

537.622+538.945

## АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ

А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	45
2. Взаимное влияние сверхпроводимости и антиферромагнетизма . . . . .	46
2.1. Эффект обменного поля . . . . .	47
2.2. Магнитное рассеяние . . . . .	50
3. Верхнее критическое поле $H_{c2}$ в антиферромагнитных сверхпроводниках . . . . .	51
4. Нижнее критическое поле $H_{c1}$ в антиферромагнитных сверхпроводниках . . . . .	55
5. Псевдотройные соединения . . . . .	56
6. Возможные фазы сосуществования в сверхпроводящих слабых ферромагнетиках . . . . .	59
7. Спиновые волны в антиферромагнитных сверхпроводниках . . . . .	62
8. Сверхпроводимость и коллективизированный магнетизм . . . . .	64
9. Заключение . . . . .	65
Список литературы . . . . .	65

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие в 1977 г. нового класса тройных соединений с регулярной решеткой редкоземельных атомов (RE) типа  $RERh_4B_4$  и  $REMo_6S_8$  дало мощный импульс экспериментальным и теоретическим исследованиям проблемы сосуществования сверхпроводимости и магнетизма. Большое число тройных соединений оказалось сверхпроводниками, в которых при температурах ниже  $T_c$  — температуры сверхпроводящего перехода — происходит переход в магнитоупорядоченное состояние.

Переход в ферромагнитную фазу при этом может идти через своеобразную фазу сосуществования, в которой под влиянием сверхпроводимости возникает неоднородная магнитная структура доменного типа с волновым вектором  $Q \sim (a\xi_0)^{-1/2}$ , где  $a$  — магнитная жесткость, порядка межатомного расстояния, и  $\xi_0$  — сверхпроводящая длина когерентности. Такие длиннопериодные магнитные структуры наблюдались по рассеянию нейтронов в  $HoMo_6S_8$ <sup>1</sup>,  $ErRh_4B_4$ <sup>2</sup>, а недавно и в  $HoMo_6Se_8$ <sup>3</sup>. Дальнейшее понижение температуры приводит в  $HoMo_6S_8$  и  $ErRh_4B_4$  к разрушению сверхпроводимости и индуцированного ею неоднородного магнитного порядка, при этом переход в ферромагнитную нормальную фазу происходит первым родом. Температурный диапазон сосуществования сверхпроводимости и магнетизма в  $HoMo_6S_8$  и  $ErRh_4B_4$  весьма узкий, в то время как в  $HoMo_6Se_8$  неоднородная магнитная фаза сосуществования сохраняется вплоть до самых низких температур. Основной интерес экспериментальных и теоретических исследований магнитных сверхпроводников вызвал именно этот неоднородный тип магнитного упорядочения, а также особенности поведения ферромагнитных сверхпроводников в поле вблизи точки Кюри. Обзор данного направления исследований содержится в <sup>4</sup>.

Между тем большинство полученных на сегодняшний день магнитных сверхпроводников является антиферромагнетиками. Это тройные бориды  $RERh_4B_4$  с  $RE = Nd$ <sup>5</sup>,  $Tm$ <sup>6</sup>,  $Sm$ <sup>7</sup>, объемцентрированная фаза (b.c.t.)

$\text{ErRh}_4\text{B}_4$  <sup>8,9</sup>, а также тройные халькогениды  $\text{REMo}_6\text{S}_8$  с  $\text{RE} = \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Er}$  <sup>10,11</sup>,  $\text{Gd}$  <sup>11</sup>,  $\text{Nd}$  <sup>12</sup> и  $\text{ErMo}_6\text{Se}_8$  <sup>13</sup>. Оказалось, что появление антиферромагнитного упорядочения ниже точки Нееля  $T_N < T_c$  не разрушает сверхпроводящее состояние \*), а в ситуации с  $T_c \ll T_N$  антиферромагнетизм не препятствует сверхпроводящему спариванию. Эти факты не вызвали удивления, так как слабое влияние друг на друга сверхпроводимости и антиферромагнетизма было предсказано теоретически еще в 1963 г. Балтенспергером и Страсслером <sup>14</sup>. Тем не менее антиферромагнитные сверхпроводники обнаруживают целый ряд аномалий: бесщелевой характер сверхпроводимости, немонотонную зависимость верхнего критического поля  $H_{c2}$  от температуры, необычный спектр спиновых волн, возможное появления новых фаз сосуществования в слабых ферромагнетиках. Эти вопросы и составляют предмет рассмотрения настоящей статьи. Основное внимание будет уделено соединениям с локализованными магнитными моментами. В отношении кристаллов с коллективизированными магнитными моментами мы ограничимся лишь изложением немногочисленных экспериментальных фактов и кратким комментарием. Более подробно эти соединения рассмотрены в обзоре Мачиды <sup>61</sup>.

## 2. ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМА

Слабое взаимное влияние сверхпроводимости и антиферромагнетизма обусловлено тем, что в антиферромагнетике отсутствует средняя намагниченность (в отличие от ферромагнетизма), и магнитный момент меняется по направлению на масштабах, малых по сравнению со сверхпроводящей корреляционной длиной. Влияние сверхпроводимости на такое упорядочение оказывается очень слабым, так как куперовское спаривание почти не меняет спиновую электронную восприимчивость на волновых векторах  $|G| \sim a^{-1}$ , характерных для антиферромагнитного упорядочения — при этом обменное взаимодействие (с относительной точностью порядка  $(a/\xi_0) \sim T_c/\epsilon_F$ ) остается таким же, как и в нормальных антиферромагнетиках. Коротковолновая часть электромагнитного взаимодействия также, по существу, не меняется при появлении сверхпроводимости — с точностью  $(a^3/\lambda_L^2\xi_0)$ , где  $\lambda_L$  — лондоновская глубина экранирования. Это связано с тем, что эффективная экранировка поля в сверхпроводнике возможна лишь на расстояниях порядка или больше  $\lambda_L$ .

Влияние антиферромагнетизма на сверхпроводимость оказывается более сильным эффектом. Можно выделить два основных механизма этого влияния:

а) Спиновое расщепление электронных уровней под действием обменного поля, создаваемого локализованными моментами, и появление, в результате этого, щели на небольшой части поверхности Ферми. Такая щель уменьшает полную плотность электронных состояний <sup>14,15</sup>. Существенно также, что обменное поле делает сверхпроводимость бесщелевой (в чистых соединениях), и этот эффект дает обычно основной вклад в подавление сверхпроводимости в области низких температур  $T < T_N \ll T_c$ .

б) Магнитное рассеяние электронов <sup>16</sup> на спиновых флуктуациях выше точки Нееля и на спиновых волнах ниже температуры Нееля <sup>17,18</sup>).

\*) Исключением является  $\text{Tm}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ , где антиферромагнитное упорядочение ниже  $T_N \approx 1,1$  К разрушает сверхпроводимость <sup>74</sup>. Однако сверхпроводимость в этом соединении существует лишь при давлении, большем 3 кбар, критическая температура достигает максимума  $T_c \approx 3$  К при  $P \approx 9$  кбар, а затем быстро падает с ростом давления <sup>74</sup>. Такая аномально сильная зависимость критической температуры от давления позволяет думать, что разрушение сверхпроводимости в  $\text{Tm}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$  вызывается не антиферромагнитным переходом самим по себе, а стрикционными эффектами, которыми он сопровождается.

## 2.1. Э ф ф е к т о б м е н н о г о п о л я

Мы исследуем сначала влияние обменного поля на сверхпроводимость в чистых сверхпроводниках с временем свободного пробега электронов  $\tau \gg T_c^{-1}$ . Для простоты рассмотрим кубический антиферромагнетик с двумя подрешетками и одной электронной зоной  $\varepsilon(\mathbf{k})$ <sup>19</sup>. Осциллирующее в пространстве обменное поле  $h(\mathbf{r})$  характеризуется тогда волновым вектором  $\mathbf{Q}$ , равным половине вектора обратной решетки,  $\mathbf{Q} = (\pi/a, \pi/a, \pi/a)$ , где  $a$  — расстояние между локализованными моментами (JIM).

Гамильтониан системы электронов в модели БКШ имеет вид

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} [\varepsilon(\mathbf{k}) c_{\mathbf{k}, \sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{k}, \sigma} + \sigma h_{\mathbf{Q}} c_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}, \sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{k}, \sigma}] + \Delta \sum_{\mathbf{k}} (c_{\mathbf{k}, -} c_{-\mathbf{k}, +} + \text{к. с.}) + \frac{\Delta^2}{g}, \quad \Delta = g \sum_{\mathbf{k}} \langle c_{\mathbf{k}, +} c_{-\mathbf{k}, -} \rangle, \quad (1)$$

где  $\sigma = +, -$  определяет проекцию спина на ось  $z$ , вдоль которой направлено обменное поле,  $h_{\mathbf{Q}}$  — фурье-компонента обменного поля и  $g$  — параметр электрон-фононного взаимодействия. Сверхпроводящий параметр порядка  $\Delta$  взят однородным в пространстве, так как учет его зависимости от координат в пределах элементарной ячейки есть превышение точности рассматриваемой модели \*).

В отсутствие сверхпроводимости гамильтониан (1) легко диагонализуются и принимает вид

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{\mathbf{k}, n, \sigma} E_{n, \mathbf{k}} a_{n, \mathbf{k} \sigma}^{\dagger} a_{n, \mathbf{k} \sigma}, \quad (2)$$

$$E_{\pm 1, \mathbf{k}} = \varepsilon_{\mathbf{k}} \pm (\delta_{\mathbf{k}}^2 + h_{\mathbf{Q}}^2)^{1/2},$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \frac{1}{2} \left[ \varepsilon\left(\mathbf{k} + \frac{\mathbf{Q}}{2}\right) + \varepsilon\left(\mathbf{k} - \frac{\mathbf{Q}}{2}\right) \right], \quad \delta_{\mathbf{k}} = \frac{1}{2} \left[ \varepsilon\left(\mathbf{k} + \frac{\mathbf{Q}}{2}\right) - \varepsilon\left(\mathbf{k} - \frac{\mathbf{Q}}{2}\right) \right];$$

здесь волновой вектор  $\mathbf{k}$  лежит в новой зоне Бриллюэна, соответствующей антиферромагнетику, а операторы  $a_{\mathbf{k}}$  связаны с операторами  $c_{\mathbf{k}}$  каноническим преобразованием Боголюбова:

$$\left. \begin{aligned} a_{1, \mathbf{k} \sigma} &= u_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}, \sigma} - \sigma v_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}, \sigma}, \\ a_{-1, \mathbf{k} \sigma} &= \sigma u_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}, \sigma} + u_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}, \sigma}, \\ \frac{u_{\mathbf{k}}^2}{v_{\mathbf{k}}^2} \end{aligned} \right\} = \frac{1}{2} \pm \frac{\delta_{\mathbf{k}}}{2(\delta_{\mathbf{k}}^2 + h_{\mathbf{Q}}^2)^{1/2}}. \quad (3)$$

В новых операторах гамильтониан (1) может быть записан в виде

$$\mathcal{H} = \sum_{n, \mathbf{k}} E_{n, \mathbf{k}} a_{n, \mathbf{k} \sigma}^{\dagger} a_{n, \mathbf{k} \sigma} + [\Delta_g(\mathbf{k}) a_{n, -\mathbf{k}} a_{n, \mathbf{k}} + \text{к. с.}] + \frac{\Delta^2}{g}, \quad (4)$$

где величина  $\Delta_g(\mathbf{k})$  играет роль сверхпроводящей щели и определяется уравнениями

$$\Delta_g(\mathbf{k}) = \Delta (u_{\mathbf{k}}^2 - v_{\mathbf{k}}^2) = \frac{\Delta \delta_{\mathbf{k}}}{(\delta_{\mathbf{k}}^2 + h_{\mathbf{Q}}^2)^{1/2}}, \quad (5)$$

$$\Delta_g(\mathbf{k}) = g (u_{\mathbf{k}}^2 - v_{\mathbf{k}}^2) \sum_{\mathbf{k}', \mathbf{k}'} \langle a_{n', \mathbf{k}'} a_{n', -\mathbf{k}'} \rangle (u_{\mathbf{k}}^2 - v_{\mathbf{k}}^2). \quad (6)$$

\*) В ряде работ<sup>15, 21</sup> учитывалось пространственное изменение параметра порядка. Однако соответствующие фурье-компоненты его  $\Delta_{2n\mathbf{Q}}$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) малы в меру малости  $h_{\mathbf{Q}}/v_F Q$  по отношению к  $\Delta$ , и их учет приводит к поправкам порядка  $(h_{\mathbf{Q}}/v_F)^2$  в сверхпроводящих характеристиках. Именно это обстоятельство и делает фактически эквивалентными подходы работ<sup>14, 20</sup>, где принималось во внимание только однородное спаривание, и<sup>15, 21</sup>, в которых учитывались и неоднородные компоненты сверхпроводящего параметра порядка.

Кроме выписанных членов, в гамильтониане (4) есть также члены, недиагональные по индексам  $n$ , с коэффициентами  $u_k v_k$ . Ими можно пренебречь при  $\Delta \ll h \ll v_F Q$ , т. е. сверхпроводящая часть гамильтониана (4) выписана с точностью  $h/v_F Q$ ,  $\Delta/h \ll 1$ .

Из (4), (5) видно, что спектр квазичастиц определяется выражением

$$\tilde{E}_n(k) = (E_{n,k}^2 + \Delta_g^2(k))^{1/2}. \quad (7)$$

Критическая температура сверхпроводящего перехода, получаемая из уравнения самосогласования (6) при  $\Delta \rightarrow 0$ , дается выражением<sup>14</sup> (имеется в виду случай  $T_c < T_N$ )

$$T_c = 1,14 \omega_D \exp \left( -\frac{1}{\tilde{\lambda}} \right), \quad (8)$$

$$\tilde{\lambda} = g \sum_{k, n=1, 2} \delta(E_{n,k} - \epsilon_F) \frac{\delta_k^2}{\delta_k^2 + h_k^2}.$$

Из (8) следует, что обменное поле влияет на константу спаривания благодаря изменению плотности состояний и из-за модуляций электронных волновых функций. В случае сферической поверхности Ферми оба эффекта имеют порядок малости  $h_Q/\epsilon_F^*$ . Изменение параметра порядка  $\Delta$  при  $T \ll T_c$

оказывается более значительным и составляет  $\delta\Delta/\Delta \approx (h/v_F Q) \ln(h/\Delta_0)$ . Появление логарифмического множителя здесь связано с бесщелевым характером спектра квазичастиц при  $h \gg \Delta$ .

Согласно (5), (7) щель в антиферромагнитном сверхпроводнике с  $h \gg \Delta$  отсутствует на пояске поверхности Ферми, который расположен перпендикулярно волновому вектору антиферромагнетизма  $Q$ . Дело в том, что для этих направлений импульсов электроны движутся в постоянном обменном поле, и при  $h \gg \Delta$  это поле разрушает соответствующие куперовские пары (рис. 1). Ширина бесщелевого пояса определяется малым параметром  $h/v_F Q$ . Плотность электронных состояний  $\rho(E)$  при  $E \ll \Delta$  (и  $h \gg \Delta$ ), а также электронная теплоемкость определяются выражениями

$$\rho(E) = \frac{\pi h_Q E}{v_F Q \Delta} N(0), \quad \frac{C_e(T)}{\gamma} = \frac{h_Q T^2}{v_F Q \Delta}, \quad (9)$$

где  $\gamma$  — коэффициент при линейном члене в электронной теплоемкости нормальной фазы. Для обычных антиферромагнитных тройных соединений величина  $h_Q/v_F Q$  составляет около  $10^{-2}$  и наблюдение соответствующих эффектов затруднено \*\*). Бесщелевой поясок исчезает при  $h < \Delta$ , и выражение для спектра квазичастиц, справедливое при любых соотношениях  $\Delta$ ,  $h$  и  $v_F Q$ , имеет вид

$$E_{n,k}^2 = \epsilon_k^2 + \delta_k^2 + \Delta^2 \pm 2[\epsilon_k^2(\delta_k^2 + h_k^2) + \Delta^2 h_k^2]^{1/2}. \quad (10)$$

\*) Если обменное поле с волновым вектором  $Q$  приводит к появлению щели на больших участках поверхности Ферми, совмещающихся переносом на вектор  $Q$ , то эффект влияния антиферромагнетизма на сверхпроводимость может быть существенно более сильным<sup>18</sup>. В предельном случае системы со спектром одномерного типа ниже точки магнитного перехода соединение становится диэлектриком, и сверхпроводящий переход отсутствует. Именно такая ситуация часто реализуется в семействе квазидвумерных органических солей Бекгорда; см.<sup>22, 62</sup>.

\*\*) Спиновые волны также вносят вклад в теплоемкость, но он обычно экспоненциально мал из-за щели в спектре спиновых волн; см. ниже, раздел 7. Величина этой щели в тройных соединениях может быть оценена примерно в 1 К.

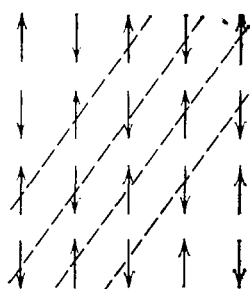


Рис. 1. Схематический вид антиферромагнитной структуры.

Штрихами показаны направления, двигаясь вдоль которых электроны испытывают действие постоянного сильного обменного поля

Спектр (10) получен в <sup>23</sup> путем точной диагонализации гамильтониана (1) для геликоидального обменного поля. Антиферромагнетик с двумя подрешетками есть частный случай геликоида. Формула (10) воспроизводит результаты (5), (7) и (9) в пределе  $\hbar \gg \Delta$  и дает  $\Delta(k) = \Delta$  при  $\hbar \ll \Delta$ .

Рассмотрим теперь, что происходит со сверхпроводящими характеристиками антиферромагнетика при возрастании концентрации немагнитных примесей. Такие примеси усиливают разрушающее действие обменного поля на сверхпроводимость и в этом смысле аналогичны магнитным примесям. Впервые данное обстоятельство было отмечено Морозовым <sup>24</sup> (см. также более поздние работы <sup>15, 20, 25-28</sup>). Влияние примесей существенно зависит от параметра  $h_Q\tau$ , где  $\tau$  — время свободного пробега электронов. В случае малой концентрации примесей  $h_Q\tau \gg 1$  они разрушают сверхпроводимость как магнитные примеси <sup>30</sup> с обратным временем рассеяния с переворотом спина  $\tau^{-1} \sim h_Q/(\mathcal{E}_F\tau)$  (именно этот режим соответствует рассмотрению в работе <sup>24</sup>). Бесщелевой пояс при этом сохраняется и плотность состояний (9) возрастает на фактор  $1 + (\tau\Delta)^{-1}$  <sup>29</sup>. Такой результат получен Панюковым для доменной структуры, но с точностью до численного коэффициента при  $(\tau\Delta)$  он справедлив и для антиферромагнетиков. При  $h_Q\tau \ll 1$  бесщелевой пояс исчезает, так как движение электронов становится полностью диффузным и они не чувствуют анизотропию антиферромагнитной структуры. Действие примесного рассеяния в этом режиме перестает зависеть от  $\tau$ , и он аналогичен режиму сверхпроводника с магнитными примесями <sup>16</sup>, с обратным временем магнитного рассеяния  $\tau_s^{-1} \approx \hbar^2/v_F Q \approx T_N$ . Соответственно при  $\tau_s\Delta > 1$  в спектре системы есть щель

$$\Delta_g = \Delta [1 - (\Delta\tau_s)^{-2/3}]^{3/2}, \quad (11)$$

а параметр порядка  $\Delta$  при  $\tau_s\Delta \gg 1$  подавлен на величину  $\delta\Delta/\Delta \approx \hbar^2/v_F Q\Delta \approx \approx T_N/T_c$  <sup>24, 20</sup>. В случае  $(\tau_s\Delta) < 1$  сверхпроводимость становится бесщелевой, причем плотность состояний отлична от нуля и при  $E = 0$ , как и в режиме Абрикосова — Горькова для сверхпроводников с магнитными примесями <sup>16</sup> \*). При дальнейшем уменьшении параметра  $\tau_s\Delta$  сверхпроводимость исчезает.

В работах <sup>25-28</sup> отмечалось, что в одномерных системах введение немагнитных примесей в антиферромагнетик с  $\hbar > \Delta$  приводит к появлению локализованных состояний с энергией, лежащей внутри сверхпроводящей щели. Отметим, однако, что эти результаты относятся лишь к соединениям с одномерным электронным спектром, где и магнитная, и сверхпроводящая щели возникают на всей поверхности Ферми. В трехмерных же системах щель в спектре исчезает при  $\hbar > \Delta$  и в отсутствие примесей (см. (10)).

Выше для оценок влияния антиферромагнитного обменного поля мы использовали соотношение  $\hbar^2/v_F Q \approx \hbar^2 N(0) \approx T_N$ , считая, что вклад обменного взаимодействия в температуру Нееля  $T_N$  по порядку величины не меньше, чем вклад от магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Это условие всегда выполнено в тройных соединениях (см. ниже).

Данная оценка справедлива лишь в области температур, меньших  $T_N$ , где обменное поле  $h_Q(T)$  по порядку величины совпадает с обменным полем при  $T = 0$ . В области около  $T_N$  поле  $h_Q$  мало, и здесь  $\hbar^2 N(0) \approx (T_N - T)$ . Однако фактически в этой области температур существенно магнитное рассеяние на спиновых волнах, к рассмотрению которого мы и переходим.

\*) В фазе сосуществования ферромагнитных сверхпроводников этот режим не реализуется, так как при  $\tau_s\Delta < 1$  энергетически более выгодна нормальная ферромагнитная фаза.

## 2.2. Магнитное рассеяние

Как следует из теории Абрикосова — Горькова<sup>16</sup>, обратное время магнитного рассеяния  $\tau_s^{-1}$  в случае некоррелированных магнитных моментов (выше  $T_N$ ), при их концентрации того же порядка, что и электронная, будет  $\tau_s^{-1} \approx \hbar^2 N(0) \approx T_N$ . В общем случае в статическом приближении выражение для  $\tau_s^{-1}$  в сверхпроводящей фазе в пределе грязного сверхпроводника ( $\tau T_c \ll 1$ ) имеет вид<sup>17</sup>

$$\tau_s^{-1} = N(0) (g_I - 1)^2 \sum_q g(q) I^2(q) \langle \hat{J}_q \hat{J}_{-q} \rangle, \quad (12)$$

где  $\hat{J}$  — оператор момента,  $I$  — обменный интеграл,  $g_I$  — фактор Ланде. Весовая функция  $g(q)$  имеет тот же смысл (и зависимость от  $q$ ), что и разность парамагнитной восприимчивости  $\chi_n(q)$  и  $\chi_s(q)$  в нормальной и сверхпроводящей фазах  $[\chi_n(q) - \chi_s(q)]/\chi_n(0) = \pi/(2q\xi_0)$  при  $q \gg \xi_0^{-1}$ . При этом функция  $g(q)$  в (12) описывает уменьшение  $T_c$  из-за магнитного рассеяния, а разность  $(\chi_s - \chi_n)$  — уменьшение сверхпроводящего параметра порядка при  $T \ll T_c$ . Обменное поле  $h$  в антиферромагнетиках связано с обменным интегралом  $I$  соотношением

$$h = I(q = Q) (g_I - 1) \langle \hat{J} \rangle. \quad (13)$$

Коррелятор  $\langle \hat{J}_q \hat{J}_{-q} \rangle$  из (12) должен удовлетворять правилу сумм

$$\sum_q \langle \hat{J}_q \hat{J}_{-q} \rangle = J(J+1) \sum_q 1, \quad (14)$$

где суммирование по  $q$  проводится по первой зоне Бриллюэна магнитной решетки. По мере приближения температуры к  $T_N$  сверху максимум  $\langle \hat{J}_q \hat{J}_{-q} \rangle$  смещается в область больших  $q \sim Q$ , где фактор  $g(q)$  мал. В соответствии с правилом сумм (14), при этом должен уменьшаться вклад от длинноволновых флуктуаций, что ведет к уменьшению  $\tau_s^{-1}$ . Возникновение антиферромагнитного упорядочения, ослабляя магнитные флуктуации с малыми  $q$ , ведет, таким образом, к увеличению сверхпроводящего параметра порядка<sup>17</sup>. Этот вывод справедлив для любых грязных сверхпроводников с  $\hbar\omega_T \ll 1$  и для чистых соединений с примерно сферической поверхностью Ферми. Однако в чистых соединениях ( $\hbar\omega_T > 1$ ) с более сложной поверхностью Ферми, имеющей, например, совмещающиеся при переносе на вектор  $Q$  плоские участки, величина  $\tau_s^{-1}$  может увеличиваться вблизи температуры  $T_N$ <sup>18</sup>.

В грязных сверхпроводниках выражение (12) может быть использовано для полного описания антиферромагнитной сверхпроводящей фазы в области температур  $T < T_N$ , если частоты спиновых волн достаточно низки по сравнению с  $\Delta$  (для этого должно быть выполнено условие  $T_N \ll T_c$ , см. ниже). Тогда выражение (12) описывает действие среднего обменного поля (компоненты с  $q = Q$ ), рассмотренное ранее, и эффект рассеяния на спиновых волнах (остальные компоненты  $q$ ). По порядку величины  $\tau_s^{-1}$  в любом случае совпадает с  $T_N$ , но по мере понижения температуры роль обменного поля возрастает. При этом для соединений с примерно сферической поверхностью Ферми установление антиферромагнитного упорядочения приводит, в целом, к усилению сверхпроводимости в области температур  $T < T_N$  по сравнению с областью  $T > T_N$ .

Приведенные оценки  $\tau_s^{-1}$  объясняют тот факт, что почти во всех существующих антиферромагнитных сверхпроводниках  $T_c > T_N$ . Исключением являются некоторые псевдотройные системы (см. раздел 4). Недавно также в антиферромагнитном соединении  $Tb_2Mo_3Si_4$  с  $T_N \approx 19$  К была обнаружена сверхпроводимость при  $T_c \approx 0,8$  К<sup>75</sup>, причем сверхпроводящий переход оказался довольно сильно размытым и критическая температура отличалась от образца к образцу (характерная величина  $\Delta T_c \approx 0,2-0,3$  К). Это первый случай, когда  $T_N$  сильно превосходит  $T_c$ . Такая ситуация, в прин-

ципе, возможна в антиферромагнитных сверхпроводниках с магнитной анизотропией типа «легкая ось» или большой величиной эффективного момента  $J \gg 1$  (в  $\text{Tb}_2\text{Mo}_3\text{Si}_4$  эффективный момент  $J \approx 9^{75}$ ). Рассеяние на спиновых волнах в первом случае сильно подавлено из-за щели в их спектре, а во втором случае по параметру  $1/J \ll 1$ , благодаря малости флуктуаций момента. В обоих указанных случаях возможно выполнение неравенства  $\tau_s^{-1} \ll T_N$ , и тогда может оказаться существенным действие антиферромагнитного обменного поля. В чистом сверхпроводнике его влияние на  $T_c$  мало по параметру  $\hbar/\mathcal{E}_F$ . При этом и можно ожидать, что  $T_N \gg T_c$ . Добавление немагнитных примесей в такие соединения усиливает действие антиферромагнитного обменного поля и должно приводить к разрушению сверхпроводимости при условии  $\tau^{-1} \gg T_c$  ( $\mathcal{E}_F/\hbar$ )  $\sim \hbar (T_c/T_N)$ . Сильное размытие сверхпроводящего перехода в  $\text{Tb}_2\text{Mo}_3\text{Si}_4^{75}$  согласуется с этими представлениями. Было бы интересно проследить падение величины  $T_c$  с уменьшением длины свободного пробега электронов в  $\text{Tb}_2\text{Mo}_3\text{Si}_4$ .

### 3. ВЕРХНЕЕ КРИТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ $H_{c2}$ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Возникновение антиферромагнитного порядка ниже  $T_N$  довольно ярко проявляется в температурной зависимости верхнего критического поля  $H_{c2}$ . Характерные зависимости  $H_{c2}(T)$  приведены на рис. 2, откуда видно, что в поведении  $H_{c2}(T)$  нет универсальности.

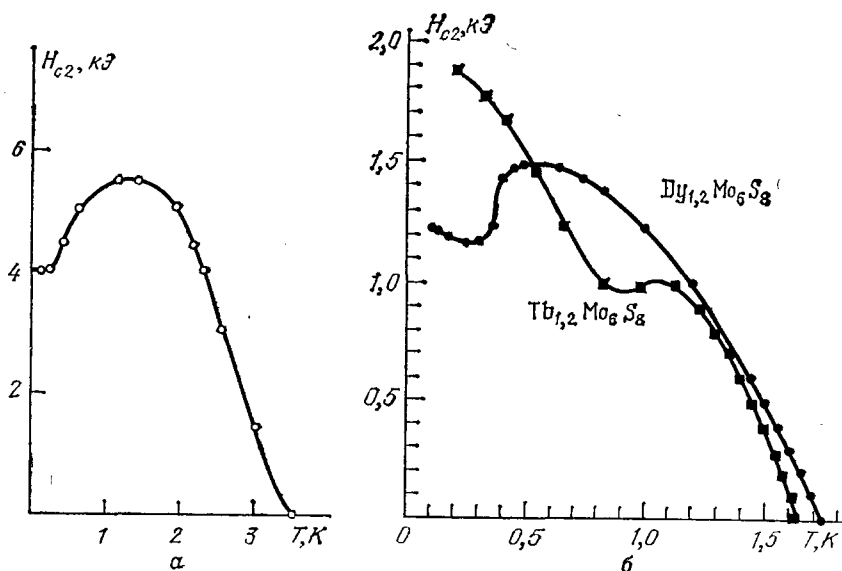


Рис. 2. Температурная зависимость верхнего критического поля в антиферромагнитных сверхпроводниках  $\text{NdMo}_6\text{S}_8$  (а)<sup>12</sup> и  $\text{Tb}_{1.2}\text{Mo}_6\text{S}_8$ ,  $\text{Dy}_{1.2}\text{Mo}_6\text{S}_8$  (б)<sup>11</sup>

В присутствии внешнего магнитного поля  $H$  в антиферромагнетике (в нормальном состоянии) появляется постоянное обменное поле  $h = \hbar_0 \chi_m H / n\mu$ , где  $\chi_m$  — восприимчивость магнитной подсистемы и  $\mu$  — эффективный магнитный момент насыщения ионов RE в данном кристалле. Величина  $H_{c2}(T)$  зависит, таким образом, от а) магнитного рассеяния, б) обменного поля (из-за парамагнитного эффекта) и в) индукции  $B$  (из-за обычного орбитального эффекта).

Орбитальный эффект сам по себе приводит к гладкому монотонному росту  $H_{c2}$  при охлаждении, но действия обменного поля и магнитного рассеяния

могут нарушить эту монотонность. Восприимчивость  $\chi_m$  достигает максимума при  $T = T_N$ , и ниже  $T_N$  она остается постоянной для направления поля  $H$ , перпендикулярного вектору антиферромагнетизма  $L$ , либо падает для параллельного направления. Поэтому действие обменного поля сильнее всего уменьшает  $H_{c2}$  вблизи  $T_N$ , приводя к уменьшению наклона кривой в области  $T \approx T_N$ . Действие магнитного рассеяния в соединениях с примерно сферической поверхностью Ферми противоположно, оно ослабляется ниже  $T_N$ ,

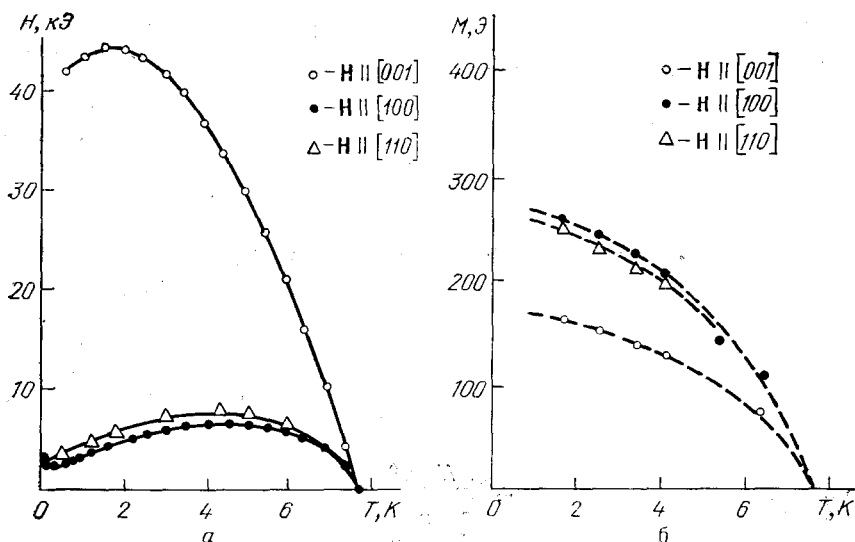


Рис. 3. а — Температурная зависимость верхнего критического поля в монокристалле антиферромагнетика б. с. т.  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$  вдоль трех различных кристаллографических направлений <sup>32</sup>. б — Магнитный момент при  $H = H_{c2}$  для тех же ориентаций поля, что и на рис. а <sup>32</sup>

давая здесь дополнительный рост  $H_{c2}$ . Результирующая кривая  $H_{c2}(T)$  зависит от того, какой из этих двух механизмов оказывается доминирующим.

В соединениях со слабым магнитным рассеянием  $\tau_s^{-1} \approx T_N \ll T_c$  (такая ситуация реализуется в  $\text{NdMo}_6\text{S}_8$ ,  $\text{TmRh}_4\text{B}_4$  и б. с. т.  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$ ) можно получить полное описание зависимости  $H_{c2}(T)$ , так как при этом существен только эффект обменного поля и орбитальный эффект.

Считая, что переход в сверхпроводящее состояние происходит вторым родом, можем записать при  $T_N < T < T_c$  следующее соотношение для верхнего критического поля в грязных сверхпроводниках <sup>31</sup>:

$$\ln \frac{T}{T_c} + \text{Re} \left\{ \psi \left[ \frac{1}{2} + \frac{DeH}{2\pi T} (1 + 4\pi\chi_m) + \frac{ih_0\chi_m H}{2\pi T n \mu} \right] - \psi \left( \frac{1}{2} \right) \right\} = 0, \quad (15)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии, и очень важно отметить, что  $\chi_m$  — восприимчивость магнитной системы вдоль направления поля.

Вблизи температуры  $T_c$  поведение критического поля определяется только орбитальным эффектом, и из наклона кривой  $H_{c2}(T)$  легко определить коэффициент диффузии  $D$ . Используя далее экспериментальное значение  $H_{c2}$  при температуре  $T \ll T_c$ , можно найти обменное поле  $h_0$  и построить всю кривую  $H_{c2}(T)$ .

Из-за эффектов анизотропии восприимчивость  $\chi_m$  зависит от ориентации поля даже выше  $T_N$  и в результате анизотропия оказывается весьма значительной как выше, так и ниже  $T_N$ .

Для антиферромагнетика — б. с. т.  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$ , соответствующая зависимость  $H_{c2}(T)$  для трех направлений поля и значения намагниченности при  $H = H_{c2}(T)$  приведены на рис. 3 <sup>32</sup>. Рис. 3, а демонстрирует очень сильную



анизотропию  $H_{c2}$ , которая связана с тем, что восприимчивости  $\chi_m$  вдоль осей [100] и [001] различаются примерно в 7 раз. Как следует из измерений проводимости<sup>32</sup>, очень большое остаточное сопротивление в этом сверхпроводнике позволяет считать его грязным.

Определив из зависимости  $H_{c2}(T)$  вдоль оси [001] коэффициент диффузии  $D$  и обменное поле  $h_0 \approx 20$  К, можно описать поведение поля  $H_{c2}(T)$  вдоль оси легкого намагничивания [100]. В интервале температур  $0,5T_c \leq T < T_c$  имеется хорошее согласие с экспериментальными данными. Однако при  $T < 0,5T_c$  расчетное значение критического поля оказывается ниже

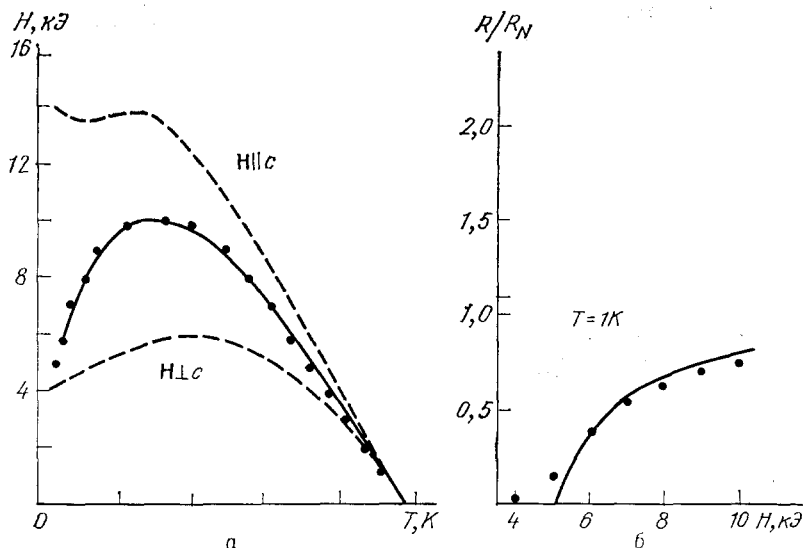


Рис. 4. Зависимость от температуры верхнего критического поля  $H_{c2}$ , определенного по половинному сопротивлению, в поликристаллическом  $TmRh_4B_4$  (на рис. а цена деления оси абсцисс 2 К; значки — экспериментальные данные)<sup>6</sup>.

Штрихами показаны данные измерений<sup>72</sup> критических полей в монокристалле  $TmRh_4B_4$  для разных ориентаций магнитного поля по отношению к тетрагональной оси с

экспериментального. Этот факт не случаен — в присутствии сильного обменного поля при этих температурах должен происходить переход первого рода в сверхпроводящее состояние<sup>31</sup>. Интересно было бы проверить в случае b.c.t.  $ErRh_4B_4$  этот вывод экспериментально. Отметим, что, принимая во внимание возможность перехода первого рода, можно объяснить результаты измерений<sup>32</sup>, не прибегая к предположению о чрезвычайно сильном спин-орбитальном рассеянии в этом соединении, как это сделано в<sup>32</sup>.

Почти все полученные к настоящему времени антиферромагнитные сверхпроводники являются поликристаллическими. Данное обстоятельство оказывается принципиальным при определении  $H_{c2}$ : в случае, когда размер кристаллитов превосходит  $\xi_0$ , переход в сверхпроводящее состояние вблизи  $T_N$  будет определяться в каждом кристаллите своим полем  $H_{c2}$ , зависящим от его ориентации<sup>34,35</sup> (формула (15), где  $\chi_m$  — магнитная восприимчивость кристаллита вдоль направления поля). Переход по сопротивлению будет, таким образом, принципиально сильно размазан, и обращение сопротивления в нуль должно определяться перколяционными эффектами<sup>33</sup>. Развита в работах<sup>34,35</sup> теория позволяет не только найти (в приближении сильной магнитной анизотропии типа «легкая ось» или «легкая плоскость») кривую  $H_{c2}(T)$ , но и рассчитать зависимость сопротивления образца от магнитного поля  $H$  (в приближении эффективной среды<sup>33</sup>  $R(H) = R_N [1 - 3C(H)]$ ,

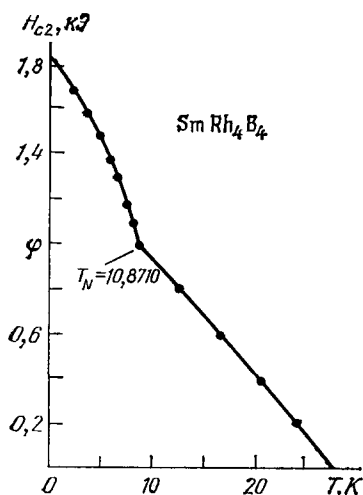
где  $R_N$  — сопротивление в нормальном состоянии, а  $C(H)$  — концентрация сверхпроводящих кристаллитов \*).

Экспериментально величину  $H_{c2}$  обычно определяют по половинному уменьшению сопротивления. Результаты соответствующих расчетов для  $H_{c2}$  (в предположении сильной магнитной анизотропии типа легкая плоскость)

представлены на рис. 4, а вместе с экспериментальными данными для поликристаллов  $TmRh_4B_4$  <sup>6</sup>. Величина обменного поля  $h_0$  при этом получается  $h_0 \approx 10$  К, что дает  $\tau_s^{-1} < 0,1$  К. Теоретическая и экспериментальная зависимости сопротивления от поля приведены на рис. 4, б. Недавно удалось получить монокристаллы  $TmRh_4B_4$  <sup>72</sup>. Их предварительные исследования <sup>72</sup> обнаружили резкий переход в магнитном поле и существенную анизотропию  $H_{c2}$ , отвечающую магнитной анизотропии типа «легкая плоскость». Результаты измерений  $H_{c2}$  <sup>72</sup> приведены на рис. 4, а штрихами.

Для соединений с  $\tau_s^{-1} \sim T_c$  магнитное рассеяние играет основную роль в определении  $H_{c2}$ . При появлении антиферромагнитного упорядочения это рассеяние, как отмечалось, может и увеличиваться, и уменьшаться, и предсказать поведение  $H_{c2}(T)$  невозможно. Зависимость  $H_{c2}(T)$  для  $SmRh_4B_4$  <sup>7</sup> приведена на рис. 5. Видно, что температура Нееля характеризуется изменением наклона кривой  $H_{c2}(T)$ .

Рис. 5. Поведение верхнего критического поля  $H_{c2}(T)$  в  $SmRh_4B_4$  <sup>7</sup>



В работе <sup>36</sup> была измерена температурная зависимость критического тока Джозефсона контактов на основе  $SmRh_4B_4$ . Полученная зависимость оказалась сходной с температурной зависимостью верхнего критического поля. Это позволяет с определенностью заключить, что сверхпроводящий параметр порядка увеличивается ниже  $T_N$  из-за ослабления магнитного рассеяния.

Важная роль обменного рассеяния в  $SmRh_4B_4$  была ясно продемонстрирована в экспериментах <sup>37</sup> по радиационному облучению этого соединения. В <sup>37</sup> сообщалось об обнаружении исключительно сильной зависимости температуры сверхпроводящего перехода от дозы облучения. Такое необычное подавление сверхпроводимости обычными дефектами, видимо, связано с тем, что облучение, вызывая искажения кристаллической решетки, локально увеличивает величину обменного взаимодействия электронов с магнитными ионами <sup>37</sup> \*\*). Таким образом, имеет место своеобразный механизм подавления сверхпроводимости за счет усиления магнитного рассеяния с ростом числа дефектов. Этот механизм весьма эффективен в  $SmRh_4B_4$ , где  $\tau_s^{-1} \approx T_c$ , но,

\*) Интересно отметить, что если обращение сопротивления в нуль определяется перколяцией по сверхпроводящим областям, то поведение теплопроводности в поле должно характеризоваться перколяцией по нормальным областям (так как при  $T \ll T_c$  сверхпроводник практически является тепловым изолятором и за теплопроводность в основном ответственны нормальные области). Поведения теплопроводности и сопротивления в поле в поликристаллических магнитных сверхпроводниках должны быть, таким образом, тесно связаны. Экспериментально данный вопрос пока не исследовался.

\*\*) Отметим, что в сверхпроводящих тройных соединениях величины обменных интегралов исключительно малы (характерная величина обменного поля в них  $\sim 10$ — $50$  К, в то время как в обычных магнетиках она имеет порядок  $500$ — $1000$  К). Это связано с сильным пространственным разделением электронов проводимости, которые двигаются в основном по кластерам  $Rh_4B_4$  или  $Mo_4S_8$ , и редкоземельными магнитными ионами, которые расположены между кластерами. Такая кластерная структура и делает возможным сосуществование сверхпроводимости и магнетизма (подробнее см. <sup>4</sup>). В образцах с беспорядком магнитные ионы, видимо, приближаются к кластерам.

например, в  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$ , где  $\tau_s^{-1} \ll T_c$ , его роль должна быть невелика. Действительно, экспериментальные данные<sup>37</sup> показывают, что в этом соединении уменьшение  $T_c$  под действием облучения гораздо слабее, чем в  $\text{SmRh}_4\text{B}_4$ . Эффект усиления магнитного рассеяния с ростом беспорядка объясняет также уменьшение  $T_c$  с падением отношения остаточного сопротивления в разных образцах напыленных пленок  $\text{SmRh}_4\text{B}_4$ <sup>63</sup>.

#### 4. НИЖНЕЕ КРИТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ $H_{c1}$ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В магнитном поле в антиферромагнетиках появляется намагниченность, величина которой определяется магнитной восприимчивостью  $\chi_m(T)$  антиферромагнитного сверхпроводника. Учет намагниченности в уравнении Лондона, описывающем распределение поля в сверхпроводнике, приводит к перенормировке лондоновской глубины проникновения  $\lambda_L \rightarrow \lambda_L^{\text{eff}} = \lambda_L [1 - 4\pi\chi_m(T)]^{1/2}$ . Однако это эффективное уменьшение лондоновской глубины почти не сказывается на величине нижнего критического поля  $H_{c1}$  появления вихрей в антиферромагнитных сверхпроводниках (см., например, <sup>4</sup>):

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_L^2} \ln \frac{\lambda_L^{\text{eff}}}{\xi}, \quad \Phi_0 = \frac{\pi\hbar c}{e} \text{ — квант магнитного потока.} \quad (16)$$

Данное выражение отличается от обычного заменой  $\lambda_L$  на ее перенормированное значение только под логарифмом.

Антиферромагнитное упорядочение практически не влияет на структуру вихря. Исключением является случай, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль вектора антиферромагнетизма и в сверхпроводящей фазе может происходить спин-флоп переход, связанный с опрокидыванием магнитных подрешеток. Как показал Кржистон<sup>68,69</sup>, неоднородный характер распределения магнитного поля в вихревой фазе делает возможным спин-флоп переход вблизи остова вихря. Структура вихря становится при этом существенно неоднородной. Резкое изменение намагниченности при спин-флоп переходе, а также метамагнитных переходах<sup>66</sup> может приводить к скачкообразной зависимости намагниченности от поля (если поле спин-флоп перехода больше, чем поле  $H_{c1}$ ).

Выше мы рассматривали однородные антиферромагнитные сверхпроводники. В реальных антиферромагнетиках всегда присутствуют дефекты магнитной структуры, в частности, доменные стенки<sup>70</sup>. Наличие доменных стенок может приводить к существенному уменьшению критического поля возникновения вихрей на стенках, а в определенных условиях возможно спонтанное рождение вихрей в отсутствии внешнего магнитного поля<sup>67</sup>.

Рассмотрим антиферромагнитную структуру из чередующихся по оси  $x$  слоев с векторами намагниченности  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2 = -\mathbf{M}_1$  (направленными по оси  $z$ ). Отметим, что магнитное упорядочение именно такого типа наблюдалось во всех исследовавшихся нейтронографически антиферромагнитных сверхпроводниках. Доменная стенка в этой структуре изображена на рис. 6 — она

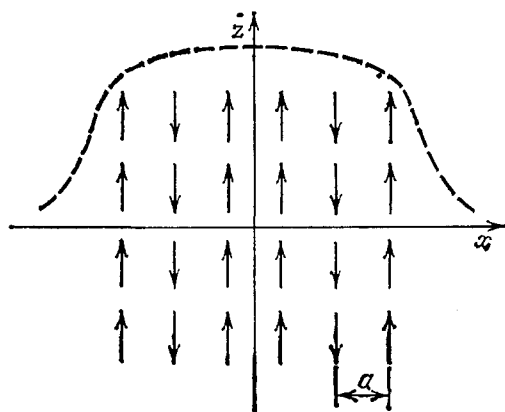


Рис. 6. Схематический вид доменной стенки в антиферромагнетике (плоскость  $x, z$ ). Расстояние между магнитными атомами в направлении  $x$  равно  $a$ . Штрихами показано магнитное поле вихря

разделяет две области кристалла с разным знаком вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ . Энергия  $E_{VL}$  взаимодействия магнитного поля  $B_z(x, y)$  локализованного на доменной стенке сверхпроводящего вихря с локальными магнитными моментами запишется в виде

$$E_{VL} = 2 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^n B_z \left( \frac{a}{2} + na, ma \right) M, \quad (17)$$

где  $M = |\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = L/2$ . Вихрь направлен по оси  $z$  с центром при  $x = y = 0$ , и его магнитное поле  $B = B_z = (\Phi_0/2\pi\lambda_L^2) K_0(\rho/\lambda_L)$  (см., например, <sup>71</sup>), где  $K_0$  — модифицированная функция Бесселя, а  $\rho$  — координата в плоскости  $x, y$ . Подставляя это выражение для поля вихря в (17) и переходя от суммирования к интегрированию, найдем, что  $E_{VL} = \Phi_0 a L / 2\lambda_L$ . Полная энергия вихря на доменной стенке, таким образом, будет определяться выражением

$$E_V = \left( \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_L} \right)^2 \ln \frac{\lambda_L}{\xi} \pm \Phi_0 \frac{aL}{2\lambda_L} - \Phi_0 H. \quad (18)$$

Здесь первое слагаемое соответствует собственной энергии вихря, а два последних описывают энергию взаимодействия поля вихря с локализованными магнитными моментами и внешним полем, соответственно. Знак  $\pm$  в выражении (18) связан с двумя возможными ориентациями доменной стенки: минус — когда нескомпенсированный момент стенки направлен по полю  $H$ , а плюс — против поля. Нижнее критическое поле появления вихря на доменной стенке  $H_{c1}^*$ , таким образом, будет

$$H_{c1}^* = H_{c1} - \frac{a}{2\lambda_L} L. \quad (19)$$

Если выполнено условие  $L > H_{c1} \cdot 2\lambda_L/a$ , то вихри на доменной стенке должны появляться и в отсутствии внешнего поля. В антиферромагнитных сверхпроводниках типа  $\text{REMo}_6\text{S}_8$  величины  $a \sim 5 \text{ \AA}$ ,  $L (T=0) \approx 1 - 5 \text{ кЭ}$ , а  $H_{c1} \sim 10 \text{ Э}$  (что соответствует  $\lambda_L \sim 3 \cdot 10^{-5}$ ). Следовательно, условие появления самоиндуцированных вихрей  $L > 10 \text{ кЭ}$ . Поскольку величина  $L(0)$  составляет несколько кЭ, то наблюдать самоиндуцированные вихри можно лишь в еще более грязных соединениях с  $H_{c1}$  порядка нескольких эрстед. Возможно, спонтанное рождение вихрей на доменных стенках наблюдалось в экспериментах <sup>56</sup>, где в b.c.t.  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$  при понижении температуры ниже точки Нееля наблюдалось резкое увеличение захваченного потока. Альтернативное объяснение данного явления, базирующееся на предположении о слабом ферромагнетизме в этом соединении, приведено в разделе 7.

## 5. ПСЕВДОТРОЙНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ

Кроме стехиометрических тройных соединений, сейчас получено большое число их сплавов: при этом возможно как замещение одного редкоземельного элемента другим, так и замещение немагнитных атомов. Исследования таких псевдотройных соединений позволяют проследить переход от одного типа магнитного упорядочения к другому. Так, например, в соединении  $\text{Ho}_{1,2}\text{Mo}_6\text{S}_8$  при низких температурах наблюдается переход в ферромагнитное состояние с разрушением сверхпроводимости <sup>1</sup>, а в  $\text{Tb}_{1,2}\text{Mo}_6\text{S}_8$  магнитные моменты упорядочиваются антиферромагнитным образом без разрушения сверхпроводимости <sup>10</sup>. В сплавах же  $\text{Ho}_{1,2-x}\text{Tb}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$  прослежен переход от одного типа магнитного упорядочения к другому <sup>38</sup>.

При исследовании псевдотройного соединения  $\text{Ho}(\text{Ir}_x\text{Rh}_{1-x})_4\text{B}_4$  в диапазоне концентраций  $x > 0,6$  было обнаружено появление антиферромагнитного упорядочения при температуре несколько выше температуры сверхпроводящего перехода <sup>39</sup>. Фазовая диаграмма этой системы представлена

на рис. 7. Переход в антиферромагнитное состояние с  $T_N > T_c$  происходит также и в  $\text{Tb}(\text{Ir}_x\text{Rh}_{1-x})_4\text{B}_4$  при  $x > 0,2$ <sup>40</sup>. Отметим, что во всех этих случаях в согласии с тем, что было сказано о роли магнитного рассеяния в разделе 2, температура Нееля лишь немного превышает критическую температуру.

Сложный магнитный порядок имеет место и в псевдотройном соединении  $\text{Dy}(\text{Ru}_x\text{Rh}_{1-x})_4\text{B}_4$ <sup>62</sup>. В диапазоне концентраций  $x \leq 0,35$  в нем наблюдалось сосуществование сверхпроводимости и дальнего магнитного порядка антиферромагнитного типа, причем, как показали данные по рассеянию нейтронов<sup>64</sup>, вектор антиферромагнетизма оказался промодулированным с волновым вектором  $q = 0,133 \text{ \AA}$ . Такой «сложный» антиферромагнитный порядок наблюдался по рассеянию нейтронов и в сверхпроводящих антиферромагнетиках  $\text{NdRh}_4\text{B}_4$ <sup>5</sup> и  $\text{TmRh}_4\text{B}_4$ <sup>65</sup>. Причина возникновения модуляции антиферромагнитного порядка в этих соединениях пока неясна. Возможно, она связана с наличием слабого ферромагнетизма (см. раздел 6). В пользу гипотезы о слабом ферромагнетизме свидетельствует обнаружение в экспериментах по рассеянию нейтронов<sup>64</sup> в несверхпроводящем  $\text{DyRh}_4\text{B}_4$  наряду с ферромагнитной компонентой также и антиферромагнитного упорядочения, т. е. дальний магнитный порядок в  $\text{DyRh}_4\text{B}_4$  имеет сложный характер, напоминающий ситуацию в слабых ферромагнетиках.

Весьма необычная последовательность фазовых переходов наблюдалась в псевдотройной системе  $\text{Ho}_{1,2-x}\text{Er}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$  в диапазоне концентраций от  $x = 0,2$  до  $x = 0,35$ <sup>38</sup>. Соединение  $\text{HoMo}_6\text{S}_8$ , как уже отмечалось, является сверхпроводящим ферромагнетиком<sup>1</sup>, где при понижении температуры вблизи  $T_M \approx 0,7 \text{ K}$  под действием сверхпроводимости возникает длиннопериодическая осциллирующая магнитная структура<sup>4</sup>. Дальнейшее понижение температуры разрушает сверхпроводимость, и ниже  $T_{c2} \approx 0,6 \text{ K}$  соединение становится нормальным ферромагнетиком.  $\text{ErMo}_6\text{S}_8$  — типичный антиферромагнитный сверхпроводник. Таким образом, с ростом  $x$  в  $\text{Ho}_{1,2-x}\text{Er}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$  должна происходить смена ферромагнитного упорядочения антиферромагнитным. Соответствующая фазовая диаграмма, полученная в<sup>38</sup>, приведена на рис. 8. Примечательно, однако, является то, что в диапазоне концентраций  $0,2 < x < 0,35$ , т. е. когда с понижением температуры в системе происходит переход из ферромагнитного нормального состояния, ниже температуры  $T_{c3} \approx 100 \text{ mK}$  наблюдается переход снова из нормального ферромагнитного в сверхпроводящее состояние<sup>38</sup>. Этот переход происходит за большие времена порядка нескольких часов. Авторы<sup>38</sup> связывают это восстановление сверхпроводимости со сменой характера упорядочения при  $T_{c3}$  с ферромагнитного на антиферромагнитное. К сожалению, какой-либо информации о характере магнитного упорядочения в низкотемпературном сверхпроводящем состоянии пока нет.

Укажем также на альтернативную возможность объяснения этого явления. Магнитные ионы Ho и Er могут, в принципе, иметь различные знаки обменного интеграла взаимодействия с электронами. В результате полное

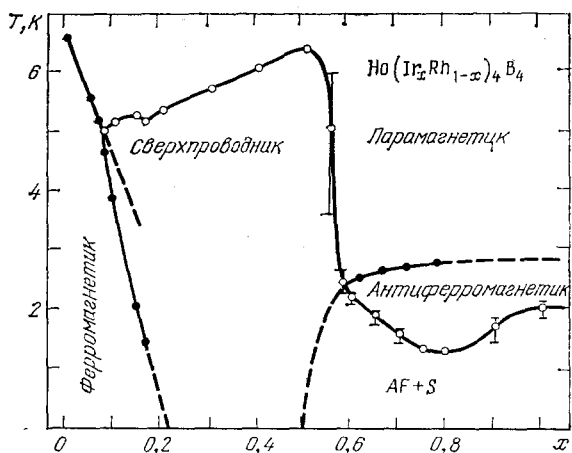


Рис. 7. Фазовая диаграмма псевдотройного соединения  $\text{Ho}(\text{Ir}_x\text{Rh}_{1-x})_4\text{B}_4$ <sup>40</sup>.

Точками обозначены температуры магнитного перехода, а кружками — температуры сверхпроводящего перехода

обменное поле  $h = h_0 - |h_1|$ , где  $h_0$  и  $h_1$  — обменные поля, действующие на электроны со стороны ионов Ho и Er, и  $h_1 < 0$ . Таким образом, возможна компенсация обменных полей различных магнитных ионов <sup>41</sup> — своеобразный аналог эффекта Жаккарино — Петера <sup>42</sup> (закключающегося в том, что парамагнитный эффект внешнего магнитного поля компенсируется обменным полем со стороны магнитных ионов). В рамках данной интерпретации упорядочение ионов Er ниже 100 мК уменьшает обменное поле до величины, при которой в сверхпроводящем состоянии реализуется либо доменная фаза <sup>4</sup>,

либо вихревое состояние (см. раздел 5). Измерения верхнего критического поля могли бы помочь проверить правильность этой гипотезы. Действительно, добавление магнитных ионов с другим знаком обменного интеграла  $I$  должно увеличить верхнее критическое поле вблизи температуры  $T_m$ , где оно определяется, в основном, парамагнитным эффектом.

Отметим, что в антиферромагнитных сверхпроводниках также возможно увеличение критических полей при добавлении примеси магнитных ионов с другим знаком обменного интеграла. При этом с ростом концентрации примесей увеличение критического поля может смениться его падением из-за эффекта «перекомпенсации». Наиболее ярко это изменение критических полей с введением магнитных примесей должно проявляться при низких температурах  $T \ll T_c$ .

Обратим внимание также на тот факт, что добавление небольшого количества магнитных примесей с очень сильным обменным взаимодействием

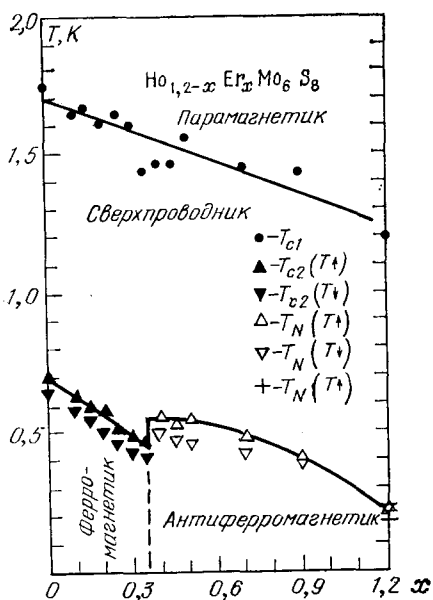


Рис. 8. Фазовая диаграмма соединения  $\text{Ho}_{1,2-x}\text{Er}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$  <sup>38</sup>

$I_1 \gg I_0$  ( $I_0$  — обменный интеграл исходного соединения) может существенно увеличить параметр магнитного рассеяния, приблизив величину  $\tau_s^{-1}$  к  $T_c$ , не изменяя существенно обменного поля ( $h_0 \gg h_1$ ). В этой связи представляло бы интерес провести соответствующие исследования с  $\text{HoMo}_6\text{Se}_8$ , где доменная фаза сосуществования сверхпроводимости и магнетизма устойчива вплоть до  $T = 0$ . Добавление магнитной примеси могло бы ослабить куперовское спаривание и изменить характеристики фазы сосуществования (например, уменьшить ее волновой вектор). При достаточно большой концентрации магнитной примеси возможно появление перехода из неоднородного магнитного сверхпроводящего состояния в ферромагнитное нормальное.

Весьма своеобразным образом проявляется эффект Жаккарино — Петера в поведении во внешнем магнитном поле соединения  $\text{Eu}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Mo}_6\text{S}_{7,2} \cdot \text{Se}_{0,8}$  <sup>43</sup>. Большая величина орбитального критического поля в этом соединении делает существенным учет парамагнитного эффекта, а наличие локализованных магнитных моментов Eu приводит к возможности компенсации этого парамагнитного эффекта.

В магнитном поле моменты Eu ориентируются по полю и, благодаря обменному взаимодействию с электронами, это приводит к разрушению сверхпроводимости. Дальнейший рост магнитного поля слабо влияет на обменное поле атомов Eu, так как их момент стремится к насыщению. При этом, однако, необходимо учитывать непосредственное влияние поля на электронный спин; полное эффективное поле, действующее на спины,  $h = \mu_B H + I \langle J \rangle$ ,

в случае  $I < 0$  уменьшается. В результате реализуется любопытная ситуация: с увеличением поля восстанавливается сверхпроводимость. Она снова разрушается в таких полях, когда уже становится существенным орбитальный эффект или происходит «перекompенсация» полного обменного поля. Результирующая фазовая диаграмма данного соединения имеет весьма необычный вид — она приведена на рис. 9. В отсутствии магнитного поля при низких температурах, по-видимому, появляется антиферромагнитное упорядочение ионов Eu с  $T_N \approx 0,5$  К<sup>43</sup>. Отметим, что исходное тройное соединение  $\text{EuMo}_6\text{S}_8$  переходит в сверхпроводящее состояние лишь при давлениях свыше 13 кбар<sup>44</sup>.

Еще более удивительный эффект был совсем недавно обнаружен в соединении с тяжелыми фермионами  $\text{CePb}_3$ <sup>73</sup>. В отсутствии магнитного поля при температуре  $T_N \approx 1$  К в нем происходит антиферромагнитный переход и сверхпроводимости нет вплоть до самых низких температур. Сильное магнитное поле  $H \sim 140$  кЭ подавляет антиферромагнитный переход и, как ни странно, индуцирует сверхпроводимость при  $T < 0,2$  К. Авторы<sup>73</sup> связывают такое поведение с «замораживанием» магнитного рассеяния в поле, а разрушающее действие магнитного поля на сверхпроводимость компенсируется обменным полем атомов Ce ( $I < 0$ ), благодаря эффекту Жакакарино — Петера. Орбитальный же эффект в этом случае сильно подавлен из-за большой величины электронной эффективной массы  $m^* > 200m_0$ <sup>73</sup> ( $m_0$  — масса свободного электрона).

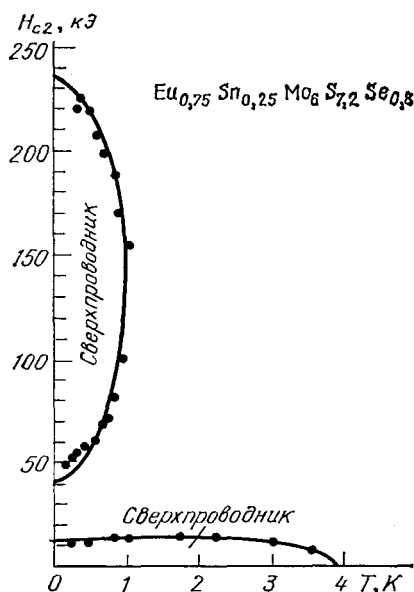


Рис. 9. Фазовая диаграмма в координатах  $(H, T)$  соединения  $\text{Eu}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Mo}_6\text{S}_{7,2}\text{Se}_{0,8}$ <sup>43</sup>.

Необычный вид ее вызван компенсацией парамагнитного эффекта обменным полем, создаваемым атомами Eu

## 6. ВОЗМОЖНЫЕ ФАЗЫ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СЛАБЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

В то время как в обычных антиферромагнетиках моменты магнитных решеток полностью компенсируют друг друга, в слабых ферромагнетиках ситуация оказывается иной — релятивистское взаимодействие несколько искажает исходную антиферромагнитную структуру так, что в результате возникает слабый ферромагнитный момент порядка  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  от номинального (см.<sup>45</sup>). В случае, например, двухподрешеточного антиферромагнетика в функционале свободной энергии возникновение слабого ферромагнетизма описывается дополнительным инвариантом Дзялошинского  $\mathbf{D} [\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2]$ , где  $\mathbf{D}$  — вектор, а  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  — намагниченности подрешеток. Такой член в энергии минимален, когда магнитные подрешетки ориентированы под прямым углом друг к другу, но эта тенденция нарушает коллинеарность исходной антиферромагнитной структуры, которая поддерживается сильным обменным взаимодействием. В результате компромисса подрешетки скашиваются, и возникает небольшой ферромагнитный момент  $M \sim \beta L$ , где  $L$  — антиферромагнитный момент, а  $\beta \ll 1$  из-за относительной слабости релятивистского взаимодействия, ответственного за слабый ферромагнетизм.

Среди антиферромагнетиков слабый ферромагнетизм распространен довольно широко, так что имеются все основания ожидать его обнаружения и в антиферромагнитных сверхпроводниках. Подходящим кандидатом может служить, например, объемоцентрированная тетрагональная (b.c.t.) фаза  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$ <sup>46</sup>.

В случае ферромагнитных сверхпроводников фактически единственно возможной фазой сосуществования сверхпроводимости и дальнего магнитного порядка является фаза с доменной магнитной структурой<sup>4</sup>, параметры которой определяются, в основном, обменным взаимодействием электронов проводимости и локализованных моментов. В противоположность этому для слабых ферромагнетиков возможны и другие фазы сосуществования — фаза со спонтанными вихрями и мейсснеровская сверхпроводящая фаза<sup>46</sup>, предсказанные ранее для ферромагнитных сверхпроводников в рамках модели чисто электромагнитного взаимодействия<sup>47–50</sup>.

Наш анализ возможных фаз в зависимости от параметров системы электронов и локализованных моментов основан на функционале свободной энергии, соответствующем симметрии (b.c.t.) фазы  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$ <sup>46</sup>, но он отражает специфику всех слабых ферромагнетиков, и выводы носят общий характер.

Мы будем считать, что вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$  направлен вдоль оси  $y$  и вектор ферромагнетизма — вдоль оси  $x$ . Магнитный функционал при этом имеет вид

$$F_m = \int d^3r \left\{ n\theta_{\text{ex}} \left[ \frac{1}{2} A l^2 + \frac{1}{4} C (l^2) + \frac{b}{2} m^2 + \beta m_x l_y + \right. \right. \\ \left. \left. + a^2 (\nabla l)^2 \right] + \frac{1}{8\pi} B^2 - \mathbf{B}\mathbf{M} + 2\pi M^2 \right\}, \quad (20)$$

где  $l$  и  $m$  — векторы  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{M}$ , нормированные на максимальное значение намагниченности  $M(0) = \mu n$  ( $n$  — концентрация магнитных атомов), т. е.  $l = L/M(0)$  и  $m = M/M(0)$ , энергетический параметр  $\theta_{\text{ex}}$  порядка величины  $T_N$ , магнитная индукция  $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ , параметры  $b$  и  $C$  порядка единицы, а  $\beta \ll 1$ .

В отсутствие сверхпроводимости (16) описывает слабый ферромагнетик с намагниченностью  $m = \beta l/b$ , появляющейся вместе с  $l$  в точке  $T_N$ . Из-за малой величины  $\beta \sim 10^{-2} - 10^{-3}$  ферромагнитный момент не может разрушить сверхпроводимость, поскольку постоянное обменное поле меньше  $T_c$ , а максимальное значение индукций  $B_{\text{max}} = 4\pi M$  не превышает верхнего критического поля  $H_{c2}$ . Взаимодействие сверхпроводимости и магнетизма в слабых ферромагнетиках вблизи  $T_N$  можно описывать по теории возмущений. Ниже  $T_N$  взаимодействие сверхпроводимости с обменным полем всегда может быть описано в рамках теории возмущений, но индукция магнитного поля, вообще говоря, может превышать  $H_{c1}$ , тогда его действие на сверхпроводимость не мало, и в этой ситуации и становится возможной фаза со спонтанными вихрями — VS-фаза (см. ниже).

Сверхпроводящее спаривание экранирует длинноволновую часть обменного и электромагнитного взаимодействий, практически не влияя на их коротковолновые части с  $q > \xi_0^{-1}$ . Включим поэтому в функционал  $F_{\text{int}}$ , описывающий взаимодействие сверхпроводимости и магнетизма, разность энергий дальнедействующих взаимодействий в сверхпроводящей и нормальной фазах:

$$F_{\text{int}} = \sum_q \left[ \left( \frac{1}{8\pi} \mathbf{B}_q \mathbf{B}_{-q} - \mathbf{B}_q \mathbf{M}_{-q} + 2\pi \mathbf{M}_q \mathbf{M}_{-q} \right) n^{-1} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} Q_s(q) \mathbf{A}_q \mathbf{A}_{-q} + \theta_{\text{ex}} \frac{\chi_n(q) - \chi_s(q)}{\chi_n(0)} m_q m_{-q} \right], \quad \mathbf{M}_q = n\mu m_q, \quad (21)$$

где  $Q_s(q)$  — сверхпроводящее электромагнитное ядро (в лондоновском пределе ( $q_i \ll \xi_0^{-1}$ )  $Q_s \sim \lambda_L^{-2}$  и  $Q_s \sim 1/(\lambda_L^2 q \xi_0)$  при  $q \gg \xi_0^{-1}$ ).



Полный функционал системы  $F = F_m + F_s + F_{\text{int}}$ , где  $F_s$  есть сверхпроводящий функционал (в отсутствие локализованных моментов). Он имеет обычный вид и несуществен для дальнейшего рассмотрения.

Минимизируя полный функционал относительно  $B$  и  $m$ , для поперечной структуры получим функционал свободной энергии в зависимости от антиферромагнитного момента  $l_q \equiv l_y, q$ :

$$F(l_q) = \theta_{\text{ex}} \sum_q \left\{ \frac{1}{2} A - \frac{\beta^2}{2B} + a^2 q^2 + \frac{\beta^2 F(q)}{2b[b + F(q)]} \right\} l_q^2 - q, \quad (22)$$

$$F(q) = 1 - \frac{\chi_s(q)}{\chi_n(0)} + \frac{4\pi\theta_{\text{em}}Q_s(q)}{\theta_{\text{ex}}[q^2 + 4\pi Q_s(q)]},$$

где  $\theta_{\text{em}} = 2\pi\mu^2 n$  есть энергетический параметр магнитного дипольного взаимодействия локализованных моментов; как и  $\theta_{\text{ex}}$ , он имеет порядок 1 К в тройных соединениях.

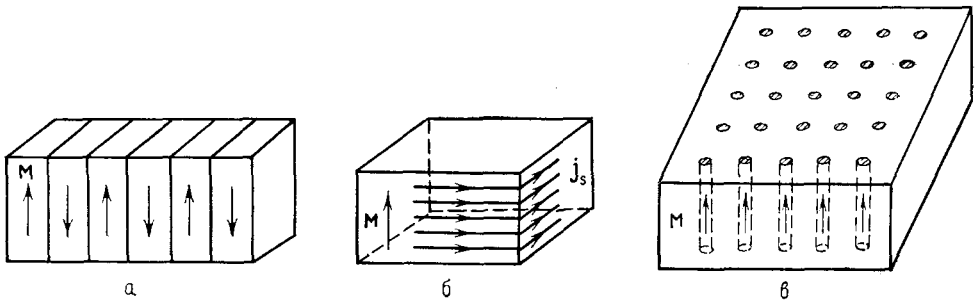


Рис. 10. *a* — Доменная структура слабых ферромагнетиков в сверхпроводящем состоянии (DS-фаза); направления вектора антиферромагнетизма  $L$  и ферромагнитного вектора  $M$  в соседних доменах противоположны; волновой вектор структуры перпендикулярен  $M$ ; сверхпроводящий параметр порядка практически однороден по образцу. *б* — Слабое ферромагнитное мейснеровское сверхпроводящее состояние (FS); сверхпроводящий ток, текущий по границе образца в слое толщины порядка  $\lambda_L$ , экранирует поверхностный ток, связанный со скачком ферромагнитного момента на границе; внутри образца магнитная индукция равна нулю. *в* — Сверхпроводящая фаза со спонтанными вихрями (VS), вызванными присутствием слабого ферромагнетизма; в этой фазе ферромагнитный момент почти однороден, индукция и сверхпроводящие токи сильно неоднородны, сверхпроводимость разрушена внутри остова вихря

Рассмотрим сначала случай, когда  $\beta$  не очень мало, и выполняется условие  $ab/\beta \ll \xi_0$ . Тогда ниже  $T_N$  появляется поперечная синусоидальная структура  $l_y \sim \sin Qr$  с волновым вектором  $Q \sim (a^2\xi_0)^{-1/3} \beta^{2/3}$ , если  $\theta_{\text{em}}/\theta_{\text{ex}} (Q\lambda_L)^2 \ll 1$ .

При охлаждении  $l$  и  $m$  растут, и магнитная структура трансформируется в доменную структуру, показанную на рис. 10, *a*. В соседних доменах направления  $m$  при этом противоположны (а также и  $l$ ). При дальнейшем охлаждении может оказаться, что доменная структура энергетически невыгодна из-за большой энергии доменных стенок. Тогда будет наблюдаться переход в структуру со спонтанными вихрями, показанную на рис. 10, *б*.

При уменьшении  $\beta$  величина  $Q$  становится настолько малой, что в формировании магнитной структуры фазы сосуществования начинает доминировать уже не обменное, а электромагнитное взаимодействие. Магнитная структура тогда представляет собой снова доменную структуру с волновым вектором  $Q \approx (a\lambda_L)^{-1/2} \beta^{1/2}$ . При охлаждении она также может перейти в вихревую фазу.

Наконец, при очень малом  $\beta$  мы сталкиваемся с ситуацией, когда  $ab/\beta \gg \lambda_L$ . Тогда магнитномодулированная фаза невыгодна, и ниже  $T_N$  реализуется мейснеровская фаза, показанная на рис. 10, *б*. Отметим, что эта фаза

в ферромагнитных сверхпроводниках, где  $\lambda_L, \xi_0 \gg a$ , невозможна. При охлаждении мейсснеровская фаза трансформируется в вихревую фазу, если индукция  $B = 4\pi M$  превышает  $H_{c1}$ . Полная фазовая диаграмма слабых ферромагнитных сверхпроводников показана схематически на рис. 11.

Для того чтобы на основе симметричных соображений сделать вывод о наличии слабого ферромагнетизма в b.c.t.  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$ , необходимо знание его магнитной структуры. Пока эксперименты по рассеянию нейтронов в этом соединении не выполнены, и прямых данных о его магнитной структуре нет. К настоящему времени выполнены лишь измерения намагниченности

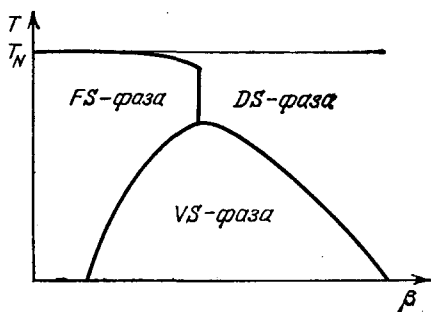


Рис. 11. Схематический вид фазовой диаграммы сверхпроводников второго рода со слабым ферромагнетизмом

вдоль разных кристаллографических направлений в монокристаллах b.c.t.  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$  ниже температуры Нееля<sup>66</sup>. Эти данные свидетельствуют о его сложной антиферромагнитной структуре. Как уже ранее отмечалось, при понижении температуры ниже точки Нееля в b.c.t.  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$  в экспериментах<sup>9</sup> наблюдалось резкое увеличение захваченного потока. Данное явление может быть связано с появлением, благодаря слабому ферромагнетизму, вихревой самоиндуцированной фазы в этом соединении.

В заключение этого раздела укажем на интересную возможность наблюдения описанных выше магнитных структур в сверхпроводящих антиферромагнетиках, симметрия которых допускает пьезомагнетизм. Под давлением в них появляется спонтанный ферромагнитный момент (см., например,<sup>45</sup>), так как в свободной энергии есть смешанные инварианты  $l_i m_k$  с коэффициентами, пропорциональными давлению. В присутствии сверхпроводимости ситуация становится полностью аналогичной описанной выше с коэффициентом  $\beta$ , который пропорционален давлению. Изменяя давление в сверхпроводящем пьезомагнетике можно получить, в принципе, всю фазовую диаграмму рис. 11.

## 7. СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Как уже отмечалось, сверхпроводимость не оказывает заметного влияния на магнитную структуру антиферромагнетиков, и в этом смысле можно ожидать, что магнитные свойства антиферромагнитных сверхпроводников будут мало отличаться от свойств нормальных антиферромагнетиков. Данное утверждение справедливо, однако, за одним исключением. Это исключение — спиновые волны. Действительно, в спиновой волне при отклонении локализованных моментов от их равновесных положений возникает ферромагнитный момент, который в случае длинноволнового возбуждения сильно взаимодействует со сверхпроводимостью. В результате спектр спиновых волн в антиферромагнитных сверхпроводниках должен иметь принципиально иной характер, чем в обычных антиферромагнетиках<sup>51</sup>.

Из соображений наглядности при рассмотрении спектра спиновых волн ограничимся простейшим случаем двухподрешеточного антиферромагнетика с намагниченностями подрешеток  $M_1$  и  $M_2$ . Кроме того, поскольку специфическое поведение спектра спиновых волн будет связано с длинноволновой областью ( $q \ll a^{-1}$ ), магнитную подсистему можно описывать функционалом (20) с  $\beta = 0$ , а в качестве  $F_{\text{int}}$  взять (21).

Переходя к полному функционалу, содержащему только величины  $m$  и  $\delta l$  — отклонения векторов  $M$  и  $L$  от их равновесного значения (0 и  $L_0$  соот-

ветственно), получим в фурье-представлении

$$F = \theta_{\text{ex}} \sum_{\mathbf{q}} \left\{ \left( \frac{1}{2} D + a^2 q^2 \right) |\delta \mathbf{l}_{\mathbf{q}}|^2 + \right. \\ \left. + \left[ \frac{1}{2} b + 1 - \frac{\chi_s(q)}{\chi_n(0)} + \tilde{\beta} \cdot 4\pi Q_s(q) (q^2 + 4\pi Q_s(q))^{-1} \right] |\mathbf{m}_{\mathbf{q}}|^2 \right\}, \quad (23)$$

где  $\tilde{\beta} = \theta_{\text{em}}/\theta_{\text{ex}}$  и мы считаем анизотропию одноосной (именно такой анизотропией обладают все исследованные нейтронографически антиферромагнитные сверхпроводники),  $D$  — параметр анизотропии ( $D > 0$ ) типа «легкая ось». Отличием функционала (23) от обычного является сильная (на масштабах  $\lambda_L^{-1}$  и  $\xi_0^{-1}$ ) зависимость от волнового вектора коэффициента при  $|\mathbf{m}_{\mathbf{q}}|^2$ . Записывая в линейном приближении уравнения движения для векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$  и решая их, найдем спектр спиновых волн:

$$\omega^2 = \gamma^2 (D + a^2 q^2) \left[ b + 2 \left( 1 - \frac{\chi_s(q)}{\chi_n(0)} \right) + \frac{8\pi\tilde{\beta}Q_s(q)}{q^2 + 4\pi Q_s(q)} \right], \quad (24)$$

где  $\gamma = g\mu_B L_0/2$ . Щель в спектре спиновых волн при  $q = 0$  равна  $\omega_s(0) = [\gamma D (2 + b + 2\tilde{\beta})]^{1/2}$  и отличается от соответствующего значения в отсутствии сверхпроводимости множителем  $[1 + 2b^{-1} (1 + \tilde{\beta})]^{1/2}$ , где второй

член в квадратных скобках порядка единицы. Таким образом, сверхпроводимость увеличивает щель в спектре спиновых волн (частоту антиферромагнитного резонанса) на величину порядка ее значения в нормальной фазе. Полученное выражение для спектра спиновых волн (24) отличается от обычного сильной зависимостью  $\omega$  от  $q$  на характерных масштабах  $q \sim \xi_0^{-1}$  и  $\lambda_L^{-1}$  и наличием минимума (а возможно, и двух минимумов) на кривой  $\omega(q)$  (см. рис. 12). В минимуме значение частоты практически совпадает с частотой антиферро-

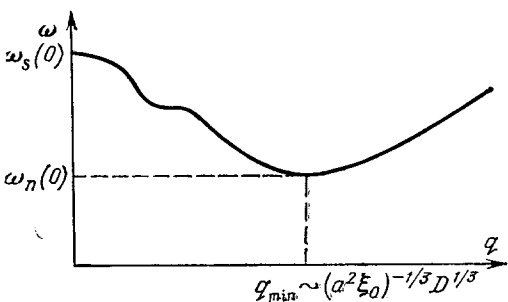


Рис. 12. Характерный вид спектра спиновых волн в антиферромагнитных сверхпроводниках

магнитного резонанса в нормальной фазе  $\omega_{\min} \approx \omega_n(0)$ , и минимум достигается при значении волнового вектора  $q_{\min} \approx (a^2 \xi_0)^{-1/3} D^{1/3}$ . Исследование спектра спиновых волн в антиферромагнитных сверхпроводниках могло бы, таким образом, дать богатую информацию как об анизотропии магнитной системы, так и о сверхпроводящих и магнитных характеристиках системы. Неупругое рассеяние нейтронов дает, в основном, информацию о характере спектра  $\omega(q)$  при  $q \gg q_{\min}$ , на который сверхпроводимость практически не влияет. В то же время радиочастотные методы должны «увидеть» щель  $\omega_s(0) = \omega_n(0) [1 + 2b^{-1} (1 + \tilde{\beta})]^{1/2}$ , поскольку характерные волновые векторы при этом много меньше  $q_{\min}$ . Повышение внешнего поля от  $H_{c1}$  до  $H_{c2}$ , т. е. разрушение сверхпроводимости, в этом случае должно быть хорошо видно по изменению формы длинноволнового участка в законе дисперсии  $\omega(q)$ . К настоящему времени, к сожалению, экспериментальные исследования спектра спиновых волн сверхпроводящих антиферромагнетиков не проводились.

Отметим в заключение этого раздела, что возможно и обратное влияние спиновых волн в антиферромагнетиках на сверхпроводимость: спиновые волны ослабляют куперовское спаривание в синглетном состоянии и могут усиливать триплетное спаривание<sup>52</sup>. Пока каких-либо указаний на заметное взаимодействие электронов через спиновые волны нет.

## 8. СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННЫЙ МАГНЕТИЗМ

Предыдущее рассмотрение относилось к антиферромагнитным сверхпроводникам с локализованными магнитными моментами (магнитными атомами). Сейчас, однако, обнаружены соединения, в которых наблюдается сосуществование зонного (коллективизированного) магнетизма и сверхпроводимости.

Это  $\text{Y}_9\text{Co}_7$ , где появление зонного магнетизма ( $T_m \approx 6$  К), по данным измерения магнитной восприимчивости и намагниченности, предшествует сверхпроводящему переходу ( $T_c \approx 3$  К)<sup>53</sup>, соединения  $\text{LaRh}_2\text{Si}_2$  и  $\text{YRh}_2\text{Si}_2$  с  $T_N \approx 7$  К и с переходом в сверхпроводящее состояние при  $T_c \approx 3-4$  К<sup>54</sup>, а также сплавы  $\text{Cr}_{1-x}\text{Re}_x$ <sup>55</sup>. В последнем сплаве при  $x > x_c = 0,16$  данные по измерению восприимчивости и ЯМР<sup>55</sup> указывают на появление зонного антиферромагнетизма при температуре  $T_N \approx 160$  К, существенно превышающей температуру сверхпроводящего перехода  $T_c \approx 3$  К. Интересно отметить, что при увеличении  $x$  от 0 до  $x_c$  вблизи  $x_c$  наблюдается резкое падение температуры  $T_N$  (от значений 500—600 К до 160 К), и лишь при  $x > x_c$  появляется сверхпроводимость.

Измерения намагниченности в b.c.t.  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$ <sup>56</sup> указывают, по мнению авторов работы, на появление зонного ферромагнетизма при температуре около 20 К, т. е. выше  $T_c = 7,7$  К и температуры Нееля  $T_N \approx 0,7$  К, при которой появляется магнитное упорядочение ионов Er.

Кроме того, сосуществование сверхпроводимости и магнитного упорядочения типа волны спиновой плотности, в принципе, может наблюдаться также в органических соединениях<sup>22,62</sup>.

К настоящему времени данных о сверхпроводящих зонных магнетиках слишком мало, чтобы можно было определить причины установления зонного магнетизма и механизмы его взаимодействия со сверхпроводимостью. Ясно, однако, что имеющиеся существенные отличия систем со сверхпроводимостью и зонным магнетизмом от сверхпроводящих соединений с локализованными моментами. Прежде всего в первых за сверхпроводящие и магнитные свойства, видимо, ответственна одна и та же зона, в то время как в последних зоны, определяющие сверхпроводимость и магнетизм, существенно различны: в тройных соединениях куперовское спаривание связано с s- и d-зонами, а магнетизм — с f-зоной. Кроме того, энергии сверхпроводимости и зонного магнетизма по порядку величины определяются сходными выражениями  $T_c^2 N(0)$  и  $T_N^2 N(0)$ , так как оба эффекта захватывают только небольшую часть зоны около поверхности Ферми порядка  $T_c/\epsilon_F$  и  $T_N/\epsilon_F$  соответственно. Такова, например, ситуация в системах с магнитным упорядочением типа волны спиновой плотности, которая возникает из-за совмещаемости разных участков поверхности Ферми при их переносе на вектор  $Q$ , определяющий волновой вектор волны намагниченности<sup>22,62</sup>. Соотношение между энергиями в этом случае зависит от соотношения между  $T_c$  и  $T_N$ . В системах с локализованными моментами магнитная энергия порядка  $T_N$ , как правило, существенно больше энергии сверхпроводящей конденсации, даже если  $T_N < T_c$ . Механизм взаимодействия здесь допускает сосуществование сверхпроводимости и антиферромагнетизма при условии  $T_N < T_c$  или  $T_N \approx T_c$ . Однако конкуренция зонного магнетизма и сверхпроводимости определяется не только соотношением их энергий. В принципе, возможна ситуация, когда они реализуются на разных участках поверхности Ферми, и тогда соотношение между  $T_c$  и  $T_N$  может быть произвольным. Это обстоятельство, а также отсутствие детальной информации о геометрии поверхности Ферми в системах с зонным магнетизмом, затрудняют построение последовательной теории сосуществования сверхпроводимости и зонного магнетизма.

В ряде работ<sup>57-59</sup> был предложен теоретический подход к описанию зонных сверхпроводящих антиферромагнетиков, базирующийся на теории

Бильбро и Макмиллана <sup>60</sup>, в которой взаимодействие двух типов перехода обусловлено лишь их конкуренцией за поверхность Ферми. Теория Бильбро и Макмиллана <sup>60</sup> была разработана и успешно применялась для описания сосуществования сверхпроводимости и волны зарядовой плотности. В случае же зонного антиферромагнетизма важную роль может играть и обменный механизм взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма, а также рассеяние электронов на спиновых возбуждениях.

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Взаимное влияние магнетизма и сверхпроводимости в антиферромагнитных сверхпроводниках проявляется не так ярко, как в ферромагнитных. Тем не менее, сверхпроводимость в таких соединениях характеризуется целым рядом особенностей: появлением бесщелевого режима сильным влиянием обычных примесей на сверхпроводящие характеристики ниже точки Нееля, необычным поведением верхнего критического поля вблизи точки антиферромагнитного перехода, сменой характера перехода в сверхпроводящее состояние со второго на первый род. В свою очередь, сверхпроводимость должна приводить к необычному спектру спиновых волн в антиферромагнитных сверхпроводниках. Наконец, очень интересные и разнообразные фазы сосуществования сверхпроводимости и магнетизма можно было бы изучать в слабых ферромагнетиках, если бы соответствующие соединения были получены. Все это позволяет надеяться, что исследование антиферромагнитных сверхпроводников позволит лучше понять как поведение сверхпроводников в сильных обменных полях, так и влияние сверхпроводимости на магнетизм.

Авторы благодарят С. С. Кротова, М. Л. Кулича и С. В. Панюкова за полезное обсуждение рассмотренных в статье вопросов.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова  
Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shirane G., Thomlinson W., Shelton R. N., Moncton D. E.// Phys. Rev. Ser. B. 1981. V. 29. P. 3817.
2. Sinha S. K., Mook H. A., Hinks D. G., Crabtree G. W.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 950.
3. Lynn J. W., Gotass J. A., Erwin R. W., Ferrel R. A., Bhattacharjee J. K., Shelton R. N., Klavons P.//Ibidem. 1984. V. 52. P. 133.
4. Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Кулич М. Л., Панюков С. В.// УФН. 1984. Т. 144. С. 597.
5. Majkrzak C. F., Cox D. E., Shirane G., Mook H. A., Hamaker H. C., MacKay H. B., Fisk Z., Maple M. B.//Phys. Rev. Ser. B. 1982. V. 26. P. 245.
6. Hamaker H. C., MacKay H. B., Torikachvili M. S., Woolf L. D., Maple M. B., Odoni W., Ott H. R.//J. Low Temp. Phys. 1983. V. 44. P. 553.
7. Hamaker H. C., Woolf L. D., MacKay H. B., Fisk Z., Maple M. B.// Sol. State Commun. 1979. V. 32. P. 289.
8. Iwasaki H., Ishino M., Tsunokuni K., Muto Y.//J. Magn. and Magn. Mater. 1983. V. 31—34. P. 519.
9. Genicon J. L., Sulpice A., Tournier R.//J. de Phys. Lett. 1983. T. 44. P. L725.
10. Thomlinson W., Shirane G., Moncton D. E., Ishikawa M., Fisher O.//Phys. Rev. Ser. B. 1981. V. 23. P. 4455.
11. Ishikawa M., Fisher O.//Sol. State Commun. 1977. V. 24. P. 747.
12. Алексеевский Н. Е., Нарожный В. Н.//Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 456.
13. Thomlinson W., Shirane G., Lynn J. W., Moncton D. E.//Superconductivity in Ternary Compounds. II/Eds M. B. Maple, O. Fisher.— Berlin; Heidelberg; New York; Springer-Verlag, 1982.— P. 229 — (Topics in Current Physics. V. 34).
14. Baltensperger W., Strassler S.//Phys. kond. Mater. 1968. Bd 1. S. 20.

15. Nass M. J., Levin K., Grest G. S.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 614.
16. Абрикосов А. А., Горьков Л. П.//ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1781.
17. Rainer D.//Zs. Phys. Kl.B. 1972. Bd 252. S. 174.
18. Ramakrishnan T. V., Varma C. M.//Phys. Rev. Ser. B. 1981. V. 24. P. 1371.
19. Keller J.//J. Magn. and Magn. Mater. 1981. V. 28. P. 193.
20. Zwicknagel G., Fulde P.//Zs. Phys. Ser. B. 1981. Bd 43. S. 23.
21. Machida K., Nokura N., Tatsubara T.//Phys. Rev. Ser. B. 1980. V. 22. P. 2307.
22. Буздин А. И., Булаевский Л. Н.//УФН. 1984. Т. 144. С. 415.
23. Bulaevskii L. N., Rusinov A. I., Kulic M. L.//J. Low Temp. Phys. 1980. V. 39. P. 256.
24. Морозов А. И.//ФТТ. 1980. Т. 22. С. 3372.
25. Nass M. J., Levin K. G. S., Crest G. S.//Phys. Rev. Ser. B. 1982. V. 25. P. 4541.
26. Levin K., Nass M. J., Ho C., Crest G. S.//Magnetic Superconductors and Their Related Problems/Ed.— Berlin; Heidelberg; New York; Tokyo: Springer-Verlag, 1984.— (Springer Series in Solid-State Sciences. V. 52). —P.57.
27. Ashkenazi J., Kuper C. G., Ron A.//Ibidem. —P.53.
28. Okabe Y. O., Nagi A. D. S.//Phys. Rev. Ser. B. 1983. V. 28. P. 6290.
29. Панюков С. В. Автореферат канд. диссертации. —М., 1984.
30. Русинов А. И.//ЖЭТФ. 1969. Т. 56. С. 2047.
31. Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводимость второго рода.— М.: Мир, 1970.
32. Iwasaki H., Ikebe M., Muto Y.//Proc. of LT-17. 1984. Pt. 1. P. 89.
33. Kirkpatrick S.//Rev. Mod. Phys. 1973. V. 45. P. 574.
34. Буздин А. И., Булаевский Л. Н.//ФНТ. 1980. Т. 6. С. 1528.
35. Bulaevskii L. N., Buzdin A. I., Kulic M. L.//Sol. State Commun. 1982. V. 41. P. 309; Phys. Lett. Ser. A. 1981. V. 85. P. 161.
36. Grey K. E., Vaglio K., Terris B. D., Zasadzinski J. F., Hinks D. G. Preprint.— 1984.
37. Terris B. D., Gray K. E., Kampwith R. T., Zasadzinski J., Vaykui R.//Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 30. P. 5370.
38. Brossard L., Torikachvili M. S., Maple M. B., Suhl H., Majkrzak C. F., Shirane G., Tachiki M.//Ibidem. P. 1188.
39. Woolf L. D., Lamberst S. E., Maple M. B., Acker F., Ku H. C., Odoni W., Ott H. R.//J. Low Temp. Phys. 1983. V. 51. P. 117.
40. Adrian H., Muller J., Behrle R.//Phys. Rev. Ser. B. 1982. V. 26. P. 2450.
41. Buzdin A. I., Kulic M. L.//Proc. of Workshop on Low Temperature Physics.— Portorož, Yugoslavia, 1984.
42. Jaccarino V., Peter M.//Phys. Rev. Lett. 1962. V. 9. P. 290.
43. Meul H. W., Rossel C., Decroux M., Fisher O., Remenyi G., Briggs A.//Ibidem. 1984. V. 53. P. 497.
44. Decroux M., Lambert S. E., Torikachvili M. S., Maple M. B., Guertin R. P., Woolf L. D., Baillif R.//Ibidem. V. 52. P. 1563.
45. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.
46. Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Кротов С. С.//ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 678; Sol. State Commun. 1983. V. 48. P. 719.
47. Гинзбург В. Л.//ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 202.
48. Greenside H. S., Blount E. I., Varma C. M.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 49.
49. Tachiki M., Matsumoto H., Umezawa H.//Sol. State Commun. 1979. V. 31. P. 157.
50. Kuper C. G., Revzen M., Ron A.//Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 1545.
51. Буздин А. И.//Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 193.
52. Привороцкий И. А.//ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 2255.
53. Sarkissian B. V. B.//J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 8070.
54. Felner T., Nowik M.//Sol. State Commun. 1983. V. 47. P. 831.
55. Nishihara Y., Yamaguchi Y., Waki S., Kohara T.//J. Phys. Soc. Japan. 1983. V. 52. P. 2301.
56. Chaussey J., Genicon J. L., Odin J., Shao L. Q., Sulpice A., Tournier R., Chenalier B., Ftourneau J. Preprint.— 1984.
57. Machida K.//J. Phys. Soc. Japan. 1981. V. 50. P. 2195.
58. Machida K., Matsubara T.//Ibidem. P. 3231.
59. Yamaji K.//<sup>26</sup>.
60. Bilbro G., Mac Millan W. L.//Phys. Rev. Ser. B. 1976. V. 14. P. 1887.
61. Machida K.//Appl. Phys. Ser. A. 1984. V. 35. P. 193.
62. Горьков Л. П.//УФН. 1984. Т. 144. С. 381.
63. Zasadzinski J., Terris B. D., Gray K. E., Vaglio R., Hinks D. G.//Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 30. P. 5095.

64. Motoya K., Majkrzak C. F., Shirane G., Hamaker H. C., Maple M. B.//Ibidem. P. 3743.
65. Majkrzak C. F., Satiya S. K., Shirane G. et al.//Ibidem. 1983. V. 27. P. 2889.
66. Iwasaki H., Tachiki M., Ikebe M., Muto Y.//Sol. State Commun. 1984. V. 51. P. 879.
67. Буздин А. И.//ФНТ. 1986. Т. 11. С. 987.
68. Krzyszton T.//Phys. Lett. Ser. A. 1984. V. 104. P. 225.
69. Krzyszton T.//J. Magn. and Magn. Mater. 1980. V. 15—18. P. 1572.
70. Фарзетдинов М. М. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах.— М.: Наука, 1981.
71. Де Жен П. Ж. Сверхпроводимость металлов и сплавов.— М.: Мир, 1968.
72. Zhou H., Chen J. W., Lambert S. E., Maple M. B.//J. Appl. Phys. 1985. V. 57. P. 3115.
73. Lin C. L., Teter J., Crow J. E., Mihalisin T., Brooks J., Abou-Aly A. I., Stewart G. R.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 2541.
74. Vining C. B., Shelton R. N.//Sol. State Commun. 1985. V. 54. P. 53.
75. Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Гориленко Ю. К., Петренко О. П.//Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 143.