

ЭЛЕКТРОПРОВОДИМОСТЬ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ (СОБСТВЕННАЯ И ПРИМЕСНАЯ)

В квантовой теории движение электронов в кристалле рассматривается с учетом их взаимодействия с кристаллической решеткой. Согласно корпускулярно-волновому дуализму движению электрона сопоставляют волновой процесс. Так как в реальной кристаллической решетке всегда имеются неоднородности, которыми могут быть и неоднородности, обусловленные тепловыми колебаниями ионов кристаллической решетки, то «электронные волны» рассеиваются на них, что и является причиной электрического сопротивления кристаллов.

Электрическое сопротивление можно представить как

$$R = R_{\text{кол}} + R_{\text{прим}}, \quad (1)$$

где $R_{\text{кол}}$ обусловлено тепловыми колебаниями решетки, $R_{\text{прим}}$ – сопротивление, обусловленное рассеянием электронов на примесных атомах. Обычно пользуются понятием удельной электрической проводимости σ , являющейся коэффициентом пропорциональности в законе Ома (в дифференциальной форме)

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (2)$$

Расчеты показывают, что для металлов

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*}, \quad (3)$$

где n – концентрация электронов, τ – время релаксации, характеризующее процесс установления равновесия между электроном и решеткой, нарушенного действием внешнего электрического поля E . τ показывает величину уменьшения дрейфовой скорости электрона. m^* – *эффективная масса* электрона, характеризующая динамические свойства частицы, учитывающая влияние внутреннего периодического поля.

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2E/dk^2} \quad (4)$$

Часто для металлов (3) записывают в виде

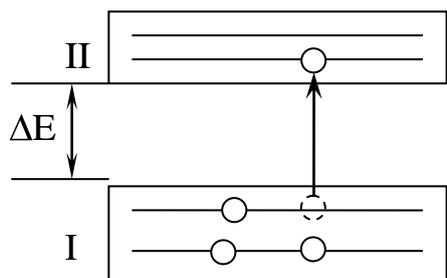
$$\sigma = en\mu, \quad (5)$$

где μ – подвижность носителей заряда, которая называется средней скоростью дрейфа носителей заряда в электронном поле единичной напряженности.

У металлов концентрация n не зависит от температуры. С ростом температуры за счет рассеяния на колеблющихся (амплитуда увеличивается) ионах в узлах кристаллической решетки, уменьшается подвижность μ , т.е. основную роль в изменении проводимости металлов с температурой играет изменение величины подвижности носителей тока.

В случае полупроводников причины электропроводности другие, иная зависимость проводимости от температуры. Различают естественные, или собственные, и примесные полупроводники. К собственным относят химически чистые полупроводники (элементы и соединения: Ge, Se, Si, InSb, GaAs и др.). Для полупроводника характерно наличие двух типов носителей тока (заряды): электронов и дырок.

Минимальная энергия ΔE , необходимая для перевода электрона из валентной зоны в свободную, называется *энергией активации*. Эта энергия затрачивается на образование пары носителей тока, т.е. для перехода электронов в зону проводимости и образования дырки.



Электроны с верхних уровней зоны I могут быть переброшены в зону II. Если теперь приложить электрическое поле, то эти электроны будут перемещаться против поля, создавая электрический ток. Проводимость обуславливается электронами называется *электронной проводимостью* или проводимостью n-типа (negative – отрицательный).

В результате тепловых забросов электронов из I в II в валентной зоне возникают вакантные состояния, получившие название дырок, которые могут занять электроны из нижних слоев, т.е. имеем перемещение дырки, словно это частица с зарядом $+e$, поэтому её называют квазичастицей. Проводимость собственных полупроводников, обусловленную квазичастицами-дырками, называют *дырочной проводимостью* или p-типа (positive).

Таким образом, для собственных полупроводников имеем 2 типа проводимости, два механизма – электронный и дырочный.

Удельная электрическая проводимость для полупроводников имеет вид:

$$\sigma = n_e | -e | u_e + n_p | +e | u_p, \quad (6)$$

где n_e – концентрация электронов, $-e$ – заряд, u_e – подвижность электронов, n_p – концентрация дырок, $+e$ – заряд, u_p – подвижность дырок.

Для собственных полупроводников $n_e = n_p = n$ и

$$\sigma_0 = n |e| (u_e + u_p) \quad (7)$$

Из распределения Ферми-Дирака получена зависимость $\langle n(E) \rangle$ от температуры

$$\langle n(E) \rangle \sim \exp \left[- \frac{(E - E_F)}{kT} \right]. \quad (8)$$

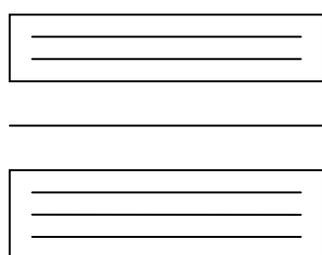
Очевидно, что с повышением температуры концентрация n-носителей тока в свободной зоне собственного полупроводника увеличивается по экспоненциальному закону, в то время как подвижность и электронов, и дырок имеет тот же порядок, что и у металлов. Таким образом, основное влияние на характер температурной зависимости проводимости полупроводника оказывает возрастание концентрации носителей тока, а не изменение их подвижности с температурой.

В реальной решетке кристалла всегда имеются дефекты, приводящие к нарушению идеальной периодичности.

ОТМЕТИМ 3 ГЛАВНЫХ ВИДА ДЕФЕКТОВ:

- а) отсутствие ионов или атомов в некоторых узлах решетки;
- б) наличие лишних атомов между узлами решетки;
- в) некоторые узлы решетки заняты атомами не основного, а другого вещества.

В этих случаях возникает **примесная проводимость**. В запрещенной зоне для идеального кристалла возникают уровни энергии локальных состояний, которые как бы отщепляются от какой-либо зоны разрешенных значений энергии.



Если расстояние между дном ЗП и локальными уровнями меньше, чем расстояние ΔE , т.е. находимся в верхней части запрещенной зоны, то такие локальные уровни называются **донорными**. При этом полупроводник обладает электронной (n-типа) проводимостью.

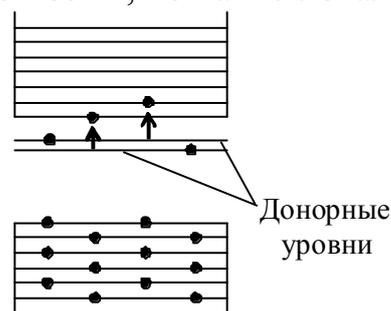


Рис. 2

Если локальные уровни энергии возникают ближе к ВЗ (отщепились от пустой ЗП), то они называются **акцепторными уровнями**. Полупроводник обладает преимущественно дырочной (р-типа) проводимостью – заполняется электронами из ВЗ, вызывая образование дырок.

При повышении температуры концентрация примесных носителей тока быстро достигает насыщения и начинает играть роль собственная проводимость (за счет непосредственной переброски электронов из ВЗ в ЗП). При высоких температурах проводимость будет складываться из **примесной** и **собственной**.

Рассмотрим примесную проводимость полупроводника более детально.

ПРИМЕСНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Известно, что проводимость полупроводников можно значительно увеличить путем введения в них примесей. В этом случае атомы примеси располагаются в местах узлов кристаллической решетки собственного полупроводника. Возникает примесная проводимость полупроводника. В собственный полупроводник добавляют химические элементы, валентность атомов которых отличается на 1 от валентности собственного полупроводника. Например, в кристалл германия (Ge), валентность которого равна 4, добавляют пятивалентный мышьяк (As), четырехвалентный кремний (Si) легируют трехвалентным бором (B) и т.д.

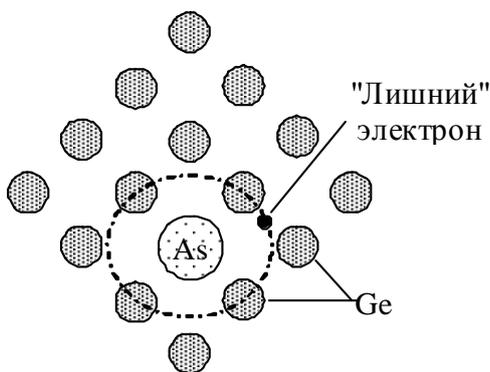


Рис. 1

Полупроводник n-типа

Рассмотрим вначале, что происходит, когда примесный атом As замещает в кристаллической решетке один атом Ge. Атом мышьяка имеет пять валентных электронов ($4s^2 4p^3$). Четыре из них будут участвовать в образовании химических связей с соседними четырьмя атомами германия. Пятый электрон оказывается как бы "лишним" и образует очень слабую химическую связь с положительным ионом As^+ (рис. 1). Этот электрон начинает "скитаться" по ионам кристаллической решетки.

Атом мышьяка, как уже отмечалось ранее, обладающий дополнительным электроном по сравнению с атомом германия, место которого он занимает, называется **донорным**.

Донорные примеси искажают поле решетки собственного полупроводника.

Решение задачи определения энергии "лишнего" электрона приводит к необходимости добавления уровней на диаграмме энергетических зон собственного полупроводника. Эти **дополнительные уровни называются донорными**.

Основному состоянию "лишнего" электрона, отдаваемого атомом As кристаллу, соответствует энергия, уровень которой расположен на некотором расстоянии ниже дна зоны проводимости, то есть попадает в запрещенную зону (рис. 2). Сообщение электронам, находящимся на донорных уровнях, энергии, достаточной для перевода их в зону проводимости, приведет к увеличению электропроводности кристалла. Если энергетическое расстояние от донорных уровней до дна зоны проводимости гораздо меньше, чем ширина запрещенной зоны, то энергия теплового движения решетки оказывается достаточной для перевода этих электронов в зону проводимости.

Полупроводник p-типа

Атомы примеси, обладающие меньшим числом валентных электронов, чем атомы собственного полупроводника, называются **акцепторными**. Акцепторные примеси, как и донорные примеси, искажают поле решетки собственного полупроводника. Это приводит к появлению дополнительных энергетических уровней в запрещенной зоне, называемых акцепторными. Однако в отличие от донорных уровней, при абсолютном нуле температур они не заполнены электронами. В случае расположения их недалеко от потолка валентной зоны, при $T > 0$ К энергии теплового движения оказывается достаточно для перевода части электронов из валентной зоны на эти уровни (рис. 3). В валентной зоне образуются вакантные квантовые состояния – дырки, что приводит к значительному увеличению проводимости примесного полупроводника по сравнению с проводимостью собственного.

При низких температурах проводимость примесных полупроводников в основном определяется переходами электронов с донорных уровней в зону проводимости в полупроводниках *n*-типа или заполнением акцепторных уровней с образованием дырок в валентной зоне в полупроводниках *p*-типа. При повышении температуры концентрация электронов в зоне проводимости или дырок в валентной зоне быстро достигает насыщения, что связано с освобождением всех донорных уровней от электронов в полупроводниках *n*-типа или заполнением электронами всех акцепторных уровней в полупроводниках *p*-типа. Повышение проводимости примесных полупроводников при дальнейшем росте температуры теперь уже будет связано с переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости. Поэтому проводимость полупроводников условно можно разделить на примесную и собственную. При низких температурах преобладает примесная проводимость, а при высоких – собственная проводимость полупроводников.

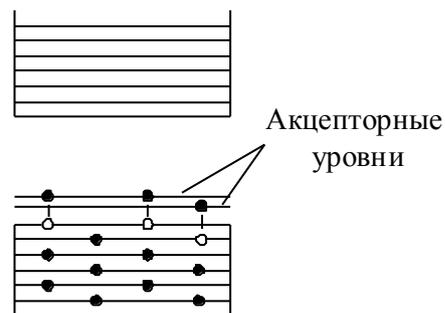


Рис. 3