

лярное) и механизмом их рассеяния. Для зонной электропроводности Π характерны высокие значения μ . Так, в слаболегированном n -Ge при $T = 77$ К $\mu = 10^4$ см²/(В·с). Если $\mu < 1$ см²/(В·с), то обычно это означает, что механизм электропроводности поляронный или прыжковый.

Электрон, энергия к-рого лежит в разрешённой зоне в идеальной кристаллич. решётке, может двигаться без рассеяния, сохраняя свой квазиимпульс. Рассеяние вызывается отклонениями от идеальной периодич. структуры, связанными с тепловыми колебаниями атомов (рассеяние на фононах), примесями и дефектами структуры. Кроме того, носители могут рассеиваться друг на друге (см. *Рассеяние носителей заряда*).

Наиб. важные механизмы, определяющие подвижность носителей в области $T \leq 300$ К, — рассеяние на акустич. фононах и заряд. примесях. В невырожденных Π при рассеянии на акустич. фононах $\mu \sim T^{-3/2}$, а при рассеянии на заряд. примесях $\mu \sim T^{3/2}$. При более высоких темп-рах преобладает первый механизм, а при более низких — второй, вследствие чего зависимость $\mu(T)$ имеет характерный максимум. Если энергия теплового движения носителей (kT) сравнима или превышает энергию оптич. фонона, то важную роль играет рассеяние на оптич. фононах. В твёрдых растворах важно рассеяние на флуктуациях состава, при к-ром $\mu \sim T^{-1/2}$.

В сильнолегиров. Π при низких темп-рах основным является рассеяние на заряд. примесях, экранированных электронами проводимости. В этом случае и подвижность μ , и электропроводность σ слабо зависят от T и можно говорить об электропроводности $\sigma(0)$, представляющей результат экстраполяции ф-ции $\sigma(T)$ к $T = 0$ К. При концентрации примесей, меньшей чем $N_{кр}$, низкотемпературная электропроводность носит активац. характер, т. к. концентрация подвижных носителей экспоненциально падает с понижением темп-ры. При $N > N_{кр}$ $\sigma(0) \neq 0$. Это означает, что электроны локализованы на примесях. При вязкой концентрации примесей центрами локализации являются отд. примеси, а при концентрации, приближающейся к $N_{кр}$, область локализации электрона включает много примесных центров. Согласно теоретич. представлениям, величина $\sigma(0)$ как ф-ция концентрации примесей N обращается в 0 при $N \rightarrow N_{кр}$ в соответствии со степенным законом

$$\sigma(0) \sim (N - N_{кр})^t, \quad (28)$$

где $t > 0$ — нек-рое число, называемое критическим индексом. Переход от электропроводности металлич. типа к электропроводности активац. наз. переходом Мотта — Андерсона (см. *Переход металл — диэлектрик*).

Электропроводность в сильном электрич. поле. Отклонения от закона Ома в сильном электрич. поле в Π связано гл. обр. с разогревом газа носителей. Энергия, получаемая носителями от электрич. поля, передаётся при столкновениях фононам и приводит к выделению джоулевой теплоты. Однако мощность, получаемая от поля, может быть столь велика, что носители не успевают передать её фононам, вследствие чего их темп-ра оказывается выше, чем темп-ра решётки. В этом случае говорят о горячих носителях (см. *Горячие электроны*). Разогрев возникает, если кол-во энергии, получаемое носителем от поля за время между столкновениями, превышает энергию, передаваемую фонону при одном столкновении.

Если темп-ра носителей зависит от электрич. поля, то закон Ома не выполняется, а вид вольт-амперных характеристик Π (ВАХ) определяется мн. факторами. Разогретые носители могут, напр., оказаться в др. области энергетич. спектра и при этом резко изменить свою подвижность. Это может привести к неустойчивости, примером к-рой является *Ганна эффект* (см. также *Плазма твёрдых тел*). Др. видом неустойчиво-

сти является лавинный пробой. Электроны в электрич. поле приобретают кинетич. энергию, сравнимую с шириной запрещённой зоны \mathcal{E}_g , и при этом выбивают электроны из валентной зоны в зону проводимости. Эти электроны в свою очередь разгоняются полем и выбивают новые электроны и т. д. Специфическим для Π является т. н. примесный пробой, возникающий в значительно более слабом поле. В этом случае электроны выбиваются не из валентной зоны, а с примесных уровней.

Гальваномагнитные явления в Π позволяют экспериментально исследовать параметры зонной структуры и примесный состав. Простейшим методом определения знака заряда носителей и их концентрации является измерение постоянной Холла R_H в слабом магн. поле. При одном сорте носителей

$$R_H = r/en, \quad (29)$$

где r — коэф., зависящий от механизма рассеяния носителей. Если носителями являются одноврем. и электроны и дырки, причём их взаимодействием можно пренебречь, то электропроводность можно представить в виде суммы

$$\sigma = en\mu_n + e p \mu_p, \quad (30)$$

где μ_n , μ_p — подвижности электронов и дырок. Коэф. Холла в этом случае связан с μ_n и μ_p соотношением

$$R_H = e^2 \left(\frac{\rho_n^2}{\mu_n} - \frac{\rho_p^2}{\mu_p} \right) / \sigma^2. \quad (31)$$

Как видно из ф-лы (31), знак R_H в Π n - и p -типов разный.

Более точно концентрацию носителей можно определить, измеряя эффект Холла в сильном магн. поле, когда *циклотронная частота* носителей велика по сравнению с частотой столкновения и для электронов и для дырок. Тогда

$$R_H = 1/e(p - n). \quad (32)$$

Особую роль играет т. н. *квантовый Холла эффект*. Он возникает в двумерной системе, к-рая реализуется, напр., в инверсионном слое *МДП-структуры*. Если сильное магн. поле направлено перпендикулярно слою, то зависимость холловской электропроводности σ_H от магн. поля содержит «ступеньки», к-рые описываются ф-лой

$$\sigma(H) = \nu e^2 / h, \quad (33)$$

где величина ν принимает нек-рые целые и дробные значения. Точность, с к-рой выполняется соотношение (33), столь высока, что квантовый эффект Холла с успехом может служить методом измерения соотношения мировых констант.

Важную роль для определения параметров Π играют также измерения отрицат. магнетосопротивления в слабом магн. поле. Магн. поле разрушает квантовую интерференцию электронных состояний и этим увеличивает электропроводность системы (см. *Магнетосопротивление, Слабая локализация*).

Термоэлектрич. эффекты в Π важны и как средство определения параметров Π и для практич. приложений. *Термоэдс* у Π значительно больше по величине, чем у металлов. Термоэдс вырожденного электронного газа порядка $(k/e) \cdot (kT/\mathcal{E}_F)$, причём у типичных металлов множитель kT/\mathcal{E}_F очень мал. Термоэдс невырожденных Π такого множителя не содержит, и потому она значительно больше. В связи с этим Π используются для создания термоэлементов. Для исследования Π важную роль играет измерение термоэлектрич. эффектов в магн. поле.

Оптические свойства полупроводников

Прямые и непрямые переходы. Фундаментальное или собственное поглощение света в Π связано с переходом электронов из валентной зоны в к.-л. незаполненную