Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 2, стр. 80 – 84 *20 июля 1974 г.*

НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА

А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович

Обсуждается возможность наблюдения с помощью эффекта Джозефсона взаимодействий электрона с нуклоном, не сохраняющих четность.

Большой интерес для физики элементарных частиц представляло бы наблюдение слабого взаимодействия электронов с нуклонами. В настоящей статье мы хотим обратить внимание на принципиальную возможность наблюдения не сохраняющего четность eN-взаимодействия при энергиях порядка атомных с помощью эффекта Джозефсона. Возмож-

ные проявления несохранения четности в атомных переходах обсуждались в работах [1 – 3].

Гамильтониан, описывающий P-нечетное контактное взаимодействие двух фермионов, в первом порядке по v/c может быть представлен в следующем виде:

$$\mathcal{H} = \frac{G\hbar^3}{\sqrt{2}c^2}\,\frac{1}{2m}\,[(\beta_1\vec{\sigma}_1 + \beta_2\vec{\sigma}_2)\{\mathbf{p},\delta(\mathbf{r})\}_+ + i\beta_3[\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2]\{\mathbf{p},\delta(\mathbf{r})\}_-]. \quad (1)$$

В этой формуле $G = 10^{-5}m_p^{-2}$ – константа слабого взаимодействия, $\mathbf{r}$ и $\mathbf{p}$ – относительные координата и импульс фермионов, $\vec{\sigma}_{1,2}$ – их матрицы спина, β_1, β_2, β_3 – некоторые безразмерные параметры, индексами плюс и минус помечены антикоммутатор и коммутатор. Если, например, релятивистский лагранжиан взаимодействия представляется в виде произведения токов, имеющих $V - A$ структуру, то $\beta_1 = -\beta_2 = \beta_3 = 1$, а m совпадает с приведенной массой фермионов.

Рассмотрим сверхпроводник с поляризационными ядрами. Чтобы найти, как влияет на движение куперовских пар взаимодействие (1), усредним его по волновым функциям спаренных электронов с заданным суммарным импульсом, а также по состояниям нуклонов в ядре. Возникающая добавка к эффективному гамильтониану куперовских пар равна

$$\mathcal{H}' = \frac{G\hbar^2 n\beta K}{\sqrt{2}c^2}\,\frac{1}{2m_e}\,\{\mathbf{p},\vec{\zeta}(\mathbf{r})\}_+. \quad (2)$$

Здесь m_e – эффективная масса электрона, n – плотность ядер, $\vec{\zeta}(\mathbf{r})$ – вектор, указывающий направление ориентации ядер и равный по модулю степени поляризации, а константа β следующим образом выражается через параметры β_{1p} и β_{1n}, характеризующие (см. (1)) взаимодействие электрона с протоном и нейтроном:

$$\beta = |\langle \beta_{1p}\sum_p \vec{\sigma}_p + \beta_{1n}\sum_n \vec{\sigma}_n\rangle|. \quad (3)$$

В формуле (3) усреднение проводится по состоянию нуклонов в ядре.

Множитель K описывает отличие тока на ядре от среднего тока по кристаллу и равен

$$K = \frac{|\operatorname{Im}\psi_{\mathbf{k}}^*\vec{\nabla}\psi_{\mathbf{k}}|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_я}}{|\operatorname{Im}\psi_{\mathbf{k}}^*\vec{\nabla}\psi_{\mathbf{k}}|_{\text{среднее}}}, \quad (4)$$

где $\psi_{\mathbf{k}}$ – волновая функция электрона с квазиимпульсом $\mathbf{k}$, а $\mathbf{r}_я$ – координата ядра.

Нетрудно убедиться в том, что при наличии внешнего электромагнитного поля, описываемого вектор-потенциалом **A**, учет взаимодействия (2) сводится (в первом порядке по G) к замене

$$\frac{2e}{c}\mathbf{A}(\mathbf{r}) \to \frac{2e}{c}\mathbf{A}(\mathbf{r}) - \frac{2G\hbar^3 n\beta K}{\sqrt{2}c^2}\vec{\zeta}(\mathbf{r}) \qquad (5)$$

в гамильтониане электромагнитного взаимодействия.

Уравнения Максвелла для постоянного магнитного поля с учетом (5) выглядят так

$$\mathrm{rot}H = \frac{4\pi}{c}\vec{j} = \frac{4\pi e\rho}{m_e c}\left[\hbar\nabla\phi - \frac{2e}{c}\mathbf{A} + \frac{2G\hbar^3 n\beta K}{\sqrt{2}c^2}\vec{\zeta}(\mathbf{r})\right]. \qquad (6)$$

Здесь ρ – плотность куперовских пар, а ϕ – фаза их волновой функции. Взяв ротор от уравнения (6), получаем

$$\left(-\Delta + \frac{8\pi e^2\rho}{m_e c^2}\right) H = \frac{8\pi e\rho G\hbar^3 n\beta K}{\sqrt{2}m_e c^3}\mathrm{rot}\vec{\zeta}(\mathbf{r}). \qquad (7)$$

Таким образом, при наличии поляризованных ядер ни магнитное поле, ни ток, вообще говоря, не равны нулю в глубине сверхпроводника. Однако при обычном способе поляризации с помощью внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$, очевидно, $\vec{\zeta}(\mathbf{r}) \propto \mathbf{H}_0(\mathbf{r})$, так что $\mathrm{rot}\vec{\zeta}(\mathbf{r}) = 0$ и вглубь сверхпроводника ни магнитное поле, ни ток не проникают. В дальнейшем мы ограничимся для простоты рассмотрением именно этого случая.

Как влияет взаимодействие (2) на физические эффекты в сверхпроводниках? Изменяется условие квантования магнитного потока ϕ через сверхпроводящее кольцо. Из соотношения (5) ясно, что теперь это условие имеет вид

$$\frac{2e}{\hbar c}\phi - \frac{2G\hbar^2 n\beta K}{\sqrt{2}c^2}\oint d\mathbf{r}\,\vec{\zeta}(\mathbf{r}) = 2n\pi. \qquad (8)$$

В качестве другого примера рассмотрим протекание тока через два джозефсоновских контакта, включенных параллельно. Как известно [4], формула для максимального тока имеет вид (мы ограничиваемся для простоты случаем одинаковых контактов)

$$I_{max} = 2I\left|\cos\frac{e\phi}{\hbar c}\right|, \qquad (9)$$

где I – максимальный ток через один контакт, ϕ – магнитный поток через контур. Учет P-нечетного взаимодействия (2) приводит, так же

как и в случае квантования потока, к следующей модификации формулы (9):

$$l_{max} = 2l \left| \cos\left(\frac{e\phi}{\hbar c} - \frac{G\hbar^2 n \beta K}{\sqrt{2}c^2} \oint d\mathbf{r}\, \vec{\zeta}(\mathbf{r}) \right) \right| . \qquad (10)$$

Таким образом, величина l_{max} меняется при изменении знака ϕ, т.е. при изменении относительной ориентации рамки и внешнего магнитного поля.

Как видно из (8) и (10), вклад слабых взаимодействий определяется безразмерным параметром γ,

$$\gamma = \frac{G\hbar^2 n \beta K}{\sqrt{2}c^2} \oint d\mathbf{r}\, \vec{\zeta}(\mathbf{r}) \sim \frac{G\hbar^2 n \beta K |\vec{\zeta}|\, l}{\sqrt{2}c^2} , \qquad (11)$$

где l – длина контура. Предполагается, что ядра поляризованы вдоль контура. Константу K можно оценить, используя метод Вигнера – Зейтца [5] для нахождения $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$. Этот фактор при наличии s- или p-зоны проводимости оказывается большим, $K \sim Z^2 \kappa$, где релятивистский поправочный множитель κ также растет с Z и достигает 10 для свинца [2]. Возрастание волновой функции электрона вблизи ядра подтверждается экспериментами по сдвигу Найта в нормальных металлах. Отметим, что в случае чистой d-зоны проводимости $K \approx 0$. Таким образом, при $\beta \sim 1$, $|\vec{\zeta}| \sim 1$ параметр γ для тяжелых металлов может превышать $10^{-6}\ l\ см^{-1}$.

Заметим в заключение, что аналогичным образом можно в принципе обнаружить P-нечетное взаимодействие между электронами. Для этого нужно было бы иметь в сверхпроводнике поляризованные электроны, чего, по-видимому, можно достигнуть, помещая тонкий сверхпроводник с парамагнитными примесями в магнитное поле. Однако при допустимых концентрациях поляризованных электронов эффект весьма мал.

Авторы искренне благодарят за ценные обсуждения А.Г.Аронова, С.Т.Беляева, В.К.Войтовецкого, В.М.Галицкого, В.Г.Зелевинского, А.И.Ларкина, В.Л.Покровского, Р.М.Рындина, Г.И.Сурдутовича.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
12 мая 1974 г.

Литература

[1] Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 36, 964, 1959.

[2] M.A.Bouchiat, C.C.Bouchiat. Phys. Lett., 48B, 111, 1974.

[3] А.Н.Москалев. Письма в ЖЭТФ, 19, 229, 1974; 19, 394, 1974; Я.И.Азимов, А.А.Ансельм, А.Н.Москалев, Р.М.Рындин. ЯФ, в печати.

[4] Р.Фейнман, Р.Лейтон, М.Сэндс. Фейнмановские лекции по физике, 9, изд. Мир, 1967, стр. 252.

[5] Ч.Киттель. Введение в физику твердого тела, Физматгиз, 1962, стр. 321.