

как вблизи $\epsilon_{\text{мин}}$ и $\epsilon_{\text{макс}}$ изоэнергетич. поверхности замкнуты (см. *Зонная теория*). Переход от замкнутых к открытым поверхностям происходит «через» поверхность $\epsilon(\rho) = \epsilon_k$, содержащую т. н. конич. точку ρ_k . В к-рой $v=0$ (рис. 1). Вблизи ρ_k ф-ция $\epsilon(\rho)$ можно придать вид:

$$\epsilon(\rho) = \epsilon_k + \frac{\rho_1^2}{2m_1} + \frac{\rho_2^2}{2m_2} - \frac{\rho_3^2}{2m_3}, \quad (2)$$

причём *эффективные массы* m_1, m_2, m_3 одного знака. Энергии ϵ_k наз. особыми точками S -типа (если $m_1, m_2, m_3 > 0$, то S_1 -типа; если $m_1, m_2, m_3 < 0$, то S_2 -типа). Это седловые точки ф-ции $\epsilon(\rho)$.

Л. Ван Хов (L. Van Hove) в 1953 сформулировал и доказал теорему, согласно к-рой в каждой энергетич. зоне имеется по меньшей мере две точки S -типа (одна

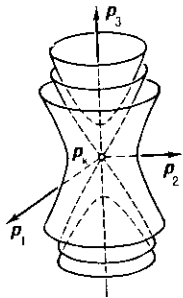
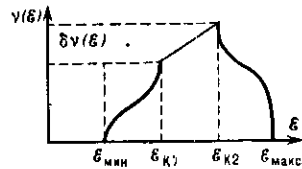


Рис. 1. Изменение топологии изоэнергетических поверхностей вблизи конической точки.

Рис. 2. Зависимость плотности состояний ν от энергии ϵ квазичастицы.



S_1 -типа, другая S_2 -типа). Схематич. зависимость плотности состояний $\nu(\epsilon)$ в энергетич. зоне изображена на рис. 2. Аномальная часть $\nu(\epsilon)$, содержащая В. Х. о., равна $\delta\nu = A|\epsilon_k - \epsilon|^{1/2}$, где $A = \frac{V^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} |m_1 m_2 m_3|^{1/2}$

и отлично от нуля для особенности S_1 -типа при $\epsilon < \epsilon_k$, а для особенности S_2 -типа при $\epsilon > \epsilon_k$.

В. Х. о. могут наблюдаться не только при переходе от замкнутых изоэнергетич. поверхностей к открытым, но и при любом изменении связности изоэнергетич. поверхностей, в частности при возникновении у изоэнергетич. поверхности новой полости. Новая полость зарождается в точке $v=0$, благодаря чему и в этом случае $\delta\nu \sim |\epsilon - \epsilon_k|^{1/2}$ и отлична от 0 при тех значениях энергии, при к-рых полость есть. В этом смысле особенности при $\epsilon = \epsilon_{\text{мин}}$ и $\epsilon = \epsilon_{\text{макс}}$ можно трактовать как В. Х. о.

Знание В. Х. о. существенно для понимания энергетич. зонной структуры кристаллов. Если к-л. причина выделяет определ. изоэнергетич. поверхность (как, напр., выделена *ферми-поверхность* в металлах), то изменение её связности приводит к проявлению В. Х. о. в макроскопич. свойствах. Так, изменение путём внеш. воздействия связности ферми-поверхности — причина предсказанного (И. М. Лифшиц) и обнаруженного экспериментально (Н. Б. Брандт и др.) электронно-топологич. фазового перехода металлов при уругих деформациях.

Лит.: Van Hove L., The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal, «Phys. Rev.», 1953, v. 89, p. 1189; Займан Д. ж., Принципы теории твёрдого тела, пер. с англ., М., 1974, гл. 2, § 5; Косевич А. М., Физическая механика реальных кристаллов, К., 1981, гл. 1, § 2; Анималу А., Квазисвободная теория кристаллических твёрдых тел, пер. с англ., М., 1981, гл. 4, § 8. М. И. Каганов.

ВАН-ЦИТТЕРТА — ЦЕРНИКЕ ТЕОРЕМА: функция когерентности излучения от пространственно некогерентного источника с распределением интенсивности $I(\rho)$ пропорциональна волновому полю когерентного излучателя с распределением амплитуды, повторяющим $I(\rho)$. Установлена в 1934 П. Ван-Циттертом (P. van Cittert) и в 1938 Ф. Цернике (F. Zernicke) более простым способом. Физ. содержание теоремы состоит в том, что из-за дифракц. расплывания и перекрытия пучков из-

лучения возникает частичная когерентность в двух точках. В результате степень когерентности излучения в двух точках оказывается связанной с дифракцией.

Если $G(r, \rho) \exp(-i\omega t)$ — волновое поле, создаваемое в точке r квазимонохроматич. точечным источником, расположенным в точке ρ , то распределение источников в объёме V , описываемое ф-цией $F(\rho)$, создаёт поле с комплексной амплитудой

$$E(r) = \int_V G(r, \rho) F(\rho) d\rho. \quad (1)$$

Полностью пространственно некогерентный излучатель описывается случайной ф-цией источника $f(\rho)$, ср. значение к-рой $\langle f(\rho) \rangle = 0$, а *корреляционная функция* имеет вид:

$$\langle f(\rho) f^*(\rho') \rangle = I(\rho) \delta(\rho - \rho'). \quad (2)$$

Здесь $I(\rho) \geq 0$ — интенсивность источников, * означает комплексное сопряжение, $\delta(\rho - \rho')$ — трёхмерная дельта-функция. Из (1) и (2) следует, что пространственная ф-ция когерентности волнового поля выражается ф-лой

$$\langle E(r) E^*(r') \rangle = \int_V G(r, \rho) G^*(r', \rho) I(\rho) d\rho. \quad (3)$$

Правая часть здесь имеет тот же вид, что и в (1), если принять $F(\rho) = G^*(r', \rho) I(\rho)$. В силу *взаимности принципа* $G(r', \rho) = G(\rho, r')$ представляет собой расходящуюся сферич. волну в точке ρ , возбуждаемую источником, находящимся в точке r' . Комплексно сопряжённая величина $G^*(\rho, r')$ представляет собой поле, создаваемое в точке ρ сферич. волной, сходящейся в точку r' . Т. о., ф-ция когерентности (3) совпадает с полем, создаваемым в точке r' источниками, к-рые наводятся когерентной сферич. волной, сфокусированной в точку r' , причём амплитуда этих источников в каждой точке пропорциональна интенсивности исходного некогерентного источника в той же точке. Напр., для теплового излучения, создаваемого нагретым шаром диам. D на расстоянии R от него, поперечный радиус когерентности ρ_c имеет тот же порядок величины, что и размер фокального пятна (диска Эйри), возникающего при фокусировке плоской волны, длина к-рой λ , линзой, имеющей диам. D и фокусное расстояние R : $\rho_c \sim \lambda R/D = \lambda/\theta$. Здесь $\theta = D/R$ — угол, под к-рым виден источник из точки наблюдения. Отсюда следует, что поперечный радиус когерентности возрастает по мере удаления от источника.

Лит.: Van Cittert P. H., Die wahrscheinliche Schwingungsverteilung in einer von einer Lichtquelle direkt oder mittels einer Linse beleuchteten Ebene, «Physica», 1934, v. 1, p. 201; Zernicke F., The concept of degree of coherence and its application to optical problems, ibid., 1938, v. 3, p. 785; Борн М., Вольф Ф., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973. В. И. Татарский.

ВАНЬЕ—МОТТА ЭКСИТОН — квазичастица, возникающая при бестоковых возбуждениях в полупроводниках, связанных с образованием пары электрон—дырка. Конкретизируя идею Я. И. Френкеля об экситонах — возбуждённых состояниях электронной системы кристаллов, энергетич. уровни к-рых располагаются ниже зоны проводимости (см. *Френкеля экситон*), Г. Ванье и Н. Мотт предположили, что экситон в кристаллич. полупроводнике можно рассматривать как пару *квазичастиц* — электрон проводимости и дырку, к-рые связаны кулоновским взаимодействием [1, 2]. Энергия W кулоновского взаимодействия таких квазичастиц в кристалле $W = e^2/\epsilon r$, где ϵ — диэлектрич. проницаемость, r — расстояние между связанными в В.—М. э. электроном и дыркой, e — заряд электрона. Благодаря ослабленному средой в ϵ раз кулоновскому взаимодействию r может в сотни раз превосходить размеры элементарной ячейки кристалла. Вследствие этого В.—М. э. часто наз. экситоном большого радиуса. Энергия связи ϵ , обычно в 100—1000 раз меньше, чем энергия связи атома водорода. В.—М. э. существуют в кристаллах при низких темп-рах. При комнатных