

зависит от их формы, то и К. о. в условиях магн. взаимодействия существенно зависят от неё. Так, зависимость  $M(H)$  при расслоении на домены в длинных образцах значительно отличается от даваемой ф-лой (7). Для образцов в форме тонкого диска эти отклонения менее заметны.

**Ультраквантовый предел.** В полуметаллах, в металлах с аномально малым числом электронов и в вырожденных полупроводниках с низкой концентрацией носителей заряда достигается ситуация, когда ниже  $\mathcal{E}_F$  остаётся 1 уровень Ландау. В этом случае изменения  $\mathcal{E}_F$  перестают быть малыми, а становятся сравнимыми с  $\mathcal{E}_F$  (отсчитываемой от экстремума зоны). Поведение металла в ультраквантовой области магн. полей зависит от зонной структуры. Так, если есть 1 тип носителей, то независимость  $N(H)$  приводит к тому, что граничное значение  $p_z \rightarrow 0$  как  $1/H$ , а  $\mathcal{E}_F$  совпадает с ниж. уровнем Ландау.

К. о. приобретают специфич. черты в условиях магнитного пробоя. Из-за квантового туннелирования электронов между разными зонами появляются К. о. с периодами, соответствующими комбинациям сечений  $(A^{\pm} \pm A^k)$ , и исчезают К. о. для тех орбит, вероятность ухода с к-рых из-за магн. пробоя становится высокой.

**К. о. в малых образцах** (напр., на пластинках толщиной  $d$ , сравнимой с диаметром  $2r$  орбиты электронов в магн. поле). Если  $2r > d$ , то по замкнутым орбитам могут двигаться лишь электроны, испытывающие зеркальное отражение от поверхностей образца, и К. о. будут определяться площадью участка сечения поверхности Ферми (рис. 5), изменяющегося при изменении поля. Их периодичность при этом нарушается.

**К. о. затухания звука.** Когда существует дополнит.

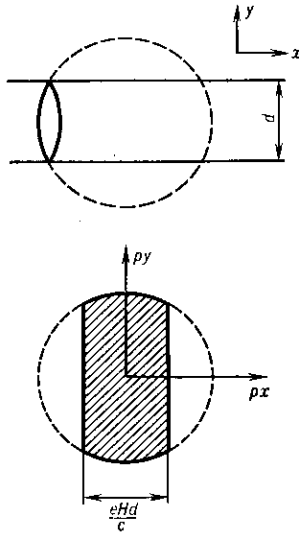


Рис. 5. Вверху — экстремальная по площади орбита электронов в тонком образце при зеркальном отражении от поверхности; внизу — соответствующая орбита в импульсном пространстве ( $p_x = p_x, p_y = p_y$ ). Пунктир — форма орбиты в неограниченном образце. Заштрихованная площадка определяет условие квантования.

механизм отбора эфф. электронов, возможно наблюдение К. о. от неэкстремальных сечений поверхности Ферми. Это имеет место, напр., при распространении звука в металле. Осн. вклад в затухание звука (при  $H$ , не перпендикулярном к волновому вектору) вносят электроны, движущиеся вдоль магн. поля в фазе с волной. Т. к. скорость Ферми на 2—3 порядка превосходит скорость звука, то эффективные электроны расположены на сечениях, близких к экстремальным. При изменении магн. поля уровни Ландау периодически пересекают поверхность Ферми в области эфф. электронов, что приводит к периодич. вариациям числа последних  $\sim$  на 100% (см. Гигантские квантовые осцилляции поглощения звука).

Наряду с К. о. в магн. поле в металлах и полупроводниках могут наблюдаться также квантовые эффекты др. природы: размерное квантование в плоских плёнках, проволоках и цилиндрах, связанное с ограничением области движения (см. Квантовые размерные эффекты) или с интерференцией электронов (Ааронова—Бома эффект), и резонансные явления — циклотронный резонанс, резонанс на магнитных поверхностных уровнях, магнитофононный резонанс.

Лит.: Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф., Электронные свойства двумерных систем, пер. с англ., М., 1985; Шенберг Д., Магнитные осцилляции в металлах, пер. с англ., М., 1986. В. С. Эдельман.

**КВАНТОВЫЕ РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ** — изменение термодинамич. и кинетич. свойств кристалла, когда хотя бы один из его геом. размеров становится соизмеримым с длиной волны де Бройля  $\lambda_B$  электронов. К. р. э. обусловлены квантованием движения электрона в направлении, в к-ром размер кристалла сравним с  $\lambda_B$  (размерное квантование).

В массивном идеальном кристалле состояние электрона определяется заданием четырёх квантовых чисел — номера энергетич. зоны (см. Зонная теория) и трёх проекций его квазимпульса  $p$  на координатные оси ( $p_x, p_y, p_z$ ), к-рые могут принимать любые значения. В кристаллич. плёнке толщиной  $L$ , нормаль к к-рой направлена по оси  $z$  (рис. 1), движение электрона в плоскости плёнки остаётся свободным, т. е.  $p_x$  и  $p_y$  могут принимать любые значения. Величина же  $p_z$  может принимать только дискретный ряд значений. Дискретность связана с тем, что волновая ф-ция электрона на поверхностях плёнки должна обращаться в 0. Это означает, что на толщине  $L$  должно укладываться целое число  $n=1, 2, \dots$  полуволин де Бройля  $\lambda_B/2 = \pi \hbar / |p_z|$ . Отсюда следуют закон квантования проекции квазимпульса  $p_z$ :

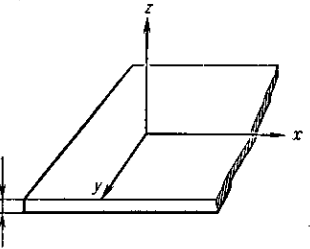


Рис. 1. Геометрия плёнки.

$$|p_z| = \frac{\pi \hbar n}{L} \quad (1)$$

и закон квантования энергии поперечного движения (в приближении эффективной массы):

$$\mathcal{E}_n(0) = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m^* L^2} \quad (2)$$

Здесь  $m^*$  — эффективная масса электрона в направлении  $z$ ,  $\mathcal{E}_n$  наз. уровнями размерного квантования.

Графически энергия электронов  $\mathcal{E}_n(p_x, p_y)$  для разных значений  $p_z$  (т. е.  $n$ ) представляет собой систему параболоидов, вставленных друг в друга так, что дно каждого последующего расположено выше предыдущего (рис. 2). Дно параболоида  $\mathcal{E}_n(0)$  соответствует энергии движения электрона поперёк плёнки (размерный уровень). Т. о., энергетич. спектр элект-

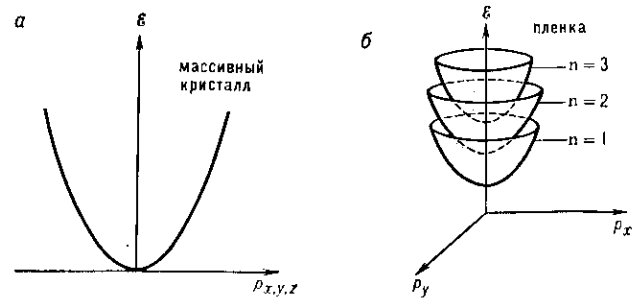


Рис. 2. Энергетический спектр электронов в массивном кристалле (а) и в плёнке (б).

ронов состоит из набора двумерных размерных подзон, каждая из к-рых содержит значения энергии для всевозможных  $p_x, p_y$  при заданном  $p_z$ . При уменьшении толщины  $L$  энергия размерных уровней  $\mathcal{E}_n(0)$  растёт, увеличивается и расстояние между размерными подзонами.