*Письма в ЖЭТФ, том 27, вып.11, стр. 615 – 618* 5 июня 1978 г.

# ЗАКОН КЮРИ В ДИАМАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ

*Б.А.Волков, Ю.В.Копаев, В.В.Тугушев*

В приближении самосогласованного поля исследована магнитная восприимчивость систем, неустойчивых относительно электрон-дырочного спаривания. Показано, что отклик системы является диамагнитным, и его температурная зависимость подчиняется закону Кюри в случае мнимого параметра порядка.

1. Целью данной работы является определение направлений поиска систем со сверхдиамагнитными свойствами. Будет показано, что для веществ, у которых температура перехода в токовое состояние $T_{\mathrm{Im}}$ выше , чем температура перехода в сегнетоэлектрическое состояние $T_{\mathrm{Re}}$ диамагнитная восприимчивость $\chi'$ подчиняется закону Кюри – Вейсса.

Для веществ, у которых $T_{Re}$ больше $T_{Im}$, диамагнитная восприимчивость имеет пик вблизи $T_{Re}$. Этот пик должен быть заметен, если $T_{Re}$ и $T_{Im}$ близки, а это возможно для сегнетоэлектриков, у которых ионный вклад в поляризуемость не слишком велик по сравнению с электронным. Введение примесей в такие сегнетоэлектрики должно [1] изменить соотношение температур $T_{Re}$ и $T_{Im}$ в пользу последней. (Разумеется, что фазовый переход в "чистых" сегнетоэлектриках должен быть близок к переходу второго рода).

Существенно отметить, что аномальный диамагнитный отклик в нашей схеме возникает в самосогласованном приближении. Т.е. магнитное поле в двухзонной модели с совпадающими экстремумами зон и разрешенными межзонными дипольными переходами индуцирует токовый параметр порядка. Этим наш механизм аномального диамагнетизма принципиально отличается от флуктуационного, с которым связан закон Кюри в $\chi'$ сверхпроводника или пайерловского диэлектрика при $T \gtrsim T_c$. В частности, температурный интервал, в котором должны наблюдаться аномалии $\chi'$, оказывается значительно более широким.

2. Предположим, что в неперестроенной фазе система описывается двухзонной моделью изотропного "полуметалла" и $\epsilon_1(\mathbf{p}) = -\epsilon_2(\mathbf{p})$ (1 и 2 – зонные индексы). Рассмотрим отклик такой системы, в которой разрешены межзонные дипольные переходы, на медленно меняющиеся в пространстве стационарные электрические и магнитные поля. Исследование проведем с помощью температурных гриновских функций, для которых можно получить следующую систему уравнений:

$$\left[i\omega - \frac{1}{2m}\left(\frac{\vec{\nabla}}{i} - eA\right)^2 + \epsilon_F\right] G_{11}(\mathbf{r},\mathbf{r}') +$$

$$+ \left[\frac{\mathbf{P}^*}{m}\left(\frac{\vec{\nabla}}{i} - e\mathbf{A}\right) + \mathbf{dE} + \lambda(\mathbf{r})\right] G_{21}(\mathbf{r};\mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'),$$

$$\left[i\omega + \frac{1}{2m}\left(\frac{\vec{\nabla}}{i} - e\mathbf{A}\right)^2 - \epsilon_F\right] G_{21}(\mathbf{r},\mathbf{r}') + \left[\frac{\mathbf{P}}{m}\left(\frac{\vec{\nabla}}{i} - e\mathbf{A}\right) + \mathbf{dE} +\right.$$

$$\left. + \lambda^*(\mathbf{r})\right] G_{11}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = 0. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{A}$ – векторный потенциал, описывающий магнитное поле, $\mathbf{E}$ – вектор напряженности электрического поля, $\mathbf{d}$ – матричный элемент дипольного перехода между зонами 1 и 2, $\mathbf{P}$ – межзонный матричный элемент оператора импульса, $\epsilon_F = P_F^2/2m$, $P_F$ – импульс Ферми;

$\lambda(\mathbf{r})$ – параметр порядка, выражающийся через аномальные средние $\Delta(\mathbf{r})$, введенные в [1] и характеризующие синглетное электрон-дырочное спаривание:

$$\lambda(r) = g_{Re}\Delta_{Re}(\mathbf{r}) + ig_{Im}\Delta_{Im}(\mathbf{r}) \tag{2}$$

$g_{Re}$ и $g_{Im}$ – константы связи, соответствующие состояниям с действительным и мнимым параметрами порядка соответственно.

Обсудим в начале ситуацию, когда магнитное поле в системе отсутствует, а электрическое поле отлично от нуля и, очевидно, играет роль источника бозе-конденсата электрон-дырочных пар. Предположим, что реализуется ситуация $T_{Re} > T_{Im}$, т.е. система при $T < T_{Re}$ является сегнетоэлектриком ($T_{Re}$, $T_{Im}$ – температуры перехода в состояния соответственно с действительным и мнимым параметрами порядка, связанные с соответствующими константами связи $g_{Re}$ и $g_{Im}$ известными соотношениями). Электрическое поле $\mathbf{E}$ в линейном по $\mathbf{E}$ приближении индуцирует в системе только действительный параметр порядка, как это следует из уравнений (1). Методом, использованным ниже при выводе выражения (5) для диамагнитной восприимчивости, можно показать, что диэлектрическая проницаемость системы подчиняется закону Кюри – Вейсса. Вблизи $T_{Re}$ $\epsilon$ расходится как $(T - T_{Re})^{-1}$ и ниже $T_{Re}$ система переходит в сегнетоэлектрическое состояние. В отсутствие магнитного поля при $T_{Re} > T_{Im}$ состояние с мнимым параметром порядка не может быть реализовано ($\Delta_{Im} = 0$).

3. Рассмотрим теперь случай, когда электрическое поле в системе отсутствует, а магнитное отлично от нуля. При $T > max(T_{Re}, T_{Im})$ действительный параметр порядка в системе реализоваться не может. Поскольку вектор $\mathbf{P}$ в (1) является мнимым, то легко показать, что магнитное поле служит источником бозе-конденсата с мнимым параметром порядка. При $T > max(T_{Re}, T_{Im})$ можно ограничиться линеаризацией системы (1) по $\mathbf{A}$ и $\lambda(\mathbf{r})$. Пусть величина $\mathbf{P}$ достаточно мала, так что от соответствующего члена гибридизации надо учитывать только первую поправку. В этом приближении из уравнений (1,2) следует:

$$g_{Im}\Delta_{Im} = -\frac{q^2 v_F^2}{6(\pi T_{Im})^2}\,\frac{e}{m}\,\mathbf{A}_q|\mathbf{P}|\,\frac{T_{Im}}{T - T_{Im}}, \qquad (3)$$

где $v_F$ – скорость на поверхности Ферми. Таким образом, магнитное поле $\mathbf{A}$ действительно индуцирует $\Delta_{Im}$ в линейном по $\mathbf{A}$ приближении. Отклик системы на полное магнитное поле может быть найден с помощью выражения для межзонной компоненты плотности тока [1]:

$$\mathbf{j} = \frac{2e}{m}|\mathbf{P}|\,\Delta_{Im}. \qquad (4)$$

При определении восприимчивости мы не будем учитывать обычный диамагнитный ток, обусловленный внутризонными процессами [2] так как вблизи температуры перехода он не содержит никаких особенностей.

Рассмотрим случай $T_{Im} > T_{Re}$. Он может реализоваться, во-первых, при $g_{Im} > g_{Re}$. Однако такое соотношение между константами связи осуществить весьма трудно. Более реальной является ситуация, когда $g_{Im} < g_{Re}$, но поскольку рассеяние на примеси подавляет температуру сегнетоэлектрического перехода сильнее, чем температуру перехода в токовое состояние, то величина $T_{Im}$ может оказаться больше, чем $T_{Re}$ [1]. Тогда наше описание относится к системе со спонтанными токами при $T > T_{Im}$. Функция отклика $\chi'$ на полное поле оказывается анизотропной, что следует из (3) и (4). Подставляя $\Delta_{Im}$ из (3) в (4), получим при $\mathbf{A} \| \mathbf{P}$:

$$\chi' = \frac{2}{g_{Im} N(0)} \frac{T_{Im}}{T - T_{Im}} \frac{|\mathbf{P}|^2 v_F^2}{(\pi T_{Im})^2} \chi_L , \qquad (5)$$

где $\chi_L$ – диамагнитная восприимчивость Ландау. Отклик системы на внешнее поле $\chi$ равен [3] $\chi = \chi'/(1 - 4\pi\chi')$. Видно, что при $T \to T_{Im}$ восприимчивость стремится к идеальной $-1/4\pi$, что подтверждает наличие "сверхдиамагнетизма" в состоянии со спонтанным током $(T < T_{Im})$ [3].

В случае $T_{Im} < T_{Re}$ величина $|\chi'|$ нигде не обращается в бесконечность. Выражение (5) справедливо при $T \gg T_{Re}$. При $T < T_{Re}$ в системе появляется наряду с мнимым параметром порядка, наведенным магнитным полем, действительный параметр, связанный с переходом в сегнетоэлектрическое состояние. Из системы уравнений (1) можно показать, что $|\chi'|$ в этом случае имеет максимум вблизи $T_{Re}$ и падает с уменьшением $T$ из-за увеличения $\Delta_{Re}$.

В связи с этим интересно отметить результаты работы [4], где наблюдался рост диамагнитной восприимчивости в SnTe вблизи температуры сегнетоэлектрического перехода.

Можно показать, что при $T < T_{Im}$ (в токовом состоянии) модуль дифференциальной восприимчивости $\chi'$ падает с изменением $|T - T_{Im}|$ в два раза быстрее, чем при $T > T_{Im}$ ("закон двойки").

Авторы выражают благодарность В.Л.Гинзбургу за полезное обсуждение.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 апреля 1978 г.

## Литература

[1] Б.А.Волков, Ю.В.Копаев. Письма в ЖЭТФ, 27, 10, 1978.

[2] А.А.Кокин, Ю.В.Копаев. ЖЭТФ, 55, 1383, 1968.

[3] Б.А.Волков, В.Л.Гинзбург, Ю.В.Копаев. Письма в ЖЭТФ, 27, 221, 1978.

[4] В.М.Багинский, Р.О.Кикодзе, Г.В.Лашкарев, Е.И.Слынько, К.Д.Товстюк. ФТТ, 19, 588, 1977.