

$p'$ , наз. индикатрисой рассеяния  $w(p, p')$ . Она зависит от поверхности. Как правило, зависимость кинетич. коэф. от  $d$  характерна для диффузного отражения квазичастиц. Однако и при их зеркальном отражении идеально гладкой поверхностью, т. е. в отсутствие рассеяния, проявляются Р. э. (см. *Осцилляции Зондгаймаера, Статистический скин-эффект*).

Р. э. удобнее наблюдать в тонких плёнках и нитевидных кристаллах при низких темп-рах, когда длина свободного пробега квазичастиц достаточно велика,  $d \ll l$ . Т. к. в выражении для кинетич. коэф. входит эфф. ширина  $w$  индикатрисы рассеяния, то Р. э. служат методом исследования поверхности твёрдого тела с помощью собств. квазичастиц. С др. стороны, существование дополнит. параметра  $d$  расширяет возможности изучения квазичастиц, в частности электронов проводимости. Так, Р. э. позволяют определить все эффективные массы электронов, их скорости и кривизну в любой точке поверхности Ферми и т. п.

**Размерные эффекты в электропроводности.** Падение уд. электропроводности проводников  $\sigma$  с уменьшением  $d$  впервые объяснил Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson) в 1900. Вероятность зеркального отражения свободных носителей заряда (для определённости электронов) от поверхности (параметр зеркальности) имеет вид

$$q = 1 - \int_{p'} w(p, p') dp'$$

При этом  $q$  существенно зависит от угла падения  $\theta$  электрона на границу:  $q = 1 - \mu \cos \theta$  ( $\theta \leq \pi/2$ ). С ростом  $\theta$  отражение электронов приближается к зеркальному, при  $\theta \rightarrow \pi/2$   $q \rightarrow 1$ .

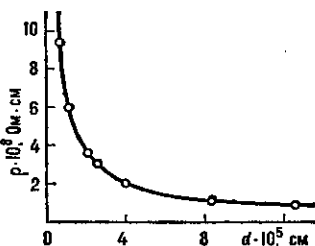
Зависимость  $\sigma(d)$  в тонких пластинах и проволоках различна (рис. 1, 2). В проволоках имеет место соотношение

$$\sigma_d / \sigma_\infty \propto (d/l) \ln(l/d),$$

где  $\sigma_\infty$  — уд. электропроводность массивного проводника. В пластинах

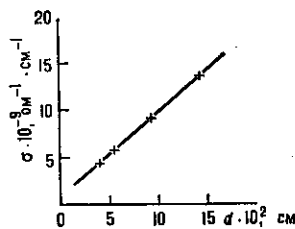
$$\sigma_d / \sigma_\infty \propto (d/l)^{1/2}.$$

Рис. 1. Зависимость удельного электропроводности плёнок  $\rho$  из Ag от их толщины  $d$  при  $T = 4,3$  К.



Р. э. проявляются в температурной зависимости  $\sigma$ . В чистых проводниках (с шероховатой поверхностью), когда электроны в объёме рассеиваются на фононах (см. *Рассеяние носителей заряда*),  $\sigma$  падает с ростом  $T$  и существенно зависит от  $w$ . Чем меньше  $w$ , тем меньше различаются  $\sigma_d$  и  $\sigma_\infty$ . При  $d/l < T/\theta_d$  ( $\theta_d$  — Дебая температура) в пластинах  $\sigma_d \propto d^{1/2} T^{-3/2}$ , в проволоках  $\sigma_d / \sigma_\infty \propto d T^5 \ln(T/d)$ .

Рис. 2. Зависимость от толщины  $d$  электропроводности тонкой проволоки из W (квадратного поперечного сечения).



В полуметаллах и многодолинных полупроводниках зависимость  $\sigma(d)$  проявляется в достаточно толстых образцах, когда  $d$  сравнимо с длиной  $L = v t_{\text{рел}} \gg l$ , где  $v$  — ср. скорость электронов,  $t_{\text{рел}}$  — время их медленной релаксации между долинами. Наблюдаемые для Вi два падающих участка в зависимости  $\sigma(d)$  объясняются возникновением электрич. поля, компенсирующего поперечные токи. Поле обусловлено искривлением энергетич. зон у гранич. образца.

**Размерные эффекты в теплопроводности.** В металлах перенос тепла осуществляется электронами и фононами, но электронная компонента — доминирующая. При  $T > \theta_d$  и при достаточно низких темп-рах, когда электрон-фононное рассеяние мало по сравнению с электрон-примесным, вклад электронов в коэф. теплопроводности  $\kappa^3$  определяется Видемана — Франца законом, т. е. повторяет зависимость  $\sigma(d)$ . При  $T \lesssim \theta_d$ , когда существенно электрон-фононное рассеяние, электронная теплопроводность в пластинах  $\kappa^3 \propto (d/T)^{1/2}$ . В проволоках  $\kappa^3 \propto \sigma(d)$ , но с иным, чем в законе Видемана — Франца, коэф. пропорциональности.

В диэлектриках перенос тепла осуществляется гл. обр. фононами. При низких темп-рах, когда все фононы имеют одинаковые скорости  $v$  (скорость звука, см. *Дебая теория*), коэф. фононной теплопроводности

$$\kappa = c(T) v l(T),$$

где  $c \propto T^3$  — теплоёмкость единицы объёма,  $\kappa$ -рая является мерой плотности фононов (см. *Дебая закон теплоёмкости*),  $l(T)$  — эфф. длина пробега фононов,  $\kappa$ -рая зависит от характера межфононных взаимодействий. Наряду с т. н. нормальными «соударениями» фононов с сохранением суммарного квазиимпульса, не приводящими к сопротивлению потоку фононов (длина пробега  $l_N$ ), происходят столкновения с потерей квазиимпульса — *перевоса процессы* или  $U$ -процессы (длина пробега  $l_U \propto \exp(\theta_d/T)$ ). В массивных бездефектных образцах эфф. длина пробега  $l$  определяется величиной  $l_U$ . С понижением темп-ры  $l_U$  (и, следовательно,  $\kappa$ ) возрастает до тех пор, пока не становится равной размеру образца  $d$ . При дальнейшем охлаждении  $l$  не изменяется, а  $\kappa$  убывает как  $T^3$  (максимум  $\kappa$  соответствует  $l = d$ ).

При  $T \ll \theta_d$  вероятность  $N$ -процессов значительно больше вероятности  $U$ -процессов, т. е.  $l_N \ll l_U$ . В ограниченном температурном диапазоне, определяемом условием  $l_N \ll d \ll l_U$ , сопротивление потоку фононов создают только их столкновения с границами, хотя  $N$ -процессы происходят чаще. Теплопроводность такой пластины (проволоки) осуществляется т. н. гидродинамич. потоком фононов, аналогичным пуазейлевскому течению жидкости, при к-ром перемещение фонона представляет собой случайное блуждание (броуновское движение). Можно показать, что фонон в ср. между соударениями со стенками за счёт  $N$ -процессов проходит путь  $l \propto d^2/l_N$ . Т. о., в области  $l_N \ll d \ll l_U$   $\kappa \propto d^2/l_N$ . Рост  $l$  с повышением  $T$  происходит до тех пор, пока  $U$ -процессы не начинают конкурировать с рассеянием на границах. При дальнейшем нагревании  $\kappa$  резко падает. Переход к гидродинамич. режиму осуществляется прохождением через максимум  $\kappa(T)$  (рис. 3).

Теплопроводность магнетиков (ферритов, антиферромагнетиков) обусловлена движением не только фононов и электронов, но и маг-

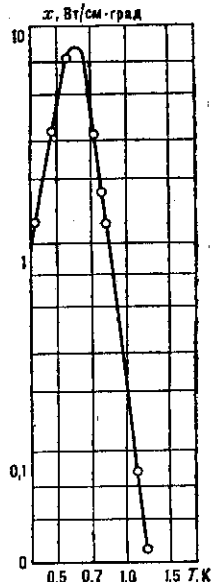


Рис. 3. Зависимость теплопроводности монокристаллов Вi от температуры.