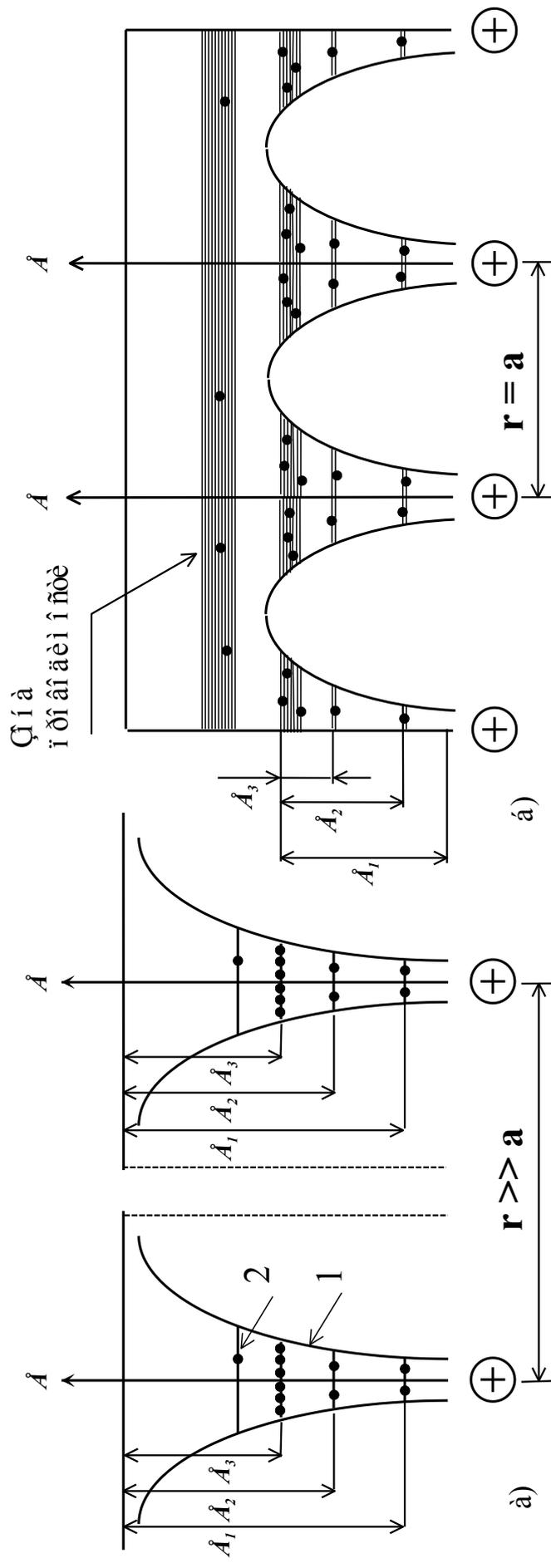
У полупроводников характер температурной зависимости удельного сопротивления иной. Для некоторого интервала температур он определяется зависимостью вида:

$$\rho = \rho_0 e^{\beta/T},$$

где ρ_0 , β - некоторые постоянные для данного интервала температур, характерные для каждого полупроводникового материала.

Такое поведение электросопротивления находит объяснение в *зонной теории* проводимости. Эта теория исходит из представления, что электроны в изолированном атоме каждого вещества распределяются по электронным оболочкам и в каждой оболочке может находиться не более некоторого вполне определенного числа электронов. Каждый электрон обладает некоторой энергией. Однако электроны, входящие в состав атома, не могут обладать любой энергией, а могут находиться лишь в "разрешенных" энергетических состояниях, или как их еще иначе называют уровнях. Электрон при определенных условиях может переходить с одного энергетического уровня на другой, разрешенный уровень, но не может находиться в каком-то промежуточном "запрещенном" состоянии. Опыт и теория показывают, что в атоме не может быть больше двух электронов, находящихся в одном и том же энергетическом состоянии.

Рассмотрим результат объединения атомов в кристалл. Для простоты возьмем атом натрия, имеющий 4 электронные оболочки.



Đèñ. 1

- 1 - ì ì òáí òèàèùí àý ýí àðàèý ýéàèòòí í à á ì í èá ýàðà,
- 2 - óðí áí è ýí àðàèè àòí ì à,
- - ýéàèòòí í.

Ближайшая к ядру оболочка имеет минимальную энергию и 2 электрона. Вторая, третья и четвертая оболочки находятся на больших расстояниях от ядра, имеют большую энергию и 2, 6 и 1 электрон в каждой. Предположим, что мы имеем N таких атомов, находящихся на расстояниях $r > a$ друг от друга, где a - параметр кристаллической решетки натрия. В этом случае атомы отделены потенциальными барьерами, и переход между уровнями отдельных атомов практически невозможен. Рис. 1а.

Теперь подвергнем атомы медленному сближению так, чтобы образовался кристалл. По мере сближения атомов взаимодействие между ними растет. Сближение атомов вызывает уменьшение высоты и толщины потенциальных барьеров, разделяющих атомы. Атомы начинают взаимодействовать, уровни энергии изменяются. Ранее совпадавшие N уровней энергии становятся различными. Высоты уровней валентных электронов оказываются выше потенциальных барьеров, и уровни оказываются общими для всех атомов. Иными словами, происходит обобществление уровней валентных электронов. В итоге формируется *энергетическая зона*, состоящая из N подуровней, где могут находиться валентные электроны, называемые электронным газом рис. 1б. Получается, что энергетические зоны появляются как результат расщепления дискретных уровней энергии электрона в атомах под действием электрического поля атомов решетки.

Количество энергетических уровней в каждой зоне очень большое (порядка числа атомов в кристалле), энергетические уровни расположены близко. Расстояние между соседними уровнями зоны порядка 10^{-22} электрон-вольт ($1 \text{ эВ} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). Значит, в некоторых случаях можно принять, что внутри зон энергия электрона изменяется непрерывно (как в классической теории). Но то, что количество уровней конечно, имеет принципиальное значение.

Промежутки между энергетическими зонами называются *запрещенными зонами*, так как электрон не может иметь соответствующую энергию. Тот факт, что запрещенные зона существуют, делит все материалы по типу проводимости на три вида - *проводники, полупроводники и диэлектрики*.

Ток - это направленное движение электронов. В квантовой механике, в которой и возникло представление о зонах, движение электронов - это переход из одного энергетического состояния в другое, которое должно быть свободным. Если зона полностью заполнена, то переходы в ней невозможны, а возможны только переходы в следующую зону при условии, что энергия, полученная электронами достаточно велика.

Полностью заполненная зона называется *валентной зоной*, а частично заполненная или полностью свободная - *зоной проводимости*.

В металлах возможны два варианта заполнения энергетических зон. В первом случае зона проводимости заполнена не полностью, в ней есть вакантные уровни, на которые могут переходить электроны в случае получения энергии, например, в электрическом поле рис. 2. Для некоторых металлов, например, цинка, магния, возможен другой вариант. В них целиком заполненная валентная зона перекрывается с пустой зоной

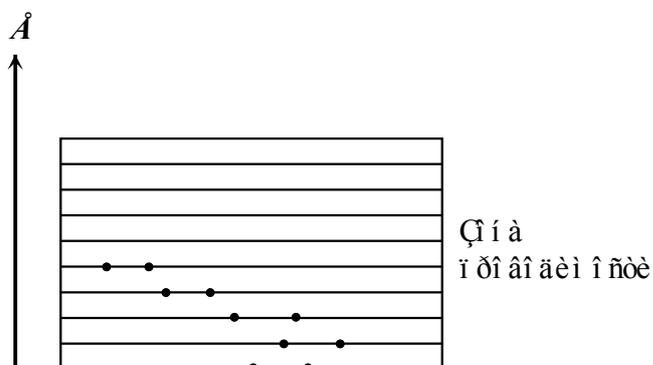


Рис. 2

электронов в зону проводимости. Такие материалы ток не проводят. Они являются хорошими изоляторами, рис. 3.

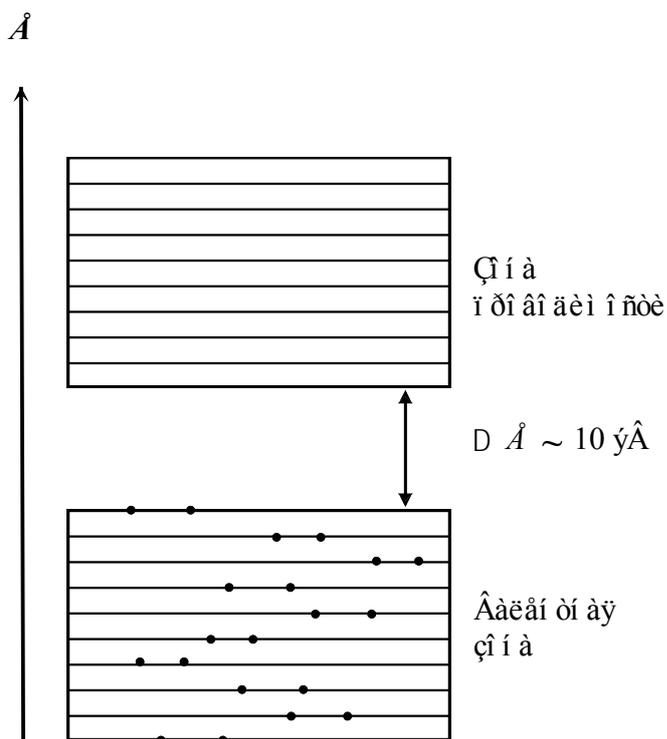


Рис. 3

из валентной зоны может переходить в зону проводимости и участвовать в проводимости. С ростом температуры число таких электронов увеличивается. Одновременно увеличивается и проводимость. Проводимость

проводимости. Такая структура зон приводит к тому, что металлы являются хорошими проводниками электрического тока даже при очень низких температурах.

В диэлектриках ширина запрещенной зоны составляет несколько эВ, т.е. энергия теплового движения при всех реальных температурах недостаточна для перехода

В полупроводниках при температуре близкой к 0 К валентная зона заполнена полностью, в ней нет вакантных состояний, на которые могли бы переходить электроны под действием электрического поля. Поэтому при низких температурах, когда все энергетические уровни заняты, проводимость в таких материалах отсутствует, рис. 4. Однако в отличие от диэлектриков в полупроводниках ширина запрещенной зоны, отделяющей валентную зону от зоны проводимости, невелика, порядка 1-го эВ. Это приводит к тому, что при повышении температуры некоторое количество электронов

за счет направленного движения отрицательно заряженных частиц - электронов называется *n-проводимостью*.

В результате исследований выяснилось, что электрическая проводимость в полупроводниках, обусловлена не только движением свободных электронов. Имеется и второй механизм электропроводности. При переходе электрона за счет теплового движения из валентной зоны в

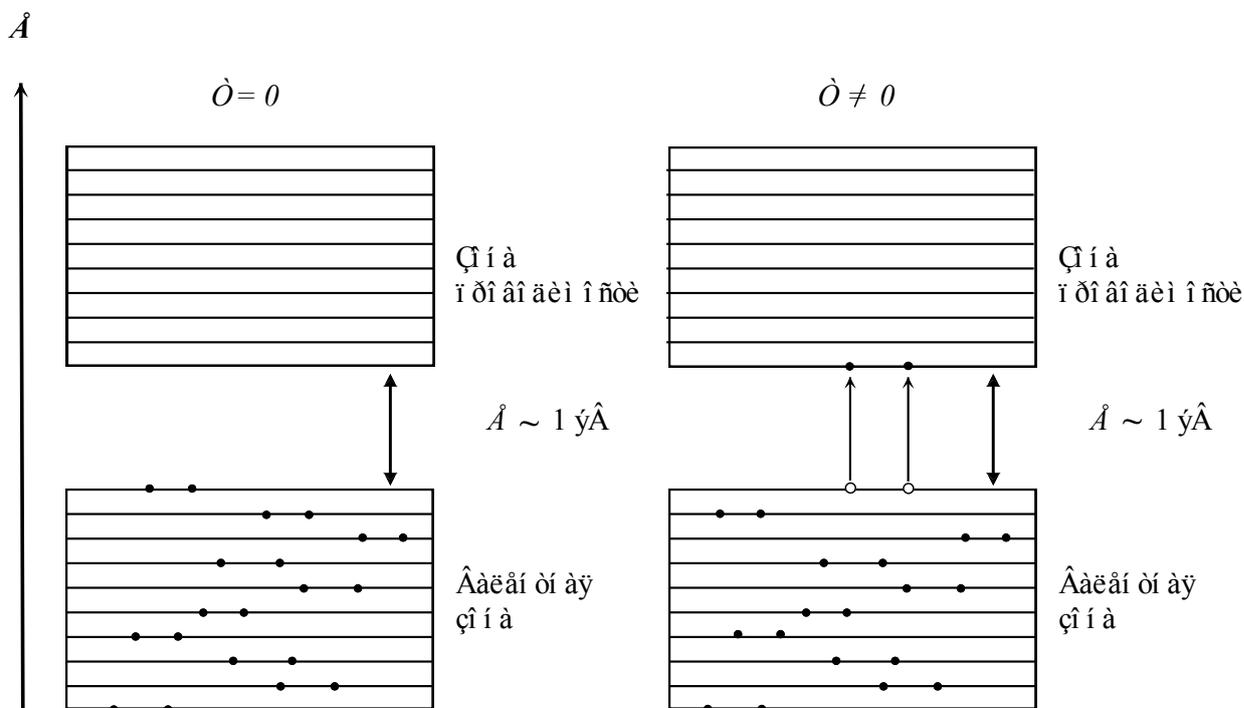


Рис. 4

зону проводимости на его месте образуется так называемая *дырка* - вакантное место в валентной зоне, которая в любой момент может оказаться занятой отрицательно заряженным электроном, перескочившим в нее с внешней орбиты соседнего атома, где, в свою очередь, образуется новая положительно заряженная дырка, рис. 4. Такой процесс может продолжаться сколь угодно долго — и выглядеть со стороны так, что электрический ток под влиянием внешнего напряжения обусловлен не движением электронов (которые всего лишь перескакивают с внешней орбиты одного атома на внешнюю орбиту соседнего атома), а направленной миграцией положительно заряженной дырки в направлении отрицательного полюса приложенной разности потенциалов. В итоге в полупроводниках наблюдается и второй тип проводимости (так называемая *дырочная* или *p-проводимость*), обусловленная, конечно же, движением отрицательно заряженных электронов, но, с точки зрения макроскопических свойств вещества, представляющая направленным током положительно заряженных дырок к отрицательному полюсу.

Следовательно, в идеально чистом полупроводнике при температурах отличных от нуля образуется одинаковое количество свободных электронов и дырок. Электроны и дырки находятся в состоянии термодинамического равновесия. Это значит, что возможны не только переходы валентных электронов в зону проводимости, но и обратные процессы, когда свободный электрон занимает вакантное место - дырку в валентной зоне и превращается в связанный электрон. В теории полупроводников процесс превращения связанных электронов в свободные с образованием электронно-дырочной пары носит название *генерации* носителей тока, а процесс превращения свободных электронов в связанные электроны - процессом *рекомбинации* носителей тока.

Проводимость идеально чистого полупроводника за счет электронов и равного им количества дырок получила название *собственной* проводимости, а сам полупроводник называют *собственным* полупроводником.

Однако наибольшее применение в технике получили не собственные полупроводники, а примесные. В примесных полупроводниках носители заряда создаются благодаря вводимой в кристалл примеси. Чтобы

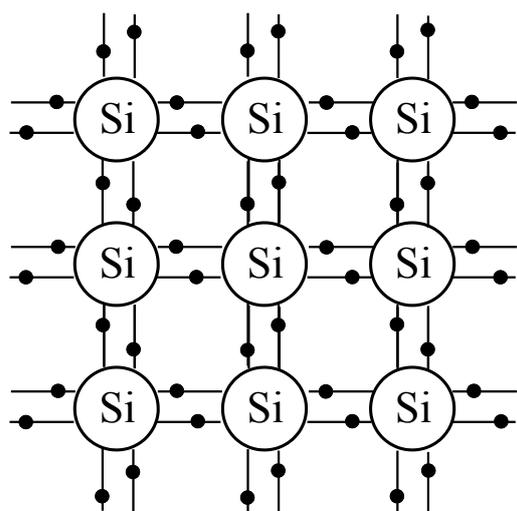


Рис. 5

создать примесный *полупроводник n – типа*, в кристалл вводят *донорную примесь*. Донорной она называется потому, что добавляет электроны в структуру кристалла. Рассмотрим создание полупроводника *n – типа* на примере кремния, материале, широко используемом в электронике.

При кристаллизации у соседних атомов кремния появляются общие орбиты, на которых в соответствии с принципом запрета Паули находятся два электрона. Поскольку атом кремния имеет четыре валентных электрона, то он использует эти электроны для связи с

четырьмя другими атомами, которые, в свою очередь, также выделяют по одному валентному электрону для связи с каждым из своих четырех соседних атомов, рис. 5. Если в кремний ввести атом элемента из 5 группы таблицы Менделеева, у которого во внешней оболочке имеется пять валентных электронов, то получится один избыточный электрон. Это произойдет потому, что кремний, имеющий четыре валентных электрона, образует ковалентную связь только с четырьмя электронами фосфора. Один электрон фосфора окажется слабо связанным со своим атомом, и достаточно даже небольшого воздействия, чтобы он его покинул и перешел в зону

проводимости. При этом атом примеси становится положительным ионом. Ион прочно связан с кристаллической решеткой и не может перемещаться подобно дырке.

Избыточные электроны примеси на энергетической диаграмме располагаются на так называемых *локальных донорных уровнях*. Эти уровни расположены в запрещенной зоне совсем рядом с зоной проводимости, рис. ба. Для того чтобы попасть в неё, электронам локального уровня необходимо

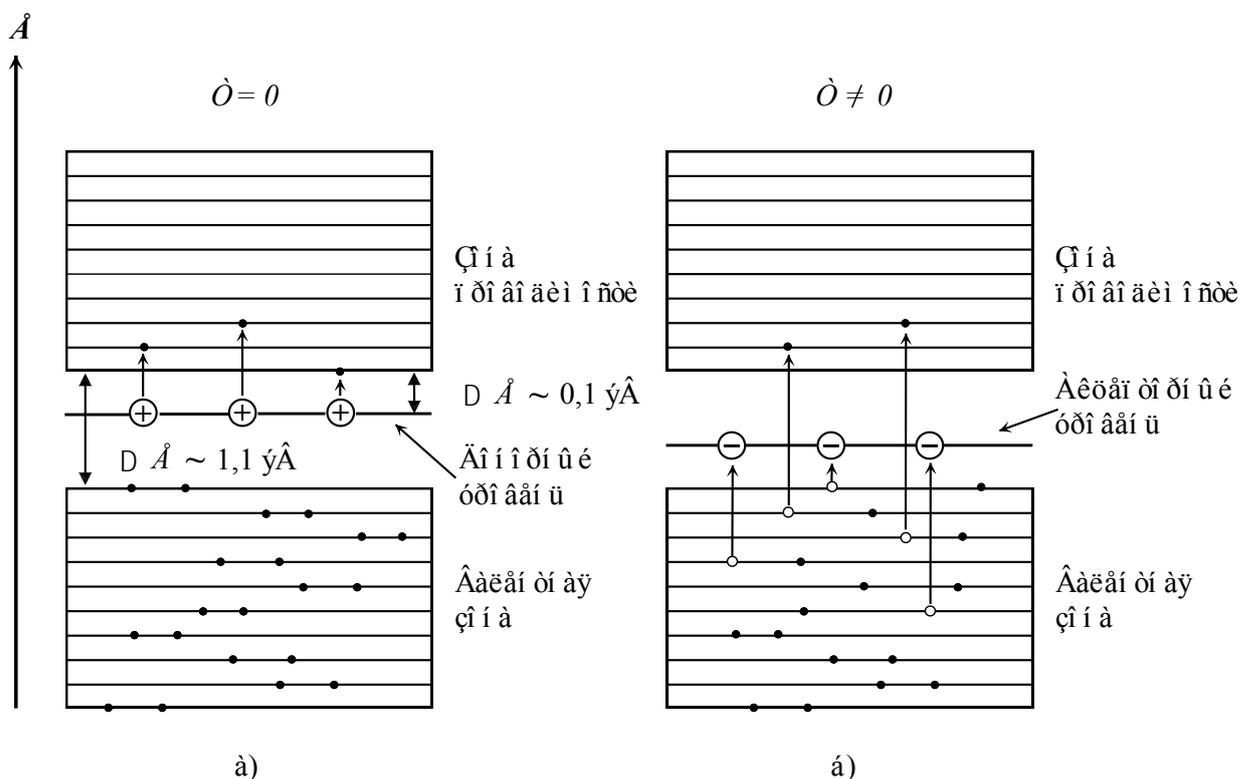


Рис. 6

получить около 0,1 эВ. Выходит, что в зоне проводимости оказываются в основном электроны созданные примесью, так как им легче перейти в неё, чем тем электронам, который находятся в валентной зоне и которым необходимо перейти всю запрещенную зону шириной 1.16 эВ. При достаточно высокой концентрации донорной примеси электронов в зоне проводимости оказывается во много раз больше чем дырок в валентной зоне, и они являются *основными носителями*, а дырки *неосновными*. Такой полупроводник называется *полупроводником n- типа*.

Чтобы создать *полупроводник p- типа*, в кристалл вводится *акцепторная примесь*. Например, если в кристалл кремния ввести атом элемента из 3 группы таблицы Менделеева, например, бора, то в результате получится положительный не скомпенсированный заряд. Это произойдёт потому, что кремний имеет 4 валентных электрона, а бор 3. Бор образует ковалентную связь с тремя ближайшими атомами кремния, а одна связь

будет разрушена и на её месте останется дырка. Дырки акцепторной примеси создают *локальные акцепторные уровни* в запрещенной зоне вблизи верхнего края валентной зоны кремния, рис. 6б. При незначительном увеличении температуры электрон из валентной зоны займет вакантное место на этом

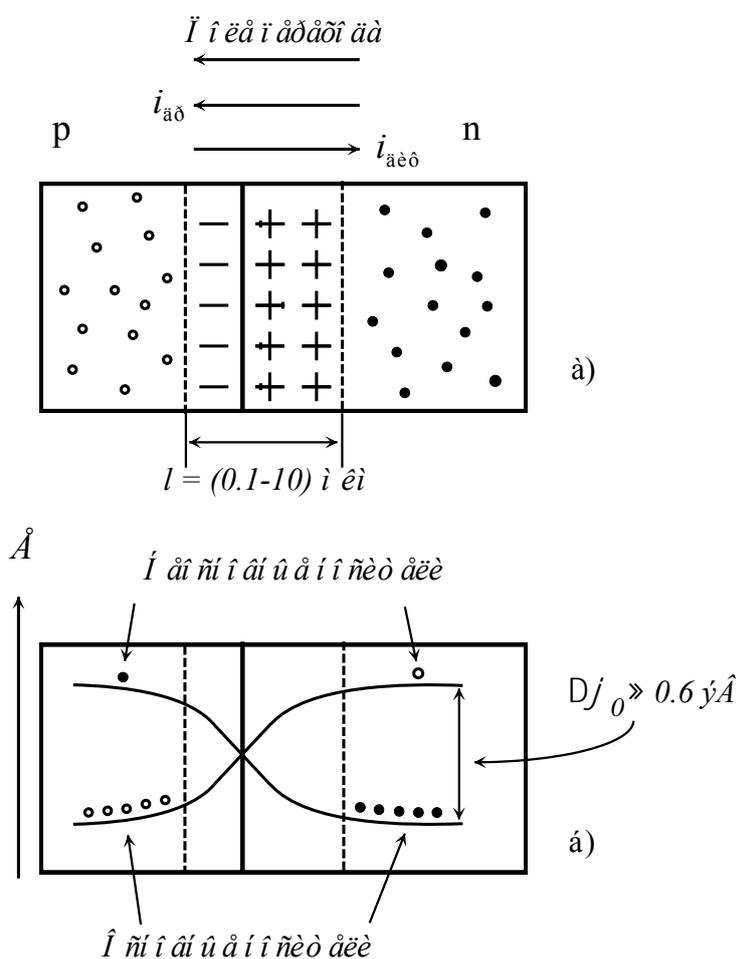


Рис. 7

уровне. В связи с этим, в валентной зоне кремния повысится концентрация дырок, вызванная акцепторной примесью, а число электронов в зоне проводимости останется прежним. При достаточно высокой концентрации акцепторной примеси дырок в валентной зоне окажется больше, чем электронов в зоне проводимости, и они становятся *основными носителями*, а электроны *неосновными*.

Примесные атомы вводятся в чистый полупроводник в очень малом количестве: один атом примеси на $10^6 - 10^8$ атомов исходного полупроводника. Столь малая концентрация атомов примеси не приводит к нарушению кристаллической решетки.

Рассмотрим

результат контакта двух полупроводников с разным типом проводимости. При контакте таких полупроводников на границе *p* и *n*- областей возникает градиент концентрации свободных носителей заряда и диффузия основных носителей заряда через границу между двумя областями. Дырки диффундируют из *p*-области в *n*-область, а электроны – из *n*-области в *p*-область. Попадая в *n*-область, дырки рекомбинируют с электронами. Аналогично электроны, углубляясь в *p*-область, рекомбинируют там с дырками. В результате рекомбинации число свободных носителей заряда в пограничной области убывает почти до нуля, вследствие чего она приобретает большое удельное сопротивление.

Диффузия основных носителей заряда через границу раздела p -и n -областей создает *диффузионный ток* в p - n -переходе, равный сумме электронного и дырочного токов:

$$i_{\text{диф}} = i_{p \text{ диф}} + i_{n \text{ диф}}.$$

Направление диффузионного тока совпадает с направлением диффузии дырок. Уход основных носителей заряда из слоев вблизи границы в соседнюю область оставляет в этих слоях не скомпенсированный неподвижный объемный заряд ионизированных атомов примеси: уход электронов – положительный заряд ионов доноров в n -области, уход дырок – отрицательный заряд ионов акцепторов в p -области, рис. 7а. В результате по обе стороны границы между p - и n - областями образуется слой неподвижных зарядов противоположных знаков -*запирающий слой*, который создает в p - n переходе внутреннее электрическое поле, направленное от n -области к p -области. Обычно запирающий слой достигает толщины порядка (0,1-10) мкм. Внутреннее поле перехода препятствует дальнейшей диффузии основных носителей заряда через границу, являясь для них так называемым *потенциальным барьером*, рис. 7б. Его действие определяется высотой потенциального барьера, измеряемой в электрон-вольтах. В кремниевых p - n переходах высота потенциального барьера $\Delta\varphi_0$ составляет $\approx 0,6$ эВ.

В результате появления потенциального барьера диффузионный ток уменьшается.

Уменьшая диффузию основных носителей заряда, потенциальный барьер в то же время способствует переходу через границу *неосновных* носителей. Совершая тепловое хаотическое движение, *неосновные* носители заряда попадают в зону действия электрического поля и переносятся им через p - n -переход. Движение неосновных носителей заряда под действием внутреннего электрического поля создает в p - n переходе *дрейфовый ток*, равный сумме электронной и дырочной составляющих:

$$i_{\text{др}} = i_{p \text{ др}} + i_{n \text{ др}}.$$

Так как диффузионный и дрейфовый ток имеют разное направление, то в отсутствии внешнего электрического поля суммарный ток через переход равен нулю, $i_{\text{диф}} = i_{\text{др}}$.

На практике чаще встречаются переходы с неодинаковой концентрацией донорной и акцепторной примесей. В этом случае p - n -переход называют *несимметричным*. В *несимметричном* p - n переходе концентрация примеси N в одной из областей на два-три порядка больше, чем в другой. По этой причине p - n переход в основном располагается в области полупроводника с меньшей концентрацией примеси, на рис. 7а области с электронной проводимостью, $N_a \gg N_d$.

Несимметричные переходы приобретают ряд очень полезных свойств, одним из которых является свойство *односторонней проводимости*.

При односторонней проводимости *p-n переход* в одном направлении проводит значительно больший электрический ток, чем в другом.

Если полупроводник с *p-n переходом* подключить к источнику напряжения так, чтобы положительный полюс источника был соединен с *p-областью*, а отрицательный с *n-областью* (такое подключение называется *прямым*), рис. 8а, то напряженность электрического поля в запирающем слое будет уменьшаться. Высота потенциального барьера $\Delta\varphi$ при этом снижается

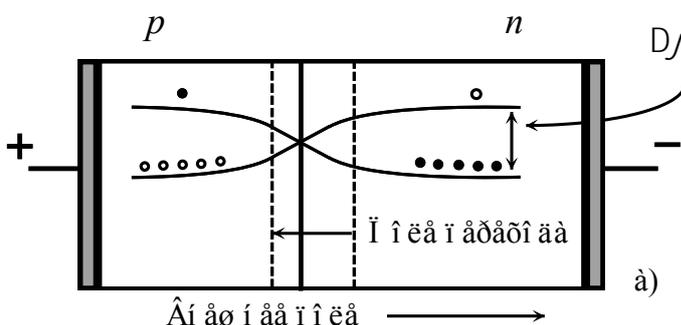
$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 - U.$$

В результате этого большое количество основных носителей зарядов получает возможность диффузионно переходить в соседнюю область. В каждой области появляются избыточные концентрации неосновных носителей. Процесс нагнетания неосновных носителей заряда в какую-либо область полупроводника называется *инжекцией*. С ростом напряжения результирующий ток через переход растет по экспоненциальному закону,

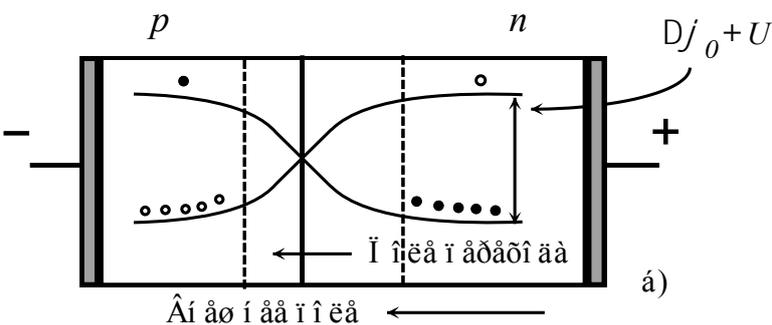
$$i \approx e^{kU},$$

где k - коэффициент пропорциональности.

Если полупроводник с *p-n переходом* подключить к источнику напряжения так, чтобы положительный полюс источника был соединен с *n*



областью, а отрицательный с *p-областью* (такое подключение называется *обратным*), то напряженность поля в запирающем слое возрастает, рис. 8б. Высота потенциального барьера увеличивается.



$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + U.$
С ростом обратного напряжения ток основных носителей прекращается, а дрейфовый ток неосновных носителей остается тем же. Так как число неосновных носителей мало и не зависит от приложенного напряжения, то обратный

Рис. 8

ток мал и стремится к предельному значению I_S - току насыщения. На рис. 9 приведена зависимость тока диода при прямом и обратном подключении напряжения.

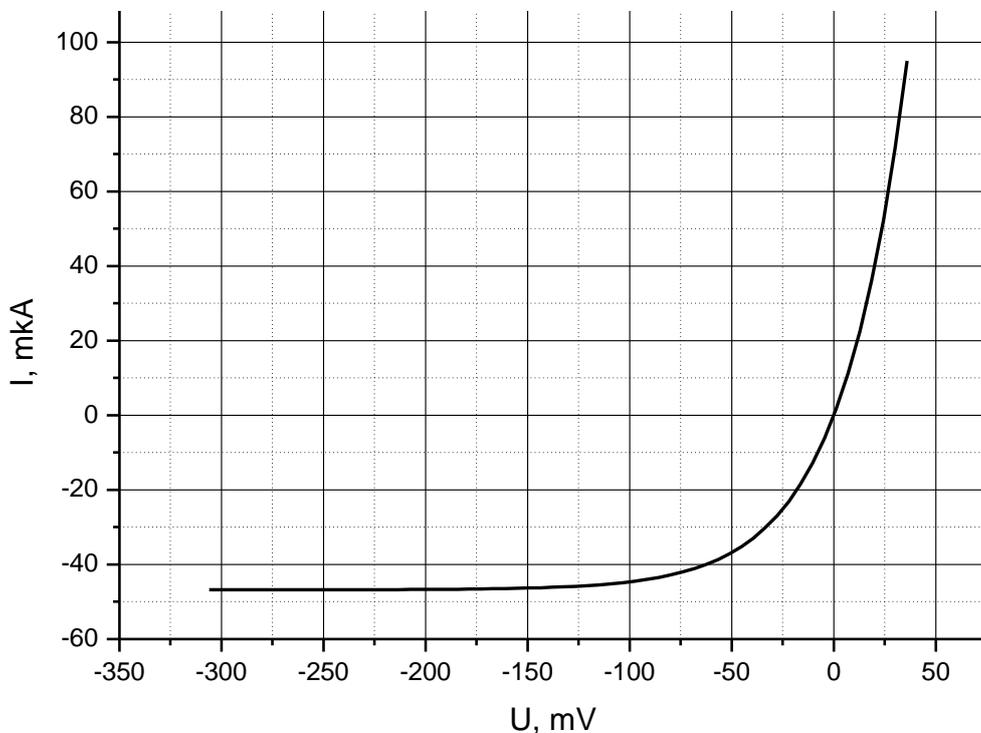


Рис. 9

Свойство односторонней проводимости используется при изготовлении полупроводниковых приборов: диодов и транзисторов. В диодах таких переходов один в триодах два. Свойства полупроводниковых диодов и триодов изучаются в лабораторных работах № 60 и № 61.

ЛИТЕРАТУРА.

САВЕЛЬЕВ И.В. Курс общей физики: Учеб. Пособие в 5 кн. Кн.5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц - 4-е изд., перераб.- М.:Наука. Физматлит. 1998. - 368 с.

Глава 8. Электропроводность металлов и полупроводников.

§ 8.6. Электропроводность полупроводников.