

приобретают за счёт этого внутр. структуру и поэтому ничем в принципе не отличаются от К.

Лит.: Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Киржниц Д. А., Полезные методы теории многих частиц, М., 1963; Мигдал А. Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2 изд., М., 1983; Пайнс Д., Элементарные возбуждения в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1965; Каганов М. И., Лишин И. М., Квазичастицы, М., 1976. Д. А. Киржниц.

КВАЗИЭНЕРГИЯ — физ. величина, характеризующая состояние квантовомеханич. системы, гамильтониан которой является периодич. ф-цией времени. Используется, напр., при рассмотрении движения заряж. частиц в периодич. эл.-магн. поле достаточно большой частоты (в поле лазера).

Понятие К. частицы было введено в работах [1], [2] (по аналогии с понятием *квазиимпульса* электрона в кристалле) на основе существования в нек-рых случаях у периодич. гамильтониана частицы $\hat{H}(t)$ симметрии относительно сдвигов по времени на постоянную величину τ , т. е. $\hat{H}(t+\tau) = \hat{H}(t)$. Стационарные гамильтонианы обладают такой симметрией при произвольных τ , поэтому волновая ф-ция частицы $\psi(x, t)$ для стационарного состояния всегда может быть построена с выделением экспоненц. множителя, зависящего от времени характерным образом (и отвечающего одномерным унитарным неприводимым представлениям группы непрерывных одномерных трансляций по времени):

$$\psi_n(x, t) = \exp(-i\varepsilon_n t/\hbar) \psi_n(x),$$

где ε_n — энергия состояния из дискретного или непрерывного спектра гамильтониана, x — координаты системы. В случае периодич. симметрии гамильтониана по времени с действит. периодом τ , в полной аналогии со случаем симметрии относительно пространств. сдвигов, согласно *Блоха теореме*, волновая ф-ция для квазиэнергетич. состояния также всегда может быть представлена в виде

$$\tilde{\psi}_n(x, t) = \exp(-i\tilde{\varepsilon}_n t/\hbar) \tilde{\psi}_n(x, t),$$

где $\tilde{\psi}_n(x, t)$ симметрична относительно сдвигов по времени на период, кратный τ : $\tilde{\psi}_n(x, t+\tau) = \tilde{\psi}_n(x, t)$, $\tilde{\varepsilon}_n$, по определению, — К. частицы, а экспоненц. множитель отвечает одномерному унитарному неприводимому представлению группы дискретных трансляций по времени. Спектр К. системы $\tilde{\varepsilon}_n$ может быть как дискретным, так и непрерывным; при $\tau=0$ он совпадает со спектром энергий. Спектр К. и волновые ф-ции квазиэнергетич. состояний построены в явном виде для небольшого числа квантовых систем, в частности для многомерных (N -мерных) систем с гамильтонианом, представленным в виде квадратичной формы по операторам координат и импульсов с периодическими по времени коэффициентами [3]. В этом случае спектр К. связан со структурой *симплектической группы* $ISp(2N, R)$ *динамической симметрии* таких гамильтонианов и может быть как чисто дискретным или чисто непрерывным, так и смешанного типа, когда часть индексов, метящих состояние с заданной К., дискретна, а часть непрерывна. Для нек-рых квантовых систем с трением величина τ может быть чисто мнимой: $\tau = i\tau_0$ (где τ_0 — вещественно), так что $\hat{H}(t+i\tau_0) = \hat{H}(t)$. Для таких систем квазиэнергетич. состояния переходят в т. н. лосс-энергетические, отвечающие системе с затуханием (с потерями энергии), а спектр К. становится спектром лосс-энергий [4].

Лит.: 1) Зельдович Я. Б., Квазиэнергия квантовой системы, подвергающейся периодическому воздействию, «ЖЭТФ», 1966, т. 51, с. 1492; 2) Ритус В. И., Сдвиг и расщепление атомных уровней полем электромагнитной волны, там же, с. 1544; 3) Малкин И. А., Манько В. И., Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем, М., 1979; 4) Dondonov V. V., Man'ko V. I., Loss energy states of nonstationary quantum systems, «Nuovo Cim.», 1978, v. 44 B, p. 265. В. И. Манько.

КВАНТ ДЕЙСТВИЯ — то же, что *Планка постоянная*.

КВАНТ МАГНИТНОГО ПОТОКА — мин. значение магнитного потока Φ_0 через кольцо сверхпроводника с током, обусловленным движением куперовских пар электронов (см. *Купера эффект*, *Сверхпроводимость*); одна из фундам. физ. констант. $\Phi_0 = h/2e = 2,0678506(54) \cdot 10^{-15}$ Вб (на 1984). Значение Φ_0 определено на основе *Джозефсона эффекта*.

КВАНТ СВЕТА — то же, что *фотон*.

КВАНТОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА — дискретность значений магнитного потока Φ , проходящего через неодносвязный сверхпроводник (напр., сверхпроводящее кольцо) [1]. Магн. поток имеет значения, кратные кванту потока $\Phi_0 = h/2e = 2,0678506 \cdot 10^{-15}$ Вб. Экспериментально К. м. п. было обнаружено в 1964 [2, 3]. К. м. п. принадлежит к той же группе макроскопич. квантовых эффектов в сверхпроводниках, что и *Джозефсона эффект*.

Согласно теории *сверхпроводимости*, сверхпроводящие (спаренные) электроны, создающие ток (см. *Купера эффект*), обладают единой *волновой функцией*, характеризующейся нек-рой фазой φ (фазовая когерентность сверхпроводящих электронов). Наличие фазовой когерентности и обуславливает К. м. п.

В замкнутом сверхпроводящем кольце (рис.) разность фаз волновой ф-ции между точками А и В, $\varphi_{AB} = \varphi_A - \varphi_B$, удовлетворяет соотношению *Джозефсона*:

$$\hbar (\partial \varphi_{AB} / \partial t) = 2eV, \quad (1)$$

где V — разность потенциалов между точками А и В контура l (контур изображён петриховой линией). С др. стороны, согласно закону *электромагнитной индукции*, напряжение между точками А и В

$$V = -\partial \Phi / \partial t, \quad (2)$$

где Φ — магн. поток, заключённый внутри контура l . Из ур-ний (1) и (2) следует, что

$$\varphi_{AB} - 2\pi (\Phi / \Phi_0) = \text{const.}$$

Постоянная интегрирования в этом выражении связана со скоростью сверхпроводящих электронов, что следует из квантовомеханич. выражения для скорости куперовских пар:

$$v_s = \frac{\hbar}{2m} \left(\nabla \varphi - \frac{2e}{\hbar} \mathbf{A} \right),$$

где m — масса электрона, \mathbf{A} — вектор-потенциал эл.-магн. поля. Интегрирование v_s по контуру l между точками А и В даёт след. выражение:

$$\varphi_{AB} - 2\pi (\Phi / \Phi_0) = (2m/\hbar) \oint v_s dl. \quad (3)$$

Если сверхпроводящее кольцо выполнено из массивного сверхпроводника толщиной больше *глубины проникновения* магн. поля, то, в силу *Мейснера эффекта*, в глубине сверхпроводника ток отсутствует и $v_s = 0$. Следовательно, в массивном сверхпроводнике

$$\varphi_{AB} = 2\pi \Phi / \Phi_0.$$

В силу однозначности волновой ф-ции разность фаз при совмещении точек А и В должна быть кратной 2π , т. е. $\varphi_{AB} = 2\pi n$, где n — целое число. Т. о., магн. поток, проходящий через контур l (кольцо), оказывается квантованным: $\Phi = \Phi_0 n$. При этом мейснеровские токи, экранирующие магн. поле внутри сверхпроводника, распределяются так, что не пускают «лишние» магн. силовые линии внутрь кольца.

