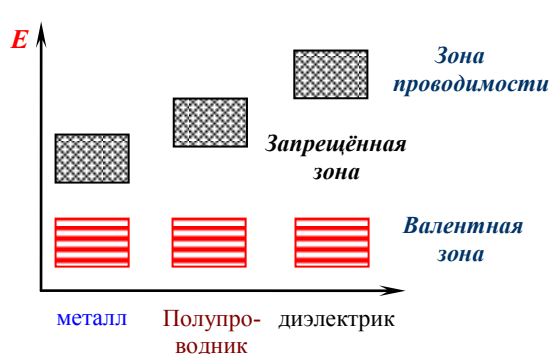


Тема: Зонная теория твёрдого тела

Краткие теоретические сведения

Существуют вещества, которые по проводимости электрического тока занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками. Такие вещества называют **полупроводниками**. К ним относится целый ряд химически чистых элементов (германий, кремний, селен и др.), а также некоторые химические соединения (минералы, сульфиды, оксиды).

При нормальных условиях удельная проводимость полупроводников имеет значение $\rho = (10^{-5} - 10^7) \text{ Ом} \cdot \text{м}$. Классическая теория электропроводности не смогла объяснить существование в природе полупроводников и диэлектриков. Это удалось объяснить в рамках, так называемой, **зонной теории твёрдого тела** (квантовой теории, согласно которой, энергетический спектр электронов в кристалле вещества представляет собой ряд чередующихся между собой зон разрешённых и запрещённых энергий электронов). По этой теории различие в электрических свойствах веществ объясняется различным заполнением электронами зон разрешённых энергетических уровней.

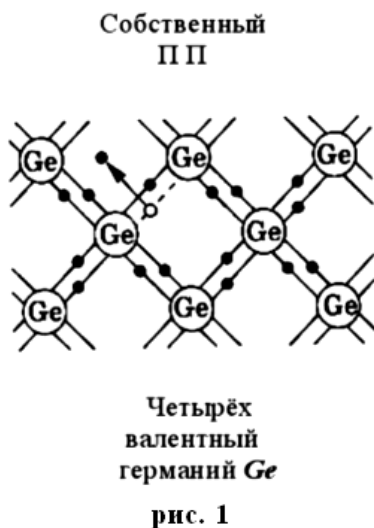


Образование зон при объединении одиночных атомов в кристалл связано с особыми квантовыми свойствами электронов, которые выражаются **принципом Паули**:

в квантовомеханической системе не может быть электронов в совершенно одинаковом квантовом состоянии (то есть с одинаковым набором квантовых чисел).

Благодаря этим свойствам при образовании кристалла происходит расщепление энергетических уровней изолированного атома на множество близкорасположенных, но несовпадающих друг с другом подуровней, число которых пропорционально количеству атомов в кристалле. Например, в металле в 1 м^3 содержится 10^{28} атомов. При ширине зоны порядка 1 эВ расстояния между подуровнями оказываются приблизительно 10^{-28} эВ . На каждом таком подуровне может находиться не более двух

электронов с противоположными спинами.



Наиболее характерным свойством полупроводников является то обстоятельство, что их удельное сопротивление может значительно изменяться под влиянием внешних воздействий. При определенных условиях (например, увеличении температуры, освещенности, в сильных электрических полях и т.д.) эти электроны могут приобрести энергию, достаточную для того, чтобы оторваться от атома и стать свободными электронами проводимости (на рис. 1 электроны обозначены темными кружочками). Энергию, необходимую для образования свободного электрона, называется **энергией активации**. На месте ушедшего электрона в валентной зоне образуется вакантное место, которое называют «дыркой» (на рис. 1 «дырка» обозначена светлым кружочком). Благодаря образованию «дырок» электроны валентной зоны, которые связаны с атомами кристаллической решетки, получают возможность наряду со свободными электронами так же участвовать в токе проводимости, если в кристалле создать электрическое поле. Это объясняется следующим образом: под действием сил со стороны электрического поля, один из валентных электронов какого-либо атома может перейти на вакантное место соседнего атома. В результате такого перехода в первом атоме образуется вакансия, то есть «дырка», а во втором атоме вакансия исчезает. «Дырки» в кристалле перемещаются по направлению внешнего электрического поля, то есть ведут себя как положительно заряженные частицы. Таким образом, движение «дырок» не является перемещением какой-то реальной положительной частицы. На самом деле по кристаллу

движутся валентные электроны, переходя от одного атома на свободное вакантное место соседнего атома, и так далее по кристаллу, образуя электрический ток (при этом эти электроны остаются связанными с атомами кристалла).

Можно считать, что «дырки», как и электроны, перемещаются по полупроводнику и являются носителями электрического тока. Такой механизм проводимости полупроводников называется **собственным**, а сами полупроводники называются **собственными**. В таких полупроводниках концентрация свободных электронов в зоне проводимости равна концентрации «дырок» в валентной зоне. Собственная проводимость очень маленькая и обычно не представляет практического интереса. Для увеличения электрической проводимости полупроводников применяют примеси.

Примесные полупроводники

Примесными называются полупроводники, электрическая проводимость которых обусловлена наличием в собственном полупроводнике примесей.

(например: при введении в кремний всего лишь 0.001% примеси бора увеличивает его проводимость в миллион раз)

Различают два типа примесных полупроводников:

- **n - типа** (основными носителями тока являются свободные электроны в зоне проводимости),
- **p - типа** (основными носителями тока являются дырки в валентной зоне).

Получение полупроводников n – типа

В кристаллическую решётку чистого полупроводника вводят примесь валентностью на единицу больше (например, в чистый четырёхвалентный германий Ge (или кремний Si) вводят примесь пятивалентного мышьяка). В этом случае четыре валентных электрона мышьяка образуют четыре ковалентные связи с четырьмя валентными электронами соседних атомов германия, а пятый электрон мышьяка оказывается лишним, слабо связанным с ядром, который может довольно легко при тепловых колебаниях атома мышьяка оторваться от него и стать свободным электроном проводимости. При этом атом мышьяка превращается в положительно заряженный ион, который свободно перемещаться по кристаллической решётке не может. Примеси, поставляющие полупроводникам свободные электроны, называются **донорными**.

Введение примеси в основную решётку искажает внутреннее электрическое поле кристаллической решётки, что приводит к возникновению в запрещённой зоне, так называемого, **донорного энергетического уровня D** вблизи дна зоны проводимости (см. рис 2).

Так как расстояние от донорного энергетического уровня ΔE_D до потолка зоны проводимости много меньше ширины запрещённой зоны ΔE (то есть $\Delta E_D \ll \Delta E$), то уже при комнатных температурах энергии теплового движения оказывается достаточно, чтобы перебросить электроны с примесного уровня в зону проводимости.

Получение полупроводников p – типа

В кристаллическую решётку чистого полупроводника вводят примесь валентностью на единицу меньше (например, в чистый четырёхвалентный германий (или кремний) вводят трёхвалентную примесь бора). В этом случае три ковалентные связи с тремя валентными электронами соседних атомов германия. Образование четвёртой ковалентной связи осуществляется путём захвата атомом бора одного электрона у атома германия из соседней кристаллической ячейки (это оказывается возможным из-за того, что атом бора по размерам меньше атома германия, в результате чего его валентные электроны оказываются ближе к ядру и сильнее притягиваются к нему, валентные электроны атома германия). При этом атом бора превращается в отрицательно заряженный ион, который свободно перемещаться по кристаллической решётке не может, и образуется вакансия электрона (то есть «дырка») у «обварованного» атома германия.

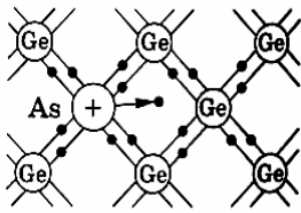
Примеси, поставляющие полупроводникам дырки в валентной зоне, называются **акцепторными**.

Введение примеси бора в основную решётку искажает внутреннее электрическое поле кристаллической решётки атомов германия, что приводит к возникновению в запрещённой зоне, так называемого, **акцепторного энергетического уровня A** вблизи потолка валентной зоны (см. рис. 3).

Так как расстояние от акцепторного энергетического уровня до потолка валентной зоны ΔE_A много меньше ширины запрещённой зоны ΔE (то есть $\Delta E_A \ll \Delta E$),

уже при комнатных температурах энергии теплового движения оказывается достаточно, чтобы перебросить электроны с валентной зоны на примесные уровни, в результате чего в валентной зоне образуются электронные вакансии, то есть «дырки», которые могут участвовать в токе проводимости.

ПП n – типа



Пяти
валентный
мышьяк As

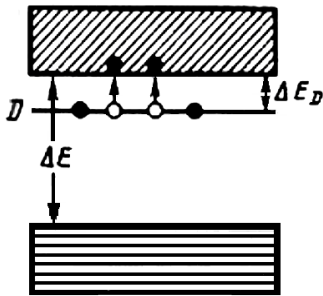
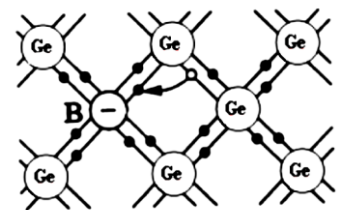


рис. 2

ПП p – типа



Трёх
валентный
бор B

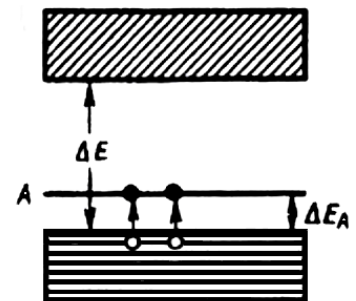


рис. 3

за

чем

то

Зонная структура металлов, полупроводников и диэлектриков

В зависимости от степени заполнения электронами зон проводимости и ширины запрещённой зоны, вещества ведут себя либо как проводники, либо как полупроводники или диэлектрики. Возможны четыре различных случая, представленных на рис. 4. Для этого рассмотрим вещество при температуре $T = 0$ К.

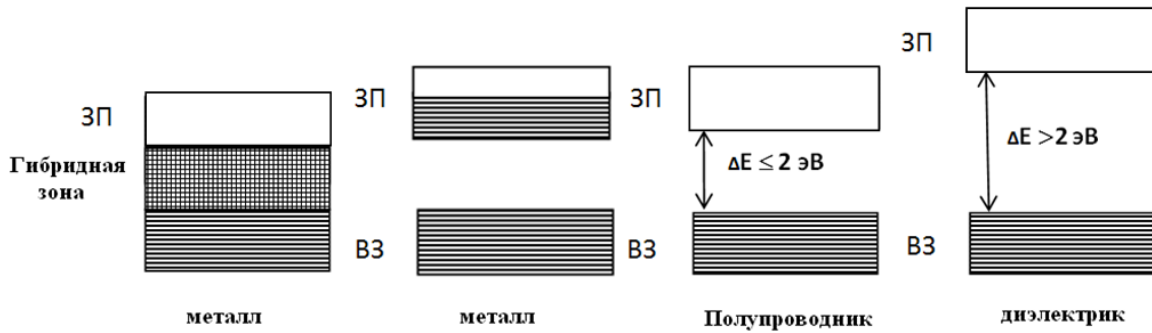


рис. 4 возможные случаи заполнения энергетических зон

1. Если полностью заполненная валентная зона ВЗ перекрывается с вышерасположенной свободной зоной проводимости ЗП, с образованием, так называемой, **гибридной зоны**, то такое вещество будет вести себя как проводник.
2. Если над полностью заполненной валентной зоной ВЗ находится частично заполненная зона проводимости ЗП, то такое вещество будет вести себя тоже как проводник.
3. Если над полностью заполненной валентной зоной ВЗ находится свободная от электронов зона проводимости ЗП, и ширина запрещённой зоны окажется меньше или равно 2 эВ (то есть $\Delta E \leq 2 \text{ эВ}$), то такое вещество будет вести себя как полупроводник (надо отметить, что при температуре $T = 0$ К полупроводники ведут себя как диэлектрики).
4. Если над полностью заполненной валентной зоной ВЗ находится свободная от электронов зона проводимости ЗП, и ширина запрещённой зоны окажется больше 2 эВ (то есть $\Delta E > 2 \text{ эВ}$), то такое вещество будет вести себя как диэлектрик.

Полупроводниковый диод

Полупроводниковым диодом называется искусственно созданный двухслойный полупроводниковый кристалл с разными типами электрической проводимости.

Один слой содержит акцепторную примесь и обладает проводимостью р-типа, а другой – донорную и обладает проводимостью n-типа.



При совмещении полупроводников *p*-типа и *n*-типа возникает пограничная область, называемая ***p-n* переходом** (или электронно – дырочным переходом), основным свойством которого является способность выпрямлять электрический ток, то есть проводить ток преимущественно в одном направлении.

Рассмотрим принцип действия *p-n* перехода. В *p*-области, помимо основных носителей – дырок, появляется небольшое число неосновных носителей – электронов, которые возникают там вследствие теплового движения из валентной зоны в зону проводимости. В свою очередь в *n*-зоне этот переход приводит к появлению соответствующего числа дырок. Дырки и электроны диффундируют во встречных направлениях через пограничный слой и рекомбинируют друг с другом, в результате этого *p-n* переход оказывается практически лишенным свободных зарядов и приобретает большое сопротивление. В пограничном слое *n*-области за счет ионов донорной примеси образуется положительный объемный заряд, а в *p*-области за счет ионов акцепторной примеси – отрицательный. Между полупроводниками образуется контактная разность потенциалов.

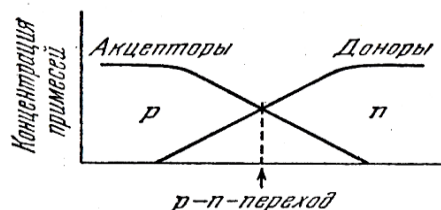


рис.5. Ход концентрации примесей при образовании *p-n* перехода.

Образовавшееся электрическое поле вызывает диффузионный ток (движение неосновных носителей), направление которого противоположно движению основных носителей (дрейфовый ток). При определенной разности потенциалов, называемой контактной, оба этих тока уравниваются и результирующий ток через переход равен нулю. Такое состояние перехода называется равновесным. При этом уровни Ферми в *n*- и *p*-областях выравниваются, но, так как расстояние между границами зон остается неизменным, то в области *p-n* перехода происходит искривление энергетических зон, в результате чего образуется потенциальный барьер, как для электронов, так и для дырок.

Если к *p-n* переходу приложить внешнее напряжение U в направлении, совпадающем с направлением контактной разности потенциалов (такое напряжение называется **обратным** или **запирающим**), то величина потенциального барьера растет, соответственно уменьшается ток основных носителей. Возникающий при этом обратный ток какое-то время зависит и от диффузной, и от дрейфовой составляющей и изменяется по экспоненте, но быстро достигает насыщения. Это

объясняется тем, что величина потенциального барьера становится так велика, что дрейфовый ток обращается в ноль. В дальнейшем, при увеличении напряжения, величина обратного тока не меняется, так как для диффузной составляющей тока барьера практически не существует.

Дальнейшее увеличение обратного напряжения вызывает резкое возрастание обратного тока, которое обусловлено эффектом ударной ионизации атомов кристаллической решетки электронами, приобретающими высокие скорости под действием приложенного напряжения. Этот момент соответствует разрушению перехода и называется **электрическим пробоем p - n перехода**.

Если подать напряжение такого направления, чтобы плюс был подключен к р-области, а минус - к п - области (такое напряжение называют **прямым**), потенциал в р-области увеличивается, а в п-области уменьшается. В результате величина потенциального барьера снижается и ток через переход растет по экспоненте за счет дрейфовой составляющей. Если внешнее напряжение достигает значения контактной разности потенциалов, то потенциальный барьер полностью исчезает, и с этого момента сила тока зависит от напряжения линейно, т.е. полупроводниковый диод при $U \geq \varphi_k$ представляет собой обычное омическое сопротивление. Следовательно, если экстраполировать прямолинейный участок зависимости $I=f(U)$ до пересечения с осью напряжений, можно определить значение контактной разности потенциалов φ_k .

Вольт - амперная характеристика (ВАХ) полупроводникового диода.

Так как электрический ток в полупроводниках создается основными и неосновными носителями электрического тока, имеются различия в зависимости $I = f(U)$ для прямого и обратного тока.

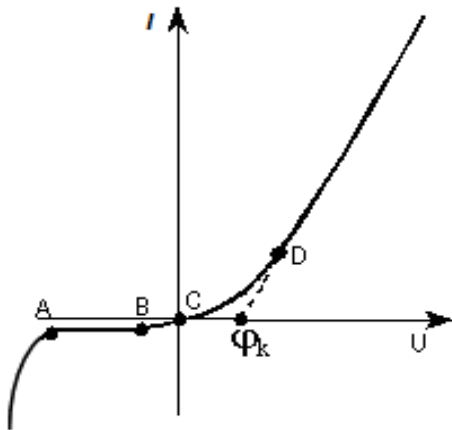


Рис. 2 ВАХ полупроводникового диода

$$I = I_{\text{диф}} + I_{\text{дрейф}} = I_{\text{нтт}} + I_{\text{онт}}$$

где $I_{\text{диф}}$ — диффузная, $I_{\text{дрейф}}$ — дрейфовая составляющие электрического тока. $I_{\text{нтт}}$ — ток неосновных, $I_{\text{онт}}$ — ток основных носителей.

При прямом включении полупроводника $U > 0$, величина потенциального барьера уменьшается, и прямой ток экспоненциально растет вследствие увеличения основных носителей (дрейфовая составляющая электрического тока). Это состояние соответствует участку CD на рисунке 6. При достижении значения $U \geq \varphi_k$, потенциальный барьер исчезает, и зависимость $I = f(u)$ приобретает практически линейный характер, т. е. полупроводниковый диод функционирует в роли омического сопротивления.

Теоретический расчет показывает, что выражение $I = I_0(e^{\frac{e}{kT}U} - 1)$, где I_0 — величина тока насыщения ($I_0 < 0$), описывает ВАХ полупроводникового диода. Действительно, экспоненциальным членом при

отрицательных напряжениях порядка 0,1-0,2 В можно пренебречь, и $I = I_0$.

При положительных напряжениях $e^{\frac{eU}{kT}} \geq 1$ и ток растет экспоненциально. Таким образом получаем правую и левую ветви ВАХ.

В случае, когда $U < 0$, величина обратного тока незначительно возрастает по экспоненте (участок СВ, рис. 6), а затем достигает насыщения, т. е. перестает зависеть от U (участок ВА, рис. 6); это связано с тем, что потенциальный барьер становится непреодолим для основных носителей, а обратный ток целиком обусловлен движением неосновных носителей, которое не зависит от приложенного напряжения. При дальнейшем увеличении обратного напряжения возникает электрический пробой (лавинообразное нарастание числа носителей электрического тока), а затем, вследствие разогрева полупроводника, — тепловой пробой и разрушение контактного слоя.