



# ПОЛУПРОВОДНИКИ

Авторы: Н. С. Аверкиев, Е. Л. Ивченко, С. А. Тарасенко

---

ПОЛУПРОВОДНИКИ, вещества, характеризующиеся электрич. проводимостью  $\sigma$ , промежуточной между проводимостью хороших проводников, напр. металлов ( $\sigma \approx 10^4 - 10^6 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ ), и хороших диэлектриков ( $\sigma \approx 10^{-12} - 10^{-10} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ ) (проводимость указана при комнатной темп-ре).

Характерной особенностью П. является сильная зависимость их проводимости от темп-ры, причём в достаточно широком интервале температур проводимость П., в отличие от металлов, экспоненциально увеличивается с ростом темп-ры  $T$ :

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\varepsilon_a/kT).$$

Здесь

$k$  – постоянная Больцмана,

$\varepsilon_a$  – энергия активации электронов в П., которая может меняться от нескольких мэВ до нескольких эВ,

$\sigma_0$  – коэф. пропорциональности, который также зависит от темп-ры, но эта зависимость более слабая, чем экспоненциальная. С повышением темп-ры тепловое движение разрывает часть химич. связей в атомах П. и электроны, число которых пропорционально

$\exp(-\varepsilon_a/kT)$ , становятся свободными и участвуют в электрич. проводимости. Энергия, необходимая для того, чтобы разорвать химич. связь и сделать валентный электрон свободным, называется энергией активации.

П. и *диэлектрики* относят к одному классу материалов; различие между ними является скорее количественным, чем качественным. Проводимость диэлектриков также имеет активационный характер, однако

$\varepsilon_a$  для них составляет 10 эВ и более, поэтому собств. проводимость диэлектриков могла бы стать существенной только при очень высоких темп-рах, при которых уже наступают структурные изменения вещества. В связи с этим термин «П.» часто понимают в узком смысле как совокупность веществ, полупроводниковые свойства которых ярко выражены при комнатной темп-ре (300 К).

Химич. связи могут быть разорваны не только тепловым движением, но и разл. внешними воздействиями: электромагнитным излучением, потоком быстрых частиц, деформацией, сильным электрич. и магнитным полями и др. Поэтому для П. характерна высокая чувствительность проводимости к внешним воздействиям, а также к концентрации структурных дефектов и примесей.

## Классификация полупроводников

По агрегатному состоянию П. делятся на твёрдые и жидкие (см. [Жидкие полупроводники](#)), по внутр. структуре – на кристаллич. и аморфные (см. [Аморфные и стеклообразные полупроводники](#)), по химич. составу – на неорганические и органические. Наиболее широко изучены и используются в [полупроводниковой электронике](#) кристаллич. неорганич. П. К ним относятся:

– элементарные П. – элементы IV группы короткой формы периодич. системы химич. элементов – углерод С (графит, алмаз, графен, нанотрубки), германий Ge и кремний Si (базовый элемент большинства интегральных схем в микроэлектронике), элементы VI группы – селен Se и теллур Te, а также их соединения, напр. карбид кремния SiC, образующий слоистые структуры, и непрерывный ряд твёрдых растворов  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ ;

– соединения  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ , где A=Al, Ga, In; B=N, P, As, Sb, напр. GaAs, AlAs, InAs, InSb, GaN, GaP и др.

– соединения  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ , где A=Zn, Cd, Hg; B=S, Se, Te, напр. ZnTe, ZnSe, ZnO, ZnS, CdTe, CdS, HgTe и др.;

– соединения элементов I и V групп с элементами VI группы, напр. PbS, PbSe, PbTe,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Cu}_2\text{O}$  и др.;

– тройные и четверные твёрдые растворы на основе соединений A III B V и A II B VI ,  
напр.  $Ga_xAl_{1-x}As$ ,  $Ga_xAl_{1-x}N$ ,  $Cd_xHg_{1-x}Te$ ,  $Cd_xMn_{1-x}Te$ ,  $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$  и др.

Примеры аморфных и стеклообразных П.: аморфный гидрированный кремний a-Si:H,  
аморфные Ge, Se, Te, многокомпонентные стеклообразные сплавы халькогенидов на  
основе S, Se, Te.

К органическим П. относятся: ряд органич. красителей, ароматич. соединения  
(нафталин, антрацен и др.), полимеры с сопряжёнными связями, некоторые  
природные пигменты. Органич. П. существуют в виде монокристаллов,  
поликристаллич. или аморфных порошков и плёнок. Достоинство органич. П. –  
относит. дешевизна их произ-ва и механич. гибкость. Они применяются как  
светочувствит. материалы для фотоэлементов и ПЗС-матриц; на их основе созданы  
светоизлучающие диоды, в т. ч. для гибких экранов и мониторов.

Большинство изученных П. находятся в кристаллич. состоянии. Свойства таких П. в  
значит. мере определяются их химич. составом и симметрией кристаллич. решётки.  
Атомы кремния, обладая четырьмя валентными электронами, образуют кубич.  
кристаллич. решётку типа алмаза с ковалентной связью атомов (кристаллографич.  
класс

$m\bar{3}m$ , или

$O_h$ ). Такую же кристаллич. решётку имеют германий и серое олово. В GaAs каждый  
атом образует 4 валентные связи с ближайшими соседями, в результате чего  
получается кристаллич. решётка, подобная решётке алмаза, в которой ближайшими  
соседями катиона Ga являются анионы As и наоборот. За счёт частичного  
перераспределения электронов атомы Ga и As оказываются разноимённо  
заряженными и связи между атомами становятся частично ионными. Кристаллич.  
решётка GaAs не обладает центром инверсии, поэтому в таких П. возникают  
эффекты, отсутствующие в centrosymmetric полупроводниковых структурах,  
напр. пьезоэлектричество (см. [Пьезоэлектрики](#)), генерация 2-й оптич. гармоники,  
[фотогальванические эффекты](#). Структурой, подобной арсениду галлия, обладают  
InAs, InP, ZnTe, ZnSe и др.

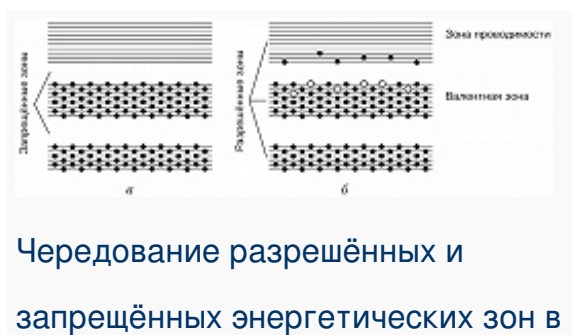
Чистые и структурно совершенные П. получают в результате кристаллизации из

расплава или раствора. Для создания тонких полупроводниковых плёнок применяют метод эпитаксии из жидкой или газовой фазы.

## Электроны и дырки в полупроводниках

В твёрдом теле волновые функции валентных электронов соседних атомов перекрываются, их валентные электроны обобществляются и возникает устойчивая химич. (ковалентная) связь. На каждую связь между атомами приходится по два электрона, и распределение электронной плотности в пространстве оказывается жёстко фиксированным. Проводимость П. появляется, если разорвать связи между некоторыми атомами, напр., тепловым или оптич. воздействием, передав небольшой части валентных электронов дополнит. энергию и переведя их на вакантные (пустые) электронные орбитали, расположенные выше по энергии. Такие электроны могут свободно передвигаться по кристаллу, переходя с одного атома на другой, и переносить отрицат. электрич. заряд. Разорванная связь с недостатком электрона (дырка) также может перемещаться по кристаллу за счёт перехода на неё электрона из соседней связи. Поскольку разорванная связь означает наличие локального положительного электрич. заряда, дырки переносят положительный заряд. Дырки, как и электроны, могут перемещаться на значит. расстояния в периодич. потенциале кристалла без рассеяния.

В идеальных кристаллах, не содержащих дефектов и примесей, электроны и дырки всегда появляются парами в силу сохранения электрич. заряда, однако подвижности электронов и дырок, как правило, различны. В легированных П. концентрации свободных электронов и дырок могут различаться на неск. порядков, так что электропроводность осуществляется практически полностью носителями заряда одного типа.



Последовательное и строгое описание состояний носителей заряда и их движения в кристаллах можно сделать в рамках [зонной теории](#). Осн. состояние кристалла при темп-ре 0 К формируется за счёт последовательного

кристаллических полупроводниках.  
Заполнение разрешённых зон: (а)  
при абсолютном нуле температуры;  
(б) при отличной от нуля  
температуре. Чёрны...

заполнения электронами наинизших энергетич.  
состояний. Согласно принципу Паули, в каждом  
состоянии с определённым значением спина  
может находиться только один электрон. В  
зависимости от кристаллич. структуры и от  
числа электронов в каждом из атомов,

составляющих кристалл, возможны два случая: 1) электроны полностью заполняют  
неск. нижних разрешённых зон, а все верхние зоны остаются пустыми; 2) одна из  
разрешённых зон заполнена частично. В первом случае распределение электронной  
плотности в кристалле фиксировано, электроны не могут участвовать в проводимости  
и кристалл является П. или диэлектриком. Во втором случае часть электронов в  
пределах частично заполненной зоны может свободно перемещаться по кристаллу и  
кристалл является металлом. В П. и диэлектриках верхняя полностью заполненная  
разрешённая зона энергий называется валентной зоной, нижняя пустая зона – зоной  
проводимости. Энергетич. интервал между дном (минимумом энергии) зоны  
проводимости и потолком (максимумом энергии) валентной зоны называется шириной  
запрещённой зоны

$\mathcal{E}_g$ . Различие между П. и диэлектриками чисто количественное: условно считают, что  
вещества с

$\mathcal{E}_g < 2$  эВ являются П., а с

$\mathcal{E}_g > 2$  эВ – диэлектриками. При отличной от нуля темп-ре тепловое движение  
перераспределяет электроны по энергии: часть электронов «забрасывается» из  
валентной зоны в зону проводимости. При этом появляются свободные носители  
заряда – электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне (рис.). Количество  
свободных электронов и дырок экспоненциально зависит от темп-ры, поэтому  
температурная зависимость проводимости П. определяется формулой ( \* ).

В широком классе П. ширина энергетич. зон значительно превышает тепловую  
энергию при комнатной темп-ре (0,025 эВ), поэтому носители заряда заполняют  
состояния только вблизи экстремумов разрешённых зон, т. е. вблизи дна зоны  
проводимости и потолка валентной зоны. Зависимость энергии от квазиимпульса  
вблизи экстремума часто оказывается квадратичной, и можно ввести представление

об эффективной массе носителей заряда, которая зависит от номера разрешённой зоны и направления квазиимпульса. В некоторых П. одному значению энергии отвечает неск. экстремумов в первой зоне Бриллюэна и носители заряда распределены по эквивалентным «долинам» (окрестностям экстремумов). Такие П. называют многодолинными.

## Примеси и дефекты в полупроводниках

Электрич. проводимость П. может быть обусловлена как электронами собственных атомов данного вещества (собственная проводимость), так и электронами и дырками примесных атомов (примесная проводимость). Процесс внедрения примесей в П. для получения необходимых физич. свойств называется легированием полупроводников.

Поскольку энергия связи носителей заряда в примесных атомах составляет от нескольких мэВ до нескольких десятков мэВ, именно примесная проводимость объясняет экспоненциальный рост концентрации свободных носителей заряда в большинстве П. в интервале температур вблизи комнатной.

Примеси в П. обычно вводят в процессе роста структуры, они могут быть донорами или акцепторами, т. е. поставщиками электронов или дырок. Если, напр., в германий Ge или кремний Si (элементы IV группы) ввести примесные атомы элементов V группы (As, P), то 4 внешних электрона этих атомов образуют устойчивую связь с четырьмя соседними атомами решётки, а пятый электрон окажется несвязанным и будет удерживаться около примесного атома только за счёт кулоновского взаимодействия, ослабленного диэлектрич. поляризацией среды. Такой примесный атом является донором и легко ионизируется при комнатной темп-ре. Акцептор возникает, напр., при введении в Ge или Si элементов III группы (Ga, Al). В этом случае для образования всех четырёх связей с ближайшими атомами требуется дополнит. электрон, который берётся из внутр. оболочек атомов, так что примесный атом оказывается заряжен отрицательно. Электронейтральность восстанавливается за счёт того, что внутр. незаполненная орбиталь распределяется вблизи соседних атомов решётки, расположенных от примесного на расстояниях, превосходящих межатомное расстояние. Наличие доноров или акцепторов приводит соответственно к проводимости n- или p-типа.

П., в которых могут одновременно существовать акцепторные и донорные примеси, называются компенсированными. Компенсация примесей приводит к тому, что часть электронов от доноров переходит к акцепторам, и в результате возникает значит. концентрация ионов, которые эффективно влияют на проводимость полупроводников.

Амплитуда волновой функции электронов или дырок, локализованных на примесных атомах, составляет 1–10 нм. Это означает, что при концентрации примесных атомов ок.  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  волновые функции электронов и дырок соседних атомов начинают перекрываться, носители заряда могут переходить от иона к иону и П. становится вырожденным (см. [Вырожденные полупроводники](#)). Такие П. называются сильнолегированными. Из-за сильного экранирования кулоновского притяжения носители заряда в них оказываются свободными даже при таких низких темп-рах, при которых была невозможна термич. активация электрона или дырки из изолированного атома.

В отсутствие внешнего электрич. поля или освещения концентрация свободных носителей заряда называется равновесной и определяется шириной запрещённой зоны П., эффективными массами носителей заряда, концентрацией примесей и энергией связи примесных носителей заряда.

Наряду с примесями, источниками носителей заряда могут быть и разл. дефекты структуры, напр. вакансии (отсутствие одного из атомов решётки), межузельные атомы, а также недостаток или избыток атомов одного из компонентов в полупроводниковых соединениях (отклонения от стехиометрич. состава).

## **Электрические свойства полупроводников**

Во внешнем электрич. поле на носители заряда в твёрдом теле действует сила, которая изменяет их скорость и приводит к направленному движению. Под действием силы носители заряда должны ускоряться, однако в кристаллах вследствие взаимодействия электронов с дефектами, колебаниями решётки и т. д. возникает сила трения, которая уравнивает силу, действующую со стороны поля. В результате носители заряда движутся с постоянной средней (дрейфовой) скоростью

$v_{др}$ , зависящей от напряжённости

$E$  электр. поля. Можно ввести понятие подвижности носителей заряда

$\mu = v_{др}/E$ . Действие силы трения означает, что в электр. поле носитель заряда испытывает свободное ускорение только в промежутке времени

$\Delta t$  между двумя актами рассеяния, так что

$$v_{др} = eE\tau/m$$

$m$  – эффективная масса носителя,

$e$  – его заряд,

$\tau$  – время релаксации, за которое свободный носитель заряда в отсутствие поля теряет свой направленный квазиимпульс). Обычно

$\tau$  не зависит от величины внешнего поля и определяется тепловым хаотич.

движением носителей заряда в твёрдом теле, так что скорость теплового движения на неск. порядков превосходит

$v_{др}$ . Так, напр., для типичных П. при

$T = 300$  К в весьма сильном электр. поле (

$E=3 \cdot 10^4$  В/м) скорость

$v_{др}$  составляет 10–100 м/с, а величина ср. тепловой скорости –  $10^5$ – $10^6$  м/с.

Величины

$\tau$  и

$\mu$  зависят от типа проводимости, химич. состава П., темп-ры, концентрации дефектов и примесей. При темп-рах ниже темп-ры кипения жидкого азота (77 К) подвижность  $\mu$  возрастает с ростом темп-ры, а при темп-рах выше 77 К – уменьшается, проходя через максимум вблизи 100 К. Такая зависимость

$\mu(T)$  объясняется наличием двух осн. причин рассеяния носителей заряда – на заряженных примесях и фононах. При низких темп-рах, когда примесные атомы ионизованы, рассеяние на них превосходит рассеяние на фононах, поскольку равновесных фононов мало. С увеличением темп-ры ср. энергия носителей возрастает, эффективность рассеяния уменьшается, время между столкновениями и подвижность возрастают. При темп-рах ок. 100 К резко возрастает концентрация равновесных фононов и взаимодействие с ними ограничивает подвижность, вследствие этого с увеличением темп-ры подвижность уменьшается. При



$T=300$  К характерные значения

$\tau$  для П. лежат в интервале  $10^{-13}$ – $10^{-12}$  с, а

$\mu$  – в интервале  $10^2$ – $10^{-2}$  м/с. При меньших значениях подвижности длина свободного пробега (произведение ср. скорости теплового движения на время  $\tau$ ) становится меньше расстояния между атомами и говорить о свободном движении носителей заряда нельзя. Возникает прыжковая проводимость, которая обусловлена перескоками носителей заряда в пространстве от одного иона к другому (реализуется в органических полупроводниках).

Направленному движению носителей заряда во внешнем электрич. поле препятствует их тепловое хаотич. движение. Если в результате приложения электрич. поля носители собираются у границы образца и их концентрация зависит от координат, то хаотич. движение приводит к выравниванию концентрации и носители переходят из области пространства с большей концентрацией в область, где их концентрация меньше. Такой процесс называется диффузией носителей заряда и определяется коэф. диффузии

$D$ . В условиях равновесия полный поток носителей заряда отсутствует, так что диффузионный поток полностью компенсирует поток частиц во внешнем поле. Это означает, что коэф. диффузии связан с подвижностью. Для невырожденных носителей

$D = kT\mu/e$  (соотношение Эйнштейна). Для типичных П. при комнатной темп-ре величина

$D$  составляет  $10^{-3}$ – $10^{-2}$  м<sup>2</sup>/с. Для неравновесных носителей заряда, напр. в случае инжекции в электронно-дырочном переходе (см. p-n-Переход), вводится понятие диффузионной длины

$L_D$ , которая определяет уменьшение числа носителей в процессе диффузии за счёт их рекомбинации:

$$L_D = \sqrt{D\tau_0}, \text{ где}$$

$\tau_0$  – время жизни неосновных носителей.

Наложение внешнего магнитного поля изменяет условия протекания электрич. тока в П. и приводит к гальваномагнитным явлениям, которые наиболее сильно проявляются

в [магнитных полупроводниках](#) и [полумагнитных полупроводниках](#). В П. для исследований и практич. применений наиболее часто магнитное поле прикладывают перпендикулярно электр. полю, в этом случае имеют место [Холла эффект](#) и [Шубникова – де Хааза эффект](#), классич. [магнитосопротивление](#), слабая локализация носителей заряда, а в двумерных структурах – [квантовый эффект Холла](#) и дробный квантовый эффект Холла. В магнитном поле на заряженные частицы действует сила Лоренца, они начинают вращаться в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля, с циклотронной частотой

$\omega_c$  и сохраняют свою скорость вдоль магнитного поля. В зависимости от величины произведения

$\omega_c \tau$  различают классические слабые (

$\omega_c \tau \ll 1$ ), классические (

$\omega_c \tau > 1$ ) и квантовые (

$\omega_c \tau \gg 1$  и

$\hbar\omega_c \gg kT$ ) магнитные поля, где

$\hbar$  – постоянная Планка.

В магнитных полях, когда

$\omega_c \tau \sim 1$ , движение носителей заряда можно описывать классич. уравнениями

Ньютона, в этом случае имеет место эффект Холла, состоящий в возникновении

дополнит. электр. поля, перпендикулярного внешним электр. и магнитному полям.

Это дополнит. поле компенсирует поток частиц, вызванный совместным действием

приложенных электр. и магнитного полей, и зависит от величины магнитного поля и

концентрации свободных носителей заряда, а его направление определяется знаком

заряда, поэтому эффект Холла используется для определения знака и концентрации

носителей заряда.

В более сильных полях, когда

$\omega_c \tau \gg 1$ , но характерная энергия носителей заряда значительно превосходит

$\hbar\omega_c$ , необходимо учитывать квантование носителей заряда во внешнем магнитном

поле, в результате плотность состояний как функция обратного поля приобретает

вид острых, периодически расположенных пиков. При увеличении магнитного поля

эти пики начинают пересекать уровень химич. потенциала электронного газа, в

результате в квантующем магнитном поле сопротивление осциллирует.

В двумерных полупроводниковых структурах при

$\omega_c \tau \gg 1$  и

$\hbar \omega_c \gg kT$  возникает квантовый эффект Холла, состоящий в появлении ступенек на

зависимости поперечного сопротивления от магнитного поля. Высота ступенек

с большой точностью равняется кванту удельного сопротивления

$h/e^2$ . Значение продольного сопротивления обращается в нуль в магнитных полях,

отвечающих ступенькам на зависимости поперечного сопротивления от магнитного

поля и пикам между ступеньками. Такое поведение объясняется особенностями

движения носителей заряда в сильном магнитном поле в условиях действия

случайных электрич. и деформационных полей, имеющих разл. пространственный

масштаб. При ещё большем магнитном поле имеет место дробный квантовый эффект

Холла, проявляющийся в дополнит. расщеплении ступенек. Однако квантовый

характер носителей заряда может проявляться и в слабых магнитных полях.

Оказалось, что при низких темп-рах в П. и металлах наблюдается небольшое (ок. 1–

5% от общего) изменение проводимости, пропорциональное квадрату магнитного

поля. Этот эффект объясняется явлением слабой локализации, состоящим в

увеличении сопротивления проводящих материалов за счёт усиления рассеяния назад

при диффузионном движении частиц.

## Оптические свойства полупроводников

Зонная структура кристаллов проявляется в свойствах пропускания, отражения и

поглощения полупроводниками электромагнитного излучения. Наиболее очевидно

существование запрещённой зоны следует из того, что излучение с энергией кванта,

меньшей ширины запрещённой зоны

$\varepsilon_g$  чистого П., не поглощается. Поглощение начинается только тогда, когда энергия

кванта превысит

$\varepsilon_g$ . Для П. типа GaAs при низких темп-рах длина волны, на которой интенсивность

падающего излучения уменьшается в

$e$  раз, приблизительно равна 0,1 мкм. При таком поглощении кванта света в П.

возникают электрон и дырка и имеет место закон сохранения квазиимпульса. Обычно

импульс света значительно меньше квазиимпульсов носителей заряда, и при оптическом переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости квазиимпульс не изменяется, так что в момент рождения электрон и дырка имеют противоположные квазиимпульсы. Такие переходы называются прямыми; они происходят в т. н. прямозонных П. (GaAs, InSb, Te, SiC), в которых потолок валентной зоны и дно зоны проводимости расположены в одной точке зоны Бриллюэна.

Электронные переходы со значит. изменением квазиимпульса происходят в т. н. непрямозонных П. (Ge, Si, AlAs, GaP), у которых вершина валентной зоны и дно зоны проводимости разнесены в пространстве квазиимпульсов на величину порядка  $\pi/d$ , где

$d$  – межатомное расстояние в кристаллич. решётке. В этом случае для выполнения закона сохранения квазиимпульса необходимо участие третьей частицы, в качестве которой может выступать либо примесный атом, либо фонон. Типичная длина поглощения для не прямых переходов составляет 1–10 мкм.

В спектре поглощения П. присутствуют широкие энергетич. полосы, что указывает на то, что электроны в валентных зонах связаны слабо и легко поляризуются под действием электрич. поля. Это означает, что П. характеризуются относительно большой диэлектрич. проницаемостью

$\epsilon$ , напр. в Ge

$\epsilon = 16$ , в GaAs

$\epsilon = 11$ , в PbTe

$\epsilon = 30$ . Благодаря большим значениям

$\epsilon$  кулоновское взаимодействие электронов и дырок друг с другом или с заряженными примесями сильно подавлено, если они находятся друг от друга на расстоянии, превышающем размеры элементарной ячейки. Это и позволяет во многих случаях рассматривать движение каждого носителя заряда независимо от других. Если бы кулоновское взаимодействие не ослаблялось, то примесные ионы могли бы связывать носители заряда в устойчивые, локализованные в пространстве образования с энергией ок. 10 эВ. В этом случае при темп-рах ок. 300 К тепловое движение практически не могло бы разорвать эти связи, создать свободные носители заряда и привести к заметной электропроводности. Такое связывание имеет место в П. и

диэлектриках, но из-за ослабления кулоновского взаимодействия и относительно малых эффективных масс электронов и дырок (ок. 0,1–0,5 от массы свободного электрона) энергия связи таких образований (ЭКСИТОНОВ) составляет 1–50 мэВ, что много меньше энергии ионизации атомов. Экситоны легко ионизируются при темп-рах выше темп-ры жидкого азота и, т. о., не препятствуют образованию свободных носителей. Тем не менее при низких темп-рах образование экситонов приводит к поглощению в чистых П. электромагнитного излучения с энергией кванта, меньшей  $\varepsilon_g$  на величину энергии связи экситона.

Прозрачность П. в узкой области частот вблизи края собств. поглощения изменяется под действием внешних (электрич., магнитного и др.) полей. Электрич. поле, ускоряя электрон, может в процессе оптич. перехода передать ему небольшую дополнит. энергию, в результате чего прямые оптич. переходы из валентной зоны в зону проводимости происходят под действием квантов света с энергией, меньшей  $\varepsilon_g$  (Келдыша – Франца эффект).

В однородном магнитном поле закон сохранения квазиимпульса приводит к сохранению кругового движения электронов и дырок после поглощения излучения. В результате зависимость коэф. поглощения от частоты падающего излучения принимает вид узких пиков. Кроме собств. поглощения (за счёт прямых или не прямых переходов), в П. имеет место поглощение света свободными носителями, связанное с их переходами в пределах одной разрешённой зоны. Их вклад в общее поглощение мал, поскольку число свободных носителей заряда в П. малó по сравнению с полным числом валентных электронов, и для их реализации требуется участие третьей частицы – примеси или фонона. Кроме того, в нелегированных П. со значит. долей ионной связи наблюдается поглощение далёкого ИК-излучения за счёт возбуждения колебаний решётки – фононов.

Спектр фотолюминесценции П. сосредоточен в узкой области вблизи ширины запрещённой зоны. Вклад в фотолюминесценцию П. могут вносить разл. механизмы излучательной рекомбинации: зона – зона, зона – примесь, донор – акцептор, с участием фонона, излучение свободных, связанных или локализованных экситонов, экситон-поляритонная, биэкситонная рекомбинации. В нелегированных структурах с

квантовыми ямами низкотемпературная фотолюминесценция обусловлена излучательной рекомбинацией экситонов, локализованных на шероховатостях поверхности и флуктуациях состава.

Оптич. свойства твёрдых растворов П. можно менять в широких пределах, подбирая химич. состав раствора, что обуславливает их широкое применение в приборах оптоэлектроники, в первую очередь в качестве рабочих материалов лазеров, свето- и фотодиодов, солнечных элементов, детекторов излучения.

## Полупроводниковые гетеро- и наноструктуры

Совр. физика П. – это, прежде всего, физика полупроводниковых гетероструктур и наноструктур. В последних возникает ряд новых физич. явлений, которые невозможны в объёмных П., напр. квантовые целочисленный и дробный эффекты Холла. В наноструктурах движение свободных носителей заряда ограничено в одном или нескольких направлениях, что приводит к размерным эффектам, кардинально изменяющим энергетич. спектры носителей заряда, а также фононов и др. квазичастиц. Важную роль в наноструктурах играют гетерограницы, поскольку в системах малого размера отношение площади поверхности к внутр. объёму структуры является большим. Наиболее совершенные полупроводниковые наноструктуры получают методами молекулярно-пучковой эпитаксии и газофазной эпитаксии из металлоорганич. соединений.

В нач. 21 в. сложилась устойчивая терминология низкоразмерной физики П. Систематика начинается с одиночного гетероперехода между двумя композиционными материалами – полупроводниками А и В. Один или оба материала могут быть твёрдыми растворами (примеры гетеропар А/В: GaAs/Al<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As, ZnSe/BeTe). По определению, в гетеропереходах первого типа запрещённая зона  $E_g$  одного из композиц. материалов лежит внутри запрещённой зоны др. материала. В этом случае потенциальные ямы для электронов или дырок расположены в одном и том же слое. В гетеропереходах второго типа дно зоны проводимости ниже в одном, а потолок валентной зоны выше в другом П. Для указанных гетеропар запрещённые зоны перекрываются. Имеются также гетеропереходы второго типа (напр.,

InAs/GaSb), у которых запрещённые зоны не перекрываются и дно зоны проводимости одного П. лежит ниже потолка валентной зоны другого П. К третьему типу относят гетеропереходы, в которых один из слоёв является бесщелевым П., напр. в паре HgTe/CdTe. Двойной гетеропереход В/А/В первого типа представляет собой структуру с одиночной квантовой ямой, если

$$\varepsilon_g^A < \varepsilon_g^B, \text{ или структуру с одиночным барьером, если}$$
$$\varepsilon_g^A > \varepsilon_g^B.$$

К полупроводниковым наноструктурам относят квантовые ямы, квантовые проволоки, квантовые точки. В квантовой яме движение свободного носителя заряда (электрона или дырки) ограничено в одном из направлений. В результате возникает пространственное квантование и энергетич. спектр по одному из квантовых чисел из непрерывного становится дискретным – каждая трёхмерная энергетич. электронная зона превращается в серию двумерных подзон размерного квантования. Естеств. развитием однобарьерной структуры являются двух- и мультимбарьерные структуры, на основе которых создаются резонансно-барьерные приборы. От одиночной квантовой ямы переходят к структуре с двумя или тремя квантовыми ямами и структурам с целым набором изолированных квантовых ям. По мере того как барьеры становятся тоньше, туннелирование носителей заряда из одной ямы в другую становится заметнее, и электронные состояния в подзонах размерного квантования изолированных ям трансформируются в трёхмерные минизонные состояния. В результате периодич. структура изолированных квантовых ям, или толстобарьерная сверхрешётка, превращается в тонкобарьерную сверхрешётку, или просто сверхрешётку. Полупроводниковая сверхрешётка используется для создания квантовых каскадных лазеров, излучение которых возникает при переходе электронов между слоями структуры.

Кроме структур с квантовыми ямами, существуют и др. двумерные системы, напр. графен и структура металл – диэлектрик – полупроводник (МДП-структура), которая используется в микроэлектронике в виде полевого МДП-транзистора.

В одномерных системах – квантовых проволоках – движение носителей заряда свободно только в одном направлении (напр., в углеродной нанотрубке, получаемой

свёртыванием графеновой полоски и закреплением её противоположных сторон). Другой пример такой структуры – квантовая яма, выращенная на сколе, содержащем перпендикулярную ему квантовую яму. Квантовая механика допускает формирование одномерных электронных состояний на стыке двух таких ям.

В квантовых точках движение носителей заряда ограничено во всех трёх направлениях, напр. в нанокристаллах CdSe, выращенных в стеклянной матрице, и в эпитаксиальных квантовых точках GaAs/InAs, выращенных по механизму Странски – Крастанова.

Широкое применение получили [полупроводниковые лазеры](#) на квантовых ямах и массивах квантовых точек. В структуре с двойным ограничением стимулированное излучение выходит из торца, перпендикулярно направлению роста. Квантовый микрорезонатор, т. е. квантовые ямы или квантовые точки, выращенные в активной области оптического микрорезонатора, используется для создания вертикально излучающих лазеров.

Возможность в широких пределах управлять физическими свойствами П. приводит к их многочисленным и разнообразным применениям (см. [Полупроводниковые материалы](#)).

## Литература

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1990; Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. 3-е изд. СПб., 2008; Зегря Г. Г., Перель В. И. Основы физики полупроводников. М., 2009.

Processing math: 100%