ЖЭТФ, 2010, том 138, вып. 2 (8), стр. 342–347

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НА ТЕПЛОЕМКОСТЬ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ПРОВОДНИКОВ

*Р. Р. Вахитов**, *С. Н. Артеменко, С. В. Ремизов*

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.

Изучается низкотемпературная теплоемкость квазиодномерного проводника в состоянии жидкости Латтинджера. Рассматриваются случаи проводника с волной зарядовой плотности и без нее. Показывается, что пиннинг жидкости Латтинджера приводит к локализации спинов и сильному влиянию магнитного поля на термодинамику образцов, похожему на наблюдавшееся в недавних экспериментах. Мы считаем, что это говорит в пользу возможности возникновения жидкости Латтинджера в квазиодномерных материалах.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, поведение одномерных и трехмерных систем различается во многих отношениях. В частности, к разным последствиям приводит межэлектронное взаимодействие. В трехмерных металлах учет кулоновского отталкивания достаточно хорошо осуществляется в рамках теории ферми-жидкости Ландау. Согласно этой теории, нормальными возбуждениями в системе взаимодействующих электронов являются квазичастицы. Эти квазичастицы представляют собой электроны, окруженные облаком дырок, экранирующим взаимодействие. Такие модифицированные носители заряда ведут себя подобно идеальному газу невзаимодействующих частиц и во многом сходны с обычными электронами (имеют такой же заряд, спин, подчиняются статистике Ферми).

Напротив, в одномерных металлах теория ферми-жидкости оказывается несостоятельной: учет даже слабого взаимодействия приводит к исчезновению в таких системах квазичастиц. Единственно возможными элементарными возбуждениями в одномерных системах оказываются коллективные моды, представляющие собой бегущие волны плотности заряда и спина. Стоит отметить, что зарядовые и спиновые возбуждения независимы (зарядовая и спиновая степени свободы разделяются). Такое состояние называется жидкостью Латтинджера [1].

*E-mail: vakhitov@cplire.ru

Естественно было бы ожидать, что жидкость Латтинджера можно наблюдать не только в чисто одномерных, но и в квазиодномерных проводниках, т. е. в сильно анизотропных веществах с цепочечной структурой кристаллической решетки. Движение электронов в таких материалах близко к одномерному: они преимущественно двигаются вдоль проводящих одномерных цепочек и с малой вероятностью прыгают с одной цепочки на другую. Тем не менее, было показано, что в квазиодномерных проводниках образование жидкости Латтинджера затруднительно: прыжки электронов между цепочками дестабилизируют ее [2–7]. Другими словами, трехмерное поведение препятствует переходу в одномерное состояние, и свойства квазиодномерных кристаллов будут описываться в рамках теории ферми-жидкости.

Действительно, в широком диапазоне температур квазиодномерные вещества ведут себя как трехмерные проводники. При относительно высоких температурах они представляют собой обычные сильно анизотропные металлы. При понижении температуры ниже некой T_P (50–250 K для различных веществ) часть квазиодномерных образцов переходит в состояние с волной зарядовой плотности (ВЗП), а именно, возникает спонтанный сдвиг атомов решетки, который сопровождается модуляцией плотности электронов с волновым вектором $2k_F$ [8]. Как отмечалось, оба состояния как металлическое, так и ВЗП, описываются теорией ферми-жидкости.

Однако, как показали эксперименты, при охлаждении до температур порядка нескольких кельвин квазиодномерные кристаллы переходят в новое неизвестное состояние. Это состояние характеризуется множеством любопытных особенностей, которые до сих пор не ясны до конца. В частности, наблюдаются степенная зависимость тока от напряжения $I \propto V^{\alpha+1}$, где $\alpha \geq 1$ [9–11], аномальная диэлектрическая проницаемость [12], термоэдс [13], а также сильное влияние магнитного поля на низкотемпературную теплоемкость квазиодномерных проводников [14–17].

Последняя зависимость выглядит несколько неожиданной: исследуемые вещества не являются магнетиками и непонятно, почему магнитное поле оказывает сильное влияние на их термодинамические свойства. Обнаруженная зависимость теплоемкости от магнитного поля имеет пик и напоминает ту, которую ожидают в случае магнитных примесей (системы жестко закрепленных частиц со спином), однако в исследуемых образцах таких примесей было совсем мало. Кроме того, на полученной зависимости имеется гистерезис, природа которого также неясна.

Одним из веществ, для которого наблюдается сильная немонотонная зависимость теплоемкости от магнитного поля, является $(\mathrm{TMTTF})_2\mathrm{Br}$, который при низких температурах находится в состоянии с волной спиновой плотности. В работе [18] было показано, что эффект магнитного поля может быть связан с возникновением в системе так называемых бисолитонов, несущих ненулевой магнитный момент. Эта теория основана на концепциях сильного пиннинга и амплитудных солитонов [19–23]. Результаты, полученные в рамках этой модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными для $(\mathrm{TMTTF})_2\mathrm{Br}$. Однако они не могут быть применимы для описания сильного эффекта магнитного поля, наблюдаемого также в голубой бронзе $\mathrm{Rb_{0.3}MoO_3}$ и $\mathrm{TaS_3}$, в которых волны спиновой плотности нет. Таким образом, причины, обусловливающие наличие характерного пика в зависимости теплоемкости от магнитного поля, остаются не выясненными.

Чтобы объяснить подобное поведение, было сделано предположение, что при низких температурах в квазиодномерных материалах жидкость Латтинджера все же может существовать. Было показано, что в квазиодномерном проводнике без волны зарядовой плотности это становится возможным благодаря наличию примесей [24], а в проводнике с волной зарядовой плотности — благодаря взаимодействию электронов с $2k_F$-фононами (именно это взаимодействие приводит к образованию ВЗП) [25]. При этом, если температура достаточно мала, то прыжки электронов между цепочками уже не будут дестабилизировать состояние с жидкостью Латтинджера.

Таким образом, можно было бы ожидать, что низкотемпературные особенности квазиодномерных веществ связаны с проявлением одномерных свойств в таких системах. Было бы интересно теперь в рамках предложенных моделей рассчитать влияние магнитного поля на теплоемкость квазиодномерного проводника и выяснить, может ли неожиданно сильная зависимость теплоемкости от поля быть описана в рамках концепции жидкости Латтинджера.

Статья построена следующим образом. В разд. 2, 3 вычислена теплоемкость квазиодномерного проводника соответственно без ВЗП и с ВЗП. Расчет проведен в рамках модели сильного пиннинга. В разд. 4 мы обсудим полученные результаты, сделаем выводы, а также посмотрим, как на найденную зависимость повлияет учет конечности примесного потенциала. Для удобства будем считать постоянные Планка и Больцмана равными единице: $\hbar = 1$, $k_B = 1$.

2. КВАЗИОДНОМЕРНЫЙ ПРОВОДНИК БЕЗ ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ

Рассмотрим квазиодномерный кристалл с примесями. Пусть примеси расположены случайным образом в точках $\mathbf{r}_i = (x_i, \mathbf{n}_i)$, где x — координата вдоль цепочки, а $\mathbf{n}$ — номер цепочки. Как отмечалось, при достаточно низких температурах (а именно, при $T \ll \omega_0$, где $\omega_0 \sim e^2/\bar{l}$ — характерная энергия, а $\bar{l} = 1/N_{imp}$ — среднее расстояние между примесями на цепочке) жидкость Латтинджера оказывается стабильной. Найдем зависимость теплоемкости такой системы от внешнего магнитного поля.

Система описывается действием

$$S = S_{el} + S_{imp} + S_H, \tag{1}$$

где S_{el} — действие электронной подсистемы, S_{imp} — рассеяние на примесях, а S_H описывает влияние внешнего магнитного поля H. Электронная часть действия состоит из действия одномерных электронов на цепочках и слагаемого, описывающего прыжки электронов между цепочками. Поскольку прыжки электронов лишь слабо модифицируют спектр системы, мы не будем их учитывать. Тогда S_{el} есть действие жидкости Латтинджера [1]:

$$S_{el} = \sum_{\mathbf{n}} \int dx\, d\tau\, \frac{1}{2\pi v_F} \Big\{ \left[(\partial_\tau \Phi_\rho)^2 + v_\rho^2 (\partial_x \Phi_\rho)^2\right] + \\ + \left[(\partial_\tau \Phi_\sigma)^2 + v_F^2 (\partial_x \Phi_\sigma)^2\right] \Big\}. \quad (2)$$

Сумма по $\mathbf{n}$ обозначает суммирование по цепочкам, интегрирование по $d\tau$ ведется в пределах $[0, 1/T]$. Поля $\Phi_\rho(\tau, x, \mathbf{n})$ и $\Phi_\sigma(\tau, x, \mathbf{n})$ описывают зарядовую и спиновую подсистемы, а именно, их пространственные производные пропорциональны плотностям заряда и спина:

$$\rho(x) = -\frac{\sqrt{2}}{\pi} \partial_x \Phi_\rho, \quad \sigma(x) = -\frac{\sqrt{2}}{\pi} \partial_x \Phi_\sigma. \quad (3)$$

Скорость $v_\rho = v_F/K_\rho$, где $K_\rho < 1$ — параметр в модели жидкости Латтинджера, описывающий силу межэлектронного взаимодействия.

Рассеяние электронов на примесях описывается действием

$$S_{imp} = -\sum_i \sum_{\mathbf{n}} \int dx\, d\tau \frac{V(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)}{\pi\alpha} \times \\ \times \cos\left(\sqrt{2}\Phi_\rho(\mathbf{r}_i, \tau) + 2k_F x_i\right) \cos\left(\sqrt{2}\Phi_\sigma(\mathbf{r}_i, \tau)\right), \quad (4)$$

где сумма по i соответствует суммированию по примесям, а $\alpha \sim 1/k_F$. В дальнейших расчетах будем полагать, что $V(\mathbf{r}) = V_0 \lambda \delta(\mathbf{r})$, где V_0 и $\lambda \sim \alpha$ — соответственно амплитуда и радиус примесного потенциала. Кроме того, для простоты обозначений будем писать вместо $V_0\lambda/\pi\alpha \sim V_0$ просто V_0.

Наконец, действие магнитного поля есть

$$S_H = \sum_{\mathbf{n}} \int dx\, d\tau \frac{\sqrt{2}}{\pi} h(\partial_x \Phi_\sigma), \quad (5)$$

где $h = \mu_B H$.

Будем рассматривать случай сильного межэлектронного взаимодействия, чему соответствуют малые значения параметра $K_\rho \ll 1$. Известно, что для сильно взаимодействующих одномерных электронов примесь создает потенциал, который при малых температурах действует как бесконечно высокий барьер [26–29]. Это означает, что амплитуда примесного потенциала V_0 эффективно стремится к бесконечности.

Рассмотрим предельный случай сильного пиннинга: $V_0 = \infty$. Действие системы будет минимальным в случае, когда произведение косинусов в правой части (4) равно единице, т. е. когда значения фаз на примеси фиксированы:

$$\sqrt{2}\Phi_\rho(\mathbf{r}_i, \tau) + 2k_F x_i = \pi k_i, \quad (6)$$

$$\sqrt{2}\Phi_\sigma(\mathbf{r}_i, \tau) = \pi m_i, \quad (7)$$

где k_i, m_i — целые числа, причем сумма $k_i + m_i$ должна быть четной. В этом случае система разбивается на практически независимые отрезки, заключенные между двумя соседними примесями. Фактически это означает, что электроны не могут туннелировать через примесь с одного отрезка на другой. В этом случае статистическая сумма всего образца есть произведение статистических сумм отдельных отрезков.

Итак, чтобы найти теплоемкость, необходимо вычислить статистическую сумму Z одного отрезка. Как известно, она выражается через функциональный интеграл:

$$Z = \int D\Phi_\rho(x, \tau) D\Phi_\sigma(x, \tau) \exp(-S[\Phi_\rho, \Phi_\sigma]). \quad (8)$$

Рассмотрим отрезок длины l. Напомним, что значения фаз на концах отрезка фиксированы. Тогда под интегрированием $\int D\Phi_\rho$ понимается сумма по всевозможным функциям Φ_ρ^k, таким, что на левом конце отрезка $x = 0$ они принимают значение $\sqrt{2}\Phi_\rho(0, \tau) = \pi k_1$, а на правом конце отрезка $x = l$ — значение $\sqrt{2}\Phi_\rho(l, \tau) + 2k_F l = \pi k_2$ (см. (6)). Аналогично, под интегрированием $\int D\Phi_\sigma$ понимается суммирование по таким функциям Φ_σ^m, которые на концах отрезка принимают значения $\sqrt{2}\Phi_\sigma(0, \tau) = \pi m_1$ и $\sqrt{2}\Phi_\sigma(l, \tau) = \pi m_2$. Более того, оказывается, что статистическая сумма зависит не от чисел $k_{1,2}$ и $m_{1,2}$ в отдельности, а от их разностей $k = k_2 - k_1$ и $m = m_2 - m_1$, где сумма $k + m$ должна быть четной. В итоге статистическая сумма принимает вид

$$Z = Z_0 \sum_{k,m} \exp\left(-\frac{\omega_\rho(k) + \omega_\sigma(m) + hm}{T}\right), \quad (9)$$

где Z_0 — множитель, не зависящий от магнитного поля, а энергии нулевых мод есть

$$\omega_\rho(k) = \frac{\pi v_F}{4K_\rho^2 l}(k - \xi)^2, \quad \omega_\sigma(m) = \frac{\pi v_F}{4l} m^2. \quad (10)$$

Здесь $|\xi| < 1$ — случайная величина, зависящая от длины l отрезка.

Нас интересуют низкие температуры, а именно $T \ll \pi v_F/l$. В этом случае основной вклад в сумму дадут значения $(k, m) = (0, 0); (1, \pm 1); (-1, \pm 1)$. Вычислив свободную энергию $F = -T \ln Z$, найдем теплоемкость одного отрезка $c_i = -T\partial^2 F/\partial T^2$. После усреднения по длинам отрезков получим, что часть теплоемкости образца, зависящая от магнитного поля, имеет вид

$$c(h) = \frac{1}{2} N_{imp} \frac{(h/T)^2}{\mathrm{ch}^2\,(h/T)}. \quad (11)$$

Заметим, что пара целых чисел (k, m) указывает, на сколько на данном отрезке изменяются фазы Φ_ρ, Φ_σ. Поскольку (см. (3)) изменения фаз определяют заряд и спин в системе, состояние (k, m) соответствует тому, что на отрезке находится k избыточных (или недостающих) электронных зарядов и m электронных спинов.

3. КВАЗИОДНОМЕРНЫЙ ПРОВОДНИК С ВОЛНОЙ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ

Рассмотрим теперь случай квазиодномерного проводника с волной зарядовой плотности в состоянии жидкости Латтинджера. Как известно, ВЗП образуется вследствие электрон-фононного взаимодействия, поэтому теперь в действие (1) добавятся слагаемые, описывающие свободные фононы и рассеяние электронов на $2k_F$-фононах (см. [25]), а в статистическую сумму — интегрирование по фононному полю. Проинтегрировав Z по фононным степеням свободы, получим, что действие равно

$$S = S_{el} + S_{int} + S_{imp} + S_H, \quad (12)$$

где выражения для S_{el}, S_{imp}, S_H были приведены выше, а возникшее из-за электрон-фононного взаимодействия слагаемое S_{int} имеет вид

$$\begin{aligned} S_{int} = \frac{g^2}{\pi\alpha} \sum_{\mathbf{n},\mathbf{n}_1} \int dx\, d\tau\, d\tau_1 D_\varphi(\tau - \tau_1, \mathbf{n} - \mathbf{n}_1) \times \\ \times \cos\left[\sqrt{2}\Phi_\rho(\tau, x, \mathbf{n}) - \sqrt{2}\Phi_\rho(\tau_1, x, \mathbf{n}_1)\right] \times \\ \times \cos\left[\sqrt{2}\Phi_\sigma(\tau, x, \mathbf{n})\right] \cos\left[\sqrt{2}\Phi_\sigma(\tau_1, x, \mathbf{n}_1)\right]. \quad (13) \end{aligned}$$

Здесь g — постоянная электрон-фононного взаимодействия, D_φ — свободный фононный пропагатор.

Как и ранее, рассмотрим предельный случай сильного пиннинга, приводящий к фиксации значений фаз на примесях. Кроме того, при сильном межэлектронном взаимодействии фазы будут слабо флуктуировать вокруг классических траекторий, соответствующих минимуму действия. Нас интересует не точный вид классических траекторий, а их качественное поведение. Поэтому, если примеси расположены достаточно редко, то классические траектории удовлетворяют приближенным уравнениям

$$\sqrt{2} v_\rho^2 \partial_x^2 \Phi_\rho - M^2 \cos\left(\sqrt{2}\Phi_\sigma\right) \sin\left(\sqrt{2}\Phi_\rho\right) = 0, \quad (14)$$

$$\sqrt{2} v_F^2 \partial_x^2 \Phi_\sigma - M^2 \cos\left(\sqrt{2}\Phi_\rho\right) \sin\left(\sqrt{2}\Phi_\sigma\right) = 0, \quad (15)$$

где M — энергетическая щель, возникающая в спектре электронных возбуждений (величина ВЗП-щели). Чтобы найти спектр нулевых колебаний, нам необходимо решить систему (14), (15) с граничными условиями (6), (7). Это несложно сделать, если считать, что $K_\rho \ll 1$ и среднее расстояние между примесями $\bar{l} \gg v_\rho/M$ (в этом случае примеси можно считать практически независимыми). Тогда окажется, что фазы будут значительно изменяться лишь вблизи примесей, а статистическая сумма всего образца будет произведением статистических сумм от отдельных примесей:

$$Z = Z_0 \prod_i Z_i.$$

Здесь Z_0 не зависит от магнитного поля, а Z_i имеет вид

$$Z_i = \sum_{k_i, m_i} \exp\left(-\frac{\epsilon(k_i, m_i) + h m_i}{T}\right),$$

где энергия нулевых мод $\epsilon(k_i, m_i)$ зависит от целых чисел k_i, m_i, определяющих изменение фаз Φ_ρ и Φ_σ на примеси (а следовательно, и локализованный на примеси избыточный заряд и спин). Как и в случае без ВЗП, сумма $k_i + m_i$ должна быть четной, а при $T \ll M$ основной вклад дадут состояния $(k_i, m_i) = (0, 0)$ с энергией

$$\epsilon = \frac{2M}{K_\rho}(1 - \cos\phi_i)$$

и состояния $(\pm 1, \pm 1)$ с энергией

$$\epsilon \approx \frac{M}{K_\rho}(2 - \cos\phi_i - \sin\phi_i) + M.$$

Здесь $\phi_i = k_F x_i$ — случайная величина, зависящая от расположения примеси. Вычислив свободную энергию и выполнив усреднение по положениям примесей, получим, что зависящая от магнитного поля часть теплоемкости квазиодномерного вещества с ВЗП также имеет вид (11).

4. ВЫВОДЫ

Итак, найденная зависимость теплоемкости от магнитного поля (11) имеет характерный пик и качественно хорошо описывает экспериментальные данные [14–16]. В нашей модели сильная зависимость теплоемкости от магнитного поля возможна благодаря наличию примесей, которые нарушают спин-зарядовое разделение в системе. Основной вклад в свободную энергию дают нулевые колебания, энергии которых зависят от пары целых чисел (k, m), определяющей избыточный заряд и спин. В случае без ВЗП эти заряды и спины локализованы на отрезке между соседними примесями, в случае с ВЗП — на самих примесях. Перевороты этих спинов в магнитном поле дают основной вклад в низкотемпературную теплоемкость. В этом смысле обычные немагнитные примеси в квазиодномерном проводнике ведут себя подобно магнитным.

Естественно ожидать, что в рассматриваемой системе имеются разные метастабильные состояния с разным распределением избыточных электронов по отрезкам или примесям. При увеличении и при уменьшении магнитного поля, а также при нагревании и охлаждении образцов система может переходить между метастабильными состояниями с близкими значениями энергий. Возможно, именно с этим связано наблюдаемое гистерезисное поведение теплоемкости.

Итак, в рассмотренной модели причина сильного влияния магнитного поля на низкотемпературную теплоемкость заключается в исключительной роли примеси в одномерных системах. Найденный нами результат был получен в случае сильного пиннинга, когда мы считали амплитуду примесного потенциала V_0 бесконечно большой. Было бы интересно рассмотреть случай, когда примесный потенциал конечен. Тем самым мы уменьшим роль примесей в системе, и можно ожидать, что влияние магнитного поля также должно ослабнуть.

Если $V_0 \neq \infty$, то фазы на примеси уже не будут фиксированы. Учет флуктуации фаз на примесях приведет к слабой модификации энергий нулевых колебаний, что в свою очередь вызовет изменение результата (11):

$$c(h) = (1-\zeta)\,\frac{1}{2} N_{imp} \frac{(h/T)^2}{\mathrm{ch}^2\,(h/T)},$$

где для квазиодномерного проводника без ВЗП $\zeta \sim v_F/lV_0 \ll 1$ и для проводника с ВЗП $\zeta \sim M/V_0 \ll 1$. Таким образом, учет конечности флуктуаций в точке примеси приводит к ослаблению влияния магнитного поля на теплоемкость, не влияя на форму зависимости.

Стоит отметить, что, как видно из наших вычислений, объяснение гистерезиса и немонотонной зависимости $c(h)$ в рамках жидкости Латтинджера не требует учета ВЗП. Тогда, казалось бы, можно ожидать, что сильный эффект магнитного поля может иметь место и в квазиодномерных веществах без волны зарядовой плотности. Однако, как показывают эксперименты, низкотемпературные особенности наблюдались только в состояниях с ВЗП. Мы считаем, это связано с тем, что в экспериментах использовались образцы с малым содержанием примесей и при недостаточно низких температурах. Другими словами, мы ожидаем, что и в квазиодномерных проводниках без ВЗП указанные особенности могут быть обнаружены, если концентрация примесей и температура будут достаточными для стабилизации жидкости Латтинджера: $N_{imp} \gg T/v_F$.

Сделаем еще одно замечание. Сильная зависимость термодинамических свойств от магнитного поля наблюдается также в соединениях с сильными перескоками электронов между цепочками, в которых жидкость Латтинджера, казалось бы, не будет стабильна. В частности, это имеет место в органическом металле $(\mathrm{TMTSF})_2\mathrm{PF}_6$, который при низких температурах находится в состоянии с волной спиновой плотности [17]. Тем не менее, мы ожидаем, что благодаря наличию щели Δ_σ в спектре спиновых возбуждений при низких температурах жидкость Латтинджера может быть стабильна, если интеграл перехода между цепочками $t_\perp \ll \Delta_\sigma$.

Итак, мы получили, что сильный пиннинг в жидкости Латтинджера приводит к локализации электронных спинов и, как следствие, к сильной немонотонной зависимости теплоемкости от магнитного поля. Полученный результат говорит в пользу того, что при низких температурах квазиодномерный проводник переходит в состояние жидкости Латтинджера.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Giamarchi, *Quantum Physics in One Dimension*, Calendon Press, Oxford (2003).
2. В. Н. Пригодин, Ю. А. Фирсов, ЖЭТФ **76**, 736, 1602 (1979).
3. Yu. A. Firsov, V. N. Prigodin, and Chr. Seidel, Phys. Rep. **126**, 245 (1985).
4. С. А. Бразовский, В. М. Яковенко, ЖЭТФ **89**, 2318 (1985).
5. H. J. Schulz, Int. J. Mod. Phys. B **5**, 57 (1991).
6. D. Boies, C. Bourbonnais, and A.-M. S. Tremblay, Phys. Rev. Lett **74**, 968 (1995).

7. E. Arrigoni, Phys. Rev. Lett **83**, 128 (1999).

8. G. Grüner, *Dencity Waves in Solids*, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts (1994).

9. С. В. Зайцев-Зотов, В. Я. Покровский, П. Монсо, Письма в ЖЭТФ **73**, 29 (2001).

10. E. Slot, M. A. Holst, H. S. J. van der Zant et al., Phys. Rev. Lett **93**, 176602 (2004).

11. S. V. Zaitsev-Zotov, Microelectron. Eng. **69**, 549 (2003).

12. D. Starešinič, K. Biljakovič, W. Brutting et al., Phys. Rev. B **65**, 165109 (2002).

13. Ž. Šimek, P. Puntijar, M. Očko et al., J. Phys. IV France **131**, 349 (2005).

14. J. C. Lasjaunias, K. Biljakovič, S. Sahling et al., J. Phys. IV France **131**, 193 (2005).

15. D. Starešinič, K. Biljakovič, P. Lunkenheimer et al., J. Phys. IV France **131**, 191 (2005).

16. J. C. Lasjaunias, S. Sahling, K. Biljakovič et al., J. Magn. Magn. Mater. **290**–**291**, 989 (2005).

17. S. Sahling, J. C. Lasjaunias, K. Biljakovič et al., J. Low Temp. Phys. **133**, 273 (2003).

18. R. Mélin, J. C. Lasjaunias, S. Sahling et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 227203 (2006).

19. S. A. Brazovskii, L. P. Gor'kov, and J. R. Schrieffer, Phys. Scripta **25**, 423 (1982).

20. S. A. Brazovskii and N. N. Kirova, Sov. Sci. Rev. Phys. A **5**, 99 (1984).

21. С. А. Бразовский, С. И. Матвеенко, ЖЭТФ **99**, 887 (1991).

22. А. И. Ларкин, ЖЭТФ **105**, 1793 (1994).

23. Yu. N. Ovchinnikov et al., Europhys. Lett. **34**, 645 (1996).

24. S. N. Artemenko and S. V. Remizov, Phys. Rev. B **72**, 125118 (2005).

25. S. N. Artemenko and T. Nattermann, Phys. Rev. Lett. **99**, 256401 (2007).

26. C. L. Kane and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **68**, 1220 (1992).

27. C. L. Kane and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. B **46**, 15233 (1992).

28. K. A. Matveev and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **70**, 990 (1993).

29. A. Furusaki and N. Nagaosa, Phys. Rev. B **47**, 4631 (1993).