

использовать Г. я. как метод исследования электронного спектра и процессов рассеяния. Эффекты, обусловленные формой траекторий электронов, практически не проявляются в продольном сопротивлении; для всех металлов, как правило,  $\Delta\rho_{\parallel}/\rho \ll 1$ , даже при  $H \gg H_0$ .

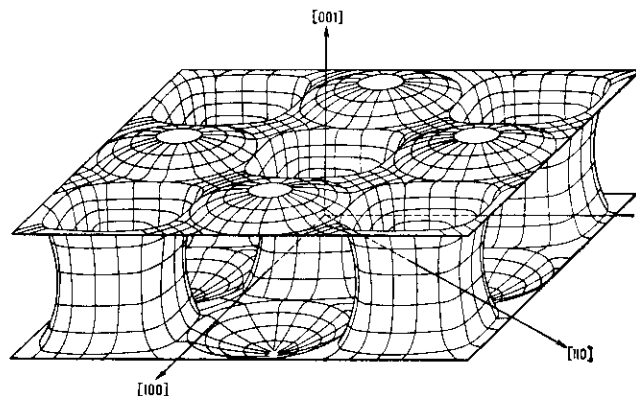


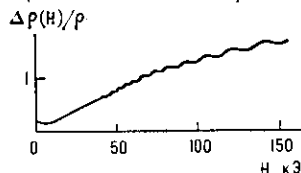
Рис. 6. Контуры открытой поверхности Ферми Sn, восстановленные по набору кривых, подобных рис. 5.

Чувствительность характеристик Г. я. при  $H \gg H_0$  к структуре электронного спектра позволила использовать эксперим. зависимости поперечного сопротивления металлич. монокристаллов от величины и направления  $H$  (рис. 4, 5) для определения их поверхностей Ферми. При этом оказалось, что большинство металлов имеет открытые поверхности Ферми (Au, Ag, Cu, Sn, Pb; рис. 6), а Na, K, Rb, Al, In, а также полуметаллы (Bi, Sb) — замкнутые. Одновременно выяснилось, что *Капицы закон* — следствие усреднения  $\rho_{ik}(H)$  по кристаллитам для металлов с открытыми поверхностями Ферми и переходная область от  $H \ll H_0$  к  $H \gg H_0$  для металлов с замкнутыми поверхностями Ферми.

В Г. я. важную роль играет рассеяние электронов поверхностью образца: если траектория электронов замкнута, то поперечная проводимость осуществляется путём столкновений. Поэтому поверхностное рассеяние приводит к увеличению проводимости в приповерхностном слое, что находит отражение в зависимости  $\Delta\rho/\rho$  от  $H$  для образцов конечных размеров (*статистический скин-эффект*, см. также *Размерные эффекты*).

**Квантовые эффекты.** В сильных (квантующих) магн. полях проявляет себя квантование энергии электронов, движущихся по замкнутым орбитам (см. выше). В металлах и вырожденных полупроводниках наблюдаются осцилляции магнетосопротивления в зависимости от поля  $H$  (Шубникова — де Гааза эффект). Так же как и де Гааза — ван Альфена эффект, он обусловлен осцилляциями в зависимости от  $1/H$  плотности состояний электронов на границе Ферми (см. *Квантовые осцилля-*

Рис. 7. Осцилляции Шубникова — де Гааза малой амплитуды на фоне слабого монотонного роста магнетосопротивления монокристалла Co при  $T=4,2$  К.



ции в магнитном поле). Для типичных металлов осцилляционная зависимость обычно имеет малую амплитуду и «накладывается» на плавную «классическую», существенно не деформируя последнюю (рис. 7).

Изменение (по сравнению с классическими) зависимостей  $\Delta\rho/\rho$  и  $E_H$  от  $H$  может быть связано также *магнитному пробой* (туннельному проникновению электронов с одной траектории на другую при определённых направлениях  $H$ ). В частности, магнитный пробой мо-

жет быть источником осцилляций  $\Delta\rho/\rho$  большой амплитуды (рис. 8).

Своеобразные квантовые эффекты, обусловленные интерференцией электронных волн, прошедших разные пути, приводят к аномальному *магнетосопротивлению*,

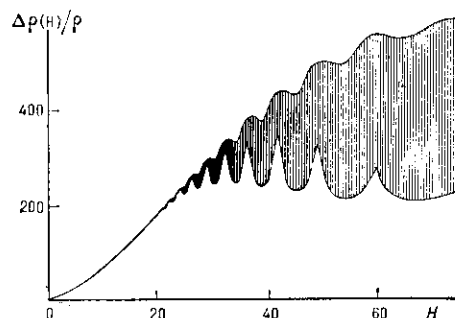


Рис. 8. Магнеторобные осцилляции в монокристалле Bi при  $T=2$  К.

проявляющемуся в слабых магн. полях. Аномальное магнетосопротивление подавляется неупругим рассеянием, рассеянием с переворотом спина и др.

Ферро- и антиферромагн. металлы обладают аномальными гальваномагн. свойствами в полях  $H \ll H_0$  (см. *Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм*). При  $H \gg H_0$  их поведение такое, как и поведение других металлов. Г. я. в сплавах и *интерметаллических соединениях* не отличаются существенно от Г. я. в простых металлах.

**Полуметаллы.** Г. я. — один из осн. источников сведений об электронной энергетич. структуре *полуметаллов*. Г. я. в полуметаллах осложнены влиянием магн. поля на число носителей в зонах, на положение краёв зон и т.п. Квантовые осцилляции в полуметаллах выражены значительно резче, т. к. расстояние между уровнями Ландау при не слишком больших полях достигает значений порядка энергии Ферми полуметалла. Из-за этого, в частности из-за энергетического перекрытия зон, в квантующих полях полностью «разруша-

$\Delta\rho(H)$ , произвольн. ед.

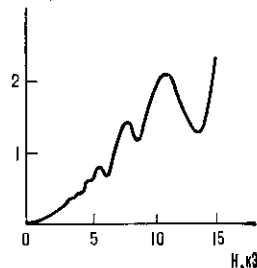


Рис. 9. Осцилляции Шубникова — де Гааза в монокристалле Bi при  $T=1,5$  К.

ется» плавная зависимость  $\Delta\rho/\rho$  от  $H$ , obeying классич. движение электронов в магнитном поле (рис. 9).

**Полупроводники.** Г. я. в *полупроводниках* обладают рядом особенностей, обусловленных прежде всего малой концентрацией носителей заряда. Электронно-дырочный газ полупроводников при  $T \sim 300$  К невырожден, и характеристики Г. я. существенно зависят от механизма рассеяния носителей (табл.). Выяснение роли разл. механизмов рассеяния — одна из осн. задач исследования Г. я. в полупроводниках. Эффективные массы носителей в полупроводниках  $m^*$ , как правило, меньше массы свободного электрона  $m_0$  (в металле  $\sim m_0$ ), благодаря чему значение  $H_0$  и  $H_{KB}$  для полупроводников меньше, чем для металлов. Для ряда полупроводников  $H_0 \sim (0,1-1) \cdot 10^4$  Э, а условие  $H > H_{KB}$  может быть достигнуто при  $T \sim 10$  К. На Г. я. в полупроводниках существ. влияние оказывает наличие неск. сортов носителей. Вклад разл. групп носителей в магнетосопротивление не аддитивен (в отличие от вклада в электропроводность). У полупроводников, имеющих один сорт носителей (для определённости — электро-