

- [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.Плзтий, Ф.Б.Сурженко, И.И.Сыч, В.П.Харченко, 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.Коренбит, 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.

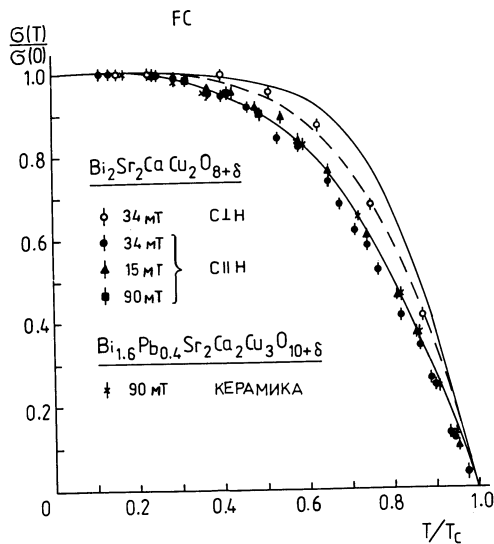
когда длина свободного пробега носителей существенно больше длины когерентности, то для  $\delta_c$  эти величины, по-видимому, одного порядка. То есть, несмотря на малую длину когерентности (20–30 Å), в высокотемпературных сверхпроводниках возможен и "грязный" предел. Следовательно, гипотеза о существовании 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  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  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 временная зависимость параметров градиентного потока, причем скорость их изменения достигала десятков процентов в час (рис.10).

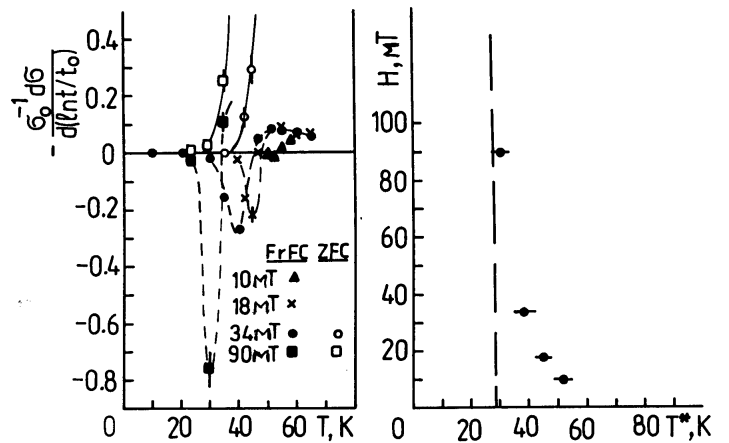
Подробный анализ полученных данных показывает, что это явление трудно объяснить только термоактивационным механизмом крипа. Например, в этом случае объем образца, занимаемый градиентным потоком, был бы одинаков для FrFC и ZFC, так как он определяется величиной критического тока при данной температуре. 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.



**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  $\sigma$  непосредственно связана с одной из фундаментальных характеристик сверхпроводников — глубиной проникновения магнитного поля  $\delta$  (В.Барфорд и Дж.М.Ф.Ганн, 1988):

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

где при  $H \parallel c$   $\delta = \delta_{ab}$ , при  $H \perp c$   $\delta = (\delta_{ab} \cdot \delta_c)^{1/2}$  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  $\delta_{ab}$  реализуется ”чистый” предел,

зистатический 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:

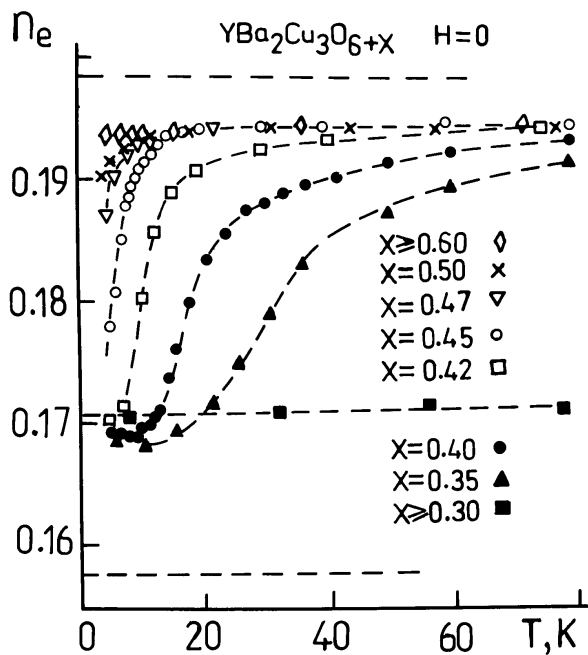
$$G(t) = a_o^{-1} [a \cdot e^{-\sigma^2 t^2} \cos(\gamma_{\mu} B t) + a_N \cdot e^{-\sigma_N^2 t^2} \cos(\gamma_{\mu} H t)]. \quad (7)$$

Выше перехода ( $T > T_c$ )  $a/a_o = 0$  и  $G(t)$  имеет вид слабозатухающих осцилляций ( $\sigma_N \simeq 0.08 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ) 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).

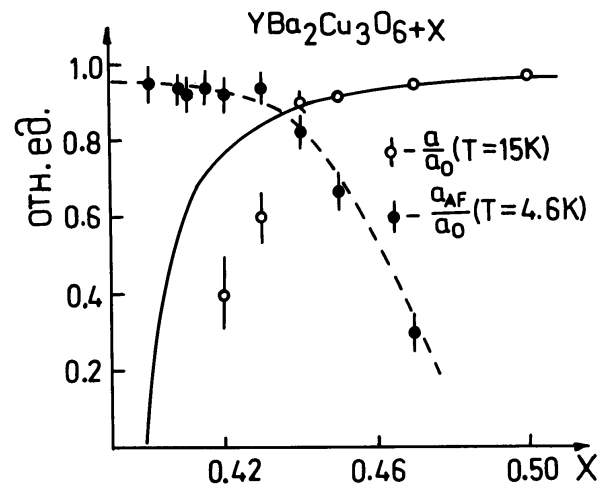
Определение объема сверхпроводящей фазы при 4.6 К для  $x < 0.50$  с помощью метода  $\mu\text{SR}$  становится затруднительным, так как неоднородность спонтанных локальных полей в магнитной фазе значительно превышает дисперсию полей в вихревой решетке. Для этой цели были использованы данные измерений 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

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  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  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 —  $\mu\text{SR}$ ), а также магнитной фазой при 4.6 К (темные точки —  $\mu\text{SR}$ , пунктирная кривая проведена для наглядности).

чатых нами в этих условиях  $\mu\text{SR}$ -исследований высокотемпературных сверхпроводников являлось, поэтому, систематическое изучение свойств керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  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  $\mu^+$  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 ква-

никает слабая необратимость восприимчивости, свидетельствующая, обычно, о появлении неэргодичности в системе.

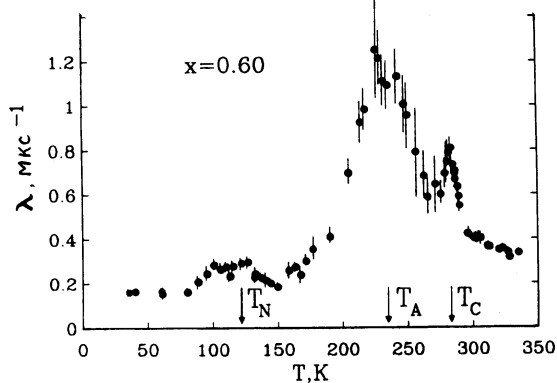
Методом  $\mu\text{SR}$ , были исследованы образцы с  $x=0.45, 0.55, 0.6$  и  $0.65$  и с  $x = 0.8$  [8, 9]. Было установлено, что в последнем образце присутствует только один фазовый переход  $P \rightarrow AF$ , тогда как во всех образцах с  $x < 0.66$  температурная зависимость динамической релаксации 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  $H_{\parallel}$ . 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.

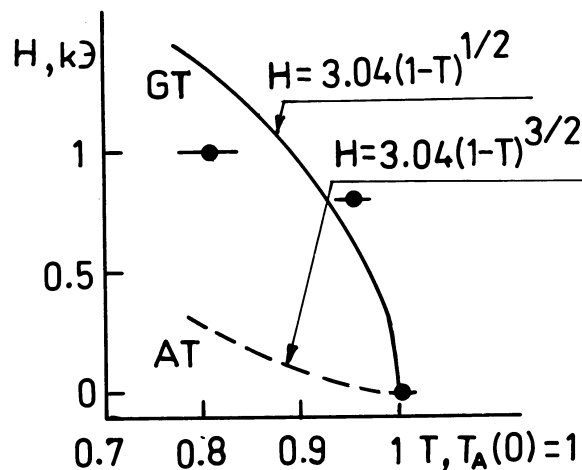
## **Исследование магнетизма и высокотемпературной сверхпроводимости в оксидных соединениях**

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  $\text{CuO}_2$  – 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  $\text{La}_{2-x}(\text{Sr}, \text{Ba})_x\text{CuO}_4$ , 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 –  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ,  $T_c \simeq 90$  К при  $x \simeq 1$ ) вблизи  $x = (0.4-0.5)$ , но свойства этого материала, открытого лишь в начале 1987

как в разбавленных системах наблюдается лоренцево распределение. Температурные зависимости радиуса магнитных корреляций  $R_c$ , полученные путем сопоставления данных  $\mu$ SR 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  $1000\text{\AA}$  до  $100\text{\AA}$  и остается на этом уровне. Исследование образцов с  $x = 16$  и  $18$  показали [4], что образо-



**Рис. 5.** Температурная зависимость динамической релаксации мюонов в  $\text{Fe}_{0.6}\text{Mn}_{0.4}\text{Pt}_3$  при  $H = 0$ . Стрелками обозначены переходы в ферромагнитную ( $T_c$ ), смешанную ( $T_N$ ) и неэргодическую ( $T_A$ ) фазы.

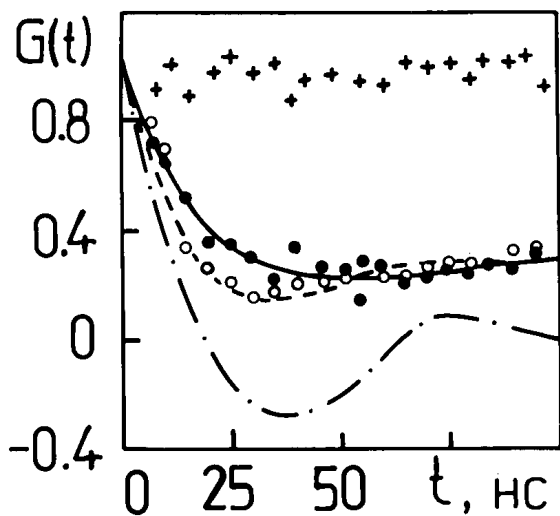


**Рис. 6.** Полевая зависимость  $T_A$  в образце  $\text{Fe}_{0.6}\text{Mn}_{0.4}\text{Pt}_3$ . Сплошная линия – зависимость Габья – Тулуза (GT), пунктирная линия – зависимость Альмейды – Таулесса (AT).

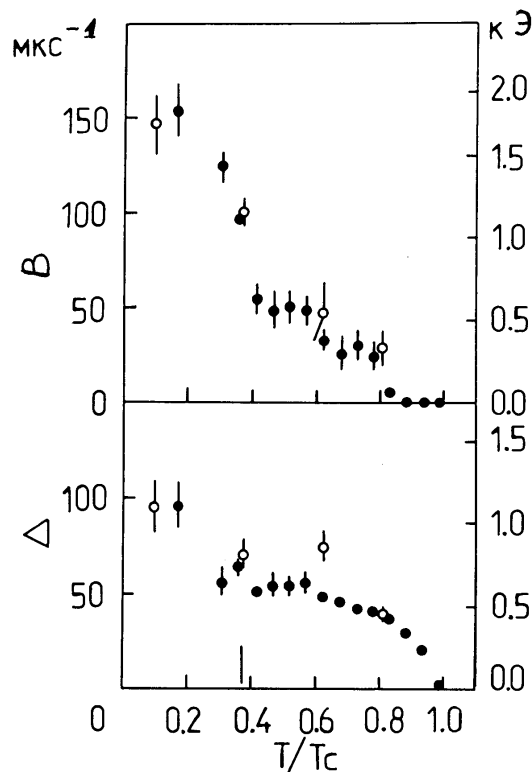
вание асперомагнитной фазы, предшествующей переходу в состояние  $SG$ , имеет место и в  $AF$ -фазе. Правда, структура низкотемпературного состояния оказалась более сложной. А именно, в этом состоянии наблюдалось присутствие и спинстекольного порядка с  $B = 0$ , и асперомагнитной фазы с  $B \neq 0$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

Таким образом,  $\mu$ SR-исследования сплава  $\text{Fe}_{82-x}\text{Ni}_x\text{Cr}_{18}$  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  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Pt}_3$ . 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 воз-

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  $\text{Fe}_{56}\text{Ni}_{26}\text{Cr}_{18}$  при  $H = 0$ ,  $T = 95$  К (крестики) и  $T = 40$  К (темные точки) и при  $H_{\perp} = 350$  Э,  $T = 40$  К (светлые точки). Сплошная линия—расчет по формуле (6) для  $H = 0$ . Полученные  $B$  и  $\Delta$  использованы для расчета  $G(t)$  при  $H_{\perp} = 350$  Э в асперомагнитном (пунктир) и коллинеарном (штрих-пунктир) состояниях.



**Рис. 4.** Температурные зависимости  $B$  и  $\Delta$  при  $H = 0$ , полученные с помощью (6), для образцов  $\text{Fe}_{56}\text{Ni}_{26}\text{Cr}_{18}$  (темные точки) и  $\text{Fe}_{54}\text{Ni}_{28}\text{Cr}_{18}$  (светлые точки).

$\Delta$  (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  $\Delta$ , но и  $B$ , что указывает на сохранение определенного ферромагнитного порядка вплоть до 5 К. В то же время, в образцах с  $x = 22$  и 24 спинстекольное состояние, полученное из парамагнетика, характеризуется  $B \simeq 0$ , а температурная зависимость  $\Delta$  соответствует ожидаемому поведению  $Q$ . Единственной специфической особенностью состояния  $SG$  здесь является то, что распределение локальных полей, скорее, соответствует гауссовому типу, тогда

связанные либо со спонтанными корреляциями спинов атомов ( $P \rightarrow F, AF$ ), либо с перестройкой магнитной структуры ( $F, AF \rightarrow SG$ ). 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  $P \rightarrow F(AF)$ , второй – переходу в спинстекольное состояние. Это хорошо видно из температурной зависимости интегрального выхода позитронов, измеренной при  $H = 0$  (рис. 2б):

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

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 измераемого 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  $\Delta$  в определенном смысле являются аналогами параметров порядка  $\vec{M}$  и  $Q$ . Тогда для случая  $B \neq 0$  и  $\Delta_\parallel = \Delta_\perp = \Delta$  удастся получить следующее аналитическое выражение для лоренцева ( $\alpha = 1$ ) и гауссова ( $\alpha = 2$ ) типов распределения:

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

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

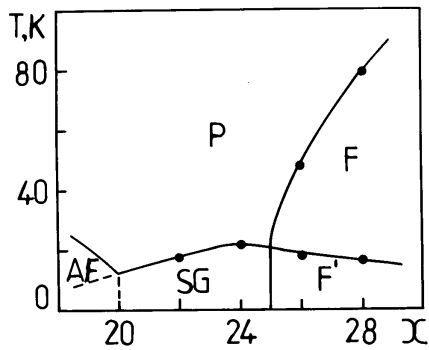


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма сплава  $\text{Fe}_{82-x}\text{Ni}_x\text{Cr}_{18}$ .  $P$ ,  $F$ ,  $AF$  — пара-, ферро- и антиферромагнитные фазы.  $SG$  и  $F'$  — фазы спинстекольного типа.

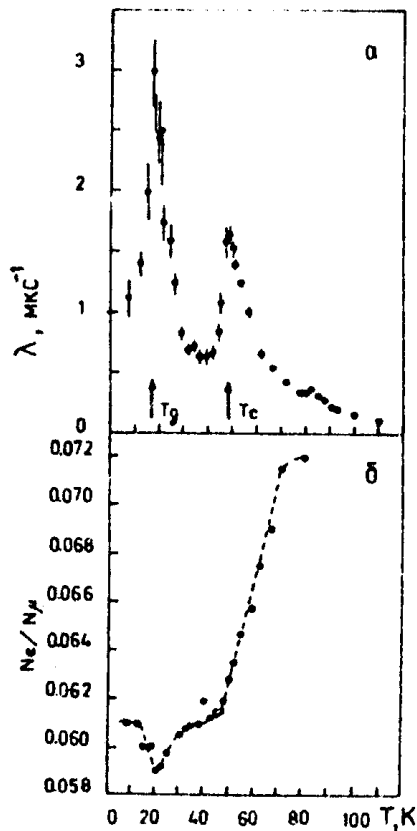


Рис. 2. Температурные зависимости динамической релаксации  $\lambda(T)$  (а) и интегрального выхода позитронов (б) в  $\text{Fe}_{54}\text{Ni}_{26}\text{Cr}_{18}$ .

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,  $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x$  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  $\text{Fe}_{82-x}\text{Ni}_x\text{Cr}_{18}$  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  $\mu\text{SR}$  в значительной мере помогло прояснить экспериментальную ситуацию. Дело в том, что в области фазового перехода с необходимостью возникают сильные флуктуации локальных полей,

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

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

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  $\langle h \rangle = B$  и второго  $\langle h^2 - \langle h \rangle^2 \rangle = \Delta^2$  моментов распределения. При  $B \gg \Delta$  наблюдаются слабозатухающие осцилляции, а с ростом  $\Delta/B$  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:

$$G(t) = G_s(t) \cdot G_d(t); \quad G_d(t) = \exp(-\lambda t), \quad (4)$$

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, взаимодействующих 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,

## Методика измерений и обработки данных

Представленные ниже результаты получены с помощью установки для  $\mu\text{SR}$ -исследований, расположенной на мюонном канале синхроциклотрона ПИЯФ(ЛИЯФ). Не менее 60% продольнополяризованных мюонов из пучка с импульсом 90–100 МэВ/с и интенсивностью около  $10^4\text{с}^{-1}$  останавливаются в образце, имеющем, обычно, форму диска диаметром 60–25 мм и толщиной 5–10 мм (3–9 г/см<sup>2</sup>). Температура образца  $T$  может изменяться в диапазоне 320–4.6 К 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<sup>2</sup> – не превышает 2% от толщины образца. Установка позволяет проводить измерения как в однородном внешнем магнитном поле до 1 кЭ, ориентированном вдоль ( $H_{\parallel}$ ) или поперек ( $H_{\perp}$ ) исходной поляризации  $\mu^+$ , так и в отсутствие внешних полей ( $H = 0$ ). В последнем случае поля 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. Временное разрешение установки – 2.5 нс. Для получения временной 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:

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

Здесь  $N_{\mu}$  – 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:  $a_0=0.25\text{--}0.30$ ,  $N_0/N_{\mu}=0.04\text{--}0.06$ ,  $N_f/N_0 \simeq 10^{-3}$ .

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  $\mu^+$  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:

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

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  $\vec{h} - \tau_c$  – значительно больше  $\tau_{\mu}$ , что почти всегда реализуется в магнитоупорядоченных состояниях

# 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 –  $\mu$ SR), использует внедряемые в исследуемое вещество поляризованные мюоны (как правило, положительно заряженные) в качестве своеобразных микроскопических зондов. Так как угловое распределение позитронов в распаде  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu}$  ( $\tau_\mu = 2.2 \cdot 10^{-6}$  с) асимметрично относительно направления спина (магнитного момента) мюона, то вероятность регистрации позитрона в заданном направлении определяется не только временем, прошедшим с момента остановки  $\mu^+$  в образце, но и отклонением спина мюона от его исходного направления за этот период. Таким образом, временная 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  $\mu^+$ .

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  $\mu^+ e^-$  – мюония. В этом случае открывается возможность изучения поведения атомарного водорода, его зарядовых состояний и кинетики химических реакций, протекающих за времена порядка  $\tau_\mu$ , 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.