Здесь e и m^* — заряд и *эффективная масса* электрона проводимости, n — концентрация электронов, T — темп-ра, θ_D — *Дебая температура*, M — масса атома металла, $C\sim 1-10$ эВ, a — постоянная решётки, $K_0=2\pi\,(3n/8\pi)^{1/3}$. Б. — Г. ф. получена (1930) независимо Э. Грюнайзеном (E. Grüneisen) и Ф. Блохом (F. Bloch). Она приводит для $T\ll\theta_D$ к зависимости $\rho\sim T^5$, а при $T\gg\theta_D$ к $\rho\sim T$.

Б. — Г. ф., не учитывающая анизотропию металла и рассеяние электронов на примесях и дефектах кристаллич. решётки, служит для грубых оценок ρ.

Лит. см. при ст. *Металлы*.

БЛÓХОВСКИЕ ЭЛЕКТРÓНЫ — электроны в периодич. поле кристаллич. решётки, волновые ф-ции к-рых являются блоховскими ф-циями:

$$\psi_{sk}(\boldsymbol r)=u_{sk}(\boldsymbol r)\,e^{i\boldsymbol k\boldsymbol r}. \qquad (1)$$

Здесь $\boldsymbol r$ — пространственная координата, u_{sk} — ф-ция, обладающая периодичностью решётки, $\boldsymbol k$ — волновой вектор, s — номер энергетич. зоны (см. *Зонная теория*). Волновая ф-ция Б. э. удовлетворяет *Блоха теореме*

$$\psi_{sk}(\boldsymbol r+\boldsymbol a)=e^{i\boldsymbol k\boldsymbol r}\psi_{sk}(\boldsymbol r), \qquad (2)$$

где $\boldsymbol a=n_1\boldsymbol a_1+n_2\boldsymbol a_2+n_3\boldsymbol a_3$ — базисные векторы кристаллич. решётки, n_1, n_2, n_3 — целые числа, и периодична в обратном пространстве вследствие эквивалентности состояний с волновыми векторами $\boldsymbol k$ и $\boldsymbol k+\boldsymbol g$ ($\boldsymbol g$ — вектор *обратной решётки*).

Волновые ф-ции Б. э. представляют собой решения одночастичного *Шрёдингера уравнения* с периодич. потенциалом $U(\boldsymbol r)$. Это ур-ние при заданном $\boldsymbol k$ имеет бесконечный ряд разл. решений, отвечающих бесконечному ряду дискретных значений энергии $\mathscr{E}_s(\boldsymbol k)$ (индекс s нумерует эти решения). Зависимость энергии Б. э. $\mathscr{E}$ от волнового вектора $\boldsymbol k$ при заданном номере энергетич. зоны s наз. *дисперсии законом* Б. э. Ф-ции Блоха с различными s и $\boldsymbol k$ взаимно ортогональны и подчиняются Блоха теореме. Из ортогональности ψ_{sk} с различными s и одинаковыми $\boldsymbol k$ следует также ортогональность ф-ций u_{sk}:

$$\int u^*_{sk}(\boldsymbol r)\,u_{s'k}(\boldsymbol r)\,dr^3=\delta_{ss'}, \qquad (3)$$

где $\delta_{ss'}=1$ при $s=s'$ и 0 при $s\neq s'$, а интегрирование ведётся по одной *элементарной ячейке* кристалла. Периодич. потенциал $U(\boldsymbol r)$, определяющий свойства Б. э., есть самосогласованный потенциал, включающий в себя взаимодействие между всеми электронами и ионами, образующими кристаллич. решётку. В этом смысле Б. э. представляет собой *квазичастицу*, т. е. частицу, находящуюся в самосогласованном поле окружающих частиц. Обычно при решении многочастичной задачи о поведении электронов в кристалле сначала разделяют движение ионов и электронов (*адиабатическое приближение*), а затем с помощью самосогласованной процедуры (см., напр., *Хартри — Фока метод*) находят потенциал $U(\boldsymbol r)$. Т. о., с помощью усреднённого поля $U(\boldsymbol r)$ многочастичная задача сводится к одноэлектронной.

Свойства Б. э. Квазиимпульс и энергия. Волновые ф-ции Б. э. обнаруживают сходство с волновыми ф-циями свободных электронов $\psi=\text{const}\,e^{i\boldsymbol k\boldsymbol r}$; их можно представить как промодулированные по амплитуде плоские волны. Роль сохраняющегося импульса $\boldsymbol p$, определяющего поведение волновой ф-ции свободного электрона при трансляции на вектор $\boldsymbol a$: $\psi(\boldsymbol r)\longrightarrow\psi(\boldsymbol r+\boldsymbol a)$, у Б. э. играет квазиимпульс $\hbar\boldsymbol k$.

Истинного сохраняющегося импульса у Б. э. нет, т. к. в силовом поле закон сохранения импульса не выполняется — квазиимпульс сохраняется с точностью до вектора обратной решётки. Так, напр., при столкновении двух электронов $\hbar\boldsymbol k_1+\hbar\boldsymbol k_2=\hbar\boldsymbol k_1'+\hbar\boldsymbol k_2'+\hbar\boldsymbol g$, где $\hbar\boldsymbol k_1$, $\hbar\boldsymbol k_2$, $\hbar\boldsymbol k_1'$, $\hbar\boldsymbol k_2'$ — квазиимпульсы Б. э. до и после столкновения. В состоянии с заданным квазиимпульсом $\hbar\boldsymbol k$ истинный импульс Б. э. может иметь (с разл. вероятностями) бесконечное число значений вида $\hbar(\boldsymbol k+\boldsymbol g)$. Это следует из возможности разложения периодич. функции $u_{sk}(\boldsymbol r)$ в ряд Фурье, после чего волновая ф-ция Б. э. приобретает вид:

$$\psi_{sk}=e^{i\boldsymbol k\boldsymbol r}u_{sk}(\boldsymbol r)=e^{i\boldsymbol k\boldsymbol r}\sum_{\boldsymbol g}a_s(\boldsymbol k+\boldsymbol g)\,e^{i\boldsymbol k\boldsymbol g}. \qquad (4)$$

Коэф. разложения a_s суть амплитуды вероятности того, что импульс имеет значение $\hbar(\boldsymbol k+\boldsymbol g)$. Тот факт, что коэф. разложения зависит только от суммы $(\boldsymbol k+\boldsymbol g)$, выражает свойство периодичности волновой ф-ции в обратном пространстве.

Энергия Б. э. также периодична в обратном пространстве:

$$\mathscr{E}_s(\boldsymbol k+\boldsymbol g)=\mathscr{E}_s(\boldsymbol k) \qquad (5)$$

и, кроме того, обладает симметрией, связанной с симметрией кристаллич. решётки. При этом, однако, независимо от наличия или отсутствия в данном кристалле центра инверсии:

$$\mathscr{E}_s(\boldsymbol k)=\mathscr{E}_s(-\boldsymbol k). \qquad (6)$$

Это свойство — следствие симметрии по отношению к обращению времени (см. *Симметрия* законов физики).

Движение Б. э. во внешних полях можно рассматривать (при не слишком сильных внеш. полях) как движение классич. частицы с кинетич. энергией $\mathscr{E}_s(\boldsymbol k)$, т. е. как движение классич. частицы со сложным законом дисперсии. Гамильтониан Б. э.:

$$\hat{\mathscr{H}}=\mathscr{E}_s(\boldsymbol k)+V(\boldsymbol r), \qquad (7)$$

где V — потенциал внеш. поля. Ур-ния движения при этом имеют вид:

$$\dot{\boldsymbol p}=-\frac{\partial V}{\partial \boldsymbol r};\quad \boldsymbol v=\frac{1}{\hbar}\frac{\partial\mathscr{E}(\boldsymbol k)}{\partial \boldsymbol k}, \qquad (8)$$

а связь между действующей на Б. э. силой $\boldsymbol F$ и ускорением:

$$\frac{dv_\alpha}{dt}=\frac{1}{\hbar^2}\frac{\partial^2\mathscr{E}(\boldsymbol k)}{\partial k_\alpha\partial k_\beta},$$

где

$$m^{-1}_{\alpha\beta}=[\partial^2\mathscr{E}(\boldsymbol k)/\partial k_\alpha\partial k_\beta] —$$

тензор обратных *эффективных масс*. Это соотношение аналогично второму закону Ньютона, однако направление силы может не совпадать с направлением ускорения. Такое квазиклассич. описание применимо, когда характерный размер орбиты или длина свободного пробега Б. э. велики по сравнению с его длиной *волны де Бройля*. При этом скорость Б. э. является периодич. ф-цией и обращается в нуль на границе *Бриллюэна зоны*.

Лит.: Займан Дж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., М., 1974; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979.

В. М. Винокур.

БОГОЛЮБОВА КАНОНИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ — линейные преобразования операторов уничтожения и рождения частиц к операторам уничтожения и рождения квазичастиц для неидеальных ферми- и бозе-газов. Предложены Н. Н. Боголюбовым в 1947 для бозе-газа и в 1958 для ферми-газа.

Для неидеального бозе-газа Б. к. п. таковы:

$$b_k=u_k\xi_k+v_k\xi^+_{-k},$$
$$b^+_k=u_k\xi^+_k+v_k\xi_{-k}, \qquad (1)$$

где b_k, b^+_k — операторы уничтожения и рождения частиц в состоянии с импульсом k, удовлетворяющие перестановочным соотношениям Бозе статистики, ξ_k, ξ^+_k — операторы уничтожения и рождения элементар-