ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНЕТИКОВ И СВЕРХПРОВОДНИКОВ МЮОННЫМ МЕТОДОМ

С.Г.Барсов, В.П.Коптев

Введение

В современной физике твердого тела важную роль играют ядерно–физические методы исследования, позволяющие непосредственно изучать микроскопические характеристики вещества. Один из таких методов, получивший название метода вращения мюонного спина (Muon Spin Rotation – μSR), использует внедряемые в исследуемое вещество поляризованные мюоны (как правило, положительно заряженные) в качестве своеобразных микроскопических зондов. Так как угловое распределение позитронов в распаде $\mu^+ \to e^+\nu\tilde{\nu} \quad (\tau_\mu = 2.2 \cdot 10^{-6}$ с) асимметрично относительно направления спина (магнитного момента) мюона, то вероятность регистрации позитрона в заданном направлении определяется не только временем, прошедшим с момента остановки μ^+ в образце, но и отклонением спина мюона от его исходного направления за этот период . Таким образом, временна́я зависимость позитронов распада, попадающих в некоторый фиксированный телесный угол, отражает эволюцию вектора поляризации $\vec{P}(t)$ ансамбля внедряемых мюонов, если отсчет времени производится от момента остановки каждого из μ^+.

В свою очередь, поведение $\vec{P}(t)$ зависит от характера взаимодействия мюонов и их магнитных моментов с окружающей средой. Один из вариантов такого взаимодействия, реализующийся в изоляторах и полупроводниках, заключается в образовании водородоподобного атома μ^+e^- – мюония. В этом случае открывается возможность изучения поведения атомарного водорода, его зарядовых состояний и кинетики химических реакций, протекающих за времена порядка τ_μ, что представляет существенный интерес для современной органической химии и физики полупроводников. В этом направлении проводилось и проводится значительное число работ. В частности, после ввода в строй в 1978 году мюонного канала на синхроциклотроне ПИЯФ (ЛИЯФ) был выполнен цикл работ по изучению поведения атома мюония в полупроводниках, позволивший прояснить природу специфического зарядового состояния – "аномального мюония". Изучалось также квадрупольное взаимодействие атома мюония в кристаллическом кварце, и было установлено, что изменение величины и симметрии этого взаимодействия при изменении температуры обусловлено диффузией мюония [1].

Наиболее же интересные, на наш взгляд, результаты были получены в последние 10 лет при исследовании металлических сплавов с конкурирующим обменным взаимодействием и высокотемпературных сверхпроводников. В этих материалах влияние среды сводится, в основном, к существованию в точке остановки мюона локального магнитного поля, вызывающего прецессию мюонного магнитного момента. Поведение $\vec{P}(t)$ здесь обусловлено распределением локальных полей, вид и параметры которого, собственно, и должны быть определены из эксперимента.

Методика измерений и обработки данных

Представленные ниже результаты получены с помощью установки для μSR–исследований, расположенной на мюонном канале синхроциклотрона ПИЯФ(ЛИЯФ). Не менее 60% продольнополяризованных мюонов из пучка с импульсом 90–100 МэВ/с и интенсивностью около $10^4 c^{-1}$ останавливаются в образце, имеющем, обычно, форму диска диаметром 60–25 мм и толщиной 5–10 мм (3–9 г/см^2). Температура образца T может изменяться в диапазоне 320–4.6 K с помощью вакуумного криостата, продуваемого парами жидкого гелия. Для уменьшения вклада мюонов, останавливающихся вне образца (фон), криостат оборудован тонкими окнами. Их суммарная толщина – 0.06 г/см^2 – не превышает 2% от толщины образца. Установка позволяет проводить измерения как в однородном внешнем магнитном поле до 1 кЭ, ориентированном вдоль ($H_{||}$) или поперек ($H_\perp$) исходной поляризации μ^+, так и в отсутствие внешних полей ($H = 0$). В последнем случае поля́ в месте расположения образца компенсируются до уровня 0.05 Э.

Мюоны и позитроны их распада регистрируются сцинтилляционными счетчиками, расположенными вдоль оси пучка до и после образца. Временно́е разрешение установки – 2.5 нс. Для получения временно́й зависимости позитронов распада $N_e(t)$ применяется стандартная методика, подразумевающая регистрацию момента остановки каждого мюона и контроль за присутствием лишь одной частицы в образце в течение интервала времени $8\tau_\mu$. Накопление $N_e(t)$ осуществляется при постоянных H и T в виде гистограммы с ценой канала 0.5 нс или 5 нс, которая имеет вид:

$$n_e(t) = \frac{N_e(t)}{N_\mu} = \frac{N_0}{N_\mu}\left\{e^{-t/\tau_\mu}\cdot[1 + a_0\cdot G(t)] + \frac{N_f}{N_0}\right\}. \tag{1}$$

Здесь N_μ – полное число мюонов в ансамбле, a_0 – экспериментальный коэффициент асимметрии. Параметры a_0, N_0 и N_f зависят только от поляризации пучка, эффективности счетчиков и фоновых условий эксперимента и могут быть измерены в контрольных опытах. Их характерные значения: a_0=0.25–0.30, N_0/N_μ=0.04–0.06, $N_f/N_0 \simeq 10^{-3}$.

Единственной величиной, зависящей от поведения мюонной поляризации, является в (1) функция $G(t)$, представляющая в наших условиях проекцию $\vec{P}(t)$ на направление исходной поляризации. Учитывая, что μ^+ останавливаются практически равномерно по объему образца, а магнитный момент каждого из них прецессирует вокруг направления произвольно ориентированного локального поля $\vec{h}$, $G(t)$ можно записать в виде:

$$G(t) = \int\left[\frac{h_z^2}{h^2} + \frac{h_x^2 + h_y^2}{h^2}\cdot\cos(\gamma_\mu ht)\right]W(\vec{h})d\vec{h}, \tag{2}$$

где ось Z направлена вдоль оси пучка; $\gamma_\mu \simeq 2\pi\cdot$ 13.55 кГц/Э – гиромагнитное отношение мюона; $W(\vec{h})$ – распределение локальных полей в образце. В принципе, $W(\vec{h})$ можно определить из эксперимента, но дальнейшая интерпретация данных, чаще всего, приводит к необходимости применения какой-либо физической модели вещества. Поэтому обычно такая модель используется для расчета вида $W(\vec{h})$ и $G(t)$, а ее применимость оценивается с помощью стандартной процедуры МНК.

Впрочем, уже простейший анализ экспериментальных $N_e(t)$ позволяет получить существенную информацию. Действительно, если характерное время изменения $\vec{h}$ – τ_c – значительно больше τ_μ, что почти всегда реализуется в магнитоупорядоченных состояниях ниже температуры фазового перехода, то первое слагаемое в (2) практически не зависит от времени. Его соотношение со вторым (осциллирующим) членом определяется только угловым распределением $\vec{h}$. Кстати сказать, на этой основе в ПИЯФ был разработан способ измерения магнитной текстуры электротехнических сталей, которая имеет большое значение для к.п.д. трансформаторов [2]. В наиболее распространенном случае изотропного углового распределения квазистатических локальных полей – нетекстурированные поликристаллы – легко видеть, что при отсутствии внешнего поля

$$G(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}\int \cos(\gamma_\mu h t) W(h) dh, \tag{3}$$

так как частота прецессии определяется только модулем поля. Вид интегрального слагаемого удобнее рассмотреть ниже для конкретных случаев. Заметим лишь, что он весьма чувствителен к соотношению первого $< h >= B$ и второго $< h^2 - < h >^2 >= \triangle^2$ моментов распределения. При $B \gg \triangle$ наблюдаются слабозатухающие осцилляции, а с ростом $\triangle/B$ скорость их релаксации возрастает.

Влияние более быстрых изменений $\vec{h}$ ($\tau_c < 10^{-5}$ с) зависит от величины $\gamma_\mu h \tau_c$. Если она оказывается много меньше единицы, то локальные поля практически не влияют на поведение мюонного спина. Этим, например, объясняется "невидимость" электронных моментов атомов в парамагнетиках, в которых $\tau_c \simeq 10^{-12}$ с. В промежуточном интервале 10^{-10} с $< \tau_c < 10^{-5}$ с вне области фазовых переходов возможна параметризация:

$$G(t) = G_s(t) \cdot G_d(t); \qquad G_d(t) = \exp(-\lambda t), \tag{4}$$

где $G_d(t)$ описывает релаксацию поляризации, обусловленную динамикой локальных полей, а $G_s(t)$ – поведение в квазистатических полях (см. (2),(3)).

Исследование магнетиков с конкурирующим обменным взаимодействием

Основной особенностью таких систем является случайный как по величине, так и по знаку характер обменного взаимодействия соседних магнитных атомов (С.Л.Гинзбург, 1989). Хотя эти материалы могут обладать вполне определенной кристаллической решеткой, их часто называют неупорядоченными магнетиками – в отличие от магнетиков, в которых реализуется обменное взаимодействие одного знака. В последнем случае возникающее ниже некоторой температуры ферро– или антиферромагнитное упорядочение всех спинов системы может быть описано лишь одним параметром порядка – намагниченностью $\vec{M}$. В неупорядоченных системах оказалось необходимым учесть и другой параметр – дисперсию локальной намагниченности Q. В работе С.Ф.Эдвардса и П.В.Андерсона (1975) было теоретически показано, что в немагнитной среде с малым содержанием магнитных атомов (разбавленные системы) с понижением температуры возможен переход из парамагнитного состояния ($\vec{M} = 0$, $Q = 0$) в состояние с $\vec{M} = 0$, $Q \neq 0$, названное спиновым стеклом – SG. Дальнейшие расчеты С.Киркпатрика и Д.Шерингтона (1978) показали, что такой переход возможен и в концентрированных системах с большим содержанием магнитных атомов, взимодействующих как ферромагнитным, так и антиферромагнитным образом. Более того, в зависимости от соотношения парных взаимодействий обоих видов, переход в состояние SG возможен не только непосредственно из парамагнетика,

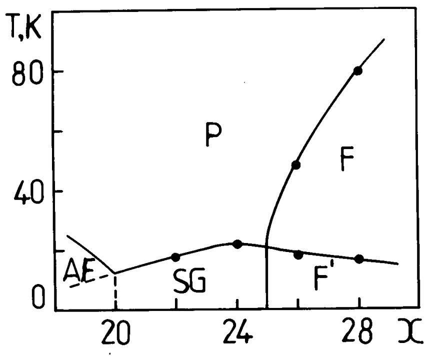

Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма сплава $Fe_{82-x}Ni_xCr_{18}$. P, F, AF – пара-, ферро- и антиферромагнитная фазы. SG и F' – фазы спинстекольного типа.

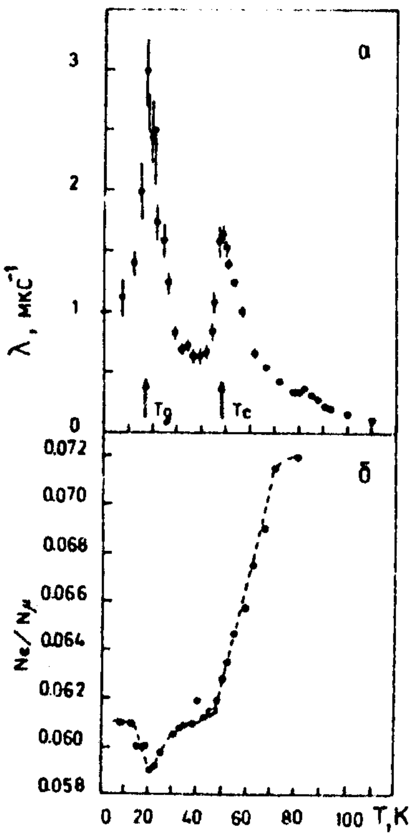

Рис. 2. Температурные зависимости динамической релаксации $\lambda(T)$ (а) и интегрального выхода позитронов (б) в $Fe_{54}Ni_{26}Cr_{18}$.

но и через промежуточное магнитоупорядоченное состояние с $\vec{M} \neq 0$. Так как при этом возникают продольный и поперечный к $\vec{M}$ параметры $Q_{\parallel}$ и $Q_{\perp}$, то промежуточная фаза может являться либо коллинеарным магнетиком ($Q_{\parallel} \neq 0$, $Q_{\perp} = 0$), либо суперпозицией ферромагнитного (вдоль $\vec{M}$) и спинстекольного (в перпендикулярной плоскости) порядков – асперомагнетиком ($Q_{\parallel} \neq 0$, $Q_{\perp} \neq 0$). Заметим, что асперомагнитная фаза, как и SG, должна быть неэргодической, то есть в промежуточной фазе возможен переход из эргодического в неэргодическое состояние с дальним магнитным порядком. Таким образом, в неупорядоченных магнетиках можно ожидать богатый спектр фазовых состояний, но вопрос о том, какие из них в действительности реализуются в тех или иных условиях, требует, конечно, экспериментального исследования. Однако, если свойства разбавленных систем (например, $Cu_{1-x}Mn_x$ с $x \leq 0.05$) были к 1985 году достаточно хорошо изучены с помощью различных методов, то для концентрированных систем некоторые принципиальные вопросы оставались невыясненными.

Исследовавшийся нами [3, 4] сплав $Fe_{82-x}Ni_xCr_{18}$ имеет типичную для таких систем фазовую диаграмму (рис.1). Согласно имевшимся на тот момент данным, низкотемпературное состояние, полученное как непосредственно из парамагнитной фазы ($20 < x < 25$), так и через промежуточные антиферромагнитную ($x < 20$) или ферромагнитную ($x > 25$) фазы, обладало характерными для спинового стекла свойствами. Но идентичность его магнитной структуры в указанных диапазонах экспериментально не проверялась. Как не было проведено и сравнение со структурой спинстекольного состояния в разбавленных системах. Открытым оставался вопрос об образовании в AF- и F- фазах асперомагнитного состояния, как предшественника спинового стекла. Надо заметить, что при исследовании промежуточной фазы с помощью радиочастотных методов и рассеяния нейтронов возникал ряд специфических трудностей. Существовала даже некоторая неоднозначность при определении температуры перехода в низкотемпературную фазу.

Привлечение μSR в значительной мере помогло прояснить экспериментальную ситуацию. Дело в том, что в области фазового перехода с необходимостью возникают сильные флуктуации локальных полей, связанные либо со спонтанными корреляциями спинов атомов ($P \to F, AF$), либо с перестройкой магнитной структуры ($F, AF \to SG$). Эти флуктуации приводят к появлению динамической релаксации поляризации мюонов (см.(4) и рис.2а), причем максимум пика в зависимости $\lambda(T)$ соответствует температуре, ниже которой возникает новая магнитная фаза, – температуре фазового перехода. Приведенная на рис.2а зависимость $\lambda(T)$ типична для всех образцов с $x < 20$ и $x > 25$. Первый (высокотемпературный) пик соответствует переходу $P \to F(AF)$, второй – переходу в спинстекольное состояние. Это хорошо видно из температурной зависимости интегрального выхода позитронов, измеренной при $H = 0$ (рис. 2б):

$$n_e = N_e/N_\mu = N_\mu^{-1} \int N_e(t)dt, \tag{5}$$

где интегрирование проводится в интервале $t = 0 \div 5\tau_\mu$. Как легко видеть из (1)–(5), n_e имеет некоторое максимальное значение n_e^{max} в далекой парамагнитной области при $H = 0$ (в наших условиях при отсутствии деполяризации мюонов $G(t) = 1$). А при достаточно большом $H_\perp$ выход позитронов n_e^{min} минимален (так как $G(t) = \cos(\gamma_\mu Ht)$ и $\gamma_\mu H\tau_\mu \gg 1$) и соответствует случаю полной деполяризации мюонов. Таким образом, уменьшение измеряемого в $H = 0$ выхода позитронов n_e при понижении температуры непосредственно свидетельствует о возникновении в объеме образца спонтанных локальных магнитных полей. В магнетиках эти поля, как правило, достаточно велики, чтобы имитировать полную деполяризацию мюонов, и n_e может быть отличен от n_e^{min} лишь из-за наличия составляющих h_z (см.(2)). В поликристаллических нетекстурированных образцах ниже магнитного перехода величина n_e независимо от типа образовавшейся магнитной фазы принимает значение $n_e^{min} + 1/3(n_e^{max} - n_e^{min})$, если локальные поля являются квазистатическими. Флуктуации же локальных полей вызовут дальнейшее уменьшение n_e. Поэтому, из рис. 2б видно, что вблизи $T = 20$ К имеет место переход из одной магнитной фазы в другую. Эта оригинальная методика, предложенная и развитая в ПИЯФ [5], оказывается действенной при определении положения фазовых переходов и поиске эффектов необратимости, а также позволяет оптимальным образом выбрать те условия, при которых основная (и наиболее сложная) задача эксперимента – измерение распределения локальных полей – может быть решена наиболее эффективно.

Важное значение для решения этой задачи имеет определение вида $G(t)$. Для магнетиков этот вопрос исследовался во многих работах, но все они относились либо к упорядоченным системам, либо к разбавленным спиновым стеклам с $\vec{M} = 0$. В настоящей работе возникла необходимость рассмотреть состояние с $\vec{M} \neq 0$, что было сделано сотрудниками лаборатории в работе [6]. В рамках феноменологического подхода, основанного на выражении (2), было получено наиболее общее выражение для $G(t)$ в неупорядоченных магнетиках, включая и асперомагнетик. Заметим, что параметры распределения локальных полей B и Δ в определенном смысле являются аналогами параметров порядка $\vec{M}$ и Q. Тогда для случая $B \neq 0$ и $\Delta_\| = \Delta_\perp = \Delta$ удается получить следующее аналитическое выражение для лоренцева ($\alpha = 1$) и гауссова ($\alpha = 2$) типов распределения:

$$G(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}\left[\cos(\gamma_\mu Bt) + (\gamma_\mu \Delta t)^\alpha \frac{\sin(\gamma_\mu Bt)}{\gamma_\mu Bt}\right] e^{-\frac{(\gamma_\mu \Delta t)^\alpha}{\alpha}}, \tag{6}$$

которое в предельных случаях $B = 0$ или $\Delta_\perp = 0$ переходит в известные ранее $G(t)$ для, соответственно, спинстекольного и коллинеарного состояний.

Сравнение (6) с экспериментом показало, что в образцах с $x > 25$ промежуточная фаза является асперомагнетиком. Наиболее явно различие между этим состоянием и коллинеарным магнетиком проявляется при наложении внешнего магнитного поля (рис. 3). Интересно отметить, что образование асперомагнитного состояния происходит, по-видимому, в непосредственной близости от перехода в ферро-фазу. Температурные зависимости B и

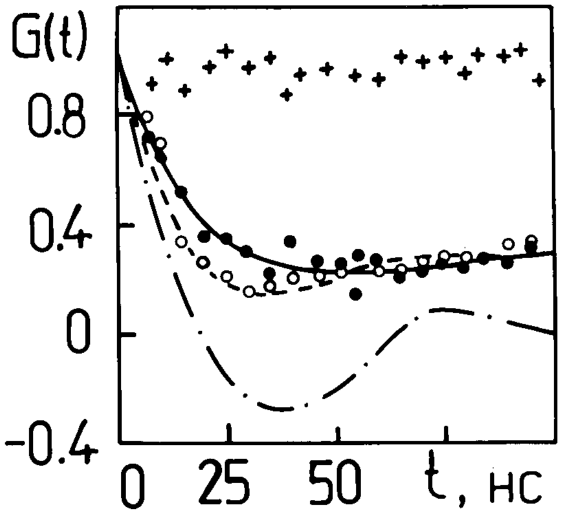

Рис. 3. Функции $G(t)$ для $Fe_{56}Ni_{26}Cr_{18}$ при $H = 0$, $T = 95$ K (крестики) и $T = 40$ K (темные точки) и при $H_\perp = 350$ Э, $T = 40$ K (светлые точки). Сплошная линия–расчет по формуле (6) для $H = 0$. Полученные B и Δ использованы для расчета $G(t)$ при $H_\perp = 350$ Э в асперомагнитном (пунктир) и коллинеарном (штрих-пунктир) состояниях.

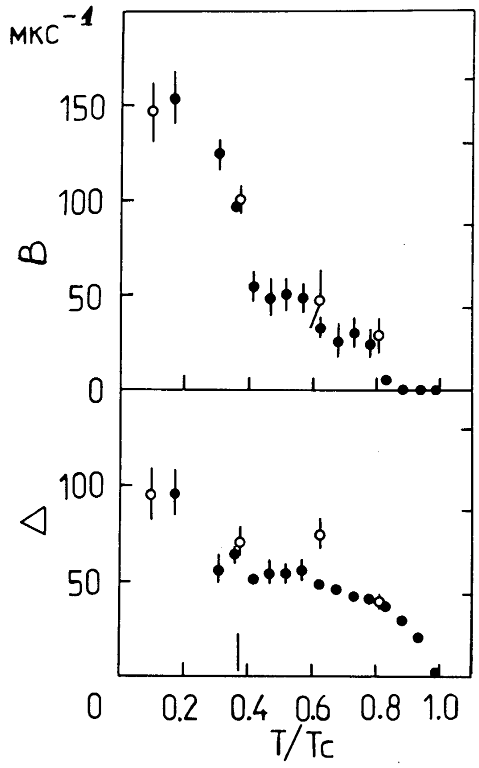

Рис. 4. Температурные зависимости B и Δ при $H = 0$, полученные с помощью (6), для образцов $Fe_{56}Ni_{26}Cr_{18}$ (темные точки) и $Fe_{54}Ni_{28}Cr_{18}$ (светлые точки).

Δ (рис. 4) свидетельствуют, что структура низкотемпературного состояния для $x > 25$ существенно отличается от структуры состояния SG, наблюдаемой в разбавленных системах. Действительно, ниже второго перехода происходит увеличение не только Δ, но и B, что указывает на сохранение определенного ферромагнитного порядка вплоть до 5 K. В то же время, в образцах с $x = 22$ и 24 спинстекольное состояние, полученное из парамагнетика, характеризуется $B \simeq 0$, а температурная зависимость Δ соответствует ожидаемому поведению Q. Единственной специфической особенностью состояния SG здесь является то, что распределение локальных полей, скорее, соответствует гауссовому типу, тогда как в разбавленных системах наблюдается лоренцево распределение. Температурные зависимости радиуса магнитных корреляций R_c, полученные путем сопоставления данных μSR и деполяризации нейтронов в образцах с $x = 24$ и $x = 26$, также имеют различное поведение [7]. Для $x = 24$ величина R_c, как и в разбавленных системах, с понижением T стремится к нулю, а для $x = 26$ R_c при переходе $F \rightarrow SG$ уменьшается от 1000Å до 100Å и остается на этом уровне. Исследование образцов с $x = 16$ и 18 показали [4], что образо-

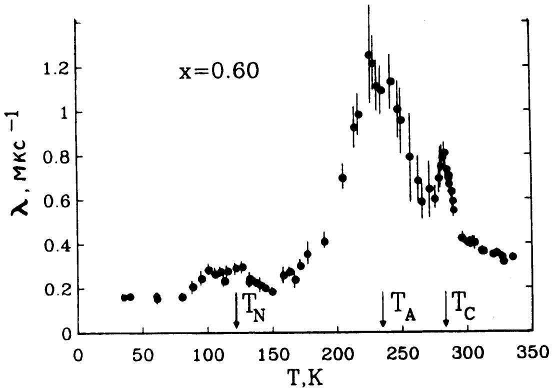

Рис. 5. Температурная зависимость динамической релаксации мюонов в $Fe_{0.6}Mn_{0.4}Pt_3$ при $H = 0$. Стрелками обозначены переходы в ферромагнитную (T_c), смешанную (T_N) и неэргодическую (T_A) фазы.

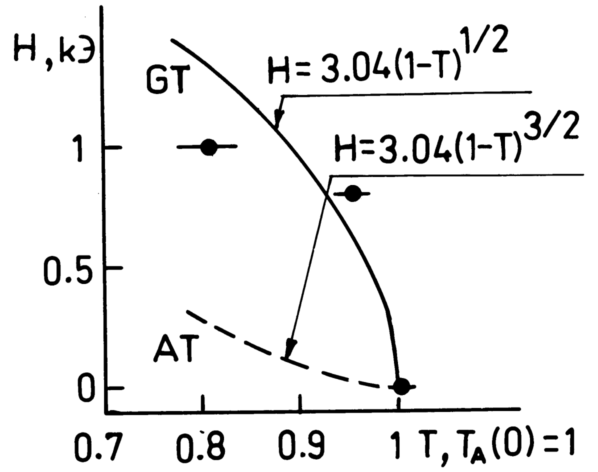

Рис. 6. Полевая зависимость T_A в образце $Fe_{0.6}Mn_{0.4}Pt_3$. Сплошная линия – зависимость Габея – Тулуза (GT), пунктирная линия – зависимость Альмейды – Таулесса (AT).

вание асперомагнитной фазы, предшествующей переходу в состояние SG, имеет место и в AF–фазе. Правда, структура низкотемпературного состояния оказалась более сложной. А именно, в этом состоянии наблюдалось присутствие и спинстекольного порядка с $B = 0$, и асперомагнитной фазы с $B \neq 0$. Причина этой особенности антиферромагнитной части диаграммы в настоящий момент не ясна.

Таким образом, μSR–исследования сплава $Fe_{82-x}Ni_xCr_{18}$ в основном подтверждают и даже дополняют изложенный выше теоретический сценарий. За тем лишь исключением, что внутри промежуточной фазы не удалось зарегистрировать сколько-нибудь существенной спиновой динамики, связанной с появлением неэргодической асперомагнитной фазы. Предполагая, что такая динамика могла оказаться незначительной по сравнению с более сильными флуктуациями полей от довольно близко расположенных переходов $P \rightarrow F(AF)$ и $F(AF) \rightarrow SG$, исследования этого процесса были продолжены в другой концентрированной системе – сплаве $Fe_xMn_{1-x}Pt_3$. На фазовой диаграмме этого соединения при $x = 0.66$ имеется трикритическая точка, разделяющая P-,F- и AF- состояния, вблизи которой методом нейтронографии было обнаружено смешанное состояние, характеризующееся как ферро-, так и антиферромагнитным параметрами порядка. Это состояние является низкотемпературным и возникает при $x < 0.66$ после прохождения через ферромагнитную фазу. Причем согласно данным магнитных измерений, ниже T_c внутри ферро–фазы возникает слабая необратимость восприимчивости, свидетельствующая, обычно, о появлении неэргодичности в системе.

Методом μSR, были исследованы образцы с x=0.45, 0.55, 0.6 и 0.65 и с $x = 0.8$ [8, 9]. Было установлено, что в последнем образце присутствует только один фазовый переход $P \rightarrow AF$, тогда как во всех образцах с $x < 0.66$ температурная зависимость динамической релаксации при $H = 0$ содержала три пика. Приведенная на рис.5 зависимость $\lambda(T)$ для образца с $x = 0.60$, типичная и для других образцов с $x < 0.66$, наглядно демонстрирует наличие сильной спиновой динамики не только вблизи переходов в ферро–фазу (T_c) и в смешанное состояние (T_N), но и внутри самой ферро–фазы. Положение максимума третьего пика (T_A) во всех этих образцах примерно соответствует температуре, ниже которой возникает отмеченная выше необратимость восприимчивости. Это позволяет предположить, что вблизи T_A имеет место переход в неэргодическое магнитоупорядоченное состояние.

Довольно высокая скорость динамической релаксации и очень малые размеры образцов не позволили нам надежно определить вид и параметры распределения квазистатических локальных полей. Поэтому, с целью получения информации о полевой зависимости T_A, в образце с $x = 0.60$ были проведены измерения $\lambda(T)$ во внешнем магнитном поле $H_{||}$. Дело в том, что, согласно расчетам М.Габея и Г.Тулуза (1981), температура перехода в неэргодическое состояние с дальним магнитным порядком должна иметь специфическую полевую зависимость. Для гейзенберговских магнетиков положение такого перехода на (H, T) – диаграмме описывается линией Габея-Тулуза, а для изинговских - линией Алмейды-Таулесса. Полученная нами зависимость (рис.6), скорее, соответствует первому случаю, то есть неэргодичность в этой системе возникает, по-видимому, в результате замораживания поперечных составляющих магнитных моментов.

Исследование магнетизма и высокотемпературной сверхпроводимости в оксидных соединениях

Согласно теории БКШ, представляется крайне маловероятным, что слабое электрон-фононное взаимодействие может привести к существованию сверхпроводимости при температурах выше 30–40 К. Поэтому открытие высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), обнаруженной, начиная с 1986 года, в целом ряде оксидных соединений, резко активизировало поиск новых, нетрадиционных механизмов спаривания носителей заряда. Один из подходов к проблеме механизма ВТСП, которая, надо заметить, остается не разрешенной до сих пор, основан на том, что существенную роль в процессе спаривания могли бы играть корреляции магнитных моментов атомов меди в CuO_2 – плоскостях (В.Дж.Эмери, 1987). В значительной мере это предположение опирается на тот факт, что все известные в настоящее время соединения, обладающие ВТСП, испытывают концентрационный переход от сверхпроводника к диэлектрическому антиферромагнетику. Так, к концу 1987 года было установлено, что в $La_{2-x}(Sr,Ba)_xCuO_4$, имеющем при $x \simeq (0.15-0.20)$ температуру сверхпроводящего перехода $T_c \simeq 40$ К, уменьшение содержания Sr или Ba понижает T_c до нуля, а при $x < (0.05 - 0.07)$ возникает антиферромагнитное упорядочение моментов меди. Экспериментальная фазовая диаграмма оказалась в хорошем согласии с рассчитанной в работе А.Ахарони и др. (1988). Фазовая диаграмма указывает на переход в состояние спинового стекла вблизи $x = (0.05 - 0.07)$. Аналогичный концентрационный переход был обнаружен и в другом соединении – $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ $(0 \leq x \leq 1, \quad T_c \simeq 90$ К при $x \simeq 1)$ вблизи $x = (0.4 - 0.5)$, но свойства этого материала, открытого лишь в начале 1987 года, были, конечно, на тот момент исследованы очень поверхностно. Основной задачей на-

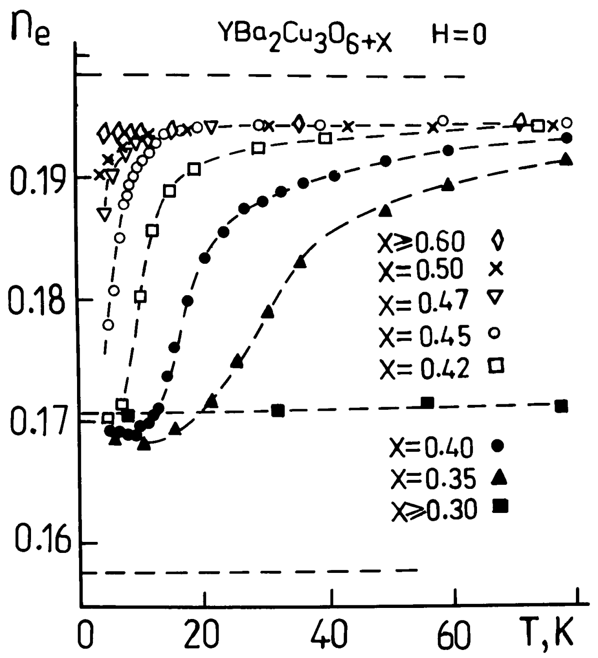

Рис. 7. Температурные зависимости интегрального выхода позитронов n_e при $H=0$ в керамике $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ с различным содержанием кислорода. Пунктирные прямые: верхняя – n_e^{max}, нижняя – n_e^{min}, средняя – $n_e^{min} + 1/3(n_e^{max} - n_e^{min})$.

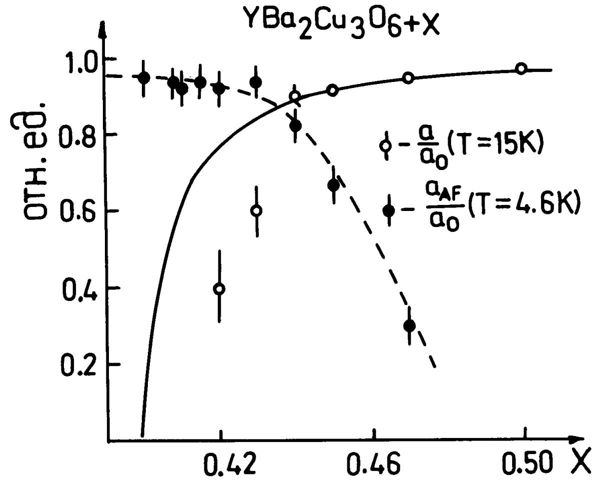

Рис. 8. Относительные объемы образцов, занятые сверхпроводящей фазой при 4.6 К (сплошная линия – измерения восприимчивости) и при 15 К (светлые точки – μSR), а также магнитной фазой при 4.6 К (темные точки – μSR, пунктирная кривая проведена для наглядности).

чатых нами в этих условиях μSR–исследований высокотемпературных сверхпроводников являлось, поэтому, систематическое изучение свойств керамики $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ в зависимости от содержания кислорода [10]. Особое внимание было уделено области $0.30 \leq x \leq 0.60$, в которой имелась возможность сосуществования сверхпроводимости и магнетизма атомов меди. Приведенные на рис.7 зависимости $n_e(T)$ (см. (5)) свидетельствуют, что в образцах с $x \geq 0.60$ влияние электронных моментов на поведение поляризации μ^+ не наблюдается вплоть до 4.6 К. Следовательно, времена корреляции этих моментов не превышают $(10^{-10}-10^{-9})$ с. Небольшое отличие n_e от n_e^{max}, как показывает анализ экспериментальных $G(t)$, вызвано здесь слабыми ($\sim$ 5 Гс) дипольными полями ядерных магнитных моментов меди. Заметим, что переход в сверхпроводящее состояние ($T_c \simeq 60$ К для $x = 0.60$) с точностью до 0.3% тоже не влияет на деполяризацию мюонов, если измерения проводятся при $H = 0$.

В образцах с $x \leq 0.50$ ниже некоторой температуры возникают значительно более сильные спонтанные локальные поля, обусловленные долгоживущими корреляциями атомных моментов, то есть, имеет место переход в магнитную фазу. Для $x \leq 0.30$ эта фаза, как было установлено с помощью нейтронной дифракции, является антиферромагнитной с температурой перехода $T_N > 300$ К. При $T < T_N$ локальные магнитные поля приобретают квазистатический характер и, вследствие гранулярной структуры образцов, ориентированы изотропно. То, что в образцах с $x \leq 0.42$ с понижением температуры величина n_e достигает значения $n_e^{min} + 1/3(n_e^{max} - n_e^{min})$, указывает, что при $T = 4.6$ К объем магнитной фазы составляет около 95% объема этих образцов. Этот вывод подтверждает и анализ $G(t)$, измеренных при $H = 0$ и $T < T_N$. При этом было установлено, что в интервале $0.2 \leq x \leq 0.42$ с ростом x происходит почти четырехкратное увеличение неоднородности локальных полей, тогда как их средняя величина изменяется менее, чем на 20%. То есть при подходе к области существования сверхпроводимости ($x > 0.40$) происходит значительное нарушение дальнего магнитного порядка. Однако, вид функций $G(t)$, измеренных при 4.6 К, во всех этих образцах соответствует, скорее, случаю коллинеарного магнетика, чем асперомагнитному или спинстекольному состояниям. Кроме того, для $x \leq 0.40$ не было обнаружено явлений необратимости, свойственных неэргодическим состояниям.

В отличие от случая $H = 0$, поведение поляризации мюонов во внешнем магнитном поле $H_\perp$ сильно изменяется при переходе от "нормального" проводника (парамагнетика) к сверхпроводимости. При охлаждении образца в постоянном внешнем поле (процедура FC) функция $G(t)$ может быть аппроксимирована выражением:

$$G(t) = a_o^{-1}[a \cdot e^{-\sigma^2 t^2} \cos(\gamma_\mu B t) + a_N \cdot e^{-\sigma_N^2 t^2} \cos(\gamma_\mu H t)]. \tag{7}$$

Выше перехода ($T > T_c$) $a/a_o = 0$ и $G(t)$ имеет вид слабозатухающих осцилляций ($\sigma_N \simeq 0.08 \cdot 10^6$ с$^{-1}$) с частотой, соответствующей внешнему полю H. В сверхпроводящей фазе из-за образования вихревой структуры (ВТСП–сверхпроводимость II рода) дисперсия полей резко возрастает, так что $\sigma > \sigma_N$. Одновременно происходит частичное вытеснение магнитного потока из образца, приводящее к уменьшению, по сравнению с H, среднего значения локальных полей B. Измерения зависимостей $\sigma(T)$ и $B(T)$ показали, что сверхпроводящий переход имел место во всех образцах с $x > 0.40$. Температура перехода возрастала от 35 К для $x = 0.42$ до 90 К для $x = 0.95$, что хорошо согласуется с данными других методов. Несмотря на то, что при $x < 0.55$ наблюдалось уширение перехода, относительный объем сверхпроводящей фазы, определенный из соотношения a/a_o (см. (7)), при 15 К составлял не менее 95% для $x \geq 0.45$ и достигал 40% для $x = 0.42$ (рис.8).

Определение объема сверхпроводящей фазы при 4.6 К для $x < 0.50$ с помощью метода μSR становится затруднительным, так как неоднородность спонтанных локальных полей в магнитной фазе значительно превышает дисперсию полей в вихревой решетке. Для этой цели были использованы данные измерений намагниченности наших образцов в переменном магнитном поле 0.25 Гс, нормированные на результаты, полученные для эталонного свинцового образца таких же размеров. Результаты обоих методов хорошо совпадали при $T = 15$ К.

Таким образом, из рис.8 видно, что относительные объемы и магнитной, и сверхпроводящей фаз в образцах с $x = (0.41 - 0.43)$ при 4.6 К составляют не менее 70–80% объема образцов. Тщательные сравнительные исследования несверхпроводящего ($x = 0.40$) и сверхпроводящего ($x = 0.42$) образцов показали, что в них отсутствует сколько-нибудь заметная макроскопическая неоднородность содержания кислорода, а структура магнитного упорядочения не испытывает качественного изменения. Следовательно, по крайней мере, в интервале $0.41 \leq x \leq 0.43$ магнетизм атомов меди и сверхпроводимость сосуществуют на расстояниях масштаба нескольких элементарных ячеек. Другой особенностью ВТСП является сильная анизотропия, обусловленная, по-видимому, слоистой кристаллической структурой оксидных соединений. Действительно, токонесущая способность новых

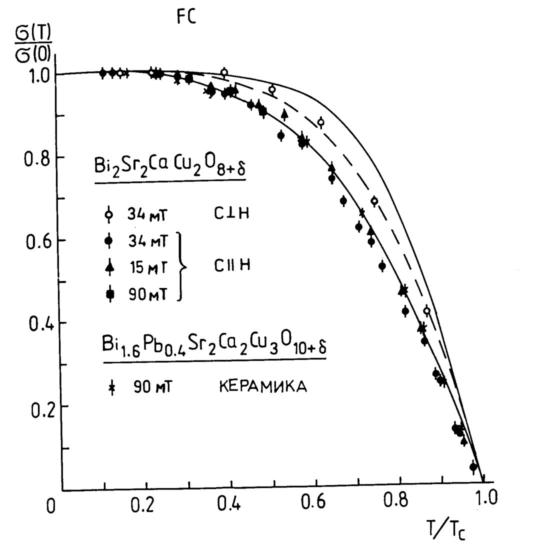

Рис. 9. Температурные зависимости дисперсии локальных полей вихревой решетки. Пунктирная линия – зависимость $1-(T/T_c)^4$. Сплошные линии – расчет в приближении сильной связи (нижняя – "чистый" предел, верхняя – "грязный" предел).

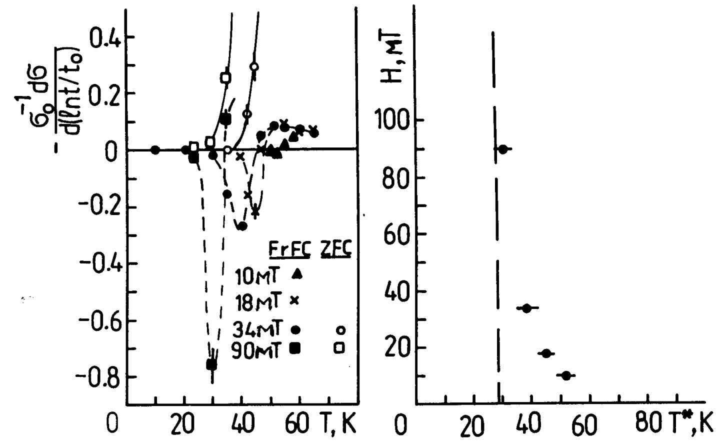

Рис. 10. Температурные зависимости скорости изменения дисперсии локальных полей градиентного потока (слева, кривые проведены для наглядности) и полевая зависимость температуры плавления вихревой решетки T^* (справа, пунктирная прямая – экстраполяция данных из работы П.Л.Гаммела и др. (1988) в область малых полей).

сверхпроводников вдоль атомных плоскостей (кристаллографическая плоскость ab) оказывается в несколько раз больше, чем в перпендикулярном к ним направлении (вдоль кристаллографической оси c). Надо заметить, что квазидвумерный характер ВТСП, как предполагается, также может способствовать повышению T_c. Поэтому, наряду с системой $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, нами было проведено тщательное исследование текстурированного сверхпроводника $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ [11], в котором влияние анизотропии ВТСП могло проявиться более явно из-за большей, чем в иттриевой системе, изолированности плоскостей CuO_2.

Представленные на рис.9 зависимости дисперсии локальных полей при $T < T_c$ получены в условиях FC и $H \gg H_{c1}$, которые обеспечивают образование достаточно регулярной вихревой решетки. В этом случае величина σ непосредственно связана с одной из фундаментальных характеристик сверхпроводников – глубиной проникновения магнитного поля δ (В.Барфорд и Дж.М.Ф.Ганн, 1988):

$$\sigma(T) = const \cdot \delta^{-2}(T), \tag{8}$$

где при $H \| c \quad \delta = \delta_{ab}$, при $H \perp c \quad \delta = (\delta_{ab} \cdot \delta_c)^{1/2}$ и для керамики $\delta \simeq 1.23 \cdot \delta_{ab}$. Измеренная таким образом зависимость $\delta(T)$ в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ как для керамических, так и для монокристаллических образцов хорошо соответствует известному соотношению $\delta(T) = \delta(0) \cdot [1-(T/T_c)^4]^{-1/2}$, свойственному и изотропным "низкотемпературным" сверхпроводникам. Однако, в висмутосодержащих соединениях $\delta(T)$, скорее, соответствует случаю сильной связи (Дж.Раммер, 1988). Причем, если для δ_{ab} реализуется "чистый" предел, когда длина свободного пробега носителей существенно больше длины когерентности, то для δ_c эти величины, по-видимому, одного порядка. То есть, несмотря на малую длину когерентности (20–30Å), в высокотемпературных сверхпроводниках возможен и "грязный" предел. Следовательно, гипотеза о существовании универсальной для всех соединений однозначной взаимосвязи между T_c и приведенной концентрацией носителей n_s/m_s (Дж.Уемура и др., 1988), основанная на использовании только "чистого" предела, нуждается в определенном пересмотре.

Причина наблюдаемого различия $\delta(T)$ в иттриевых и висмутовых сверхпроводниках в настоящий момент не вполне ясна. Возможно, это связано с отмеченной выше разной степенью двумерности ВТСП в этих системах. Тем более, что в висмутовых соединениях сильнее проявляется и другая особенность ВТСП – "гигантский" крип магнитного потока при $T \ll T_c$. Это явление было исследовано нами в текстурированном образце $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ как после выключения внешнего магнитного поля H, в котором проводилось охлаждение (процедура FrFC), так и после приложения этого же поля H к образцу, охлажденному при $H = 0$ (процедура ZFC). Включение и выключение поля производилось при определенной температуре. В обоих случаях при $T < 30$ К структура магнитного потока соответствовала модели критического состояния, когда в части образца сохранялось исходное распределение локальных полей, а в остальном объеме распределение становилось значительно более неоднородным из-за возникновения градиента магнитного потока. Параметры градиентного потока и занимаемый им объем оставались почти неизменными в течение нескольких часов после изменения H и слабо зависели от температуры, то есть имел место случай сильного пиннинга. Но в области $T > 30$ К выше некоторой температуры T^*, зависящей от величины H, появлялась сильная логарифмическая временна́я зависимость параметров градиентного потока, причем скорость их изменения достигала десятков процентов в час (рис.10).

Подробный анализ полученных данных показывает, что это явление трудно объяснить только термоактивационным механизмом крипа. Например, в этом случае объем образца, занимаемый градиентным потоком, был бы одинаков для FrFC и ZFC, так как он определяется величиной критического тока при данной температуре. Такое равенство действительно имеет место в области сильного пиннинга, но вблизи T^* оно существенно нарушается. Здесь в случае FrFC подвижность магнитного потока возникает и в тех областях, где, согласно данным ZFC, заметный градиент потока должен отсутствовать. По нашему мнению, появление "гигантского" крипа при $T \ll T_c$ обусловлено, скорее, "плавлением" вихревой решетки – эффектом, связанным с квазидвумерным характером ВТСП (Д.С.Фишер, 1980).

Список литературы

[1] *S.G.Barsov, A.L.Getalov, V.A.Gordeev, S.P.Kruglov, L.A.Kuzmin, S.M.Mikirtychyants, G.V.Shcherbakov, V.G.Baryshevskii, S.A.Kuten, V.I.Rapoport.* // Hyperfine Int.,1986. V.32. P.631.

[2] *С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, В.А.Гордеев, С.П.Круглов, Л.А.Кузьмин, С.М.Микиртычьянц, Г.В.Щербаков, В.Ю.Милосердин.* // Известия АН СССР, 1982. Т.46 (Вып.4). С.643.

[3] *S.G.Barsov, A.L.Getalov, S.L.Ginsburg, V.P.Koptev, S.P.Kruglov, L.A.Kuzmin, S.V.Maleev, E.I.Maltsev, S.M.Mikirtychyants, N.A.Tarasov, G.V.Shcherbakov, V.G.Grebinnik, V.N.Duginov, A.B.Lazarev, V.G.Olshevski, S.N.Shilov, V.A.Zhukov, I.I.Gurevich, B.F.Kirillov, A.I.Klimov, B.A.Nikolski, A.V.Pirogov, A.N.Ponomarev, V.A.Suetin.* // Hyperfine Int., 1990. V.64. P.415.

[4] *Г.А.Такзей, С.Г.Барсов, М.В.Гавриленко, А.Л.Геталов, И.В.Голосовский, Ю.П.Гребенюк, Ф.М.Двоеглазов, В.П.Коптев, Л.А.Кузьмин, С.М.Микиртычьянц, В.П.Плахтий, Ф.Б.Сурженко, И.И.Сыч, В.П.Харченков, Г.В.Щербаков.* // ЖЭТФ, 1991. Т.100. С.1536.

[5] *С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, В.П.Коптев, Л.А.Кузьмин, С.М.Микиртычьянц, Н.А.Тарасов, Г.В.Щербаков.* Препринт ЛИЯФ–1312, Гатчина, 1987. 29с.

[6] *В.П.Коптев, Н.А.Тарасов.* Препринт ЛИЯФ–1313, Гатчина,1987. 20с.

[7] *В.П.Коптев, С.В.Малеев, Н.А.Тарасов.* Препринт ЛИЯФ–1379, Гатчина,1988. 17с.

[8] *С.Г.Барсов, Г.П.Гасникова, А.Л.Геталов, В.П.Коптев, С.А.Котов, Л.А.Кузьмин, А.З.Меньшиков, С.М.Микиртычьянц, Г.В.Щербаков.* // Письма в ЖЭТФ, 1993. Т.57 (Вып.10). С.651.

[9] *С.Г.Барсов, Г.П.Гасникова, А.Л.Геталов, В.П.Коптев, С.А.Котов, Л.А.Кузьмин, А.З.Меньшиков, С.М.Микиртычьянц, Г.В.Щербаков.* // Письма в ЖЭТФ, 1994. Т.60 (Вып.11). С.784.

[10] *С.Г.Барсов, А.А.Васильев, А.Л.Геталов, В.П.Коптев, Л.А.Кузьмин, С.М.Микиртычьянц, Г.В.Щербаков, В.И.Кулаков, Р.К.Николаев, Н.С.Сидоров, В.К.Федотов, В.М.Муковский, А.С.Нигматулин, С.Е.Струнин.* // Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1992. Т.5 (Вып.3). С.464.

[11] *С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, В.П.Коптев, И.Я.Коренблит, Л.А.Кузьмин, С.М.Микиртычьянц, Г.В.Щербаков, Н.С.Сидоров, С.Г.Карабашев, А.С.Нигматулин.* // Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1994. Т.7. С.1037.