

Количественно условие слабого легирования выполняется при соблюдении неравенств:

$$r \gg a_B, \quad (1)$$

$$r \gg r_0. \quad (2)$$

Здесь $r = N^{-1/3}$ — ср. расстояние между соседними примесными атомами, a_B — боровский радиус примесного атома в кристалле, r_0 — радиус экранирования кулоновского потенциала примесного иона электрич. полем противоположно заряженных свободных носителей заряда. Неравенство (1) определяет отсутствие перекрытия волновых ф-ций электронов, неравенство (2) — силовых полей соседних атомов примеси:

$$U = (e^2/\epsilon r) \exp(-r/r_0). \quad (3)$$

Здесь ϵ — диэлектрич. проницаемость кристалла. Величина r_0 зависит от концентрации свободных носителей заряда n_0 , т. е. от концентрации примесей N . Для случаев невырожденного и полностью вырожденного газа носителей заряда соответственно

$$r_0 = (\epsilon k T / 4 \pi n_0 e^2)^{1/2}, \quad (4)$$

$$r_0 = 2^{-1} (\pi / 3)^{1/3} (\epsilon \hbar^2 n_0^{-1/3} / m^* e^2)^{1/2}, \quad (5)$$

где m^* — эфф. масса носителей заряда.

С увеличением концентрации примесей N условия (1) и (2) нарушаются. Сначала перестаёт выполняться неравенство (2), т. к. по мере увеличения N примесные атомы сближаются и электрон, локализованный в потенциальной яме U у одного из них, начинает испытывать воздействие со стороны соседних атомов. При этом энергетич. уровень примесного электрона несколько смещается, но примесные уровни остаются дискретными. Смещение уровней зависит от взаимного расположения примесных атомов. Хаотичность последнего приводит к разбросу примесных уровней относительно дна зоны проводимости ϵ_c и потолка валентной ϵ_v в разных частях кристалла. Это проявляется в уширении примесного уровня, наз. классическим (рис. 1, б).

При дальнейшем увеличении N нарушается неравенство (1). Из-за перекрытия волновых ф-ций электронов соседних атомов дискретные уровни уширяются настолько, что преобразуются в примесную зону. Пока в полупроводнике сохраняются уширенные примесные уровни либо обособленная от ϵ_c и ϵ_v примесная зона, уровень легирования относят к среднему (или промежуточному). При достаточной большой концентрации примесей полностью нарушаются оба неравенства. Примесная зона продолжает расширяться, и при нек-рой критич. концентрации $N_{кр}$ она сливается как с зоной проводимости, так и с валентной зоной (рис. 1, в). Плотность состояний оказывается отличной от 0 практически во всей запрещённой зоне полупроводника («хвосты» плотности состояний). При этом газ носителей заряда уже не подчиняется статистике Больцмана; он становится вырожденным и подчиняется статистике Ферми.

При сильном легировании электрон взаимодействует одновременно с неск. примесными атомами, координаты к-рых из-за хаотич. распределения различны в разных частях кристалла. В результате потенц. энергия U примесных электронов приобретает случайный характер, приводящий к гефрировке зон (рис. 2).

«Хвосты» плотности состояний и их флуктуац. характер проявляются в электропроводности (см. *Прожжённая проводимость, Протекания теории, в фотопроводимости* (гигантское увеличение времени жизни носителей заряда), в электролюминесценции $p-n$ -переходов и гетеропереходов и др.

При $N > N_{кр}$ нарушается ионизационно-примесное равновесие, т. е. возникает отклонение от равенства $n_0 = N$. Это обусловлено образованием примесных кла-



Рис. 2. Энергия носителей заряда в поле примесей при сильном легировании полупроводника.

стеров (комплексов). Комплексообразование может приводить к изменению концентрации носителей и положения примесных уровней примеси в запрещённой зоне. Зависимость $n_0(N)$ (рис. 3) при этом имеет вид:

$$N = n_0 + K(T) n_0^{m-q} (m n_0 - q N)^m / (m - q)^{m-1}, \quad (6)$$

где $K(T)$ — константа взаимодействия примесных атомов, m — число легирующих примесных атомов в кластере, q — электрич. заряд кластера. При малых N

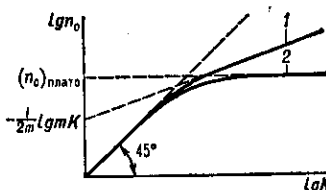


Рис. 3. Зависимость концентрации носителей n_0 от концентрации примесей N в случае образования нейтральных (1) и заряженных (2) примесно-дефектных комплексов.

зависимость (6) переходит в $n_0 = N$; при больших N и нейтральных кластерах

$$N = n_0 + m K(T) n_0^{2m}. \quad (7)$$

Для отрицат. кластера с $m = 1$ (взаимодействие атома примеси с к.-л. иным точечным дефектом) кривая (6) в области сильного легирования выходит на плато:

$$(n_0)_{\text{плато}} = \frac{1 + |q|}{\sqrt{1/|q| K(T)}}, \quad (8)$$

переходящее при $q = -1$ в соотношение

$$(n_0)_{\text{плато}} = \sqrt{1/K(T)}. \quad (9)$$

Заряд q может быть только отрицательным, ибо при $q = +1$ кластеры не уменьшают, а при $q > +1$ даже должны увеличивать n_0 сверх введённой концентрации примесей N , что невозможно. Комплексообразование оказывает заметное влияние на процессы рассеяния и захвата носителей заряда, оптич., механич. и др. свойства. Основанное на комплексообразовании формирование сложных примесно-дефектных центров, обладающих отличными от атомов легирующей примеси энергетич. и рекомбинац. характеристиками, используют в практике легирования для придания материалу новых свойств.

Лит.: Фистуль В. И., Сильно легированные полупроводники, М., 1967; Фистуль В. И., Гринштейн П. М., Рытова Н. С., О политронии легирующих примесей в полупроводниках, «ФТД», 1970, т. 4, с. 84; Fair R. B., Weber G. R., Effect of complex formation on diffusion of arsenic in silicon, «J. Appl. Phys.», 1973, в. 44, р. 273; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979.

В. И. Фистуль.

СИЛЬНОТОЧНЫЕ ПУЧКИ — пучки заряд. частиц, в к-рых собственные поля оказывают определяющее воздействие на динамику пучка. Характерный масштаб тока S п. равен $I_0 F(\gamma)$, где $I_0 = mc^3/e \approx 17$ кА (для электронов), m — масса, e — заряд электрона, $F(\gamma)$ —