учетом анизотропии необходимо более детально учесть характер поверхности Ферми [1]).

В случае металлов с относительно малым количеством примесей, или в случае сплавов с малой концентрацией одной из компонент или упорядоченных твердых растворов, приближения теории оказываются справедливыми.

Однако в сильно легированных металлах, неупорядоченных твердых растворах и в жидких металлах не выполнено основное допущение теории существования правильной периодической структуры.

Как мы указывали в § 39, электропроводность таких систем, рассчитывается с помощью аппарата временны́х коррелятивных функций.

§ 64. Сверхпроводимость

В предыдущих параграфах мы рассмотрели некоторые особенности металлических проводников. Наше рассмотрение было бы неполным, если бы мы не остановились вкратце на явлении сверхпроводимости. Макроскопическая теория сверхпроводимости обсуждалась ранее (§ 21 ч. IV). В последние годы удалось построить достаточно полную микроскопическую теорию сверхпроводимости, которую мы изложим здесь в общих чертах.

Уже сравнительно давно было высказано предположение о сходстве между явлениями сверхтекучести и сверхпроводимости. Именно, неослабляющийся омическим сопротивлением ток в сверхпроводнике естественно было уподобить сверхтекучему потоку электронов по решетке.

Сверхтекучесть, как это было выяснено в § 5, возникает в системе частиц, если энергетический спектр ее коллективных возбуждений удовлетворяет определенным требованиям. Эти требования не связаны непосредственно со статистикой частиц, из которых построена система. Однако спектр коллективных возбуждений, удовлетворяющий условию сверхтекучести, удавалось получить до последнего времени только для неидеального бозе-газа. Качественно понять причину этого можно из следующего рассуждения, которое позволяет уяснить различие между ферми- и бозе-системами.

Частицы бозе-газа в сверхпроводящем состоянии образуют конденсат, скапливаясь в состоянии с импульсом, равным нулю. Силы отталкивания между частицами обеспечивают появление в системе коллективного движения. Коллективные возбуждения в системе обладают энергетическим спектром, удовлетворяющим

[1]) И. М. Лифшиц, М. И. Каганов, УФН **69**, 419 (1959); **78**, 411 (1962); **87**, 389 (1965).

условию сверхтекучести (5,23). Малым импульсам возбуждения системы отвечает малая энергия.

В случае системы электронов — идеального газа ферми-частиц ситуация существенно изменяется. В такой системе невозможна конденсация частиц в пространстве импульсов. Частицы последовательно заполняют нижние квантовые состояния вплоть до уровня Ферми. Появление весьма малого возбуждения в такой системе означает, что одна из частиц покидает состояние на поверхности Ферми и переходит в незаполненное (возбужденное) состояние. В системе появляются две непарные «частицы» — электрон в незаполненном состоянии и дырка с импульсами, близкими к импульсу частиц на поверхности Ферми, т. е. с импульсами, имеющими очень большую абсолютную величину.

Таким образом, в системе ферми-частиц условие сверхтекучести $|v| < \frac{\varepsilon}{p}$ при малых ε и больших p не выполняется при сколько-нибудь заметной величине скорости. Электростатическое взаимодействие между ферми-частицами не может изменить это положение. В системе взаимодействующих ферми-частиц по-прежнему невозможна конденсация.

Электроны в металле образуют газ ферми-частиц, взаимодействующих между собой по закону Кулона, т. е. испытывающих взаимное отталкивание. Казалось непонятным, каким образом система электронов может двигаться, не взаимодействуя с кристаллической решеткой металла.

Одним из важных этапов в понимании природы сверхпроводимости было открытие изотопического эффекта (см. § 21 ч. IV). Из существования изотопического эффекта вытекало, что взаимодействие электронов с колебаниями решетки играет важную роль в явлении сверхпроводимости.

Интересно отметить в связи с этим, что в системах, обладающих хорошей проводимостью, как, например, металлы первой группы периодической системы Менделеева, сверхпроводимость не возникает. Наоборот, металлы, имеющие при обычной температуре значительно большее сопротивление, обладают свойством сверхпроводимости. Таким образом, явление сверхпроводимости наблюдается у металлов с относительно сильным взаимодействием между электронным и фононным газами.

Мы указывали уже в § 56 (см. рис. 51), что поглощение и испускание виртуальных фононов электронами приводит к некоторому эффективному взаимодействию между электронами. В 1956 г. появилась заметка Купера [1]), который указал, что благодаря существованию слабого взаимодействия (притяжения) между электронами они могут образовывать некоторые связанные

---

[1]) I. Bardeen, L. Cooper, I. Schieffer, Phys. Rev. **106**, 162 (1957).

состояния — пары электронов. Эти пары обладают целочисленным спином и, грубо говоря, их совокупность можно рассматривать как некоторый бозе-газ. Последний при низких температурах может обладать свойством сверхтекучести. Исходя из представления о парах, была построена теория явления сверхпроводимости Бардиным и Купером. Шиффером была построена полная теория сверхпроводимости. В наиболее строгой форме теория этого явления была дана Н. Н. Боголюбовым[1]).

Мы изложим вначале качественную картину образования электронных пар, следуя наглядному выводу Купера. Рассмотрим движение двух электронов. Волновую функцию системы представим в виде

$$\psi(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\boldsymbol{K}\boldsymbol{R}} \psi_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{K}), \tag{64,1}$$

где, в соответствии с (14,14) ч. V, волновая функция системы равна произведению волновых функций, характеризующих относительное движение и движение центра тяжести. Здесь $\boldsymbol{R} = \frac{\boldsymbol{r}_1 + \boldsymbol{r}_2}{2}$: $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$, $\boldsymbol{K}$ — волновой вектор всей системы как целого.

Волновую функцию относительного движения запишем в импульсном представлении

$$\psi_0 = \sum_{k > k_0} a_{\boldsymbol{k}} e^{i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}}. \tag{64,2}$$

Плоские волны нормируем на объем V и наложим на них условия периодичности. Благодаря тому, что электронные состояния с энергией, меньшей энергии Ферми, заняты, суммирование в (64,2) соответственно ограничено снизу. Разумеется, такое ограничение суммирования снизу не является строго последовательной операцией. В действительности нужно рассматривать многоэлектронную задачу. Купер сводит эту проблему к задаче двух взаимодействующих электронов на фоне заполненной ферми-сферы. Учет электронов фона производится в форме ограничения при суммировании, т. е. в выражении (64,2) полагается $a_k = 0$ при $k < k_0$.

Уравнение Шредингера для двух частиц в импульсном представлении имеет вид [ср. (48,12′) ч. V]

$$(\mathscr{E}_K + \varepsilon_k - E)\, a_{\boldsymbol{k}} + \sum_{k'} a_{\boldsymbol{k}'} (\boldsymbol{k} \,|\, H' \,|\, \boldsymbol{k}') = 0, \tag{64,3}$$

[1]) Н. Н. Боголюбов, В. В. Толмачев и Д. В. Ширков, Новый метод в теории электропроводности, изд. АН СССР, 1958; Д. Бардин, Д. Шрифер. Новое в изучении сверхпроводимости, Физматгиз, 1962; Д. Шрифер, Теория сверхпроводимости, «Наука», 1970; Э. Линтон, Сверхпроводимость, «Мир», 1964.

где

$$(\boldsymbol{k}\,|\,H'\,|\,\boldsymbol{k}') = \frac{1}{V}\int d\boldsymbol{r}e^{-i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}}\hat{H}'e^{i\boldsymbol{k}'\boldsymbol{r}}$$

и

$$\mathscr{E}_K = \frac{\hbar^2K^2}{4m}, \qquad \varepsilon_k = \frac{\hbar^2k^2}{m}. \tag{64,4}$$

Как уже упоминалось, поглощение и испускание фононов электронами приводит к некоторому эффективному взаимодействию между ними. Это взаимодействие аналогично кулоновскому взаимодействию в электродинамике, обусловленному обменом фотонами.

Обменное взаимодействие могло бы быть получено с помощью гамильтониана (55,11). Однако вывод, основанный на гамильтониане (55,11), является сложным. Поэтому мы рассмотрим упрощенный гамильтониан, позволяющий правильно сделать основные качественные выводы, не требующие выполнения сложных выкладок. Положим:

$$(\boldsymbol{k}\,|\,H'\,|\,\boldsymbol{k}') = -F, \quad \text{если} \quad k_0 \leqslant k,\ k' \leqslant k_m, \quad \text{где} \quad k_0 < k_m. \tag{64,5}$$

$(\boldsymbol{k}|H|\boldsymbol{k}') = 0$, если k или k' лежит вне указанной области. Здесь F — некоторая постоянная ($F > 0$) и $\frac{\hbar_2}{m}(k_m^2 - k_0^2) \approx 2\hbar\omega \approx$ $\approx 0{,}2$ *эв* ($\hbar\omega$ порядка некоторой эффективной энергии фонона и $\varepsilon_0 = \frac{\hbar^2k_0^2}{m}$ — энергия электрона на поверхности Ферми).

Подставляем выражение (64,5) в уравнение (64,3). Тогда имеем

$$a_k = \frac{F\sum\limits_{k'} a_{k'}}{\mathscr{E}_K + \varepsilon_K - E}, \qquad k_0 < k < k_m \tag{64,6}$$

и $a_k = 0$ для k, лежащих вне указанного интервала. Вычислим далее сумму $\sum\limits_k a_k$. Она равна

$$\sum_k a_k = F\sum_k \frac{\sum\limits_{k'} a_{k'}}{\mathscr{E}_K + \varepsilon_k - E}, \tag{64,7}$$

откуда получаем:

$$1 = -F\int\limits_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_m} \frac{N(K,\varepsilon)\,d\varepsilon}{E - \mathscr{E}_K - \varepsilon}. \tag{64,8}$$

Здесь энергии ε_0 и ε_m соответствуют импульсы k_0 и k_m и от суммирования мы перешли к интегрированию по соответствующему энергетическому интервалу. $N(K, \varepsilon)$ обозначает плотность двухэлектронных состояний с энергией ε и полным импульсом K. Уравнение (64,8) определяет энергию системы E. Плотность состояний $N(K, \varepsilon)$ благодаря узости интервала энергий, в котором осуществляется взаимодействие, можно заменить на $N(K, \varepsilon_0)$. После этого интегрирование проводится элементарно. Разрешая полученное уравнение относительно E, имеем

$$E = E_0 = \mathscr{E}_K + \varepsilon_0 - \Delta,$$

где

$$\Delta = \frac{\varepsilon_m - \varepsilon_0}{e^{1/\beta} - 1} \tag{64,9}$$

и

$$\beta = N(K,\ \varepsilon_0) F. \tag{64,10}$$

Найденное состояние с энергией $E = E_0$, очевидно, отвечает связанному состоянию. Действительно, уравнение (64,8) имеет решение только при определенном значении E. Можно заметить, что непрерывный спектр, отвечающий распаду пары, отделен от уровня энергии связанного состояния щелью шириной Δ. Величина Δ сильно зависит от числа состояния $N(K,\ \varepsilon_0)$. Функция N в свою очередь резко зависит от полного импульса пары K. Для того чтобы проиллюстрировать эту зависимость, рассмотрим рис. 52. Центры сфер Ферми радиуса k_0 двух электронов отстоят друг от друга на величину полного импульса K системы. Величина δk соответствует той области в импульсном пространстве, в которой осуществляется взаимодействие. Поскольку суммарный импульс электронов равняется K, а каждый из импульсов отдельных электронов должен лежать в области δk, то очевидно, что объем заштрихованной области пропорционален числу состояний $N(K, \varepsilon_0)$. Отсюда видно, что $N(K, \varepsilon_0)$ имеет резкий пик при полном импульсе, равном нулю. В этом случае сферы совмещаются и объем заштрихованной области становится максимальным. Это приводит к тому, что фактически в пары связываются электроны с противоположными импульсами. Таким образом, даже при очень слабом взаимодействии возникает связанное состояние системы двух электронов. Заметим, что, вообще говоря, две микрочастицы могут образовать связанные состояния только при достаточно сильном взаимодействии. Так, в § 37 ч. V мы показали, что в сферической потенциальной яме может образовываться уровень, отвечающий связанному состоянию, только при условии, что глубина потенциальной ямы больше некоторого критического значения.

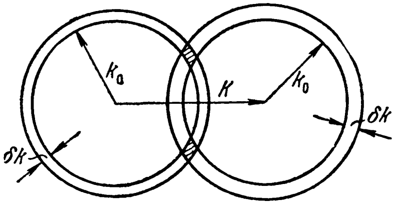

Рис. 52.

В данном случае связанное состояние могло бы образоваться при сколь угодно слабом взаимодействии (малом F). Формально это произошло потому, что суммирование в (64,2) ограничено условием $k > k_0$, фактически это связано с влиянием электронов фона.

Итак, в металле может происходить спаривание электронов. Электронные пары имеют целочисленный спин и подчиняются статистике Бозе. Неидеальный бозе-газ обладает свойством сверхтекучести. Так как пары заряжены, то сверхтекучее движение электронов соответствует появлению сверхпроводимости. Заметим, что функцию (64,9) нельзя разложить в ряд около точки $\beta = 0$, а следовательно, никакие расчеты, построенные на основе теории возмущений, не могли привести к выяснению явления сверхпроводимости.

Явление спаривания электронов особенно наглядно проявляется в поведении двусвязных (полых) сверхпроводников в магнитном поле.

Рассмотрим полый сверхпроводящий цилиндр, помещенный в однородное внешнее магнитное поле, направленное вдоль его оси. Нас будет интересовать волновая функция $\varphi_H(\boldsymbol{R})$, характеризующая движение центра тяжести пары электронов в магнитном поле. Внутреннее движение компонент пары мы при этом не учитываем.

Поскольку спин пары равен нулю, а заряд и масса равны удвоенным значениям этих величин для одного электрона, уравнение для одного электрона, уравнение Паули для пары можно представить в виде

$$\frac{1}{4m}\left[\frac{h}{i}\nabla - \frac{2e}{c}\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})\right]^2 \varphi_H = E\varphi_H. \qquad (64,11)$$

Напомним, что при наложении магнитного поля на поверхности сверхпроводника возбуждается сверхпроводящий ток, полностью экранирующий внешнее магнитное поле. Поэтому внутри сверхпроводника всегда

$$\boldsymbol{H} = \operatorname{rot}\boldsymbol{A} = 0.$$

Это значит, что вектор-потенциал $\boldsymbol{A}$ в полом цилиндра может быть представлен в виде

$$\boldsymbol{A} = \operatorname{grad}\chi(\boldsymbol{r}), \qquad (64,12)$$

где χ — скалярный потенциал магнитного поля, являющийся неоднозначной функцией координат.

Магнитный поток через полость в цилиндре равен

$$\Phi = \int \boldsymbol{H}\,d\boldsymbol{S} = \int \operatorname{rot}\boldsymbol{A}\,d\boldsymbol{S} = \oint \boldsymbol{A}\,d\boldsymbol{r} = \int \operatorname{grad}\chi\,d\boldsymbol{r} = \Delta\chi, \qquad (64,13)$$

где $\Delta\chi$ — скачок функции χ при обходе по замкнутому контуру внутри сверхпроводящего цилиндра.

Пользуясь выражением (64,12), можно переписать уравнение (64,11) в виде

$$\frac{1}{4m}\left[\frac{\hbar}{i}\nabla - \frac{2e}{c}\operatorname{grad}\chi(\boldsymbol{r})\right]^2\varphi_H = E\varphi_H. \qquad (64,14)$$

Нетрудно убедиться, что волновая функция пары в магнитном поле φ_H выражается через волновую функцию пары φ_0 без магнитного поля соотношением

$$\varphi_H = \varphi_0 e^{-\frac{2ie}{\hbar c}\chi(\boldsymbol{r})} = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\boldsymbol{K}\boldsymbol{r} - \frac{2ie}{\hbar c}\chi(\boldsymbol{r})}. \qquad (64,15)$$

Разумеется, что волновая функция φ_H, как и волновая функция φ_0, должна быть однозначной функцией координат.

Мысленно переместим какую-либо пару внутри сверхпроводника по произвольной замкнутой кривой. При таком переносе не могут измениться ни функция φ_0, ни функция φ_H. Между тем согласно (64,15) неоднозначная функция $\chi(\boldsymbol{r})$ изменяется при обходе замкнутого контура на величину $\Delta\chi$. Для того чтобы волновая функция φ_H не изменялась при возрастании χ на величину $\Delta\chi$, необходимо, чтобы выполнялось равенство

$$\frac{2e}{\hbar c}\Delta\chi = \frac{2e\Phi}{\hbar c} = 2\pi n,$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ Таким образом, магнитный поток через полость цилиндра может пробегать дискретный ряд значений

$$\Delta\Phi = \frac{\hbar c}{2e}(2\pi n), \qquad (64,16)$$

кратных величине $\frac{\hbar c}{2e}$ и зависящих от заряда $(2e)$. Полный магнитный поток через полость получается путем умножения $\Delta\Phi$ на число пар в объеме сверхпроводящего цилиндра.

Как самый факт квантования магнитного потока через полость цилиндра, так и его зависимость от заряда пары $(2e)$ были полностью подтверждены на опыте.

Проведенное выше качественное рассмотрение явления сверхпроводимости полезно дополнить более последовательным обсуждением свойств некоторой упрощенной модельной системы, описываемой гамильтонианом,

$$H = \sum [\varepsilon(p) - \mu]\left(\hat{a}^+_{p\uparrow}\hat{a}_{p\uparrow} + \hat{a}^+_{p\downarrow}\hat{a}_{p\downarrow}\right) + \Delta \sum \left(\hat{a}_{p\uparrow}\hat{a}_{-p\downarrow} + \hat{a}^+_{-p\downarrow}\hat{a}^+_{p\uparrow}\right), \qquad (64,17)$$

где

$$\varepsilon(p) = \frac{p^2}{2m} = vp$$

— энергия электрона с импульсом p,

$$\mu = \frac{p_0^2}{2m}$$

— химический потенциал и p_0 импульс на поверхности Ферми. В гамильтониане (64,17) первое слагаемое представляет гамильтониан системы невзаимодействующих частиц, находящихся вне поверхности Ферми.

Вторая сумма характеризует взаимодействие электронов, находящихся вне поверхности Ферми с конденсатом, т. е. с электронами в заполненных состояниях.

Это взаимодействие приводит к порождению или уничтожению пар электронов с противоположно направленными импульсами и спинами.

Величина Δ, по причинам, ясным из дальнейшего, именуемая энергетической щелью, представляет работу выхода пары из конденсата на поверхность Ферми.

При выборе гамильтониана (64,17) мы воспользовались тем, что число частиц в конденсате велико. Поэтому мы, подобно тому как это было сделано в § 5, вместо четырехфермионного оператора взаимодействия, фигурирующего в гамильтониане (5,3), ввели упрощенные двухфермионные операторы: оператор $\hat{a}_{p\uparrow}\hat{a}_{-p\downarrow}$, описывающий уничтожение двух электронов с импульсом p и спином $\uparrow$ и с импульсом $(-p)$ и спином $\downarrow$, а также оператор $\hat{a}^+_{p\uparrow}$, описывающий рождение такой пары.

Произведем над гамильтонианом (64,17) линейное преобразование, переходя от операторов $\hat{a}$ и $\hat{a}^+$ к новым операторам $\hat{\alpha}$ и $\hat{\alpha}^+$, аналогичное проделанному в § 5.

Именно, положим

$$\hat{a}_{p\uparrow} = u_p \hat{\alpha}_{p\uparrow} + v_p \alpha^+_{-p\downarrow}, \tag{64,18}$$

$$\hat{a}^+_{p\downarrow} = u_p \hat{\alpha}^+_{p\downarrow} - v_p \hat{\alpha}_{-p\downarrow}. \tag{64,19}$$

Здесь u_p и v_p — коэффициенты преобразования, которые считаются действительными c-числами, так что

$$u_p = u_{-p}; \qquad v_p = v_{-p}.$$

Кроме того, считается, что коэффициенты u_p и v_p удовлетворяют условию

$$u_p^2 + v_p^2 = 1. \tag{64,20}$$

Формулами (64,18) и (64,19) коэффициенты u_p и v_p определены еще не полностью и мы в дальнейшем можем наложить на них еще одно условие по нашему произволу. Легко непосредственно убедиться, что преобразования (64,18)—(64,19) являются каноническими, т. е. что новые операторы $\hat{\alpha}$ и $\hat{\alpha}^+$, так же как и старые операторы $\hat{a}$ и $\hat{a}^+$, удовлетворяют фермиевским перестановочным соотношениям. Подставляя в гамильтониан (64,17) и преобразовывая его к новым ферми-операторы, получаем с учетом (64,20)

$$H = 2\sum [\varepsilon(p)-\mu]\, v_p^2 - 2\Delta \sum u_p v_p +$$
$$+ \sum \left\{ \left[[\varepsilon(p)-\mu]\left(u_p^2 - v_p^2\right) + 2\Delta u_p v_p \right] \cdot \left(\hat{\alpha}_{p\uparrow}^+ \hat{\alpha}_{-p\downarrow} + \hat{\alpha}_{p\downarrow}^+ \hat{\alpha}_{-p\uparrow} \right) \right\} +$$
$$+ \sum \left\{ [\varepsilon(p)-\mu]\, 2u_p v_p - \Delta\left(u_p^2 - v_p^2\right) \right] \left(\hat{\alpha}_{p\uparrow}^+ \hat{\alpha}_{p\uparrow}^+ + \alpha_{p\downarrow}\alpha_{p\downarrow} \right) \right\}.$$

Потребуем теперь, чтобы коэффициенты u_p и v_p удовлетворяли условию

$$2[\varepsilon(p)-\mu]\, u_p v_p - \Delta\left(u_p^2 - v_p^2\right) = 0.$$

Тогда выражение для H существенно упростится и примет вид

$$H = E_0 + \sum E(p) \left(\hat{\alpha}_{p\uparrow}^+ \hat{\alpha}_{-p\uparrow} + \hat{\alpha}_{-p\downarrow}^+ \hat{\alpha}_{p\uparrow} \right), \qquad (64,21)$$

где обозначено

$$E_0 = 2\sum \left\{ [\varepsilon(p)-\mu]\, v_p^2 - \Delta u_p v_p \right\}, \qquad (64,22)$$

$$E(p) = [\varepsilon(p)-\mu]\left(u_p^2 - v_p^2\right) + 2\Delta u_p v_p. \qquad (64,23)$$

Гамильтониан (64,21) допускает наглядную трактовку.

Он отвечает газу элементарных возбуждений. Элементарные возбуждения обладают энергией $E(p)$ и связаны с движением двух фермионов с импульсами соответственно (p) и $(-p)$. Значение $E(p)$ может быть выражено через $\varepsilon(p)$, μ и Δ, если решить уравнения (64,22) и (64,23) для u_p и v_p

Имеем очевидно, из (64,22), (64,21) и (64,20)

$$u_p^2 = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\varepsilon(p)-\mu}{\varepsilon(p)}\right), \qquad v_p^2 = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\varepsilon(p)-\mu}{\varepsilon(p)}\right).$$

Подставляя значения u_p и v_p в (64,23) для $E(p)$, получаем

$$E(p) = \sqrt{[\varepsilon(p)-\mu]^2 + \Delta^2}. \qquad (64,24)$$

Таким образом, минимальная энергия элементарных возбуждений (при $\varepsilon(p) = \mu$) оказывается равной Δ. Щель шириной Δ отделяет энергию элементарного возбуждения от энергии частиц на поверхности фаз. Вблизи поверхности Ферми можно представить $E(p)$ в виде

$$E(p) = \sqrt{v^2(p-p_F)^2 + \Delta^2}. \qquad (64,25)$$

Газ элементарных возбуждений со спектром, даваемым формулами (64,21) и (64,25), как мы видели в § 5, обнаруживает свойство сверхтекучести.

Поскольку в рассматриваемом случае речь идет об элементарных возбуждениях, движение которых связано с переносом заряда, ясно, что мы пришли к выводу о наличии у него сверхпроводимости.

Следует еще заметить, что взаимодействие посредством парного обмена фононов, по-видимому, не является единственным типом взаимодействия между электронами, ответственными за сверхпроводимость. Указание на это дает тот факт, что существуют сверхпроводники (рутений, осмий), не обнаруживающие изотопического эффекта. Однако из предыдущих расчетов видно, что существующая теория сверхпроводимости не очень чувствительна к детальному характеру сил взаимодействия (притяжения) между электронами, ответственному за появление свойства сверхпроводимости.

§ 65. Теория ферми-жидкости

Несколько лет назад Л. Д. Ландау была предложена феноменологическая теория ферми-жидкости, в которой с самого начала предполагается существование сильного взаимодействия между ферми-частицами. Эта теория позднее получила статистическое обоснование, которое слишком сложно для того, чтобы его можно было изложить в этой книге[1]).

Эта теория была применена к описанию поведения изотопа жидкого гелия He^3, ядра которого имеют спин 1/2 и должны подчиняться статистике Ферми. Если высказать предположение, что энергетический спектр системы электронов в кристаллической решетке сравнительно мало отличается от спектра электронной жидкости, заполняющей соответствующий объем, то она в равной мере относится и к электронам в металлах.

В основу теории положено допущение, что как бы ни было сильно взаимодействие между частицами, оно не может нарушить принципа запрета. Поэтому числа заполнения энергетических состояний в жидкости, как и в газе, могут быть равны только нулю и единице. Это означает, что в ферми-жидкости при абсолютном нуле заполнены все энергетические уровни вплоть до некоторой граничной поверхности Ферми.

Распределение по энергиям имеет характер ступенчатой функции,

$$f=\begin{cases} 0 & \varepsilon>\varepsilon_F, \\ 1 & \varepsilon<\varepsilon_F. \end{cases}$$

---

[1]) См А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, Методы квантовой теории поля в статистической физике, Физматгиз, 1962. В своем изложении теории ферми-жидкости мы следуем этой книге.