

в случае стандартной зоны также выражается ф-лой (8), где  $m$  — эфф. масса дырки. Дырка, «оторвавшаяся» от примесного атома, также может участвовать в переносе тока. Примесные атомы, поставляющие дырки, наз. а к ц е п т о р а м и (акцепторная примесь).

На межатомных расстояниях потенциал, создаваемый примесным ионом, существенно отличается от потенциала точечного заряда и зависит от хим. природы примеси. Эта короткодействующая часть примесного потенциала создаёт дополнительное по отношению к ф-ле (8) смещение примесного уровня, называемое хим. сдвигом. Благодаря хим. сдвигу примесные уровни разных примесей отличаются друг от друга. Для  $s$ -состояний отличие значительно сильнее, чем для  $p$ -состояний, т. к. волновая ф-ция  $p$ -состояний равна 0 в примесном центре.

Если зона содержит неск. эквивалентных экстремумов (напр., состоит из неск. эквивалентных эллипсоидов), то примесные уровни имеют дополнит. вырождение, кратность к-рого равна числу эквивалентных экстремумов. В Ge, напр., вырождение донорного состояния четырёхкратное, в Si — шестикратное. Это вырождение частично снимается за счёт короткодействующей части примесного потенциала — в Ge низший примесный уровень расщепляется на 2 уровня, в Si — на 3 (табл. 4). Теоретич. значения, приве-

Табл. 4. — Энергия связи донорных состояний в Si и Ge, в мэВ

Полупроводник	$\epsilon_s^{1s}$	$\epsilon_s^{2p}$
Si (теория)	31,27	11,51
Si (P)	45,5; 33,9; 32,6	11,45
Si (As)	53,7; 32,6; 31,2	11,49
Si (Sb)	42,7; 32,9; 30,6	11,52
Ge (теория)	9,81	4,74
Ge (P)	12,9; 9,9	4,75
Ge (As)	14,17; 10,0	4,76
Ge (Sb)	10,32; 10,0	4,74

дённые в табл., не учитывают хим. сдвиг. Эксперим. значения соответствуют примесям, символ к-рых указан в скобках. Состояние  $2p$  соответствует нулевому значению магн. квантового числа, по к-рому в случае стандартной зоны вырождение отсутствует ( $\epsilon_s^{1s}$  соответствует основному состоянию примеси).

Акцепторные состояния в случае вырожденной валентной зоны обладают определ. спецификой. Если спин-орбитальное расщепление  $\Delta$  велико по сравнению с энергией связи  $\epsilon_0$  акцептора, то двукратно вырожденную отщеплённую зону можно не принимать во внимание. Если пренебречь «гофрировкой» изоэнергетич. поверхностей, то акцепторные состояния классифицируются по значениям полного момента кол-ва движения  $I$  и его проекции на ось квантования. Осн. состоянием оказывается четырёхкратно вырожденное состояние с  $I = 3/2$ .

Во мн. П.  $m^T \gg m^L$ . В этом случае волновая ф-ция примесного электрона содержит 2 разных масштаба, представляющих собой длины волны де Бройля для частиц с одной энергией, но разными эфф. массами. По мере удаления от примесного центра волновая ф-ция определяется сначала меньшим масштабом, соответствующим тяжёлым дыркам, а затем большим масштабом, соответствующим лёгким дыркам. Энергия связи определяется тяжёлой массой. Её можно получить из ф-лы (8), заменив  $m$  на  $m^T$  и добавив численный множитель  $4/9$ .

Примесные состояния, у к-рых энергия связи  $\epsilon_0$  мала по сравнению с  $\epsilon_g$ , наз. мелкими. Глубокие состояния, как правило, возникают, когда осн. вклад в энергию связи даёт не электрич. притяжение, ослабленное диэлектрич. проницаемостью  $\epsilon$ , а короткодействующий потенциал, к-рый определяется хим. природой

примеси (см. выше). Мелкие донорные состояния можно считать отщепившимися от зоны проводимости, а мелкие акцепторные состояния — от валентной зоны. Глубокие состояния принадлежат в равной мере обоим зонам и могут быть и донорными и акцепторными.

В зависимости от кол-ва и вида примесей соотношение между концентрациями электронов и дырок может быть разным (см. ниже). Частицы, представленные в большинстве, наз. осн. носителями заряда, в меньшинстве — неосновными. Дозиров. введение примесей позволяет получать П. с требуемыми свойствами (см. Легирование полупроводников).

Если примесный атом замещает в решётке атом, принадлежащий той же группе периодич. системы (изо-валентное замещение), то чаще всего он не образует локализов. электронное состояние. Такие примеси электрически неактивны. Они могут входить в решётку в очень больших кол-вах и образовывать твёрдые растворы. В твёрдых растворах расположение узлов решётки обладает дальним порядком, но атомы замещения располагаются в этих узлах хаотически.

Твёрдые растворы чрезвычайно важны для полупроводниковой электроники, т. к. в них можно изменять  $\epsilon_g$  за счёт изменения состава. Т. о., можно получить ряд кристаллов с непрерывно меняющейся  $\epsilon_g$  и даже кристаллы, в к-рых  $\epsilon_g$  меняется от точки к точке. Однако твёрдые растворы представляют собой неупорядоченные системы. Их состав неизбежно меняется от точки к точке, что приводит к размытию краёв зон и к специфич. рассеянию носителей заряда (см. также Гетеропереход, Гетероструктура).

Дефекты решётки в П. также могут быть электрически активными и неактивными. Важную роль играют вакансии, межзельный атом, дислокация.

В некристаллич. и жидких П. примеси ведут себя иначе, чем в кристаллических. Отсутствие кристаллич. структуры приводит к тому, что примесный атом иной валентности, чем замещаемый, может насытить свои валентные связи, так что ему будет невыгодно присоединять лишний электрон или отдавать свой электрон. В результате примесный атом оказывается электрически неактивным. Это обстоятельство не позволяет менять путём легирования тип проводимости, что необходимо, напр., для создания  $p-n$ -переходов. Нек-рые аморфные П. изменяют электронные свойства под действием легирования, но в значительно меньшей степени, чем кристаллич. П. Чувствительность аморфных П. к легированию может быть повышена технол. обработкой. Насыщение аморфного Si водородом и последующее легирование донорами или акцепторами обеспечивает  $n$ - или  $p$ -тип проводимости. Таким способом получен  $p-n$ -переход в плёнках аморфного Si; аморфный Si стал перспективным материалом для солнечных батарей (см. Аморфные и стеклообразные полупроводники, Жидкие полупроводники).

#### Статистика электронов в полупроводниках. Условие нейтральности

В состоянии термодинамич. равновесия концентрации электронов и дырок однозначно определяются температурой, концентрацией электрически активных примесей и параметрами зонной структуры. При расчёте концентраций электронов и дырок учитывается, что электрон может находиться в зоне проводимости, на донорном или акцепторном уровнях, а также то, что небольшая часть электронов в результате теплового «заброса» или др. воздействия может покинуть валентную зону, вследствие чего в ней образуются дырки.

Электроны подчиняются Ферми — Дирака статистике, и их распределение по энергиям  $\epsilon$  описывается ф-цией Ферми, содержащей в качестве параметров состояния темп-ру  $T$  и химический потенциал  $\mu$ . Иногда его наз. уровнем Ферми и обозначают  $\epsilon_F$ . Вероятность заполнения уровня с энергией  $\epsilon$  равна: