

Кривая поглощения (рис. 2) резко асимметрична. При определ. условиях линия Ц.-ф. р. может принимать более сложную форму, напр. расщепиться на неск. линий, и у осн. линий Ц.-ф. р. могут появиться спутники. Ц.-ф. р. чувствителен к внеш. воздействиям; напр., наличие поперечного пост. электр. поля «размывает» пик κ .

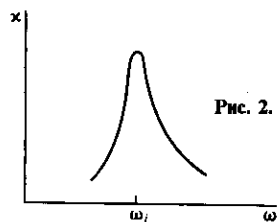


Рис. 2. Линия поглощения циклотрон-фононного резонанса.

Если хотя бы один из размеров образца d достаточно мал (напр., образец — тонкая плёнка), то возникает дополнительный размерный квантование спектра (см. *Квантовые размерные эффекты*). Если ось oz направлена вдоль толщины плёнки, то энергетич. спектр электронов имеет вид

$$\mathcal{E}_n = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} + \frac{\pi^2 n^2 \hbar^2}{2md^2} \quad (3)$$

Дискретизация электронного спектра в направлении oz приводит к т. н. размерно-фононному резонансу, связанному с переходом электрона между уровнями размерно-квантованного спектра за счёт поглощения оптич. фотона и фотона. Если вдоль оси oz приложить квантующее поле H , то электронный спектр становится полностью дискретным и условие резонанса приобретает вид

$$\omega = i\omega_c + (n_1^2 - n_2^2)\pi^2 \hbar / 2md^2 \pm \omega_0 \quad (4)$$

Из ур-ния (4) видно, что кроме линий Ц.-ф. р. ($n_1^2 - n_2^2 = 0$) и размерно-фононного резонанса ($i=0$) возникают новые серии линий размерно-циклотрон-фононного резонанса.

Наряду с обычным Ц.-ф. р. наблюдаются Ц.-ф. р., сопровождающийся переворотом спина электрона, и многофононный Ц.-ф. р. В полупроводнике при определ. условиях существует такая область параметров, в к-рой дисперсия преобладает над затуханием волны, и может возникнуть широкий набор циклотрон-фононных волн.

Лит.: Баканас Р. К., Басс Ф. Г., Левинсон И. Б., Циклотрон-фононный резонанс в полупроводниках, «ФТП», 1978, т. 12, в. 8, с. 1457. Ф. Г. Басс.

ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ВОЛНА — волна, радиально расходящаяся от или сходящаяся к нек-рой оси в пространстве или точке на плоскости. В последнем случае эти волны наз. также круговыми. Примерами Ц. в. могут служить волны на поверхности воды от брошенного камня или колеблющегося поплавка, эл.-магн. или акустич. волны, возбуждаемые источниками, расположенными в пространстве, ограниченном, напр., двумя плоскопараллельными отражателями (в т. ч. внутри океанич. волноводов и т. д.).

Структура Ц. в. существенно сложнее структуры плоских (одномерных) и сферич. (трёхмерных) волн. Простейшая монохроматич. симметричная Ц. в. с источником в центре (рис. 1) удовлетворяет двумерному волновому уравнению и описывается с помощью ф-ции Ханкеля нулевого порядка $H_0(kr)$:

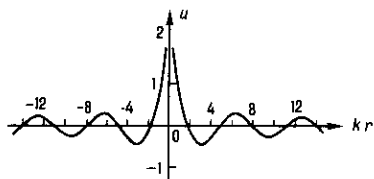


Рис. 1. Радиально расходящаяся цилиндрическая волна, возбуждаемая источником в центре.

$$u(r, t) \sim H_0(kr) \exp i\omega t, \quad (1)$$

где ω — круговая частота, k — волновое число. На больших расстояниях от оси ($kr \gg 1$) волновое поле (1) приобретает вид

$$u(r, t) \sim \frac{A}{\sqrt{r}} \exp [i(\omega t - kr)], \quad (2)$$

и только в этом асимптотич. представлении в Ц. в. можно однозначно выделить амплитуду A/\sqrt{r} и фазу $\omega t - kr = \omega(t - r/v_\phi)$, где фазовая скорость v_ϕ совпадает с фазовой скоростью плоской волны: $v_\phi = \omega/k = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны). По мере удаления от оси квадрат модуля волнового возмущения (2) убывает как $1/r$, а поверхность цилиндра, охватывающая источник, растёт пропорционально r , так что, в соответствии с законом сохранения энергии, суммарное значение потока энергии, уносимого от источника на оси, остаётся постоянным.

В отсутствие дисперсии волн из гармонич. волн (2) вдали от оси можно составить волну любой формы (в частности, уединённую волну или волновой пакет), перемещающуюся с пост. скоростью $v_\phi = v$:

$$u(r, t) = \frac{A}{\sqrt{r}} f(t - r/v), \quad (3)$$

где ф-ция $f(t - r/v)$ удовлетворяет одномерному волновому ур-нию. Однако в промежуточной области, где $kr \sim 1$, даже в среде без дисперсии происходит сильная деформация волнового возмущения (рис. 2). Это связано с тем, что

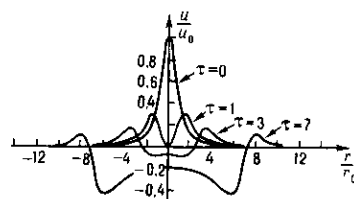


Рис. 2. Радиально расходящаяся цилиндрическая волна, заданная в начальный момент времени в форме одиночного импульса $u = u_0 (1 + r/r_0)^{3/2}$. С увеличением $\tau = ct/r_0$ (с ростом времени t) импульс расплывается, оставляя за собой «шлейф».

Ц. в. в принципе нестационарна: удаляясь от оси (центра), она оставляет за собой «шлейф», к-рый можно интерпретировать как результат прихода волновых возмущений от всё более и более удалённых от точки наблюдения источников на оси.

Лит. см. при ст. Волны.

М. А. Миллер, Л. А. Островский.

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ДОМЭНЫ (ЦМД) — разновидность ферромагнитных доменов; изолированные однородно намагниченные области в магнитной плёнке (или в тонкой магн. пластинке), имеющие форму круговых цилиндров и направление намагниченности, антипараллельное намагниченности остальной части плёнки. Для образования ЦМД необходимо наличие у магн. плёнки достаточно большой магнитной анизотропии, причём ось лёгкого намагничивания (ОЛН) должна быть перпендикулярна поверхности плёнки. Материалы, в к-рых могут образовываться ЦМД, наз. ЦМД-материалами. К ним относятся монокристаллич. плёнки ферритов-гранатов, аморфные плёнки интерметаллич. соединений редкоземельных и переходных металлов, ортоферриты, гексаферриты и др.

Для характеристики ЦМД-материалов используют т. н. фактор качества $Q = K_u / 2\pi M_s^2$, где K_u — константа одноосной анизотропии, M_s — намагниченность насыщения; в ЦМД-материалах $Q > 1$. Другим важным параметром является характеристич. длина l , задающая характерный размер доменов в данном материале: $l = (AK_u)^{1/2} / \pi M_s^2$, где A — т. н. константа неомногообменного обмена.