го пробега τ, к-рое в условиях Ц. р. ($\delta \ll r$, $\omega\tau \gg 1$) может быть введено в металлах. Возможность введения τ связана с тем, что основную роль в Ц. р. играет малая часть электронов вблизи экстремальных и граничных значений p_H и с малой проекцией скорости на нормаль к поверхности металла. Возможен лишь «уход» из этих состояний во все остальные («приходом» электронов в эту узкую область значений p_H из-за случайных столкновений можно пренебречь). В результате τ при Ц. р. может существенно отличаться от статич. τ. Так, напр., в статич. случае однократное столкновение электрона с фононом слабо рассеивает электрон и малосущественно; существенным становится лишь число столкновений порядка $(\Theta_Д/T)^2$, где $\Theta_Д$ — *Дебая температура*, $\tau_{эф} \sim T^{-5}$. При Ц. р. уже однократное столкновение с фононом может вывести электрон из ускоряющего слоя или из «резонансного» p_H, т. е. оказаться существенным, что обусловливает $\tau_{эф}^{рез} \sim T^{-3}$.

Исследование Ц. р. в пластинках тоньше длины свободного пробега электронов позволяет выяснить, какая из электронных орбит последней помещается в пластинке и даёт Ц. р. (радиус орбиты пропорционален $1/H$, следовательно, номеру n резонансной гармоники). При большом n это (с относит. точностью $\sim n^{-1}$) определяет диаметр поверхности Ферми в соответствующем направлении. Ц. р. может дать также информацию и об открытых траекториях электронов, если их направление параллельно поверхности образца (см. *Ферми-поверхность*).

Поверхностный импеданс в условиях Ц. р. Комплексная проводимость. В металлах характеристики Ц. р. удобно выражать через *поверхностный импеданс*:

$$Z(H) = R(H) + iX(H),$$

где R — активное, X — реактивное сопротивления. Резонансное значение полного поверхностного импеданса Z связано с временем свободного пробега электрона τ и частотой излучения ω следующими ф-лами: 1) в случае квадратичного закона дисперсии:

$$R(H_р)/R(0) \sim (2\pi n/\omega\tau)^{2/3},$$
$$X(H_р)/X(0) \sim (2\pi n/\omega\tau)^{1/3}; \qquad (1)$$

2) для произвольного закона дисперсии при максимальной m_c и минимальной ω_c:

$$R(H_р)/R(0) \sim X(H_р)/X(0) \sim (n^2/\omega\tau)^{1/6}; \qquad (2)$$

3) в случае минимальной m_c:

$$R(H_р)/R(0) \sim (n^2/\omega\tau)^{4/9},$$
$$X(H_р)/X(0) \sim (n^2/\omega\tau)^{1/6}. \qquad (3)$$

При Ц. р. ток при заданной напряжённости электрич. поля максимален, что соответствует минимумам R и X. Полуширина резонансной линии $\Delta\omega_c \sim 2\pi n/\omega\tau$. Отсюда и из ф-л (1)—(3) следует, что вещественная и мнимая части $\partial Z/\partial H$ при Ц. р. максимальны.

Комплексная проводимость σ в простейшем случае квадратичного изотропного закона дисперсии носителей и взаимноперпендикулярных $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ равна

$$\sigma_{\pm} = \sigma_0 \left\{ \frac{1}{1+(\omega\pm\omega_c)^2\tau^2} + i\,\frac{(\omega\mp\omega_c)\tau}{1+(\omega\pm\omega_c)^2\tau^2} \right\}.$$

Здесь σ_0 — статич. проводимость кристалла в отсутствие магн. поля. Т. о., $\sigma_{\pm}$ отличается от σ_0 лишь заменой $1/\tau$ на $1/\tau + i(\omega\pm\omega_c)$. Это естественно, т. к. действие $\boldsymbol{H}$ на электронный газ эквивалентно вращению его как целого с частотой ω_c.

Магнитные поверхностные уровни. В металлах в тех же условиях, что и Ц. р., может наблюдаться близкое к нему по природе явление — осцилляции поверхностей проводимости из-за квантовых переходов между *магнитными поверхностными уровнями*. Они возникают, если электроны могут зеркально отражаться от поверхности образца, совершая тем самым периодич. движение, к-рое квантовано, и разрешёнными оказываются такие орбиты, для к-рых поток магн. поля через сегмент, образуемый дугой траектории и поверхностью образца, равен $(n+1/4)\,ch/e$.

Лит.: Дорфман Я. Г., Парамагнитный и диамагнитный резонанс электронов проводимости, «ДАН СССР», 1951, т. 81, № 5, с. 765; Dingle R. B., Some magnetic properties of metals. Diamagnetic resonance, «Proc. Roy. Soc. London. Series A. Math. and Phys. Sci.», 1952, v. 212, № A1108, p. 38; Азбель М. Я., Канер Э. А., Теория циклотронного резонанса в металлах, «ЖЭТФ», 1956, т. 30, в. 4, с. 811; 1957, т. 32, в. 4, с. 896; Лазукин В. Н., Циклотронный резонанс, «УФН», 1956, т. 59, № 3, с. 553; Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Цидильковский И. М., Зонная структура полупроводников, М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979.

Ю. А. Гурвич, Е. М. Гершензон.

ЦИКЛОТРО́Н-ФОНО́ННЫЙ РЕЗОНА́НС — резонансное поглощение эл.-магн. энергии, обусловленное переходами электронов между уровнями Ландау при участии оптич. фононов. Наблюдается при распространении эл.-магн. волн в полупроводнике, находящемся в пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$. Необходимыми условиями возникновения Ц.-ф. р. являются наличие достаточно сильного (квантующего) магн. поля $H > mckT/|e|\hbar$ (m — эфф. масса электрона, T — темп-ра, e — заряд электрона; см. *Гальваномагнитные явления*) и оптич. ветви в колебат. спектре полупроводника (см. *Колебания кристаллической решётки*).

Электроны в квантующем магн. поле имеют непрерывный энергетич. спектр для движения вдоль магн. поля и дискретный — для поперечного движения. Если зависимость энергии электрона $\mathscr{E}$ от его квазиимпульса $\boldsymbol{p}$ изотропна и квадратична, то энергия электрона определяется соотношением (см. *Ландау уровни*):

$$\mathscr{E}_n(p_H) = \hbar\omega_c\left(n+\frac{1}{2}\right) + \frac{p_H^2}{2m}. \qquad (1)$$

Здесь n — целое положит. число, p_H — компонента квазиимпульса в направлении $\boldsymbol{H}$, $\omega_c = |e|H/mc$ — *циклотронная частота* электрона. Условие $\mathscr{E}_n - \mathscr{E}_{n-1} = \hbar\omega$ (ω — частота внеш. эл.-магн. поля, p_H фиксировано) приводит к *циклотронному резонансу*. Однако если расстояние между уровнями Ландау совпадает с суммой или разностью энергий

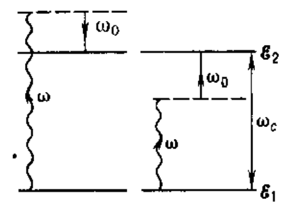

Рис. 1. Электронные переходы с участием оптического фонона ($\hbar = 1$).

оптич. фонона и фотона, в поглощении эл.-магн. энергии также наблюдается резонанс на частоте ω (рис. 1). Если учесть возможность многофононных и многофотонных процессов, условие циклотрон-фононного резонанса будет иметь вид:

$$i\omega_c = i_1\omega + i_2\omega_0. \qquad (2)$$

Здесь ω_0 — частота оптич. фонона. Величина $i-1$ называется номером гармоники. Далее будет считаться $i_1 = 1$, $i_2 = \pm 1$.

Ц.-ф. р. обусловлен перебросом электронов между уровнями Ландау за счёт взаимодействия электронов с оптич. фононами и фотонами. В отсутствие фотона Ц.-ф. р. переходит в *магнитофононный резонанс*. Коэф. поглощения эл.-магн. энергии при Ц.-ф. р. зависит от характера поляризации эл.-магн. волны. Если вектор электрич. поля волны $\boldsymbol{E} \perp \boldsymbol{H}$, то Ц.-ф. р. имеет место, в обратном случае Ц.-ф. р. отсутствует.

Коэффициент затухания ϰ волны зависит от величины расстройки резонанса $\Delta_i = \omega - \omega_i$ (ω_i — резонансная частота).