

УДК 530.145+539.945

Л. А. Ротт**СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В УСЛОВИЯХ ОБЛУЧЕНИЯ**

Рассматривается влияние облучения потоком частиц на электродинамические свойства проводника. Установлена связь между тремя квантами энергии различной природы и током высокотемпературной сверхпроводимости.

Влияние облучения на свойства сверхпроводника привлекает все большее внимание экспериментальной физики. Изучение этого влияния приводит к новым существенным результатам в области высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП). Принципиально важным это является и для общей теории СП.

Ранее в работе [1] было показано, что возникновение сверхпроводимости обязано возникновению дополнительного межмолекулярного взаимодействия, устойчивого ниже критической температуры. В свою очередь устанавливаемое взаимодействие, влияющее на ориентационное упорядочивание всей системы, обязано первоначальному индуцируемому току. Такой вывод основан на рассмотрении сверхпроводимости с помощью квантово-механического подхода, учитывающего последовательную трансформацию числа частиц, характер которого является собственным динамическим свойством системы.

Так как реальный атом является неоднородной системой (AB), то возникает необходимость в рассматриваемом формализме учитывать наличие двух квантов энергии, связанных соответственно с подсистемами A и B. Поглощенный квант магнитного поля ϵ_H подсистемой A (ядром с мезонным облаком) определяет и перестройку электронной подсистемы B с энергией перехода ϵ_E , и создание тока плотности j . Квант ϵ_E и определяет в свою очередь дополнительную межмолекулярную связь при наличии электрического тока.

Введенные кванты энергии соответственно для магнитного и электрического полей представляются в виде

$$\epsilon_H = \hbar_H H \quad \text{и} \quad \epsilon_E = \hbar_E E. \quad (1)$$

С помощью $\hbar_H$ ($\hbar_E$) в сочетании с двумя фундаментальными константами вводятся соответствующие единицы длины и времени:

$$l_H = \frac{\hbar_H}{\sqrt{\hbar c}}, \quad t_H = \frac{\hbar_H}{\sqrt{\hbar c^3}}. \quad (2)$$

Рассматривая ϵ как квант энергии произвольного физического поля, можно записать для него также выражение

$$\epsilon = \hbar_g \Delta r, \quad (3)$$

в котором $\Delta \mathbf{r}$ – элементарное смещение за конечный интервал времени Δt_g . Теперь из трех величин $\hbar$, c и h_g можно получить новую систему единиц

$$l_g = \sqrt{\left(\frac{\hbar c}{h_g}\right)}, \quad t_g = \sqrt{\left(\frac{\hbar}{h_g c}\right)} \quad (4)$$

и с ее помощью записать выражение для скорости $\mathbf{v} = (\Delta \mathbf{r})/(\Delta t_g)$, приняв $t_g = \Delta t_g$:

$$v = \sqrt{\left(\frac{\epsilon c \Delta r}{h}\right)}, \quad h = 2\pi\hbar. \quad (5)$$

Выражения (1) можно представить в форме (3)

$$\epsilon_H = \mathbf{F}_H \Delta \mathbf{r}, \quad \epsilon_E = \mathbf{F}_E \Delta \mathbf{r}, \quad (6)$$

где $\mathbf{F}_H$ – сила Лоренца, а $\mathbf{F}_E = e\mathbf{E}$.

Используя (5) при $v = c$, получаем в случае, когда магнитное и электрическое поля взаимно перпендикулярны (вектор $\Delta \mathbf{r}$ коллинеарен $\mathbf{E}$):

$$l_E^2 = \frac{e^2 \hbar c}{\epsilon_E^2}, \quad (7)$$

и общие важные соотношения

$$\frac{\epsilon_E}{\epsilon_H} = \frac{l_H}{l_E} = \frac{h_H}{h_E} < 1. \quad (8)$$

Два значения l_H и l_E соответствуют в теории сверхпроводимости двум линейным размерам – лондоновской длине δ и корреляционному параметру ξ . Через ϵ_E определяется критическая температура

$$T_{кр} = \frac{\epsilon_E}{k}. \quad (9)$$

Известная величина энергетической щели Δ и есть ϵ_E .

В сложных молекулах, образующих проводники с ВТСП, реализуется не один квантовый переход с изменением коллективного энергетического уровня, что неизбежно приводит к усилению потенциала межмолекулярного взаимодействия и, как следствие, росту критических параметров (разрыв дополнительной межмолекулярной связи означает разрушение СП).

Используя уравнения Максвелла, можно найти соотношение между квантами энергии ϵ_H , ϵ_E и током $\mathbf{j}$ [1]:

$$\frac{\partial \epsilon_H}{\partial t} = \frac{\partial \epsilon_E}{\partial t} + 4\pi\hbar \mathbf{E} \mathbf{j}. \quad (10)$$

При наличии сверхпроводимости производная $\partial \epsilon_H / \partial t$ обращается в нуль, и тогда из (10) следуют уравнения, аналогичные уравнениям Гинзбурга – Ландау в теории СП (см. [2], с. 217).

Ситуация существенно усложняется, когда проводник, находясь в условиях облучения потоком частиц, способен их поглощать. Теперь наряду с квантами энергии ϵ_H и ϵ_E следует рассматривать и квант энергии ϵ_m , равный кинетической энергии поглощаемой частицы. Все три кванта относятся к различным подсистемам атома, трансформационные квантово-механические

свойства которых образуют в целом систему типа ABC (квант энергии ϵ_m поглощается ядром, ϵ_H – ядерным облаком, а ϵ_E относится к электронной подсистеме C).

Следовало ожидать, что вместо уравнения (10) будет иметь место соотношение между упомянутыми тремя квантами энергии и током в виде

$$\frac{\partial \epsilon_m}{\partial t} = \frac{\partial \epsilon_H}{\partial t} - \frac{\partial \epsilon_E}{\partial t} - 4\pi \hbar \mathbf{E} \mathbf{j} . \quad (11)$$

В отсутствие облучения оно переходит в (10). Напротив, при наличии облучения изменяются все три величины: ϵ_H , ϵ_E и ток $\mathbf{j}$. Дадим обоснование искомому соотношению.

Будем исходить из того, что вектор-потенциал электромагнитного поля $\mathbf{A}$ должен быть представлен в виде суммы двух слагаемых

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 + \mathbf{A}_1 (\mathbf{A}_0, \mathbf{B}) , \quad (12)$$

где второе слагаемое обязано влиянию дополнительного облучения. Вектор $\mathbf{A}$, конечно, зависит от исходного вектор-потенциала $\mathbf{A}_0$ (в отсутствие облучения $\mathbf{A}_1 \equiv 0$) и независимого от него вектора $\mathbf{B}$. Связано это с тем, что спектр уровней глубинной подсистемы (в используемом квантово-механическом формализме) изменяет спектры промежуточной и соответственно частично коллективизированной электронной подсистем.

Следуя вариационному принципу при выводе уравнений Максвелла (см. [3]), нужно теперь, однако, исходить из того, что вариации δA_{0i} и δB_i независимы. Это отвечает тому, что два поля (магнитное и частиц) не зависят друг от друга.

Компоненты тензора, содержащие проекции векторов напряженностей соответственно магнитного и электрического полей, запишем в виде суммы двух слагаемых

$$H_i = H_{0i} + M_{Hi} \quad \text{и} \quad E_i = E_{0i} + M_{Ei} .$$

Так, например, элемент тензора $F_{12} = -F_{21}$ запишется в виде

$$F_{12} = H_{0z} + M_{0z} .$$

Если первая пара уравнений Максвелла формально запишется в прежней форме, то вторая пара представляется в модифицированном виде в силу указанных выше обстоятельств. Первое из второй пары уравнений Максвелла запишется в форме

$$\text{rot } \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} (\alpha_x \mathbf{j}_x + \alpha_y \mathbf{j}_y + \alpha_z \mathbf{j}_z) , \quad (13)$$

где

$$\alpha_i = 1 \left/ \left(1 + \frac{\partial A_{1i}}{\partial A_{0i}} \right) \right. , \quad i = x, y, z . \quad (14)$$

Когда $\mathbf{M} = 0$ ($\partial A_{1i}/\partial A_{0i} \equiv 0$), (13) переходит в классическое уравнение Максвелла.

Умножим (13) скалярно на вектор $\mathbf{h}_E$, а первое уравнение Максвелла из первой пары – на $\mathbf{h}_H$. Учитывая определения (1) и то, что h_i полагаем не зависящими от времени, получаем уравнение

$$\frac{\partial \epsilon_H}{\partial t} - \frac{\partial \epsilon_E}{\partial t} - 4\pi \mathbf{h}_E (\alpha_x \mathbf{j}_x + \alpha_y \mathbf{j}_y + \alpha_z \mathbf{j}_z) = -c (\mathbf{h}_H \text{rot } \mathbf{E} + \mathbf{h}_E \text{rot } \mathbf{H}) . \quad (15)$$

Обозначим правую часть (15) как $\partial \epsilon_m / \partial t$, вводя тем самым квант энергии ϵ_m . Тогда выражение (15) приведем в виде, аналогичном (11), но с существенной поправкой:

$$\frac{\partial \epsilon_m}{\partial t} = \frac{\partial \epsilon_H}{\partial t} - \frac{\partial \epsilon_E}{\partial t} - 4\pi \beta \mathbf{j} , \quad (16)$$

где

$$\beta = \beta (h_{Ex} \alpha_x , h_{Ey} \alpha_y , h_{Ez} \alpha_z) .$$

Когда $\epsilon_m = 0$, то $\beta = \mathbf{h}_E$ и получим ранее известное уравнение (10).

В свою очередь квант энергии ϵ_m запишем в полевой форме, как и для ϵ_H и ϵ_E , через напряженность гипотетического поля $\mathbf{M}$:

$$\epsilon_m = \mathbf{h}_m \mathbf{M} . \quad (17)$$

Учитывая, что согласно [1]

$$\mathbf{h}_H \text{rot } \mathbf{E}_0 + \mathbf{h}_E \text{rot } \mathbf{H}_0 = 0 ,$$

то

$$\frac{\partial \epsilon_m}{\partial t} = -c (\mathbf{h}_H \text{rot } \mathbf{M}_E + \mathbf{h}_E \text{rot } \mathbf{M}_H) . \quad (18)$$

Тогда из нового варианта уравнений Максвелла следуют уравнения

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{M}_H}{\partial t} = -\text{rot } \mathbf{M}_E , \quad (19)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{M}_E}{\partial t} = \text{rot } \mathbf{M}_H - \frac{4\pi}{c} (\alpha_x \mathbf{j}_x + \alpha_y \mathbf{j}_y + \alpha_z \mathbf{j}_z) + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_0 , \quad (20)$$

где $\mathbf{j}_0$ – вектор плотности тока в отсутствие облучения.

Оценим величину h_m . С помощью h_m и $\hbar$, с введем единицу длины l_m аналогично (2)

$$l_m = \frac{h_m}{\sqrt{\hbar c}} . \quad (21)$$

С другой стороны, квант энергии ϵ_m , согласно общему выражению (5), равен

$$\epsilon_m = \frac{h\nu^2}{c \Delta r} . \quad (22)$$

Приравнявая (22) кинетической энергии частицы массы m , находим

$$\Delta r = \frac{2\hbar}{mc} . \quad (23)$$

Из равенства $\Delta r = l_m$ окончательно следует

$$l_m = \frac{2h}{mc}, \quad h_m = \frac{4\hbar^{3/2}}{mc^{1/2}}. \quad (24)$$

Отсюда получим следующие оценки: $h_m \sim 10^{-21}$ CGS, а $l_m \sim 10^{-14}$ см, т.е. l_m выражает характерный масштаб ядерных процессов (частица поглощается ядром).

Возвратимся к уравнению (16). Образование высокотемпературного сверхпроводящего тока означает обращение в нуль производной $\partial\epsilon_m/\partial t$. В то же время производная $\partial\epsilon_H/\partial t$ отлична теперь от нуля, что означает ослабление эффекта Мейснера в условиях высокотемпературной сверхпроводимости. Важнейшей экспериментальной задачей в свете развиваемой теории является и определение в тех же условиях изменения тока, особенно нахождение численных значений коэффициентов α_i .

Обозначения

$\hbar$ – постоянная Планка; c – скорость света; Π – напряженность магнитного поля; E – напряженность электрического поля; $\mathbf{r}$ – радиус-вектор; $\epsilon_m, \epsilon_H, \epsilon_E$ – кванты энергии; l_0 – единица длины; $\mathbf{j}$ – электрический ток; A – вектор-потенциал электромагнитного поля; F_{ik} – тензор поля; m – масса поглощаемой частицы; $\mathbf{v}$ – скорость; l_H, l_E, l_m – единицы длины; t – время; e – заряд электрона; k – постоянная Больцмана; $T_{кр}$ – критическая температура.

Литература

1. Ротт Л. А. // ИФЖ. 1994. Т. 67, № 3-4. С. 184-189.
2. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Статистическая физика. Ч. 2. М., 1978.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1962.

Белорусский государственный
технологический университет,
г. Минск

Поступила 18.01.94.