

тяжёлых дырок наблюдались в p -Ge и p -Si. При этом набор гармоник зависит от ориентации H относительно кристаллография осей.

В квантующем магн. поле и в слабом электрич. поле $E(t) \perp H$ переходы носителей происходят только между соседними уровнями Ландау. Однако при одновременном воздействии поля $E(t)$ и поля рассеивателей оказываются разрешёнными переходы между любыми уровнями Ландау. Это означает, что при $\hbar\omega \gg kT$ возникает переходы с нулевого уровня Ландау на уровни с $n > 1$ (хотя вероятность таких переходов значительно меньше, чем переходов на примесях и акустич. фононах), такие переходы происходят на частотах ω_c и приводят к появлению гармоник (если же носители рассеиваются на оптич. фононах, то имеет место *циклотрон-фононный резонанс*).

Разогрев носителей. Т. к. *высокочастотная проводимость* (для плоскопараллельной волны) на частоте ω_c велика (она равна половине статич. проводимости), то в условиях Ц. р. возможен разогрев носителей перем. полем. Этот метод используется для изучения рассеяния на примесях и акустич. фононах. Осн. источником информации при этом является соотношение $\delta\omega_c \approx \tau^{-1}(\mathcal{E})$. При малой мощности W излучения ср. энергия носителей \mathcal{E} близка к равновесной. Если же W велико, то \mathcal{E} , а значит, и $\delta\omega_c$ начинают зависеть от W .

При рассеянии на заряж. примесях $\tau(\mathcal{E})$ — возрастающая ф-ция, для акустич. фононов — убывающая, для нейтральных примесей τ слабо зависит от \mathcal{E} . Поэтому в первом случае (а также при *межэлектронном рассеянии*) с ростом \mathcal{E} линия сужается, во втором — расширяется, в третьем — полуширина $\delta\omega_c$ остаётся неизменной. С ростом \mathcal{E} акустич. рассеяние становится преобладающим.

При разогреве в пост. электрич. поле E зависимость $\tau(E)$ определяется характером рассеяния. При умеренных значениях E рассеяние обусловлено вынужденным взаимодействием с акустич. фононами ($\tau^{-1} \propto E^{0.5}$), в сильных — спонтанной эмиссией фононов ($\tau^{-1} \propto E^{0.8}$) (см. *Горячие электроны*). Такие же зависимости наблюдаются и от амплитуды высокочастотного поля E_0 в условиях Ц. р. Т. к. $W \propto E_0^2$, то $\delta\omega_c \propto W^{0.25}$ в умеренном и $\delta\omega_c \propto W^{0.4}$ в сильном высокочастотных полях.

Разогрев носителей в высокочастотном поле имеет два важных преимущества — отсутствие контактов в сильных электрич. полях и возможность избирательного нагрева определ. группы носителей, напр. электронов одной долины зоны проводимости в *многодолинных полупроводниках*.

Экспериментальные методы. Существуют 2 осн. способа наблюдения Ц. р. Первый состоит в измерении поглощения эл.-магн. мощности. Второй способ использует то обстоятельство, что поглощение излучения приводит к возрастанию энергии носителей. Это, в свою очередь, приводит к изменению проводимости σ полупроводника на пост. токе. Зависимость изменения $\Delta\sigma$ от ω или от H воспроизводит линию Ц. р. Этот способ имеет то преимущество, что детектором является сам образец. Кроме того, обычно этот способ оказывается более чувствительным, чем измерение поглощения. Однако в тех редких случаях, когда в пределах резонансной линии возникает смена механизма рассеяния (а), смена механизма рекомбинации носителей (б) или изменение типа проводимости (в), то кривая $\Delta\sigma(\omega)$ или $\Delta\sigma(H)$ в случаях (а) и (б) становится двугорбой, а в случае (в) ф-ция $\Delta\sigma(H)$ напоминает закон дисперсии показателя преломления.

В спектрометрах Ц. р. в качестве генераторов эл.-магн. излучения в сантиметровом диапазоне длин волн используются *клитроны*, генераторы Ганна (см. *Ганна диод*) и *лавинно-пролётные диоды*, в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах — *лампы обратной волны*, в субмиллиметровом и ИК-диапазонах — *лазеры*. Источниками магн. поля, как правило, служат сверхпроводящие соленоиды ($H \sim 100$ кЭ). Свободные носители заряда в полупроводниках при низких темп-рах создаются подсветкой. Для увеличения чувствительности применяются модуляц. методы регистрации (изменение концентрации свободных но-

сителей при изменении интенсивности света). В связи с низкой добротностью линий Ц. р. обычно применяется развёртка частоты вариацией поля H .

Циклотронный резонанс в металлах

Исследование Ц. р. в металлах имеет большое значение для теории *металлов*. Он позволяет определить форму и размеры ферми-поверхности, времена свободного пробега носителей, электрон-фононное взаимодействие и др.

В металлах эл.-магн. волны почти полностью отражаются от поверхности образца, проникая на металл на небольшую глубину скин-слоя $\delta \sim 10^{-5}$ см (см. *Скин-эффект*). В хороших металлах, где число электронов — 1/атом, $\delta \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ см; в *полуметаллах* (напр., у Вi) $\delta \sim 10^{-4}$ см. Радиус ларморовской орбиты электронов r , обратно пропорциональный полю H , сравним с δ лишь в сильных полях $H \sim 10^6 - 10^7$ Э (для полуметаллов $H \sim 10^4$ Э). В обычных же магн. полях эл.-магн. поле взаимодействует с электронами лишь на малом участке их орбиты. В результате электроны проводимости движутся в сильно неоднородном эл.-магн. поле, поскольку, как правило, диаметр их орбиты $2r \gg \delta$. Если магн. поле параллельно поверхности образца, то среди электронов есть такие, к-рые, хотя и движутся большую часть времени в глубине металла, где электрич. поля нет, однако на короткое время заходят в скин-слой, где взаимодействуют с волной (рис. 5).

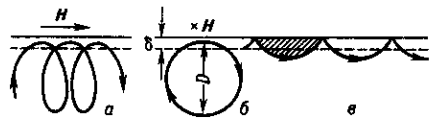


Рис. 5. Траектории электронов: а, б — в однородном постоянном магнитном поле H при действии переменного электрического поля $E \perp H$; магнитное поле H направлено параллельно поверхности металла; в — зеркально отражающихся от поверхности металла.

Механизм передачи энергии от волны носителям в этом случае аналогичен работе *циклотрона*, резонанс возникает, если электрон будет попадать в скин-слой каждый раз при одной и той же фазе электрич. поля, что возможно при $\omega = \omega_c = neH/mc$. Это условие отвечает резонансам, периодически повторяющимся при изменении $1/H$. Электрон возвращается в ускоряющий слой через один или неск. периодов перем. поля $T = 2\pi/\omega$, каждый раз получая энергию от поля.

В случае поля H , наклонного относительно поверхности образца, электроны, проходя по направлению поля H за один оборот путь порядка r , проводят в слое δ время, равное $(2\pi/\omega)(\delta/r) \leq 2\pi\omega$. При этом периодичность движения в поле H на их взаимодействие с перем. полем не влияет, и Ц. р. отсутствует (рис. 6. а).

Приведённое описание является исчерпывающим только в случае электронов с квадратичным законом дисперсии, когда m_c , а следовательно, и ω_c одинаковы для всех электронов. В случае более сложных законов дисперсии ω_c , как и в случае полупроводников, может зависеть от \mathcal{E} и p_H . При этом для Ц. р. существуют только электроны с энергией $\mathcal{E} = \mathcal{E}_F$ (\mathcal{E}_F — *ферми-энергия*). Из электронов с разл. p_H , образующими непрерывный спектр циклотронных частот ω_c , осн. роль в Ц. р. играют: 1) электроны вблизи экстремальных значений p_H^{min} на ферми-поверхности $\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}_F$, где $\omega_c(p_H)$ медленнее всего меняется, а плотность состояний электронов, как ф-ция ω_c , обращается в бесконечность; 2) электроны вблизи особых точек — граница спектра $\omega_c(p_H^*)$.

Измерение частот Ц. р. позволяет непосредственно определить экстремальные и граничные значения m_c . Полуширина резонансной линии определяет время свободно-

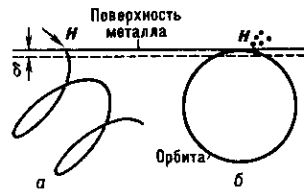


Рис. 6.