

538. 945

**ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ СВЕРХПРОВОДНИКОВ II РОДА
МЮОННЫМ МЕТОДОМ**

**Ю. М. Белоусов, В. Н. Горбунов, В. П. Смилга,
В. И. Фесенко**

(Московский физико-технический институт)

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	55
1. Основные положения теории Гинзбурга — Ландау	58
2. Мюонный метод для изотропных сверхпроводников	61
3. Мюонный метод для анизотропных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП)	65
4. Пиннинг и искажение вихревых структур	70
5. Экспериментальные исследования вихревой решетки ВТСП	77
6. Изучение локальных магнитных полей и магнитного упорядочения в ВТСП соединениях	86
Приложения к тексту	98
	99

Введение. Напомним кратко идеологию мюонного метода. Основа — несохранение четности при слабых взаимодействиях. Как известно, нестабильный лептон — мюон распадается по схеме $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. Среднее время жизни $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с. Как показано в теории слабых взаимодействий, для покоящегося мюона угловое распределение позитронов распада с данной энергией таково:

$$\frac{d\Gamma_\varepsilon(\theta, \varphi)}{\Gamma} = \frac{1}{2\pi} [(3 - 2\varepsilon) - \cos \theta (1 - 2\varepsilon)] \varepsilon^2 d\Omega,$$

а проинтегрированное по энергии и по углу φ

$$\frac{d\Gamma(\theta)}{\Gamma} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{3} \cos \theta \right) d\cos \theta,$$

здесь Γ — полная вероятность распада. Полярная ось выбрана по направлению спина мюона; соответственно, θ — угол между импульсом позитрона и направлением спина, и, наконец, $\varepsilon = E_{e^+}/E_{\max}$ — нормированная энергия позитрона ($E_{\max} \approx 53$ МэВ). Схема и диаграмма направленности приведены на рис. 1, а. Очевидно поэтому, что если набрать достаточную статистику, то можно определить поляризацию мюона $\mathbf{P} = \langle \sigma \rangle$. Распределяя события по малым интервалам времени распада (t_i, t_{i+1}), называемым временными каналами, можно получить гистограмму, описывающую функциональную зависимость $\mathbf{P}(t)$. Точность измерений определяется в основном набором статистики.

Итак, принципиальная схема мюонного метода крайне проста. В мишень забрасывается ансамбль мюонов с поляризацией $\mathbf{P}(0)$, а далее изучается ее временная зависимость $\mathbf{P}(t)$. Ортодоксальная схема такова. Фиксируется момент прихода мюона в мишень ($t_0 = 0$), и запускаются «часы». Далее счетчиками («позитронный телескоп») фиксируется мо-

мент распада t_1 . В интервале $\Delta T = t_1 - t_0$ в мишени находится только один мюон (если оказалось более одного мюона, событие бракуется). После набора статистики (обычно 10^6 — 10^8 распадов) строится гистограмма, определяющая $P(t)$. Итак, в классической схеме ансамбль мюонов образуется в результате набора большого числа измерений над единичными квантовыми объектами.

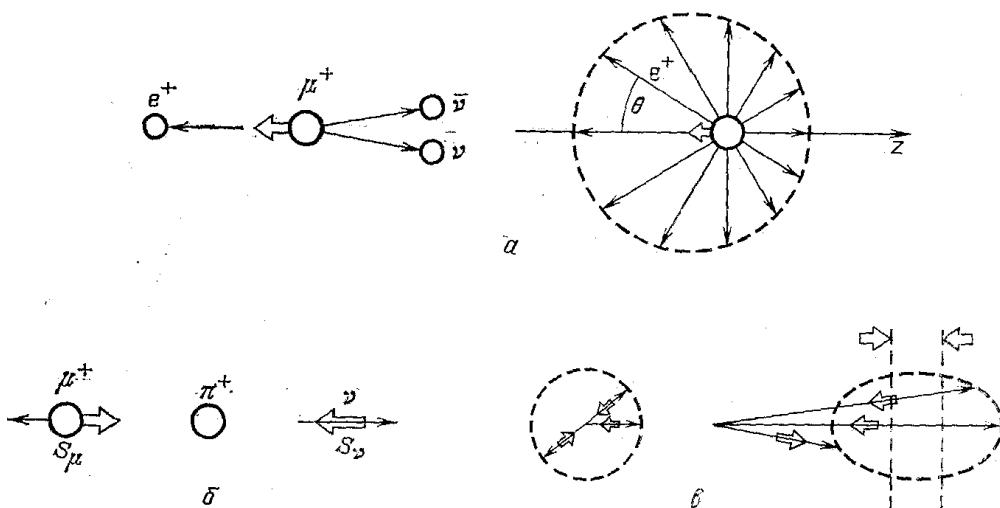


Рис. 1. а — Схема и диаграмма направленности распада мюона на позитрон, нейтрино и антинейтрино. б — Возникновение поляризации у мюона при распаде (тонкие стрелки — импульсы, а толстые — проекции спинов. в — Направление спина мюона и импульса при распаде (в системе покоя пиона и в лабораторной системе)

Очевидно, что поведение $\langle \sigma(t) \rangle$ всецело определяется локальным магнитным полем на мюоне, которое создается как внешним полем, так и внутренними полями в веществе. Так как мюон может остановиться в любой точке образца, эксперимент дает усредненную картину по всей мишени. Заметим также, что начальная поляризация $P(0)$ практически не изменяется за время торможения (термализации) мюона $t_{\text{терм}} \sim 10^{-10}$ с. Действительно, круговая частота прецессии $\omega \approx 0,85 \cdot 10^5$ В с^{-1} , и поэтому в полях $B \sim 1-5$ кГс угол поворота за $t_{\text{терм}}$ составит $\phi = \omega t_{\text{терм}} \leqslant 0,04$ рад.

Пучки поляризованных мюонов получают на протонных ускорителях. Пучок протонов попадает в мезонообразующую мишень, где рождаются положительные и отрицательные пионы со временем жизни $2,6 \cdot 10^{-8}$ с. Магнитные линзы отбирают пучок π^+ , при распаде которых образуются поляризованные μ^+ . Схема распада приведена на рис. 1, а и рис. 1, б. Далее пучок мюонов направляется в мишень. Для стандартных схем импульс мюона $p_\mu \approx 10^2$ МэВ/с. Длина пробега таких мюонов в веществе $l \approx 10$ г/см² (что для меди приблизительно соответствует 1 см), поэтому такие пучки до попадания в мишень обычно подтормаживают фильтрами (часто из графита). В другом варианте в мюонный пучок отбираются мюоны от π^+ , «застрявших» на поверхности мезонообразующей мишени. Они имеют сравнительно небольшой импульс $p_\mu \sim 29,8$ МэВ/с. Их пробег примерно 0,15 г/см² (для меди это соответствует $l \approx 0,017$ см). Итак, характерные толщины металлических мишеней варьируются от 10^{-2} до 0,3—0,5 см.

Изучение сверхпроводников — один из наиболее эффективных примеров применения μ SR-метода. Действительно, при работе с мюонами стоит четко разделять иерархическую ценность получаемой информации. В одном случае мы выясняем детали «биографии» мюона в веществе (например, «аномальный мюоний» в полупроводниках). Это весьма ин-

тересно и увлекательно, однако общефизический интерес задач этого класса исчерпывается все же частной проблемой — поведение атомарного водорода в данном веществе. В другом, и на наш взгляд, более интересном случае мюонный метод позволяет получить информацию о свойствах самого изучаемого объекта «в чистом виде». Именно этот вариант осуществляется при исследовании сверхпроводников. Идейная сторона мюонного метода, как всегда, сводится к определению структуры и распределению внутренних локальных магнитных полей в сверхпроводнике.

Простейший мюонный эксперимент — изучение промежуточного состояния сверхпроводника I рода [1—3]. Как известно, промежуточное состояние (обычно слоистая структура с чередующимися слоями сверхпроводящей и нормальной фаз) возникает в участках материала, где из-за геометрических факторов внешнее поле превышает критическое. Мюонный метод позволяет определить относительные объемы обеих фаз в образце. Пусть внешнее магнитное поле направлено по оси z , а начальная поляризация мюонов — вдоль оси x . Учитывая, что из сверхпроводящей фазы магнитное поле полностью вытесняется, запишем поляризацию

$$\begin{aligned} P_x(t) &= (1 - v) \int \cos(\gamma_\mu h t) p(h) dh + v, \\ P_y(t) &= (1 - v) \int \sin(\gamma_\mu h t) p(h) dh; \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

здесь v — относительный объем сверхпроводящей фазы, $p(h)$ — плотность распределения магнитного поля (вероятность данного значения поля) в нормальной фазе. Начальную поляризацию считаем равной единице. Из формулы (B.1) видно, что, если измерять начальную амплитуду прецессии и сохраняющуюся компоненту поляризации, можно найти величину v .

Для сверхпроводников II рода при использовании мюонного метода можно непосредственно получить информацию о распределении микроскопических полей внутри образца, о геометрии вихревой структуры Абрикосова и определить лондоновскую глубину проникновения $\lambda(T)$ и длину корреляции $\xi(T)$ сверхпроводника. Отметим, что методы дифракции нейтронов и ЯМР при изучении вихревых структур сверхпроводника имеют ряд принципиальных ограничений. В частности, нейtronные эксперименты характеризуются малыми величинами эффективных сечений и проводятся на малых углах рассеяния (характерный брэгговский угол $\sim 20'$). Это существенно ухудшает точность измерений [4]. Исследования сверхпроводников методами ЯМР из-за скин-эффекта ограничены изучением приповерхностного слоя образца.

Использование мюонного метода для определения характеристик вихревых решеток в смешанном состоянии сверхпроводников II рода впервые предложено в работе [5]. Идеология применения мюонного метода к исследованию сверхпроводников II рода тривиальна.

Рассмотрим поведение ансамбля мюонов в двумерной периодической вихревой решетке сверхпроводника. Пусть начальная поляризация ансамбля перпендикулярна магнитному полю (эксперимент в поперечном поле). Далее везде считаем, что индукция B направлена вдоль оси z декартовой системы координат, а начальная поляризация равна единице и параллельна оси x . Компоненту поляризации вдоль оси x будем обозначать $P(t)$. Учитывая периодичность вихревой решетки, запишем зависимость поляризации от времени в виде двумерного интеграла по элементарной ячейке решетки:

$$\mathbf{P}(t) = \int \frac{1}{S} \cos(\omega(\rho)t) d\rho, \quad (\text{B.2})$$

где S — площадь элементарной ячейки, ρ — двумерный радиус-вектор, $\omega(\rho) = \gamma_\mu h(\rho)$ — частота прецессии мюона в микроскопическом поле $h(\rho)$. Фурье-спектр поляризации $P(\omega)$ фактически совпадает с плотностью распределения микроскопического магнитного поля $p(h)$:

$$\begin{aligned} P(\omega) &= \gamma_\mu^{-1} p(h), \\ P(\omega) &= \int \frac{1}{S} \delta(\omega - \omega(\rho)) d\rho. \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Таким образом, мюонный метод позволяет определить распределение полей в вихревой решетке. В рамках теории Гинзбурга — Ландау (ГЛ) в ряде случаев распределение полей может быть рассчитано теоретически.

В заключение приведем полезную формулу для поведения поляризации, если взаимная ориентация $\mathbf{h}(\rho)$ и $\mathbf{P}(0)$ произвольна:

$$P_\alpha(t) = \mu_{\alpha\beta}(t) P_\beta(0); \quad (\text{B.4})$$

здесь

$$\mu_{\alpha\beta}(t) = \langle n_\alpha n_\beta \rangle + \langle (\delta_{\alpha\beta} - n_\alpha n_\beta) \cos(\omega t) \rangle + e_{\alpha\beta\gamma} \langle n_\gamma \sin(\omega t) \rangle, \quad (\text{B.5})$$

где $n_\alpha = h_\alpha/h$, а усреднение проводится по всему ансамблю мюонов в момент времени t (см., например, [3]).

В течение многих лет использование мюонного метода для исследования сверхпроводников не привлекало внимания. Активный интерес к методу возник после открытия нового класса сверхпроводников — высокотемпературных (ВТСП). (В отечественной литературе свойства ВТСП подробно рассмотрены в работах [6—9].) Однако до сих пор интерпретация экспериментальных результатов проводится весьма произвольно и возможности мюонного метода использованы далеко не полностью. Далее мы подробно рассмотрим возможности мюонного метода применительно к сверхпроводникам II рода и состояние вопроса на сегодня.

1. Основные положения теории Гинзбурга — Ландау. Напомним кратко основные положения теории Гинзбурга — Ландау. Свободную энергию сверхпроводника запишем в виде [10]

$$\begin{aligned} F = \int [\alpha(T)(T - T_c)|\psi|^2 + \frac{\beta(T)}{2}|\psi|^4 + \\ + \frac{1}{4m} \left| \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c}\mathbf{A} \right) \psi \right|^2 + \frac{\hbar^2}{8\pi}] dV, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где m — эффективная масса, T_c — критическая температура, h — микроскопическое магнитное поле, ψ — параметр порядка ($\psi = 0$ в нормальной фазе), c — скорость света. Варьируя по $\delta\psi$ и $\delta\mathbf{A}$, имеем уравнения ГЛ

$$\alpha(T)(T - T_c)\psi + \beta(T)|\psi|^2\psi + \frac{1}{4m} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c}\mathbf{A} \right)^2 \psi = 0, \quad (1.2a)$$

$$\frac{\text{rot } \mathbf{h}}{4\pi} = \frac{\mathbf{j}}{c} = \frac{e\hbar}{2ic} \frac{1}{m} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{2e^2}{c^2} \frac{1}{m} \mathbf{A} |\psi|^2, \quad (1.2b)$$

к которым следует добавить граничное условие

$$\mathbf{n} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c}\mathbf{A} \right) \psi \Big|_{\text{гр}} = 0 \quad (1.2c)$$

(\mathbf{n} — нормаль к поверхности), обеспечивающее равенство нулю тока, текущего через поверхность образца.

Решение уравнений (1.2) $\psi = \psi_0 = [\alpha(T)(T_c - T)/\beta(T)]^{1/2}$ в нулевом поле ($\mathbf{A} = 0, \mathbf{h} = 0$) соответствует полному эффекту Мейсснера, т. е. вытеснению магнитного поля из толщи сверхпроводника. С точностью до

членов первого порядка по h величину $|\psi|^2$ в уравнении (1.2б) заменим ψ_0^2 — значением $|\psi|^2$ в отсутствие поля. Применяя к обеим частям уравнения оператор rot , имеем уравнение Лондонов

$$\mathbf{h} + \lambda^2 \text{rot rot } \mathbf{h} = 0, \quad (1.3)$$

где

$$\lambda(T) = \left(\frac{mc^2}{8\pi e^2 \psi_0^2} \right)^{1/2}$$

— лондоновская глубина проникновения; это — характерная длина экранировки магнитного поля сверхпроводящими токами.

Уравнение (1.2а) в нулевом поле принимает вид

$$-\xi^2 \nabla^2 \frac{\Psi}{\psi_0} = \frac{\Psi}{\psi_0} - \left| \frac{\Psi}{\psi_0} \right|^2 \frac{\Psi}{\psi_0}; \quad (1.4)$$

здесь введена величина

$$\xi(t) = \left[\frac{\hbar^2}{4m\alpha(T)(T_c - T)} \right]^{1/2}$$

— длина корреляции, или характерная длина изменения параметра порядка Ψ .

Зависимость от температуры феноменологических параметров $\alpha(T)$ и $\beta(T)$ и соответственно $\lambda(T)$ и $\xi(T)$ может быть получена из микроскопической теории [11]:

$$\xi(T) = \xi(0) \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1/2}, \quad (1.5a)$$

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1/2}. \quad (1.5b)$$

Экспериментальные данные обычно хорошо описываются эмпирической зависимостью

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-1/2}. \quad (1.6)$$

Как известно, величина параметра ГЛ $\kappa = \lambda(T)/\xi(T)$ существенно влияет на свойства сверхпроводника [4, 10]. При $\kappa < 1/\sqrt{2}$ будет сверхпроводник I рода с «идеальным» эффектом Мейсснера в полях меньше критического H_c . При $\kappa > 1/\sqrt{2}$ имеем сверхпроводник II рода. Для сверхпроводников II рода в широком диапазоне полей ($H_{c1} < H_{ext} < H_{c2}$) энергетически выгодно расслоение на области нормальной и сверхпроводящей фаз — так называемое смешанное состояние сверхпроводника — двумерная правильная решетка вихревых нитей. Каждая вихревая нить несет магнитный поток $\Phi_0 = hc/2e = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ Э}\cdot\text{см}^2$ ($h = 2\pi\hbar$) и состоит из цилиндрического кора (сердцевины) — области нормальной фазы размера ξ — и сверхпроводящей области размера λ вокруг кора, в которой протекают сверхпроводящие токи, экранирующие магнитное поле (рис. 2). Квант потока Φ_0 иногда называют флюкоидом. Квантование магнитного потока приводит к простой связи магнитной индукции B и средней двумерной плот-

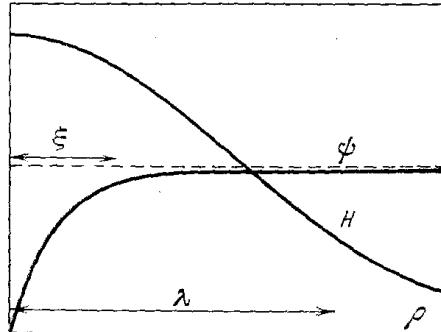


Рис. 2. Магнитное поле $h(r)$ и параметр порядка $|\psi|$ вблизи оси вихревой нити

ности вихрей ρ_v в смешанном состоянии:

$$B = \Phi_0 \rho_v. \quad (1.7)$$

В связи с этим различают два случая. Лондоновский предел ($H_{\text{ext}} \ll H_{c2}$) — среднее расстояние между вихрями велико $l \gg \xi$. Везде, кроме коров вихрей, применимо уравнение (1.3). Предел Абрикосова ($H_{\text{ext}} \lesssim H_{c2}$): коры вихрей перекрываются. В этом случае необходимо учитывать пространственное изменение параметра порядка ψ и анализировать уравнения (1.2).

Как известно, теория ГЛ применима при $1 - (T/T_c) \ll 1$. Это ограничение по температуре можно ослабить, если учесть реальные зависимости $\lambda(T)$ и $\xi(T)$ и, следовательно, $\alpha(T)$ и $\beta(T)$ в уравнениях (1.2) и (1.3). Оказывается, что теория ГЛ в этом случае дает неплохое количественное согласие с экспериментом даже при температурах заметно ниже $T_c (T_c/2 < T < T_c)$. Расширить диапазон температур удается введением в теорию ГЛ трех параметров $\kappa_1(T)$, $\kappa_2(T)$, $\kappa_3(T)$ [12]. Эти параметры связаны с тремя макроскопическими характеристиками сверхпроводника H_{c2} , $(\partial M / \partial H)_{H_{c2}}$ и H_{c1} соответственно.

Решение уравнений (1.2) в пределе $H_{\text{ext}} \lesssim H_{c2}$ и $\kappa \gg 1$ впервые получено в [13]. Как было показано, ψ и $|\psi|^2$ — периодические двумерные функции в плоскости, перпендикулярной H_{ext} . Энергетически наиболее выгодны периодические решения с симметрией правильного треугольника (треугольная решетка) и квадрата. (Абсолютный минимум энергии имеет треугольная решетка, однако различие в энергии незначительно (порядка 2%), и экспериментально наблюдаются обе структуры.) Решение имеет вид

$$h = B - \frac{1}{2\kappa^2} (\langle |\psi|^2 \rangle - \langle |\psi|^2 \rangle), \quad (1.8)$$

где $|\psi|^2$ определяется двойными рядами Фурье

$$|\psi^\square|^2 = \langle |\psi|^2 \rangle \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} (-1)^{nm} \exp \left[-(n^2 + m^2) \frac{\pi}{2} \right] \exp [2\pi i (\tilde{x}n + \tilde{y}m)], \quad (1.9a)$$

$$\begin{aligned} |\psi^\Delta|^2 = \langle |\psi|^2 \rangle \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} (-1)^{nm} \exp \left(-i\pi \frac{n}{2} \right) \times \\ \times \exp \left[-(n^2 + m^2 - mn) \frac{\pi}{\sqrt{3}} \right] \exp [2\pi i (\tilde{X}n + \tilde{Y}m)] \end{aligned} \quad (1.9b)$$

для квадратной и треугольной решеток соответственно, с нормировкой

$$\langle |\psi|^2 \rangle = b \frac{4\kappa^2 \pi}{1 + \beta_g (2\kappa^2 - 1)}, \quad (1.10)$$

где $\langle \dots \rangle$ — усреднение по пространственным координатам, β_g — геометрический фактор ($\beta_\Delta = 1,16$, $\beta_\square = 1,18$), $b = (H_{c2} - B)/B$. При $H_{\text{ext}} \lesssim H_{c2}$ b — малый параметр. В формулах (1.9а) и (1.9б) декартовы координаты x , y и косоугольные \tilde{Y} , \tilde{X} выбраны так, чтобы нули функции $|\psi|^2$ были в целых точках. Реальные размеры элементарной ячейки решетки определяются условием (1.7). Индукция B и внешнее поле H_{ext} связаны соотношением

$$H_{\text{ext}} = B + \frac{H_{c2} - B}{1 + \beta_g (2\kappa^2 - 1)}. \quad (1.11)$$

Выражения (1.8) — (1.11) справедливы в случае $b \ll 1$, и есть первые члены разложения по степеням b [14].

При $H_{\text{ext}} \ll H_{c2}$ везде, кроме коров вихрей, решаем уравнение Лондонов (1.3). Поле в области кора может быть получено с использованием уравнений (1.2) [13]. В рамках уравнения Лондонов вихревую нить удается описать, учитывая граничные условия на поверхности кора (граница нормальный металл — сверхпроводник). В пределе $\xi \ll a$ это, как известно, приводит к модификации уравнения (1.3)

$$\mathbf{h} + \lambda^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{h} = \Phi_0 \sum_i \delta(\rho - \rho_i); \quad (1.12)$$

$\delta(\rho - \rho_i)$ — двумерная дельта-функция, которая соответствует кору i -го вихря, ρ_i — его координаты, Φ_0 направлен вдоль оси вихря ($|\Phi_0| = \Phi_0$). Решение $\mathbf{h}(\rho)$ уравнения (1.12) имеет логарифмическую расходимость в точках ρ_i . Для оценки поля в коре обычно пользуются величиной $h(\rho_{ix} + \xi, \rho_y)$. Решение (1.12) для прямоугольной вихревой решетки таково [4]:

$$h = B\alpha^2 \sum_{n,m=-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[2\pi i (\tilde{x}n + \tilde{y}m)]}{n^2 + m^2\tau^2 + \alpha^2}; \quad (1.13)$$

здесь a и b — стороны прямоугольной элементарной ячейки, $\tau = a/b$, $\tilde{x} = x/a$, $\tilde{y} = y/b$, $\alpha^2 = a^2/4\pi^2\lambda^2$. Уравнение (1.12) линейно, поэтому решение можно представить как сумму решений (1.13) для двух прямоугольных решеток, разместив вершины одной на пересечении диагоналей другой. При $\tau = 1/\sqrt{3}$ получаем правильную треугольную решетку.

2. Мюонный метод для изотропных сверхпроводников. Рассмотрим характерные для вихревой решетки μ SR-спектры. Напряженность магнитного поля в периодической вихревой решетке имеет три типа особых точек: максимумы расположены в узлах вихревой решетки. Они соответствуют полю в коре вихря. Минимумы — в центрах квадратов или треугольников, образующих решетку, и точки перевалов — на серединах ребер элементарных ячеек. Как известно, плотность распределения такой функции, а значит, и соответствующий фурье-спектр поляризации имеют три особенности Ван-Хова (рис. 3). Величины ω_{\min} , ω_{sad} , ω_{\max} — поля (в единицах мюонной частоты) в точках минимума, перевала и максимума соответственно.

Найдем характерные частоты фурье-спектров для вихревой решетки в лондоновском пределе из формулы (1.13). Суммирование по одному из индексов проводится легко [15—17]:

$$\omega = \langle \omega \rangle + \langle \omega \rangle \left[\frac{\pi \alpha \operatorname{ch}[\alpha \pi(1 - 2\tilde{x})]}{\operatorname{sh}(\alpha \pi)} - 1 + \right. \\ \left. + 2\pi \alpha^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos(2\pi m \tilde{y}) \operatorname{ch}[\beta \pi(1 - 2\tilde{x})]}{\beta \operatorname{sh}(\beta \pi)} \right], \quad (2.1)$$

где $\beta^2 = \alpha^2 + m^2\tau^2$. Формула (2.1) сильно упрощает расчет $\omega(\rho)$. Для полей, далеких от H_{c1} ($\alpha^2 \ll 1$), так называемые промежуточные поля $H_{c1} \ll \ll H_{\text{ext}} \ll H_{c2}$, удается провести суммирование по второму индексу и получить аналитические выражения для $\omega(\rho)$. Для двух геометрий вихревой решетки соответствующие формулы имеют вид

$$\omega = \langle \omega \rangle + \\ + \gamma_\mu \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \left[-\ln \frac{\vartheta_4(2\pi\tilde{y}|i)\vartheta_4(2\pi\tilde{x}|i) - \vartheta_2(2\pi\tilde{y}|i)\vartheta_2(2\pi\tilde{x}|i)}{\vartheta_4^2(0|i)} \right], \quad (2.2a)$$

$$\omega = \langle \omega \rangle + \gamma_\mu \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \left[\frac{1}{3} \ln 2 - \right. \\ \left. - \ln \frac{\vartheta_4(2\tilde{\pi}\tau | i\tau) \vartheta_4(2\tilde{\pi}\tau | i\tau) - \vartheta_2(2\tilde{\pi}\tau | i\tau) \vartheta_2(2\tilde{\pi}\tau | i\tau)}{\tau^{1/2} \vartheta_2(0 | i\tau) \vartheta_4(0 | i\tau)} \right]; \quad (2.26)$$

здесь использованы ϑ -функции Якоби (см., например, [18]), $\tau = 1/\sqrt{3}$.

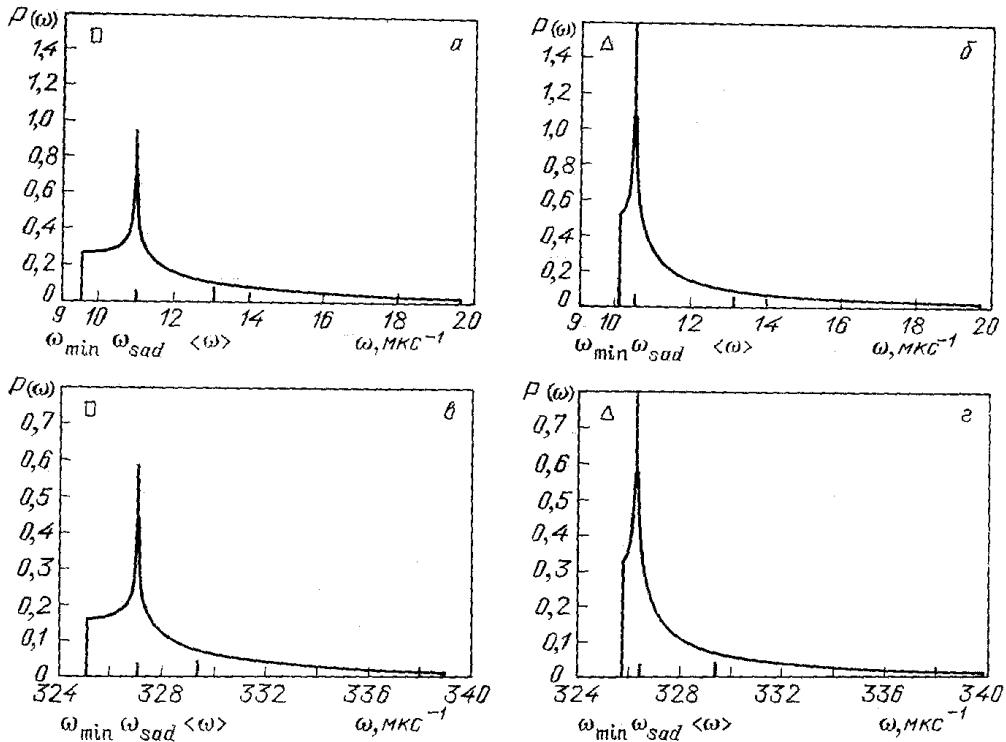


Рис. 3. Фурье-спектры $P(\omega)$ для квадратной (a, c) и треугольной (b, d) решеток в изотропном сверхпроводнике; $\lambda = 1450 \text{ \AA}$, $\xi = 20 \text{ \AA}$, $H_{c1} = 335 \text{ Гс}$. $a, b - H_{ext} = 400 \text{ Гс} \gg H_{c1}$. $c, d - H_{ext} = 4000 \text{ Гс} \gg H_{c1}$. Применимы формулы (2.3) — (2.4)

Теперь, пользуясь формулами (2.2), легко найти характерные частоты фурье-спектра:

$$\omega_{min}^\square = \langle \omega \rangle - \gamma_\mu \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \cdot \ln 2, \quad (2.3a)$$

$$\begin{aligned} \omega_{min}^\triangle &= \langle \omega \rangle - 0,79 \gamma_\mu \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \cdot \ln 2, \\ \omega_{sad}^\square &= \langle \omega \rangle - \frac{1}{2} \gamma_\mu \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \cdot \ln 2, \end{aligned} \quad (2.3b)$$

$$\begin{aligned} \omega_{sad}^\triangle &= \langle \omega \rangle - \frac{2}{3} \gamma_\mu \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \cdot \ln 2, \\ \omega_{max}^\square &= \langle \omega \rangle + \gamma_\mu \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \left(2 \ln \frac{a}{2\sqrt{2}K\xi} + \frac{1}{3} \ln 2 \right), \\ \omega_{max}^\triangle &= \langle \omega \rangle + \gamma_\mu \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \cdot 2 \ln \frac{\sqrt{3}a}{2\sqrt{2}K\xi}; \end{aligned} \quad (2.3b)$$

K — полный эллиптический интеграл от параметров $\tau_\square = 1$ и $\tau_\triangle = 1/\sqrt{3}$ ($k = \vartheta_2^2(0 | i\tau)/\vartheta_3^2(0 | i\tau)$ соответственно).

Наряду с частотами интерес для экспериментаторов могут представлять фурье-амплитуды при ω_{\min} и ω_{\max}

$$P_{\min}^{\square} = \frac{4\pi\lambda^2}{\gamma_{\mu}\Phi_0}, \quad P_{\min}^{\Delta} = 2,44 \frac{4\pi\lambda^2}{\gamma_{\mu}\Phi_0}, \quad (2.4a)$$

$$P_{\max}^{\square} = 2 \frac{4\pi\lambda^2}{\gamma_{\mu}\Phi_0} \frac{\xi^2}{a^2}, \quad P_{\max}^{\Delta} = 2 \frac{4\pi\lambda^2}{\gamma_{\mu}\Phi_0} \frac{\xi^2}{\sqrt{3}a^2}. \quad (2.4b)$$

Как видно из рис. 3, по форме спектра легко установить тип решетки. Спектр треугольной решетки отличается от спектра квадратной значительно большей амплитудой P_{\min} и резким сдвигом ω_{sad} к ω_{\min} . Соответствующие зависимости $P(t)$ представлены на рис. 4. Заметим, что

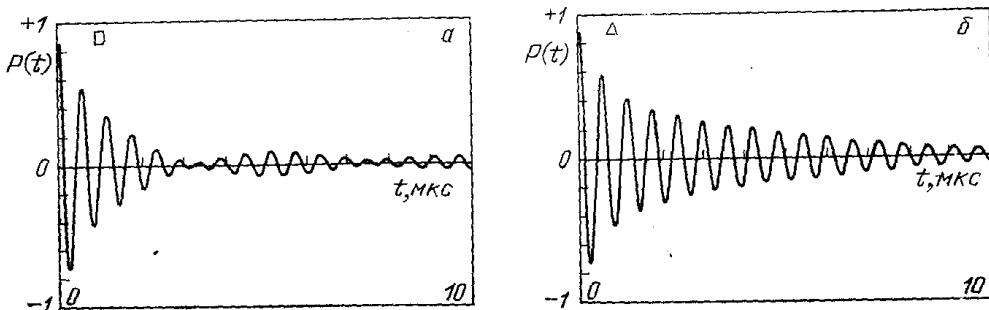


Рис. 4. Поляризация мюонов $P(t)$ для квадратной (а) и треугольной (б) решеток; $\lambda = 1450 \text{ \AA}$, $\xi = 20 \text{ \AA}$, $H_{c1} = 335 \text{ Гс}$, $H_{\text{ext}} = 400 \text{ Гс}$

квадратную решетку отличают также ярко выраженные биения $P(t)$. В случае треугольной решетки биения появляются значительно позже и практически трудно наблюдаются. После определения типа решетки по формулам (2.3) – (2.4) можно рассчитать $\lambda(T)$, $\xi(T)$.

Наиболее ценна для экспериментаторов формула (2.3б), связывающая ω_{sad} и $\langle \omega \rangle$. Действительно, реальные экспериментальные спектры, конечно, отличаются от идеальной картины (см. рис. 3). Особенности Ван-Хова в спектре $P(\omega)$ «размазываются» как из-за неизбежных экспериментальных ошибок, так и ввиду того, что для $P(t)$ в эксперименте получают не непрерывную функцию, а некоторую гистограмму, определяемую шириной временного канала. Поэтому точки ω_{\max} и ω_{\min} можно, определить с точностью до полуширины размытия краев кривой $P(\omega)$. Напротив, максимальное значение плотности $P(\omega)$ определяется хорошо и для размытого пика. Несущая частота $\langle \omega \rangle$ экспериментально определяется с точностью до четырех знаков. Поэтому величина $\langle \omega \rangle - \omega_{\text{sad}}$ (см. формулу (2.3б)) наиболее удобна для определения λ .

При $\alpha^2 \ll 1$ вид $P(\omega)$ не зависит от величины B . При изменении B происходит сдвиг спектра $P(\omega)$ по частоте как целого, но величины $\langle \omega \rangle - \omega_{\text{sad}}$, $\langle \omega \rangle - \omega_{\min}$, P_{\min} остаются неизменными. Таким образом, $P(t)$ автомодельна — огибающая осциллирующей функции $P(t, H_{\text{ext}})$ неизменна при изменяющейся несущей частоте. (Искажения $P(\omega)$ происходят в области ω_{\max} , но из-за малой амплитуды $P_{\max} \propto \xi^2/a^2$ на этих частотах их влиянием на вид $P(t)$ можно пренебречь.)

Заметим, что при $a \gg \xi$ величина P_{\max} (2.4б) исчезающе мала. Поэтому практически невозможно экспериментальное определение ω_{\max} , P_{\max} и соответственно ξ . Для измерения ξ следует работать в режиме $H_{\text{ext}} \leq H_{c2}$, когда $a \gtrsim \xi$.

Оставив в (1.9) члены с $n, m = 0, \pm 1$ и пользуясь формулой (1.8), получим

$$\begin{aligned} \omega^{\square}(\tilde{x}, \tilde{y}) = & \langle \omega \rangle + (\omega_{\text{ext}} - \langle \omega \rangle) \delta_{\square} [\cos(2\pi\tilde{x}) + \\ & + \cos(2\pi\tilde{y}) + \delta_{\square} \cos(2\pi\tilde{x}) \cdot \cos(2\pi\tilde{y})], \quad (2.5a) \end{aligned}$$

$$\omega^\Delta(\tilde{X}, \tilde{Y}) = \langle\omega\rangle + \{(\omega_{\text{ext}} - \langle\omega\rangle)\delta_\Delta [\cos(2\pi\tilde{X}) + \cos(2\pi\tilde{Y}) + \cos(2\pi(\tilde{X} + \tilde{Y})]\}\}, \quad (2.56)$$

где $\delta_\square = 2 \exp(-\pi/2)$, $\delta_\Delta = 2 \exp(-\pi/\sqrt{3})$.

Следующими членами рядов (1.9) пренебрегаем. Легко убедиться что формулы (2.5) имеют точность $\approx 1\%$. Переходя в формуле (B. 3) к интегрированию по изолинии $\omega = \omega(\rho)$:

$$P(\omega) = \int \frac{dl}{|\text{grad } \omega|} = \int \frac{dx}{|\partial \omega(\rho)/\partial y|} dx, \quad (2.6)$$

получим фурье-спектры, соответствующие полям (2.5), в виде

$$\tilde{P}^\square(\tilde{\omega}) = \frac{1}{\delta_\square \pi^2} (1 + \tilde{\omega}^2)^{-1/2} K\left(\left\{\frac{1 - [(\delta_\square^2 - \tilde{\omega}^2)/4\delta_\square^2]^{1/2}}{1 + \tilde{\omega}}\right\}^{1/2}\right), \quad (2.7a)$$

$$\begin{aligned} \tilde{P}^\Delta(\tilde{\omega}) &= \frac{2}{\delta_\Delta \pi^2} \frac{\delta_\Delta^{1/4}}{2R(\tilde{\omega})^{1/2}} K\left(\frac{1}{2}\left(\frac{T(\tilde{\omega}) + 2R(\tilde{\omega})}{R(\tilde{\omega})}\right)^{1/2}\right) \text{ при } \tilde{\omega} \geq \tilde{\omega}_{\text{sad}}, \\ &= \frac{2}{\delta_\Delta \pi^2} \frac{\delta_\Delta^{1/4}}{(T(\tilde{\omega}) + 2R(\tilde{\omega}))^{1/2}} K\left(2\left(\frac{R(\tilde{\omega})}{T(\tilde{\omega}) + 2R(\tilde{\omega})}\right)^{1/2}\right) \text{ при } \tilde{\omega} \leq \tilde{\omega}_{\text{sad}}; \end{aligned} \quad (2.7b)$$

здесь $\tilde{\omega} = (\omega - \langle\omega\rangle)/(\omega_{\text{ext}} - \langle\omega\rangle)$,

$$\begin{aligned} R(\tilde{\omega}) &= (2\tilde{\omega} + 3\delta_\Delta)^{1/2}, \quad T(\tilde{\omega}) = \delta_\Delta^{1/2} \left(3 - \frac{\tilde{\omega}^2}{\delta_\Delta^2}\right), \\ \int \tilde{P}(\tilde{\omega}) d\tilde{\omega} &= 1, \end{aligned}$$

$K(\dots)$ —полный эллиптический интеграл I рода. Приведем характерные частоты и амплитуды полученных спектров:

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_{\min}^\square &= \delta_\square^2 - 2\delta_\square, \quad \tilde{\omega}_{\min}^\Delta = -\frac{3\delta_\Delta}{2}, \\ \tilde{\omega}_{\text{sad}}^\square &= -\delta_\square^2, \quad \tilde{\omega}_{\text{sad}}^\Delta = -\delta_\Delta, \\ \tilde{\omega}_{\max}^\square &= 2\delta_\square + \delta_\square^2, \quad \tilde{\omega}_{\max}^\Delta = 3\delta_\Delta, \\ \tilde{P}_{\min}^\square &= [2\pi\delta_\square(1 - \delta_\square)]^{-1}, \quad \tilde{P}_{\min}^\Delta = 2(\sqrt{3}\pi\delta_\Delta)^{-1}, \\ \tilde{P}_{\max}^\square &= [2\pi\delta_\square(1 + \delta_\square)]^{-1}, \quad \tilde{P}_{\max}^\Delta = (2\sqrt{3}\pi\delta_\Delta)^{-1}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Как видно, и при $H_{\text{ext}} \leq H_{c2}$ сохраняется тенденция сдвига ω_{sad} к ω_{\min} и увеличения P_{\min} в треугольной решетке по сравнению с квадратной.

Из (2.5), пользуясь (B.2), легко получить аналитические выражения для $P(t)$ [19]

$$P^\square(t) = J_0^2(pt) \cos(\langle\omega\rangle t) + \delta_\square pt J_1^2(pt) \sin(\langle\omega\rangle t), \quad (2.9a)$$

$$P^\Delta(t) = J_0^3(pt) \cos(\langle\omega\rangle t) + pt J_1^2(pt) \sin(\langle\omega\rangle t), \quad (2.9b)$$

где $p = \delta_g(\omega_{\text{ext}} - \langle\omega\rangle)$. Для квадратной решетки имеем ярко выраженные биения $\sim J_0^2(pt)$, в случае треугольной решетки биения практически незаметны, так как оба слагаемых в (2.9б) сравнимы по величине.

После того как измерена несущая частота осцилляции поляризации $\langle\omega\rangle$, параметр ГЛ χ может быть расчитан по формуле (см. (1.11))

$$\omega_{\text{ext}} - \langle\omega\rangle = \frac{\omega_{c2} - \langle\omega\rangle}{1 + \beta_g(2\chi^2 - 1)}. \quad (2.10)$$

Вспоминая, что глубина проникновения λ нами получена из экспериментов в промежуточных полях, видим, что, используя формулу (2.10), можно определить ξ сверхпроводника. Разность $\omega_{\text{ext}} - \langle \omega \rangle$ определяет вид фурье-спектра $P(\omega)$ и поляризации $P(t)$ (2.7) — (2.9). Сравнивая экспериментальные кривые с теоретическими, можно судить о применимости теории ГЛ и приближения Абрикосова.

3. Мюонный метод для анизотропных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). В связи с открытием нового типа сверхпроводящих материалов — высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), появилось большое количество экспериментальных работ, посвященных

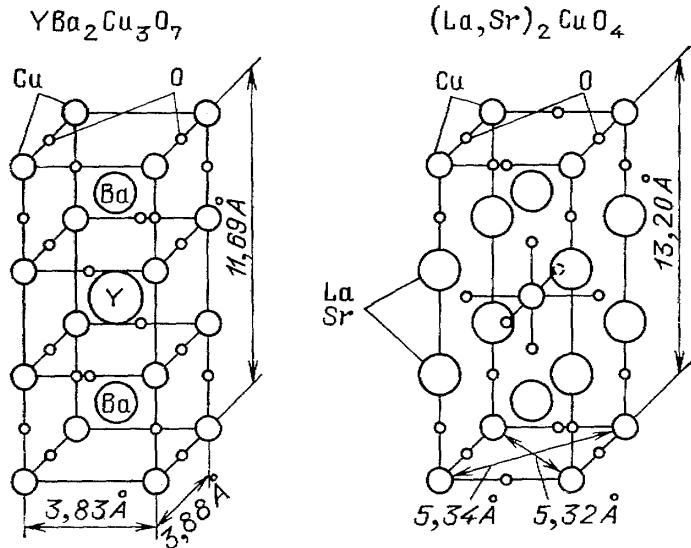


Рис. 5. Структура кристаллических решеток $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и $(\text{La}, \text{Sr})_2\text{CuO}_4$

мюонному методу исследования ВТСП. Однако до сих пор по сути открытому остается вопрос о величинах λ и ξ этих материалов. Возникающие трудности связаны с тем, что, во-первых, ВТСП существенно анизотропны, во-вторых, эксперименты проводились практически всегда на поликристаллических (за редкими исключениями) образцах, состоящих из большого числа произвольно ориентированных монокристаллов (гранул).

Анизотропию сверхпроводника в рамках теории ГЛ удается учесть с помощью тензора эффективных масс $m_{\gamma\delta}$. Все известные ВТСП с хорошей точностью (рис. 5) — одноосные анизотропные сверхпроводники. Главные значения тензора $m_{\gamma\delta}$ есть

$$m_a \approx m_b = m_{ab}, \quad m_c = (1 + \chi) m_{ab}; \quad (3.1)$$

здесь χ — параметр анизотропии. При этом в плоскости ab и вдоль оси c для критических полей $\lambda(T)$ и $\xi(T)$

$$\frac{H_{c1}^c}{H_{c1}^{ab}} \approx \frac{H_{c2}^{ab}}{H_{c2}^c} = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} = \frac{\lambda_t}{\lambda_{ab}} = \left(\frac{m_c}{m_{ab}} \right)^{1/2} = (1 + \chi)^{1/2}. \quad (3.2)$$

Для типичных ВТСП обычно пользуются следующими оценками: для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $\chi \approx 25$, для $(\text{La}, \text{Sr})_2\text{CuO}_4$, $\chi \approx 10$ (см. табл. I).

Для анизотропного сверхпроводника свободная энергия [20]

$$F = \int dV \left[\alpha(T)(T - T_c) |\psi|^2 + \frac{\beta(T)}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{4} m_{\gamma\delta}^{-1} \left(i\hbar\nabla_\gamma - \frac{2e}{c} A_\gamma \right) \psi^* \left(-i\hbar\nabla_\delta - \frac{2e}{c} A_\delta \right) \psi + \frac{\hbar^2}{8\pi} \right]. \quad (3.3)$$

Стандартная вариационная процедура дает уравнения ГЛ

$$\alpha(T)(T - T_c)\psi + \beta(T)|\psi|^2 + \frac{1}{4}m_{\gamma\delta}^{-1}\left(-i\hbar\nabla_\delta - \frac{2e}{c}A_\delta\right)\left(-i\hbar\nabla_\gamma - \frac{2e}{c}A_\gamma\right)\psi = 0, \quad (3.4a)$$

$$\frac{\text{rot}_\gamma \mathbf{h}}{4\pi} = \frac{j_\gamma}{c} = \frac{e\hbar}{2ic} m_{\gamma\delta}^{-1} (\psi^* \nabla_\delta \psi - \psi \nabla_\delta \psi^*) - \frac{2e^2}{c^2} m_{\gamma\delta}^{-1} A_\delta |\psi|^2. \quad (3.4b)$$

По аналогии с изотропным случаем введем тензоры

$$\xi_{\gamma\delta}^2 = \frac{\hbar^2 m_{\gamma\delta}^{-1}}{4\alpha(T)(T_c - T)}, \quad \lambda_{\gamma\delta}^2 = \frac{c^2 m_{\gamma\delta}}{8\pi e^2 |\psi_0|^2}, \quad (3.5)$$

$$|\psi_0|^2 = \frac{\alpha(T)(T_c - T)}{\beta(T)}.$$

Главные значения тензоров $\xi_{\gamma\delta}^2$ и $\lambda_{\gamma\delta}^2$ — это квадраты глубин проникновения и длин корреляции в плоскости a, b и вдоль оси анизотропии (см.

Таблица I

Работа	Образец	$\lambda_{\text{eff}}, \text{Å}$	$\lambda_{\text{ab}}, \text{Å}$	$\lambda_c, \text{Å}$	T, K
[55]	YBa ₂ Cu ₃ O ₇ : Поликристалл			≥ 6000	0
[58]	»		908		14,8
[54]	»		700		10
[53]	»	1400	1065		6
[47]	»	1200			0
[45]	»	1550	1300	5000—8000	0
[24]	Монокристалл La _{1,85} Sr _{0,15} CuO ₄ :		1430	≥ 7000	0
[56]	Поликристалл	3100			0
[54]	»		1300		0
[49]	»	2500			6
[50]	»	2000			10
[55]	»			≥ 6500	0
[51]	»	2650			0
[52]	»	2300			13
[58]	»		3690		5

(3.2)). Соответствующее модифицированное уравнение Лондонов для анизотропного сверхпроводника имеет вид [21]

$$\mathbf{h} + \text{rot } \hat{\lambda}^2 \cdot \text{rot } \mathbf{h} = \Phi_0 \sum \delta(\rho - \rho_i), \quad (3.6)$$

где $\hat{\lambda}^2$ — тензорный оператор с компонентами $\lambda_{\gamma\delta}^2$. Отметим, что направление вектора индукции \mathbf{B} и осей вихревых нитей ВТСП в общем случае не совпадает с направлением внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} . Кроме этого, микроскопическое поле \mathbf{h} в вихревой решетке имеет компоненты, перпендикулярные \mathbf{B} . Поэтому величина $\langle \omega \rangle$ отличается от $\gamma_\mu \mathbf{B}$, т. е. не равна частоте прецессии в поле \mathbf{B} ($\langle \omega \rangle = \gamma_\mu \langle |\mathbf{h}| \rangle$). Исключение составляют ориентации $\mathbf{H}_{\text{ext}} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{H}_{\text{ext}} \perp \mathbf{c}$ (внешнее поле параллельно оси анизотропии и плоскости ab).

Выберем декартовую систему координат x, y, z так, чтобы $c_y = 0$ (рис. 6), т. е. \mathbf{c} и \mathbf{H}_{ext} лежат в плоскости x, z , а индукция \mathbf{B} направлена вдоль оси \mathbf{z} и перпендикулярна плоскости вихревой решетки xy .

Решение уравнения (3.6) для прямоугольной вихревой решетки представим в виде [22]

$$\begin{aligned} h_x(\rho) &= \Phi_0 c_z c_x S_2(\rho) S^{-1}, \\ h_y(\rho) &= -\Phi_0 c_z c_x S_3(\rho) S^{-1}, \\ h_z(\rho) &= \Phi_0 (S_1(\rho) - c_x^2 S_2(\rho)) S^{-1}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} S_1 &= \alpha^2 \sum_{n,m} \frac{\exp[2\pi i (\tilde{n}\tilde{x} + m\tilde{y})]}{n^2 + \beta^2}, \\ S_2 &= \frac{\chi}{\chi_2} \alpha^2 \tau^2 \sum_{n,m} \frac{m^2 \exp[2\pi i (\tilde{n}\tilde{x} + m\tilde{y})]}{(n^2 + \beta^2)(n^2 + \beta'^2)}, \\ S_3 &= \frac{\chi}{\chi_2} \alpha^2 \tau \sum_{n,m} \frac{nm [\exp 2\pi i (\tilde{n}\tilde{x} + m\tilde{y})]}{(n^2 + \beta^2)(n^2 + \beta'^2)}, \end{aligned}$$

$\tilde{x} = x/a$, $\tilde{y} = y/b$, $\alpha^2 = a^2/4\pi^2\lambda_{ab}^2$, $\tau = a/b$, $\chi_1 = 1 + \chi$, $\chi_2 = 1 + c_z^2\chi$, $\beta^2 = \alpha^2 + m^2\tau^2$, $\beta'^2 = (\alpha^2 + \chi_1 m^2\tau^2)/\chi_2$, а суммирование проводится по всем целым n и m .

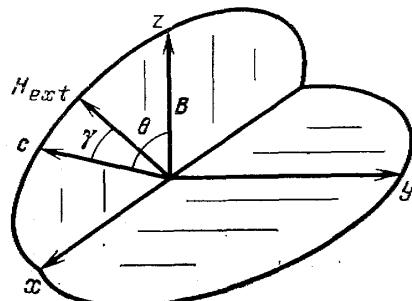


Рис. 6. Ориентация плоскости вихревой решетки x , y и магнитной индукции \mathbf{B} относительно \mathbf{H}_{ext} и оси анизотропии \mathbf{c}

Вихревая решетка анизотропного одноосного сверхпроводника получается из правильной треугольной или квадратной решетки растяжением вдоль оси u в $[(1 + \chi)/(1 + c_z^2\chi)]^{1/2}$ раз и имеет симметрию прямоугольника или равнобедренного треугольника. Минимальной энергии соответствует ориентация исходной правильной решетки, при которой ось x параллельна ребру элементарной ячейки [23]. Геометрические размеры элементарной ячейки по прежнему определяются из соотношения (1.7).

Расчет полей по формулам (3.7) при произвольной ориентации кристалла может быть произведен лишь численно (удобные формулы для численных расчетов приведены в работе [22]). Укажем лишь качественные особенности, возникающие в связи с анизотропией. Функция $\omega(\rho)$ теперь имеет две неэквивалентные перевальные точки. Это приводит к двум расходимостям Ван-Хова в фурье-спектре $P(\omega)$ (рис. 7). В случае промежуточных полей ($\alpha^2 \ll 1$) относительное положение характерных частот спектра $\langle\omega\rangle$, ω_{min} , ω_{sad1} , ω_{sad2} не зависит от величины приложенного поля, так же как в изотропном сверхпроводнике. Таким образом функция $P(t)$ автомодельна. Следует подчеркнуть, что временная зависимость поляризации $P(t)$ анизотропного сверхпроводника качественно напоминает картину для изотропного и поэтому информацию легче получить непосредственно из фурье-спектра.

При приближении внешнего поля к предельным ориентациям $\mathbf{H}_{ext} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{H}_{ext} \perp \mathbf{c}$ расходимости Ван-Хова функции $P(\omega)$ сливаются, и имеем фурье-спектр изотропного сверхпроводника. Действительно, случай $\mathbf{H}_{ext} \parallel \mathbf{c}$ эквивалентен изотропному. Подставляя $c_z = 1$ и $c_x = 0$ в формулы (3.7), получим выражения (1.13) с заменой $\lambda \rightarrow \lambda_{ab}$. А случай $\mathbf{H}_{ext} \perp \mathbf{c}$

сводится к изотропному путем преобразования координат

$$\tilde{x} \rightarrow \tilde{x}, \quad \tilde{y} \rightarrow \tilde{y}(1 + \chi)^{1/2}. \quad (3.8)$$

Подставив $c_z = 0$ и $c_\alpha = 1$ в формулы (3.7), получаем

$$h_x = h_y = 0,$$

$$h_z = \frac{\Phi_0}{S} (S_1(\rho) - S_2(\rho)) = \frac{\Phi_0}{S} \alpha^2 \sum_{n,m} \frac{\exp [2\pi i (n\tilde{x} + m\tilde{y})]}{n^2 + m^2 \tau'^2 + \alpha^2}, \quad (3.9)$$

где $\tau'^2 = (1 + \chi) a^2/b^2$ в соответствии с преобразованием (3.8). Таким

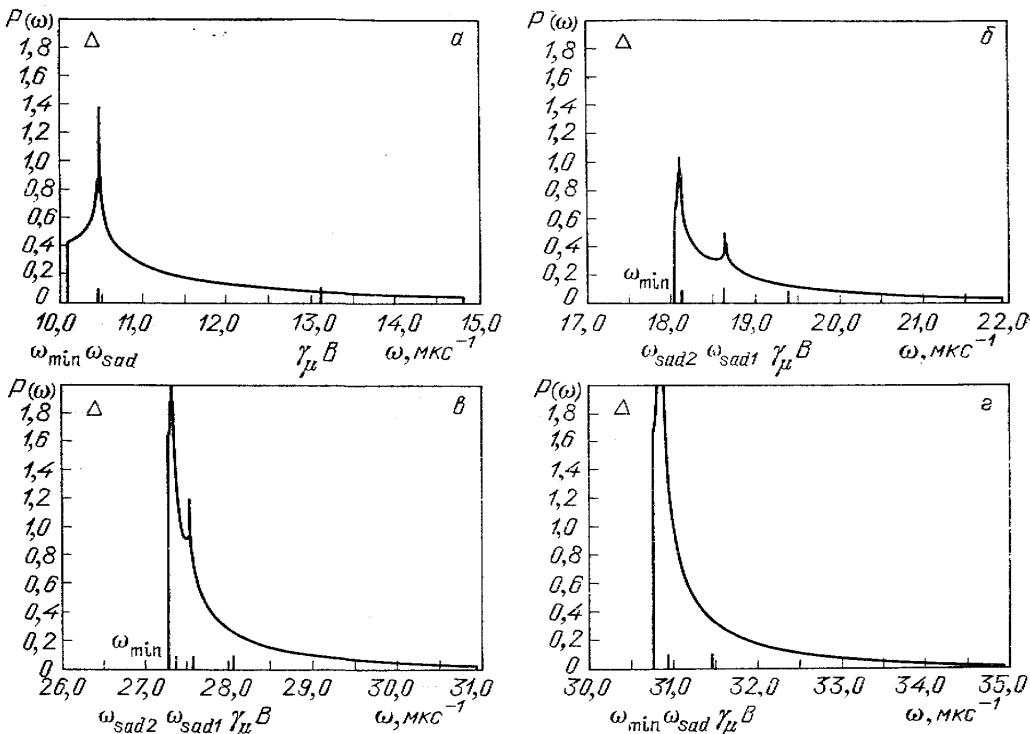


Рис. 7. Фурье-спектры $P(\omega)$ для анизотропного сверхпроводника; $\lambda = 1450 \text{ \AA}$ $\xi = 20 \text{ \AA}$, $\lambda_c/\lambda_{aa} = (1 + \chi)^{1/2} = 5$, $H_{c1} = 335 \text{ Гс}$, $H_{ext} = 400 \text{ Гс}$ при различных углах $\gamma = H_{ext} c$, $\alpha - \gamma = 0$. $\delta - \gamma = 30^\circ$. $\beta - \gamma = 60^\circ$. $\varepsilon - \gamma = 90^\circ$

образом, для характерных частот и амплитуд фурье-спектра анизотропного одноосного сверхпроводника имеют место соотношения

$$\omega_{min}^\square = \langle \omega \rangle - v\gamma_\mu \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}^2} \cdot \ln 2,$$

$$\omega_{min}^\triangle = \langle \omega \rangle - 0,79v\gamma_\mu \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}^2} \cdot \ln 2$$

$$\omega_{sad}^\square = \langle \omega \rangle - \frac{1}{2} v\gamma_\mu \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}^2} \cdot \ln 2, \quad (3.10)$$

$$\omega_{sad}^\triangle = \langle \omega \rangle - \frac{2}{3} v\gamma_\mu \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}^2} \cdot \ln 2,$$

$$P_{min}^\square = \frac{4\pi\lambda_{ab}^2}{v\gamma_\mu \Phi_0},$$

$$P_{min}^\triangle = 2,44 \frac{4\pi\lambda_{ab}^2}{v\gamma_\mu \Phi_0},$$

$$\nu = 1, \quad \frac{\nu}{\lambda_{ab}^2} = \frac{1}{\lambda_{ab}^2} \text{ для } \mathbf{H}_{ext} \parallel \mathbf{c},$$

$$= (1 + \chi)^{-1/2}, \quad = \frac{1}{\lambda_{ab} \lambda_c} \text{ для } \mathbf{H}_{ext} \perp \mathbf{c}.$$

Для полей $H_{ext} \ll H_{c2}$ решение уравнений ГЛ (3.4) в случаях $\mathbf{H}_{ext} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{H}_{ext} \perp \mathbf{c}$ также имеет простой вид:

$$h = B - \frac{1}{2\tilde{\kappa}^2} (\langle |\psi|^2 \rangle - \langle \langle |\psi|^2 \rangle \rangle), \quad (3.11)$$

$$\langle \langle |\psi|^2 \rangle \rangle = \frac{4\tilde{\kappa}^2 \pi}{1 + \beta_g (2\tilde{\kappa}^2 - 1)}, \quad (3.12)$$

$$H_{ext} = B + \frac{\tilde{H}_{c2} - B}{1 + \beta_g (2\tilde{\kappa}^2 - 1)}, \quad (3.13)$$

где

$$\tilde{\kappa} = \frac{\lambda_{ab}}{\xi_{ab}}, \quad \tilde{H}_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_{ab}^2} \quad \text{для } \mathbf{H}_{ext} \parallel \mathbf{c},$$

$$= \frac{\lambda_{ab}}{\xi_c}, \quad = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_{ab}\xi_c} \quad \text{для } \mathbf{H}_{ext} \perp \mathbf{c}.$$

$|\psi|^2$ определяется по формулам (1.9). Изменение масштаба вдоль оси \mathbf{y} в случае $\mathbf{H}_{ext} \perp \mathbf{c}$ (см. (3.8)) проводится по правилу, изложенному для полей $H_{ext} \ll H_{c2}$. Фурье-спектр $P(\omega)$ и поляризация $P(t)$ описываются формулами (2.7) — (2.9) для изотропного сверхпроводника.

Из сказанного ясно, что наиболее полную информацию можно получить, исследуя монокристаллические образцы. Однако на сегодняшний день практически все μSR-эксперименты (исключая работу [24]) проведены с поликристаллическими образцами. Рассмотрим поэтому, что можно получить, исследуя поликристаллы. Количественный анализ затруднителен ввиду отсутствия надежной теоретической модели поведения магнитного поля в объеме образца. Действительно, на границах монокристаллов, составляющих поликристаллический образец, магнитное поле может отличаться от H_{ext} как по величине, так и по направлению, и потому, вообще говоря, совершенно не ясно, как именно проводить усреднение. К тому же влияние размагничивающего фактора микрочастиц приводит к дополнительной неопределенности картины распределения микроскопического поля $h(r)$. Поэтому приведем лишь некоторые качественные соображения.

Нижнее критическое поле анизотропного сверхпроводника зависит от угла между \mathbf{H}_{ext} и $\mathbf{c} - \gamma$ ($H_{c1}^{ab} \ll H_{c1}^c (\gamma) \ll H_{c1}^c$), и при $H_{c1}^{ab} \ll H_{ext} \ll H_{c1}^c$ магнитное поле проникает лишь в часть микрочастиц, в остальных же будет сохраняться мейсснеровская фаза. В эксперименте это будет проявляться в росте амплитуды прецессирующей компоненты $P(t)$ от нуля при $H_{ext} = H_{c1}^{ab}$ и в насыщении при $H_{ext} = H_{c1}^c$. Таким образом, по кривой насыщения амплитуды можно судить о характеристиках сверхпроводника. Следуя [21], запишем $H_{c1}(\gamma)$ в виде

$$H_{c1}(\gamma) = H_{c1}^c (1 + \chi \sin^2 \gamma)^{-\frac{1}{2}}, \quad (3.14)$$

$$H_{c1}^c = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}^2} \ln \kappa, \quad H_{c1}^{ab} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_c \lambda_{ab}} \ln \kappa.$$

В грубом предположении, что все микрочастицы находятся в одном и том же поле H_{ext} , и пренебрегая размагничивающим фактором, имеем: доля частиц, в которые проникло поле [22],

$$n = \left(\frac{1+\chi}{\chi} \right)^{1/2} \left[1 - \left(\frac{H_{\text{cl}}^{ab}}{H_{\text{ext}}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \text{при } H_{\text{cl}}^{ab} \leq H_{\text{ext}} \leq H_{\text{cl}}^c \quad (3.15)$$

$n = 0$ при $H_{\text{ext}} \leq H_{\text{cl}}^{ab}$ и $n = 1$ при $H_{\text{ext}} \geq H_{\text{cl}}^c$. Очевидно, относительная амплитуда прецессионной компоненты $A(H_{\text{ext}})$ растет симбатно с n , однако, ввиду изменения направления $\mathbf{h}(n)$ внутри монокристаллов, n не определяет ее однозначно. Можно только утверждать (пренебрегая размагничивающим фактором), что началу роста $A(H_{\text{ext}})$ соответствует поле $H_{\text{ext}} \approx H_{\text{cl}}^{ab}$, а насыщению — $H_{\text{ext}} \approx H_{\text{cl}}^c$.

В том же предположении фурье-спектр поликристаллического образца может быть получен при усреднении $P(\omega)$ для монокристалла по различным углам γ . Учитывая, что удельный вес микрочастиц с ориентацией γ пропорционален $\sin \gamma$, имеем плавное нарастание фурье-компоненты от нуля при $\omega = \omega_{\min}^c(H_{\text{ext}})$ и вершину, смещенную к $\omega_{\text{sad}}^{ab}(H_{\text{ext}})$.

4. Пиннинг и искажение вихревых структур. Исследованию пиннинга в сверхпроводниках второго рода посвящено большое число работ. При этом возникают два основных вопроса. Во-первых, это теоретическое определение параметров искаженной решетки на основе теории коллективного пиннинга [25] при заданных параметрах пиннинга в образце. В этой модели вихри считаются практически жесткими и параллельными, а пиннинг — слабым. Упругие свойства характеризуются матрицей упругости $\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k})$ (\mathbf{k} — волновой вектор, $\alpha, \beta = x, y, z$). Искажения решетки характеризуются корреляционной функцией поля смещений. Детальный анализ этой проблемы проведен в работах [26—29]. Получены выражения для матрицы упругости и корреляционной функции. Аналогичные выражения вблизи H_{c2} при $T \leq 0,625T_c$ в приближении БКШ получены в [30]. Размытие мюонных спектров при слабом искажении регулярной решетки зависит от локального магнитного поля \mathbf{h} . Выражение для второго момента размытия $\sigma(h)$ получено в [31]. Проблема температурных флуктуаций решетки и диффузии мюона обсуждена в [31—35]. Показано, что частота флуктуаций решетки, особенно в ВТСП, намного превосходит частоту мюонной прецессии, и поэтому такие флуктуации не влияют на поведение спина мюона. Во-вторых, это оценка значения критической плотности тока j_c и определение ее зависимости от внешнего магнитного поля в пределах теории коллективного пиннинга [29, 36].

Эксперимент показывает [36, 37], что при некотором поле B_{co} наблюдается резкий скачок критического тока, который обычно объясняют переходом от двумерного к трехмерному пиннингу. Сколь-нибудь последовательной теории трехмерного пиннинга до сих пор не создано. Проведено однако компьютерное моделирование, результаты которого качественно совпадают с экспериментальными данными и подтверждают предположение о причине скачка j_c [38].

Мюонный метод весьма удобен для исследования структуры вихревых решеток при пиннинге.

Рассмотрим идеализированную модель двумерной вихревой решетки случайно (некоррелированно) расположенных вихрей. Данная модель, конечно, имеет достаточно ограниченную область применимости в первую очередь ввиду пренебрежения изгибом вихрей («трехмерным» пиннингом). Однако для тонких пластин ($H_{\text{ext}} \parallel \mathbf{z}$ — перпендикулярно плоскости пластины) двумерная структура сохраняется, если для тол-

шины образца d выполнено условие $d/2 < L_c$ (L_c — продольная корреляционная длина пиннинга, не связанная с корреляционной длиной ξ в теории ГЛ) [29]. Предположение о некоррелированной вихревой структуре подразумевает малость «исключенного объема», где существенно отталкивание вихрей. Это предположение практически всегда оправдано в слабых и промежуточных полях, пока плотность вихрей ρ не сильно превышает λ^{-2} . Количественная оценка будет приведена в дальнейшем. Рассматриваемая модель полезна для оценки видоизменения распределения локальных полей при сильном пиннинге в реальных образцах. Мы рассматриваем диапазон внешних полей $H_{\text{ext}} < 0,25H_{c2}$, когда практически во всем объеме образца применимо уравнение Лондонов [28]. Очевидно, что $\langle h \rangle = H_{\text{ext}}$ даже при $H_{\text{ext}} < H_{c1}$. Пренебрегая краевыми эффектами, можно считать, что вихревая структура однородна по объему пластины. Дальнейший анализ применим как для изотропных сверхпроводников, так и для анизотропных сверхпроводников, если внешнее поле направлено по одной из главных осей [22]. Последний случай представляет особый интерес применительно к изучению ВТСП. Заметим также, что для ВТСП, где H_{c2} очень велики, лондоновское приближение справедливо для широкого диапазона полей H_{ext} .

Локальное магнитное поле в лондоновском пределе есть суперпозиция полей отдельных вихрей

$$h(\rho) = \sum_i h_s(|\rho - \rho_i|). \quad (4.1)$$

Поле отдельного вихря

$$h_s(\rho) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0\left(\frac{\rho}{\lambda}\right), \quad (4.2)$$

где K_0 — модифицированная функция Бесселя.

Чтобы найти плотность вероятности распределения внутреннего поля $W(h)$ для стохастической решетки некоррелированных вихрей, используем метод Хольцмарка [39]. Для функции $\tilde{W}(h)$ имеем известное соотношение

$$W(h) = \iiint \dots \iint \delta\left(h - \sum_{i=1}^N h_i\right) W_i(h_i) dh_1 dh_2 \dots dh_N. \quad (4.3)$$

Отсюда для фурье-образа

$$\tilde{W}(\nu_h) = \frac{1}{2\pi} \int W(h) e^{i\nu_h h} dh \quad (4.4)$$

получаем удобную формулу

$$\tilde{W}(\nu_h) = \prod_{i=1}^N \tilde{W}_i(\nu_h), \quad (4.5)$$

где

$$\tilde{W}_i(\nu_h) = \frac{1}{2\pi} \int W_i(h) e^{i\nu_h h} dh. \quad (4.6)$$

Выберем область достаточно большого радиуса R_N . Количество вихрей внутри области $N = \pi\rho_v R_N^3$, где $\rho_v = H_{\text{ext}}/\Phi_0$ — плотность вихрей.

Несложно получить, что функция распределения поля $\tilde{W}_i(\nu_h)$ для отдельного вихря

$$\tilde{W}_i(\nu_h) = \frac{2}{R_N^2} \int_0^{R_N} \int_0^{2\pi} e^{i\nu_h h_s(\rho)} \rho d\rho \frac{d\Phi}{2\pi}. \quad (4.7)$$

Учитывая независимость подынтегрального выражения от φ и заменяя верхний предел интегрирования по ρ на ∞ , имеем

$$\widetilde{W}_i(v_h) = 1 - \frac{2}{R_N^2} \int_0^\infty (1 - e^{iv_h h_s(\rho)}) \rho d\rho. \quad (4.8)$$

Подставляя (4.8) в (4.5) и переходя к пределу $N \rightarrow \infty$, получаем

$$\widetilde{W}(v_h) = \exp \left[-2\pi \rho_v \int_0^\infty (1 - e^{iv_h h_s(r)}) r dr \right]. \quad (4.9)$$

Распределение внутренних полей дается обратным преобразованием Фурье

$$W(h) = \int \widetilde{W}(v_h) e^{-ihv_h} dv_h. \quad (4.10)$$

В нашем случае интегралы (4.9), (4.10) не удается выразить через элементарные и известные специальные функции. Результаты численных расчетов для некоторых параметров λ , ξ , H_{ext} приведены на рис. 8.

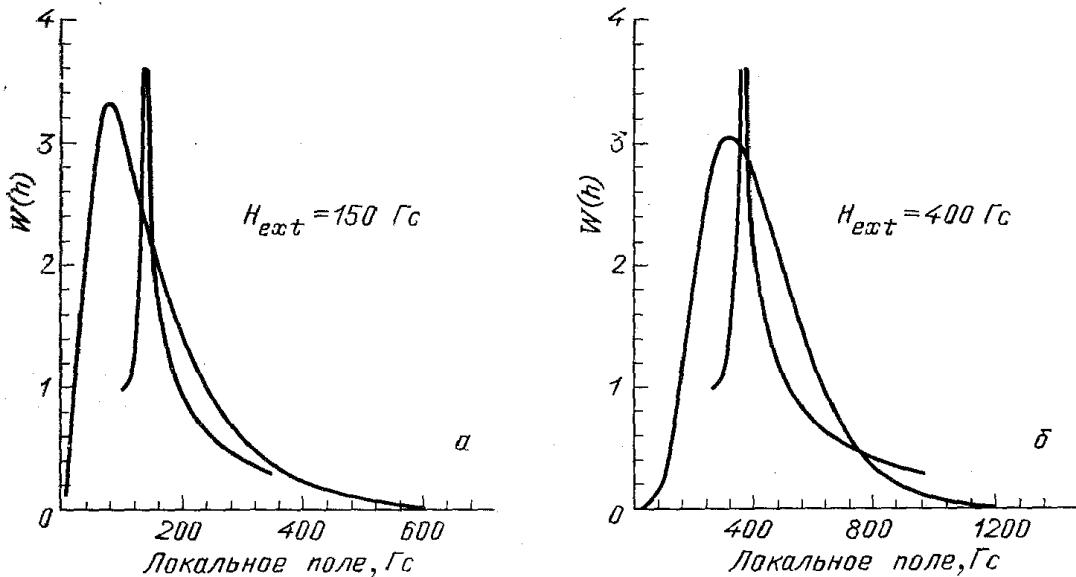


Рис. 8. Функция распределения локального магнитного поля $W(h)$ в сверхпроводящем образце ($\lambda = 1400 \text{ \AA}$, $\xi = 20 \text{ \AA}$) для треугольной и хаотической решеток

Однако второй момент $\langle \Delta h^2 \rangle$ можно получить аналитически. Для этого произведем усреднение $h^2(\rho)$ по образцу. Из формул (4.1) — (4.2) имеем

$$h^2(\rho) = \sum_i h_s^2(|\rho - \rho_i|) + \sum_j \sum_{i \neq j} h_s(|\rho - \rho_i|) h_s(|\rho - \rho_j|). \quad (4.11)$$

Усреднение первого члена в (4.11) дает

$$\left\langle \sum_i h_s^2(|\rho - \rho_i|) \right\rangle = \pi \rho_v \lambda^2. \quad (4.12)$$

Второй член в (4.11), как и следовало ожидать, пропорционален ρ_v^2 и в точности равен $\langle h \rangle^2$ (в этом можно убедиться прямым вычислением). В итоге для $\langle \Delta h^2 \rangle$ получаем простой и красивый результат:

$$\langle \Delta h^2 \rangle = \frac{\Phi_0^2 \rho_v}{4\pi \lambda^2},$$

или

$$\langle \Delta h^2 \rangle = \frac{H_{\text{ext}} H_c}{\ln \kappa} . \quad (4.13)$$

Сравнение функции распределения $W(h)$ с функциями распределения в треугольных и квадратных решетках [11, 15, 29] выявляет существенные отличия: во-первых, логарифмическая особенность Ван-Хова заменяется плавным максимумом, и, естественно, исчезают скачки функции распределения, соответствующие минимальному и максимальному локальному полю; во-вторых, для случайной решетки весьма существенная при анализе эксперимента разность значений среднего и наиболее вероятного поля $\langle h \rangle - \bar{h}$ (здесь $W(\bar{h}) = W_{\max}$) может оказаться в несколько (2–10) раз больше, чем у регулярной решетки; в-третьих, $\langle \Delta h^2 \rangle_{\text{rand}} \gg \langle \Delta h^2 \rangle_{\text{reg}}$; и, наконец, характер зависимости $\langle \Delta h^2 \rangle$ от внешнего магнитного поля иной, чем в регулярных решетках. Отметим, что в литературе [23] встречается неправильное утверждение, что для случайных решеток $\langle \Delta h^2 \rangle$ не зависит от внешнего поля.

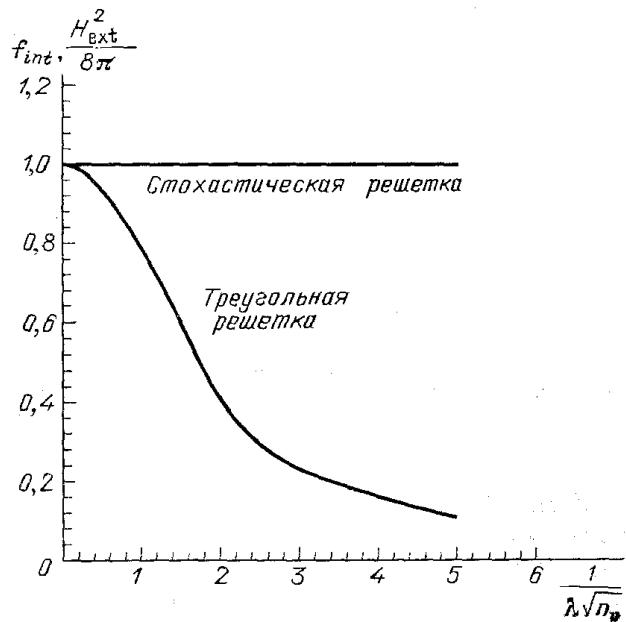


Рис. 9. Объемная плотность энергии взаимодействия вихрей в зависимости от внешнего магнитного поля в ед. $H_{\text{ext}}^2 / 8\pi$ в приближении $\xi \ll \lambda$

Вернемся теперь к вопросу применимости модели решетки некоррелированных вихрей. Хорошим критерием служит свободная энергия, но при прочих равных параметрах (H_{ext} , λ , ξ и т. д.) ее вполне может заменить энергия взаимодействия вихрей. Для энергии взаимодействия получено выражение в [40]. А для объемной плотности энергии взаимодействия имеем

$$f_{\text{int}} = \rho_v \frac{d\Phi_0^2}{16\pi^2 \lambda^2} \sum_i K_0 \left(\frac{\rho_i}{\lambda} \right) . \quad (4.14)$$

Для плотности энергии взаимодействия в случайной решетке усреднение приводит к замене суммирования интегрированием. В результате имеем:

$$f_{\text{int}} = \frac{1}{8\pi} H_{\text{ext}}^2 . \quad (4.15)$$

Для упорядоченной решетки не удается рассчитать энергию взаимодействия аналитически. Результаты компьютерного счета представлены на рис. 9. Мы видим, что для внешнего поля порядка H_c разница между упорядоченными решетками и случайной составляет около 20%. Пиннинг должен компенсировать именно эту разницу. Таким образом,

если известны параметры пиннинга, то несложно определить, возможно ли образование случайных вихревых структур.

Для проверки выполненных расчетов нами было проведено компьютерное моделирование полей в случайных решетках. Как можно видеть из рис. 10, получено совпадение с хорошей точностью.

Полученные результаты показывают, что спектры и, соответственно, временная зависимость мюонной поляризации $P(t)$ в некоррелированных вихревых решетках существенно отличаются от поведения $P(t)$ в регулярных структурах. Как видно, мюонный метод позволяет обнаружить сильный пиннинг и исследовать его характеристики.

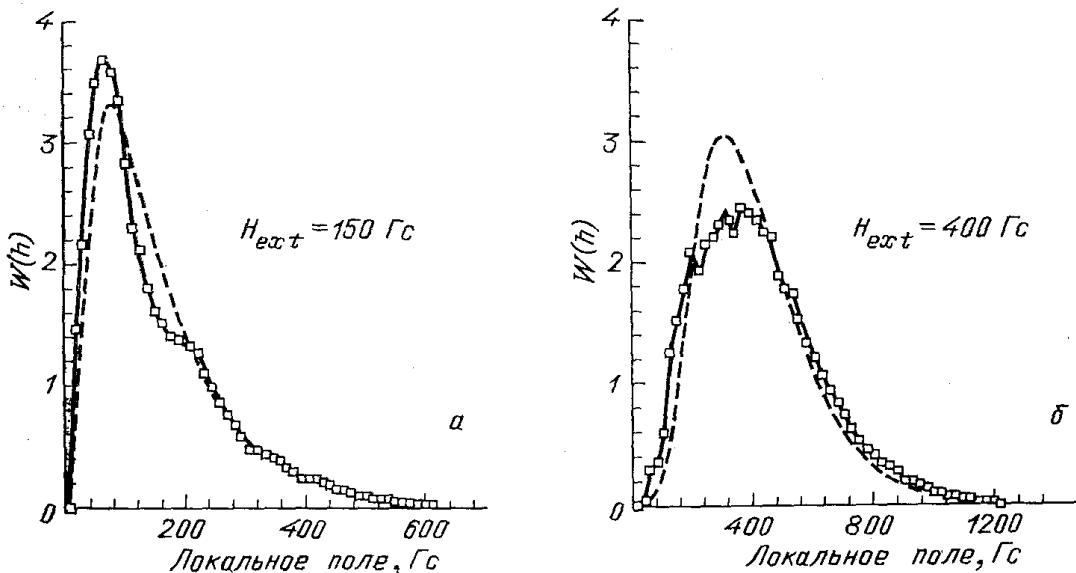


Рис. 10. Функция распределения $W(h)$, полученная в результате моделирования внутренних полей методом Монте-Карло при $\lambda=1400 \text{ \AA}$ $\xi=20 \text{ \AA}$, в сравнении с результатами, полученными методом Хольцмарка

Как показали численные расчеты, для таких решеток спектр $W(h)$ по своему виду ближе к гауссову распределению, поэтому более оправдана аппроксимация поляризации формулой $e^{-\sigma^2 t^2}$, которой часто пользуются при обработке экспериментальных данных.

Рассмотрим возможности μ SR-метода для определения скорости и характера крипа вихревой решетки при протекании тока. Как известно, возникновение сопротивления и величина критического тока в реальных сверхпроводниках связаны с крипом (спеер) вихрей [41], возникающим в результате действия на вихри силы Лоренца. Очевидно также, что в реальных образцах имеются центры пиннинга различной силы, и начало крипа обусловлено срывом с центров пиннинга наиболее слабо закрепленных вихрей, которые, однако, могут затем «зацепиться» за более сильные центры. При дальнейшем росте тока в движение приходит вся решетка вихрей, и при $j=j_c$ сверхпроводимость разрушается.

Ясно, что исследование крипа имеет первостепенное значение для всего комплекса проблем технической сверхпроводимости. Однако на сегодня, насколько известно авторам, не существует методов, позволяющих непосредственно изучать крип вихревой решетки. В частности, при определении важнейшей характеристики — скорости крипа V_c используются феноменологические представления и эмпирические соотношения.

Как будет показано, μ SR-метод наиболее перспективен для изучения характеристик крипа. Далее мы рассматриваем изотропные сверхпроводники. Однако следует отметить, что полученные результаты практически без изменений можно применять и к поликристаллическим анизотропным ВТСП.

Появление сопротивления при крипе связывается с вязкими потерями (диссипацией энергии) при движении вихрей [4]. Для оценки вязкости используется эмпирическая формула [41]

$$\eta_c = \frac{\pi \hbar H_{c2} \sigma}{ec}, \quad (4.16)$$

где σ — проводимость образца в нормальном состоянии.

Сила Лоренца, действующая на единицу длины вихря, имеет вид

$$\mathbf{f}_L = \frac{\Phi_0}{c} [\mathbf{n} \mathbf{j}], \quad (4.17)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор, направленный вдоль кора вихря, \mathbf{j} — плотность тока. Таким образом, скорость движения вихрей определяется формулой

$$\mathbf{v}_c = \frac{\mathbf{f}_L}{\eta_c}. \quad (4.18)$$

К настоящему времени известны эксперименты, где наблюдалось изменение скорости деполяризации мюона при пропускании тока через образец (см. раздел 5 в [42]), но непосредственно крип при этом не наблюдался. Очевидно, что при крипе магнитное поле на покоящемся мюоне нестационарно, а это приводит к изменению фурье-спектра поляризации мюона. Далее считаем мюон недиффундирующими. В СП с большой концентрацией дефектов это заведомо выполняется при достаточно низкой температуре. Грубая оценка характерного времени изменения поля на мюоне при крипе приводит к такому результату:

$$\tau_c \approx \frac{d}{V_c} \approx \frac{H_{c2} \sigma}{j H^{1/2}} \left(\frac{\pi \hbar}{ec} \right)^{1/2}, \quad (4.19)$$

где d — характерный размер решетки, $d \approx (\Phi_0/H)^{1/2}$.

Численная оценка дает $\tau_c \approx 10^{-7} \div 10^{-8}$ с как для обычных СП второго рода ($H_{c2} \sim 10^4$ Гс, $\sigma \sim 10^5$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$, $j \sim 10^3$ А/см 2 , $H \sim 300$ Гс), так и для ВТСП ($H_{c2} \sim 10^5$ Гс, $\sigma \sim 10^3$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$, $j \sim 10^2$ А/см 2 , $H \sim 300$ Гс). Полученные оценки по порядку согласуются с экспериментальными данными о скорости крипа [41]. Как видно, варьируя j и H , можно обеспечить режим как «медленного» крипа ($\tau_c \gg \tau_\mu$), так и «быстрого» крипа ($\tau_c \ll \tau_\mu$).

Наиболее наглядные и интересные результаты получаются при «быстром» крипе. Поле на мюоне удобно представить как сумму постоянной и быстропеременной компонент:

$$h(t) = \langle h \rangle + \delta h(t). \quad (4.20)$$

Характерное время изменения поля $\sigma_c \ll \tau_\mu$, а среднеквадратичная величина $\langle \delta h^2 \rangle$ — второй момент распределения поля в покоящейся решетке — не превышает H_{c1}^2 . Для поляризации мюона существуют известные формулы

$$P_+(t) = P_+(0) \exp \left(i \gamma_\mu \int_0^t h(\tau) d\tau \right), \quad (4.21)$$

$$P_+(t) = P_+(0) \exp(i \gamma_\mu \langle h \rangle t) \exp \left(i \gamma_\mu \int_0^t \delta h(\tau) d\tau \right). \quad (4.21')$$

Разлагая в (4.21) вторую экспоненту в ряд, ограничимся линейным и квадратичным членами. При усреднении по различным реализациям

$\delta h(t)$ сохраняется только квадратичный член, и для поперечной поляризации имеем

$$P_{\perp}(t) = P_{\perp}(0) \left(1 - \gamma_{\mu}^2 \langle \delta h^2 \rangle \int_0^t d\tau \int_0^{\tau} d\tau_i f(\tau - \tau_i) \right), \quad (4.22)$$

где $\langle \delta h^2 \rangle f(\tau)$ — автокоррелятор $\delta h(\tau)$.

Так как $\tau_c \ll \tau_{\mu}$, как обычно, получаем

$$P_{\perp}(t) \approx P_{\perp}(0) e^{-\lambda t}, \quad (4.23)$$

где $\lambda = \gamma_{\mu}^2 \langle \delta h^2 \rangle \tau_c$ — скорость деполяризации.

Фурье-спектр поляризации (4.23) имеет лоренцеву форму, поэтому характерной шириной считается полуширина на полувысоте $\Delta\omega_{1/2} = \lambda$, а не второй момент. Таким образом, если спектр имеет форму, близкую к лоренцевой, можно оценить среднюю скорость крипа:

$$V_c \approx \frac{\gamma_{\mu}^2 \langle \delta h^2 \rangle}{\Delta\omega_{1/2}} \left(\frac{\Phi_0}{H} \right)^{1/2}. \quad (4.24)$$

Интересно отметить, что при полученном сужении разность внешнего поля и внутреннего $H_{ext} - \langle h \rangle$ сохраняется неизменной. Особый интерес представляет случай сильно неоднородного пиннинга (например,

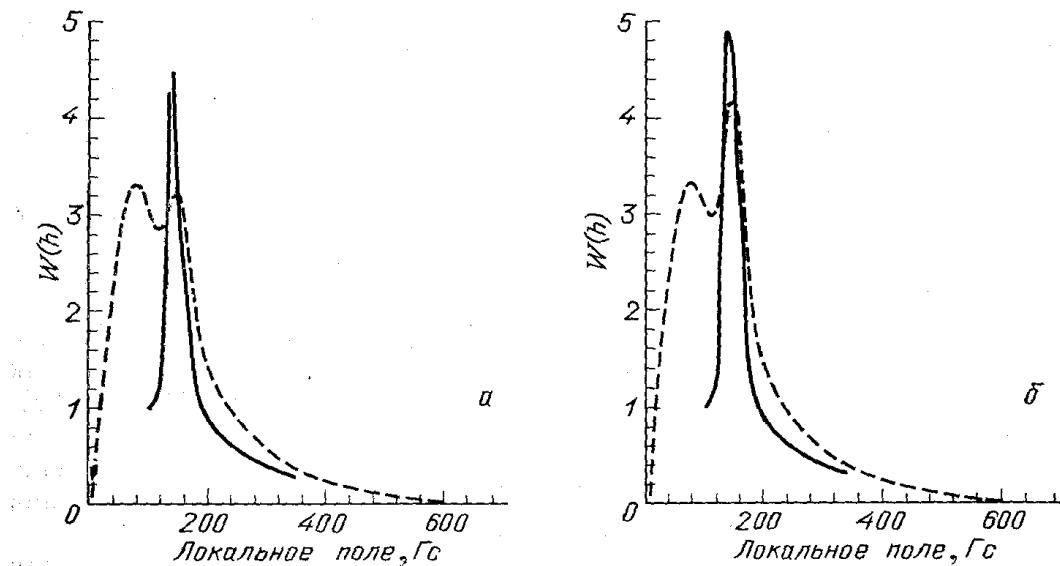


Рис. 11. Функция распределения $W(h)$ при неоднородном крипе. Случай «слабого» пиннинга (сплошная линия) и «сильного» пиннинга (штриховая линия)

поликристалл ВТСП), когда возможен крип по областям образца, где пиннинг слаб (например, по межгранульному пространству, см. раздел 5). Хотя в остальном объеме образца крип отсутствует, возникает конечное сопротивление образца. При этом, очевидно, фурье-спектр поляризации — сумма спектров от неподвижной и движущейся «подрешеток». Характерный вид таких спектров приведен на рис. 11.

Перейдем теперь к «медленному» крипу. Рассмотрим сначала подансамбль мюонов с данным значением поля в начальный момент. $h(t)$ имеет вид

$$h(t) = h_0 + V_{\alpha}^i \nabla_{\alpha} h(\mathbf{r}^i) + \frac{1}{2} V_{\alpha}^i V_{\beta}^j \nabla_{\alpha} h(\mathbf{r}^i) \nabla_{\beta} h(\mathbf{r}^j), \quad (4.25)$$

где V_{α}^i — α -я компонента скорости движения i -го вихря, \mathbf{r}^i — координаты i -го вихря, подразумевается суммирование по парным индексам.

Подставляем (4.25) в (4.21) и с точностью до первых значащих членов имеем

$$\begin{aligned} P_+(t) = P_+(0) \exp \left[i\gamma_\mu \left(h_0 t + \langle V_c^2 \rangle \langle \Delta h \rangle_0 \frac{t^3}{6} \right) \right] \times \\ \times \left(1 - \gamma_\mu^2 \langle V_c^2 \rangle \sum_i \langle \text{grad}^2 h(\mathbf{r}^i) \rangle_0 \frac{t^4}{4} \right), \quad (4.26) \end{aligned}$$

где усреднение $\langle \text{grad}^2 h(\mathbf{r}^i) \rangle_0$ и $\langle \Delta h \rangle_0$ производится по изолиниям h_0 :

$$\Delta h \equiv \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) h,$$

$$\Delta h = \sum_i \Delta h(\mathbf{r}^i);$$

заметим, что во всем объеме образца, за исключением кора, $\langle \Delta h \rangle = \lambda^{-2} h_0$.

Таким образом, можно получить $P(\omega, h_0)$ —спектр подансамбля мюонов, поле на которых в начальный момент равно h_0 . Полный спектр получается сверткой $P(\omega, h_0)$ с распределением полей в отсутствие крипа.

Подробный анализ довольно трудоемок, поэтому здесь мы приведем только выводы. «Медленный» крип приводит к сглаживанию спектра (различному при разных частотах) и неравномерному сжатию по частотам, пропорциональному $\langle V_c^2 \rangle$. Происходит естественное разделение случаев сильного и слабого пиннинга. В случае сильного пиннинга доступную информацию о крипе можно получить из второго момента, но более информативен случай слабого пиннинга. Усреднение по изолиниям можно провести численными методами и в дополнение ко второму моменту получить интересную информацию о сглаживании спектра в особых точках.

5. Экспериментальные исследования вихревой решетки ВТСП. В экспериментальных работах по исследованию вихревых структур ВТСП μ SR-методом обычно используют следующие методики: FC (field cooling) — перевод образца в сверхпроводящее состояние при постоянном внешнем магнитном поле H_{ext} , включенном при $T > T_c$; ZFG (zero field cooling) — перевод образца в сверхпроводящее состояние в нулевом внешнем магнитном поле с последующим его включением при $T < T_c$. При этом эксперименты проводились как в поперечном $\mathbf{H}_{\text{ext}} \perp \mathbf{P}$ ($t=0$), так и в продольном $\mathbf{H}_{\text{ext}} \parallel \mathbf{P}$ ($t=0$) магнитном поле.

Для оценки глубины проникновения λ обычно используют второй момент распределения полей в вихревой решетке. Вычисление второго момента есть еще один рецепт для определения λ сверхпроводника с помощью фурье-спектра $P(\omega)$. В разделах 2–3 были сформулированы рецепты, основанные на определении положений особенностей Ван-Хова.

В лондоновском пределе второй момент с единицах мюонной частоты есть

$$\langle \Delta \omega^2 \rangle = \langle \omega \rangle^2 - \langle \omega^2 \rangle = \gamma_\mu^2 B^2 \sum_{\mathbf{k}}' (1 + \lambda^2 \mathbf{k}^2)^{-2}, \quad (5.1)$$

где суммирование \sum' проводится по всем векторам $\mathbf{k} \neq 0$ обратной решетки. Как видно, $\langle \Delta \omega^2 \rangle$ содержит достаточно информации для определения λ . Замена суммирования интегрированием при $a \gg \lambda$ приводит к известным приближенным формулам (см., например, [4])

$$\langle \Delta \omega^2 \rangle = \gamma_\mu^2 B^2 \left\{ 4\pi \left(\frac{\lambda}{a} \right)^2 \left[1 + 4\pi^2 \left(\frac{\lambda}{a} \right)^2 \right] \right\}^{-1} \quad (5.2a)$$

для квадратной решетки,

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle = \gamma_\mu^2 B^2 \left\{ 2 \sqrt{3} \pi \left(\frac{\sqrt{3} \lambda}{2a} \right)^2 \left[1 + 4\pi^2 \left(\frac{\sqrt{3} \lambda}{2a} \right)^2 \right] \right\}^{-1} \quad (5.26)$$

для треугольной решетки.

Как видно, когда $a \ll \lambda$ (промежуточные поля), второй момент $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ не зависит от приложенного поля:

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle = (16\pi^3)^{-1} \left(\frac{\gamma_\mu \Phi_0}{\lambda^2} \right)^2 \approx 0,00201 \left(\frac{\gamma_\mu \Phi_0}{\lambda^2} \right)^2 \quad (5.3a)$$

для квадратной решетки,

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle = \sqrt{3} (32\pi^3)^{-1} \left(\frac{\gamma_\mu \Phi_0}{\lambda^2} \right)^2 \approx 0,00175 \left(\frac{\gamma_\mu \Phi_0}{\lambda^2} \right)^2 \quad (5.36)$$

для треугольной решетки.

Вообще говоря, переход к интегрированию приводит к заметным ошибкам и проще непосредственно просуммировать ряд (5.1), который до-

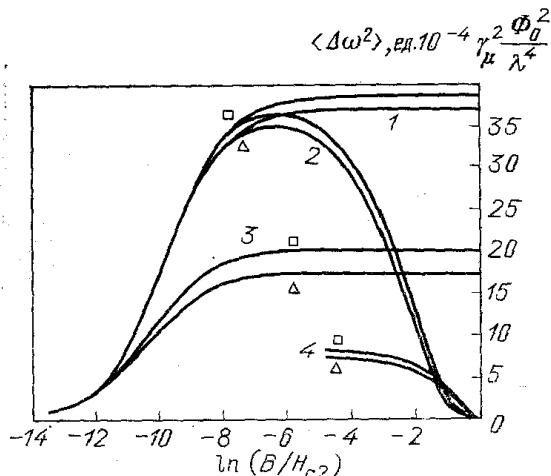


Рис. 12. Второй момент $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ фурье-спектра, рассчитанный различными методами для квадратной и треугольной вихревых решеток ($\kappa=70$): 1 — решетка лондоновских вихрей (5.1), 2 — кор вихря аппроксимирован гауссовой функцией шириной ξ (5.6), 3 — суммирование заменено интегрированием (5.2), 4 — для решения Абрикосова (5.5)

статочно быстро сходится (см., например, [43]). Причем суммирование уже первых членов ряда показывает, что оценки второго момента (5.3) сильно занижены. Точный расчет приводит к результатам [43]

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle \approx 0,00386 \left(\frac{\gamma_\mu \Phi_0}{\lambda^2} \right)^2 \quad (5.4a)$$

для квадратной решетки,

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle \approx 0,00371 \left(\frac{\gamma_\mu \Phi_0}{\lambda^2} \right)^2 \quad (5.46)$$

для треугольной решетки.

К счастью, второй момент $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ пропорционален λ^{-4} , поэтому несмотря на то, что в формулах (5.3) численные коэффициенты занижены почти в два раза, их использование приводит к ошибке определения λ всего $\approx 20\%$.

Результаты расчетов для двух типов решетки представлены на рис. 12. Как видно, в зависимости от внешнего поля H_{ext} (индукции B) имеем три области. Малые поля $H_{c1} \ll H_{\text{ext}} \ll H_{c2}$ — второй момент растет с ростом B . Зависимость $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ от B описывается формулами (5.2).

Промежуточные поля $H_{c1} \ll H_{\text{ext}} \ll H_{c2}$ — второй момент практически не зависит от приложенного поля, справедливы формулы (5.4). Дальнейшее уменьшение $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ с ростом H_{ext} связано с перекрытием коров

вихрей. Используя решение уравнений ГЛ при $H_{\text{ext}} \leq H_{c2}$ (2.5), найдем [43]

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle \approx 0,000944 \left(\frac{\gamma_\mu \Phi_0}{\lambda^2} \right)^2 \left(1 - \frac{B}{H_{c2}} \right)^2 \quad (5.5a)$$

для квадратной решетки,

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle \approx 0,000819 \left(\frac{\gamma_\mu \Phi_0}{\lambda^2} \right)^2 \left(1 - \frac{B}{H_{c2}} \right)^2 \quad (5.5b)$$

для треугольной решетки.

Аппроксимируя в рамках лондоновского приближения кор вихря гауссовой функцией ширины ξ , получим приближенные выражения для второго момента, справедливые в широком диапазоне полей [44]:

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle = \gamma_\mu^2 B^2 \sum_{\mathbf{k}} (1 + \lambda^2 \mathbf{k}^2)^{-2} e^{-k^2 \xi^2}. \quad (5.6)$$

Заметим, что формулы (5.4) — (5.5) остаются в силе для ориентации $\mathbf{H}_{\text{ext}} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{H}_{\text{ext}} \perp \mathbf{c}$ анизотропного сверхпроводника. Необходимо лишь провести замену $\lambda^2 \rightarrow \lambda_{ab}^2$ в случае $\mathbf{H}_{\text{ext}} \parallel \mathbf{c}$ и $\lambda^2 \rightarrow \lambda_{ab}\lambda_c$ в случае $\mathbf{H}_{\text{ext}} \perp \mathbf{c}$.

Напомним, что «ширина» (второй момент) фурье-спектра $P(\omega)$ обусловлена не только распределением полей вихревой решетки, но и взаимодействием с магнитными полями ядер (дипольное, квадрупольное взаимодействие). Характерное уширение, связанное с ядерным дипольным и квадрупольным взаимодействием, $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2} \approx 2 \cdot 10^5 - 10^6 \text{ мк}^{-1}$, в то время как уширение на неоднородностях поля по формулам (5.4) в промежуточных полях при $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2} \approx 10^7 \text{ мк}^{-1}$, а при $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2} \approx 1,2 \cdot 10^6 \text{ мк}^{-1}$. Таким образом, искажения второго момента $P(\omega)$ могут оказаться весьма значительны в сверхпроводниках с $\lambda \geq 3000 \text{ \AA}$. В частности, это существенно в случае анизотропных ВТСП при ориентациях $\mathbf{H}_{\text{ext}} \perp \mathbf{c}$ (для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $[\lambda_{ab}\lambda_c]^{1/2} \approx 3250 \text{ \AA}$). Заметим, что ядерные механизмы уширения не влияют на положение особенностей Ван-Хова в $P(\omega)$, и потому метод, основанный на определении характерных частот, более надежен.

На сегодня в большинстве экспериментальных работ второй момент определяется некорректно. Именно, зависимость поляризации от времени аппроксимируют гауссовым или экспоненциальным затуханием:

$$P_G(t) \propto e^{-t^2 \sigma^2}, \quad (5.8a)$$

$$P_e(t) \propto e^{-t\sigma}. \quad (5.7b)$$

Второй момент спектра гауссова затухания имеет вид

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle_g = 2\sigma^2. \quad (5.8)$$

При экспоненциальном затухании фурье-спектр есть $P_e(\omega) \propto \infty \sigma [\sigma^2 + (\omega - \langle \omega \rangle)^2]^{-1}$ (форма линии Лоренца). В этом случае второй момент не определен и обычно пользуются величиной $\Delta\omega_e = \sqrt{2}\sigma$ «половинки» спектра. Однако спектр идеальной вихревой решетки, как мы видели (см. рис. 3), не имеет ничего общего ни с гауссовым, ни с лоренцевым. Поэтому подгонка $P(t)$ кривыми (5.7) и дальнейшая интерпретация величины $2\sigma^2$ как второго момента спектра некорректны. Это видно уже из того обстоятельства, что при различных выборах аппроксимирующей зависимости $P(t)$ для одних и тех же экспериментальных данных, получаем значительный разброс второго момента: от конечной величины для гауссова затухания до $+\infty$ для экспоненциального. Соответственно, это приводит к ошибке при определении $P(t)$. Корректный метод обработки экспериментальных данных состоит в определении

$\langle \Delta\omega^2 \rangle$ непосредственно из фурье-спектра $P(\omega)$ (а не $P(t)$). Далее для определения λ следует воспользоваться формулами (5.4).

Сравнительно недавно в работе [45] было показано, что в случае поликристаллического образца подгонка экспериментальных данных $P_{\text{exp}}(t)$ кривыми с гауссовым затуханием (5.7а) приводит к сравнительно небольшим ошибкам в определении второго момента $\langle \Delta\omega^2 \rangle$. Авторы [45] использовали нетекстурированный поликристаллический образец $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($H_{\text{ext}} = 3,5$ кГс, $T=10$ К, FC). Обработка экспериментальных данных проводилась по четырем методикам:

а) подгонка одной гауссовой линией $P_{\text{exp}}(t) \rightarrow A \cos(\omega t) \exp(-\sigma^2 t^2) \rightarrow \langle \Delta\omega^2 \rangle = 2\sigma^2$;

б) подгонка двумя гауссовыми линиями $P_{\text{exp}}(t) \rightarrow A_1 \cos(\omega_1 t) \times \exp(-\sigma_1^2 t^2) + A_2 \cos(\omega_2 t) \exp(-\sigma_2^2 t^2) \rightarrow \langle \Delta\omega^2 \rangle = 2\sigma_1^2$ (сигнал $\propto A_2$ — помеха, связанная с мюонами, которые останавливались в окне криостата и прецессировали в поле H_{ext});

в) численное фурье-преобразование $\text{Re } F(P_{\text{exp}}(t)) = P_{\text{exp}}(\omega) \rightarrow \langle \Delta\omega^2 \rangle$;

г) подгонка $P_{\text{exp}}(t)$ суммой гармоник $\sum_i A_i \cos(\omega_i t + \Phi)$, где ω_i и Φ фиксированы, а фурье-компоненты A_i — подгоночные параметры.

Численный расчет фурье-спектра (в, г) для поликристалла показал, что он более симметричен, чем в случае идеальной вихревой решетки в монокристалле и по форме напоминает гауссов. Это может объясняться сильным пиннингом (раздел 4, рис. 8) либо характером усреднения по гранулам с различной ориентацией. Поэтому систематические ошибки, связанные с а), б), сравнительно невелики. Полученные по методикам а)—г) величины $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2}$ отличаются от их среднего значения на 4—7%, что является оценкой соответствующих систематических ошибок. Таким образом, использование гауссова затухания при подгонке отчасти оправдано. Следует подчеркнуть, что полученный в [45] результат относится к нетекстурированным поликристаллическим образцам.

Подавляющее большинство экспериментов, как уже отмечалось, проводилось на поликристаллических образцах (ВТСП керамиках). Полученные «изотропные» величины λ для поликристаллов ВТСП фактически есть некие усредненные по образцу характеристики λ_{eff} . Для гранулы, ориентированной с $\mathbf{c} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext}}$, второй момент $\langle \Delta\omega^2 \rangle \propto \lambda_{ab}^{-4}$, для ориентации $\mathbf{c} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}} - \langle \Delta\omega^2 \rangle \propto (\lambda_{ab}\lambda_c)^{-2}$. Таким образом оценка λ по формулам (5.4) для изотропного сверхпроводника дает в первом случае величину λ_{ab} , во втором — $(\lambda_{ab}\lambda_c)^{1/2} = \lambda_{ab}(1+\chi)^{1/4}$. Для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ эти значения различаются более чем в два раза, для $(\text{LaSr})_2\text{CuO}_4$ — почти в четыре раза [6]. Итак, некорректная обработка экспериментальных данных может привести к ошибке определения λ в несколько раз.

Простую оценку второго момента $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ и некоторые особенности фурье-спектра для поликристаллического образца можно получить для промежуточных полей $H_{\text{ext}} \gg H_{\text{cr}}^c$.

В этом приближении для любой ориентации монокристалла в магнитном поле с точностью до малых углов векторы \mathbf{H}_{ext} , \mathbf{B} , $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ параллельны друг другу. При этом \mathbf{H}_{ext} и \mathbf{B} связаны соотношением (см., например, [21])

$$\mathbf{H}_{\text{ext}} \approx \mathbf{B} + \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}^2} g(\theta) \ln \left(\frac{H_{\text{cr}}(\theta)}{H_{\text{ext}}} \right)^{1/2} \mathbf{n}_{\parallel}, \quad (5.9)$$

где $\theta = \hat{\mathbf{B}} \cdot \mathbf{c}$, $g(\theta) = [(1+\chi \cos^2 \theta)/(1+\chi)]^{1/2}$, $H_{\text{cr}}(\theta) = \Phi_0/(2\pi\xi_{ab}^2 g(\theta))$, \mathbf{n}_{\parallel} — единичный вектор, параллельный \mathbf{B} .

Микроскопическое поле в вихревой решетке анизотропного ВТСП представим в виде

$$\mathbf{h}(\mathbf{r}) = B[\delta h_x(\mathbf{r}) \mathbf{x} + \delta h_y(\mathbf{r}) \mathbf{y} + (1 + \delta h_z(\mathbf{r})) \mathbf{z}]. \quad (5.10)$$

Можно показать, что масштаб изменений $\delta h_{x,y,z}$ во всяком случае не пре-
восходит величины $2H_{\text{cl}}^c/B$, а среднее по ячейке решетки $\langle \delta h_{x,y,z} \rangle = 0$.
Вклад в фурье-спектр от мюона, прецессирующего в поле \mathbf{h} на частоте
 $\gamma_\mu h$, пропорционален $(1 - \delta h_x^2)/\langle 1 - \delta h_x^2 \rangle$ (считаем, что начальная поля-
ризация $\mathbf{P}(0) \parallel \mathbf{x}$, ось наблюдения \mathbf{x}). С точностью до членов порядка
 $[2H_{\text{cl}}^c/B]^2$ имеем:

$$\begin{aligned} h^2 &= B^2 [\delta h_x^2 + \delta h_y^2 + (1 + \delta h_z)^2], \\ h &\approx B \left(\frac{\delta h_x^2}{2} + \frac{\delta h_y^2}{2} + 1 + \delta h_z \right). \end{aligned} \quad (5.11)$$

Отсюда видно, что влиянием поперечных (x и y) компонент поля на фурье-спектр можно пренебречь по сравнению с влиянием продольной z -компоненты (с точностью $\sim H_{\text{cl}}^c/H_{\text{ext}}$). В этом случае распределение полей и фурье-спектр совпадают и, очевидно, имеют одну расходимость Ван-Хова. (Неэквивалентность перевальных точек функции $h(x, y)$ появляется лишь при учете поперечных компонент поля $\Delta\omega_{\text{bad}} \propto 1/B$.)

Для корректного определения второго момента спектра $\langle \Delta\omega^2 \rangle \propto (H_{\text{cl}}^c/H_{\text{ext}})^2$, произведем вычисления, оставляя в формулах (5.11) поперечные компоненты \mathbf{h} :

$$\begin{aligned} \langle \omega^2 \rangle &= \gamma_\mu^2 B^2 \langle h^2 (1 - \delta h_x^2) \rangle \langle 1 - \delta h_x^2 \rangle^{-1} = \\ &= \gamma_\mu^2 B^2 (1 + \langle \delta h_x^2 \rangle + \langle \delta h_y^2 \rangle + \langle \delta h_z^2 \rangle), \\ \langle \omega \rangle &= \gamma_\mu B \langle h (1 - \delta h_x^2) \rangle \langle 1 - \delta h_x^2 \rangle^{-1} = \gamma_\mu B \left(1 + \frac{\langle \delta h_x^2 \rangle}{2} + \frac{\langle \delta h_y^2 \rangle}{2} \right). \end{aligned} \quad (5.12)$$

Окончательно получим, что $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ в этом приближении определяется z -компонентой:

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle = \langle \omega^2 \rangle - \langle \omega \rangle^2 = \gamma_\mu^2 B^2 \langle \delta h_z^2 \rangle. \quad (5.13)$$

Расчет полей в вихревой решетке анизотропного ВТСП произведем по формулам (3.7). Считая $\alpha^2 \ll 1$ при $H_{\text{ext}} \gg H_{\text{cl}}$, перепишем выражение для h_z в виде

$$h_z = B + \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{a,b}^2} g(\theta) \sum'_{n,m} \frac{\exp[2\pi i(n\tilde{x} + m\tilde{y})]}{n^2 + m^2\tau'^2}, \quad (5.14)$$

где $\tau' = a/bg(\theta)$. Как видно, формула (5.14) при замене $\tau' \rightarrow \tau$ совпадает с (1.13) для изотропных сверхпроводников ($\alpha^2 \ll 1$). Соответственно, по аналогии с изотропным случаем имеем минимум свободной энергии при $\tau' = 1$ (прямоугольная решетка) и при $\tau' = 1/\sqrt{3}$ (треугольная).

Выражения для h_z (5.14) при разных углах θ отличаются лишь множителем $g(\theta)$. Соответствующие распределения полей получаются изменением масштаба. В частности,

$$\begin{aligned} \omega_{\min(\text{sad})}(\theta) - \langle \omega \rangle &= (\omega_{\min(\text{sad})}(0) - \langle \omega \rangle) g(\theta), \\ \langle \Delta\omega(\theta)^2 \rangle &= \langle \Delta\omega(0)^2 \rangle g(\theta)^2, \\ P(\tilde{\omega}, \theta) &= \frac{P(\tilde{\omega}/g(\theta), 0)}{g(\theta)}, \end{aligned} \quad (5.15)$$

где $\tilde{\omega} = (\omega - \langle \omega \rangle)/\langle \omega \rangle$, $P(\tilde{\omega}, \theta)$ — распределение полей (фурье-спектр) в вихревой решетке, $\omega_{\min}(0)$, $\omega_{\text{bad}}(0)$, $\langle \Delta\omega(0)^2 \rangle$ определяются по формулам (3.10), (5.4).

Полученные формулы можно использовать для описания фурье-спектра поликристаллического ВТСП. Однако при этом необходимо постулировать модель распределения магнитного поля по гранулам поликристалла. Обычно рассматривают простейший случай, когда $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \text{const}$ по образцу и однородна в пределах гранулы. ($\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{h} \rangle$ — локальная индукция, усреднение проводится по области с размерами порядка ячейки вихревой решетки). При этом плотность вихревых нитей во всех гранулах одна и та же, геометрия вихревой решетки зависит от ориентации оси с гранулы, а эффект искривления вихревых нитей на границах гранул не учитывается. Построение надежной модели поведения поля в поликристалле связано со значительными сложностями (необходим учет геометрии гранул, неоднородностей поля в гранулах и пр.).

Результаты усреднения второго момента спектра по всем равновероятным ориентациям оси с гранул поликристалла для описанной модели имеют вид

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle_{\text{pol}} = \langle \Delta\omega(0)^2 \rangle (3 + \chi) [3(1 + \chi)]^{-1}. \quad (5.16)$$

В случае больших $\chi \gg 1$ для треугольной вихревой решетки формула (5.16) переходит в

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle_{\text{pol}} = \frac{1}{3} \langle \Delta\omega(0)^2 \rangle = \frac{1}{3} 3,71 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\gamma_\mu \Phi_0}{\lambda_{ab}^2} \right)^2. \quad (5.17)$$

Таким образом, в случае сильной анизотропии второй момент фурье-спектра выражается только через λ_{ab} . Формула (5.17) может быть использована для оценки λ_{ab} в μ SR-эксперименте, если априори известно, что $\lambda_c \gg \lambda_{ab}$.

Отметим, что расхождение результата (5.17) с данными численных расчетов [46] связано с тем, что авторы в [46] фактически усредняли величину

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle + \langle \omega \rangle^2 - \gamma_\mu^2 B^2 = \gamma_\mu^2 B^2 (\langle \delta h_x^2 \rangle + \langle \delta h_y^2 \rangle + \langle \delta h_z^2 \rangle), \quad (5.18)$$

(см. (5.12)), которая является завышенной оценкой второго момента. Поэтому выражение для λ_{eff} из [46] нуждается в корректировке. Именно:

$$\lambda_{\text{eff}} = 3^{1/4} \lambda_{ab} \approx 1,32 \lambda_{ab} \quad (5.19)$$

— эффективная глубина проникновения поликристаллического образца, определяемая из второго момента фурье-спектра по формулам для изотропного сверхпроводника (5.4) при условии $\chi \gg 1$. Подчеркнем, что из-за произвольности использованной модели распределения полей по гранулам формулы (5.17) и (5.19) являются лишь грубыми оценками.

При обработке экспериментальных данных в большинстве работ не учитывается нарушение идеальности вихревой решетки и распределения полей из-за пиннинга. В гранулированных дефектных образцах, очевидно, такие искажения должны быть весьма существенны. Пиннинг приводит к тому, что в исследуемых образцах не достигается термодинамически равновесное состояние ВТСП. На это однозначно указывают различие результатов при FC и ZFC экспериментах и наблюдавшиеся гистерезисные явления. В частности, в этой связи следует отметить работу [47], где наблюдались значительные «замороженные» магнитные поля, т. е. остаточные поля в сверхпроводнике после выключения внешнего поля H_{ext} . Очевидно, что все рассмотренные свойства вихревой решетки и соответственно фурье-спектра $P(\omega)$ относятся к равновесным состояниям сверхпроводника. В связи с этим при проведении экспериментов необходимо контролировать степень неравновесности изучаемого образца.

Впервые последовательное и весьма важное исследование равновесного и неравновесного состояния ВТСП было проведено в работах [42,

48]. В [48] измерялась средняя частота мюонной прецессии v_μ и скорость деполяризации σ в зависимости от температуры в керамическом образце $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Изучались как FC, так и ZFC-процессы. Полученные данные (см. рис. 13) указывают на необратимое поведение образца, приготовленного ZFC при температурах $T < T^*$, и обратимость в случае FC при любых температурах. Необратимое поведение в случае ZFC-процесса свидетельствует о неравновесном состоянии вихревой решетки в сверхпроводнике из-за пиннинга. При увеличении температуры происходит отрыв вихрей от центров пиннинга, степень равновесности возрастает, решетка регуляризуется. Температура T^* близка к T_c и соответствует полному отрыву вихрей от центров пиннинга при данном B

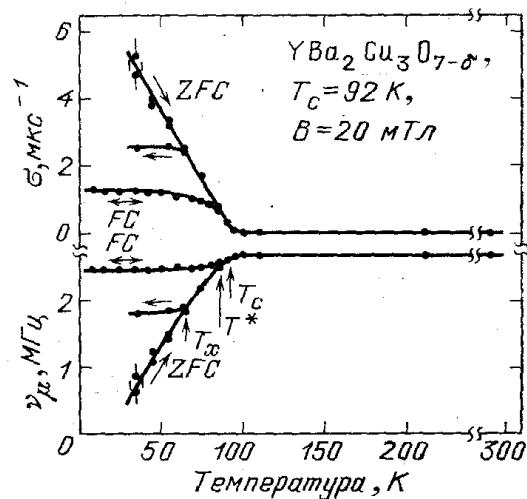


Рис. 13. Частота мюонной прецессии v_μ и скорость деполяризации σ как функция температуры ($H_{ext}=2$ кГс, керамический образец $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, FC- и ZFC-процессы) [48]

($T^*(0) - T^*(B) \propto B^{2/3}$). При $T > T^*$ состояния, полученные при FC и при ZFC, по-видимому, не отличаются.

В работе [42] исследовалось влияние постоянного тока на вихревую решетку в ВТСП (керамический образец $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$). На рис. 14 показаны экспериментальные зависимости $v_\mu(I)$ и $\sigma(I)$ для случаев ZFC и FC. Как видно, для состояния, приготовленного FC процедурой, скорость релаксации и средняя частота прецессии не зависят от тока в образце. Как показали авторы, наблюдаемая картина обратима при протекании тока (см. рис. 14), причем максимальное значение тока $j=40$ А \times см $^{-2}$ превышало критический ток в образце $j_c \approx 34$ А/см 2 . Эти результаты убедительно показывают, что вихревая решетка, образующаяся в FC процессе, равновесна. Напротив, для случая ZFC как при пропускании тока, так и при изменении температуры образца его поведение заметно необратимо. Это соответствует отрыву вихрей от центров пиннинга под действием силы Лоренца, которая возникает в присутствии электрического тока. При этом ток протекает с диссипацией энергии, что выражается в увеличении электросопротивления. Критический ток I_c , указанный на рис. 14, измерен по резкому увеличению падения напряжения в цепи. Авторы предположили, что этот ток соответствует межгранульному критическому току (j_c), который в $10^2 - 10^3$ раз меньше внутригранульного «истинного» критического тока (j_c^*). Поэтому даже при $j > j_c$ в гранулах остается сверхпроводящее состояние и распределение магнитных полей в вихревой решетке практически не изменяется.

Следует отметить также интересные результаты работы [42], демонстрирующие захват потока в сверхпроводнике после резкого выключения магнитного поля (FC, $H_{ext}=1$ кГс, $T=20$ К, поликристалл $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$). Огибающая распределения внутренних полей (рис. 15, а) напоминает распределение в случае хаотической решетки вихрей при сильном пиннинге (раздел 4, рис. 8). Резкие пики в распределении можно интерпре-

тировать как свидетельство локального порядка в хаотической вихревой структуре сверхпроводника. При пропускании постоянного тока большая часть потока вытесняется из образца (рис. 15, б). Отметим, что вытеснение потока наблюдается уже при токе $j=1 \cdot 6 \text{ A}/\text{см}^2$, очень малом по сравнению с j_c . Этот факт как будто свидетельствует о том, что вытеснение связано со срывом слабого пиннинга на межгранулярных границах. При этом, однако, не понятно, каким образом происходит срыв вихрей с центров сильного пиннинга внутри гранул. В согласии с моделями Бина — Андерсона можно предположить, что плотность центров пиннинга вблизи поверхности гранул много больше, чем в объеме, но «сила» поверхностного пиннинга сильно анизотропна, и для движения вихрей

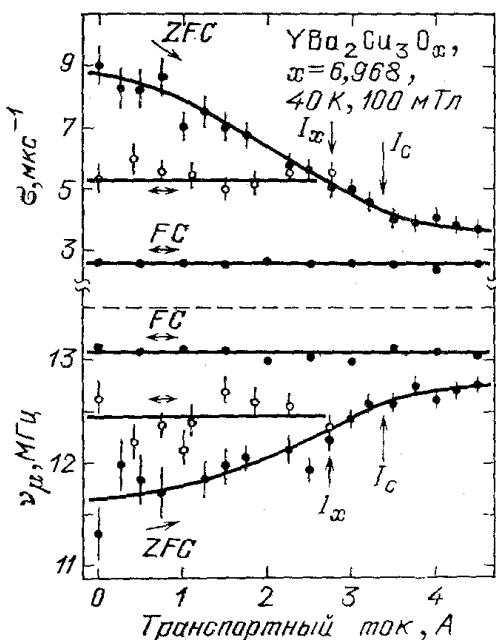


Рис. 14. Частота мюонной прецессии ν_μ и скорость деполяризации σ как функция тока ($H_{ext}=10 \text{ кГс}$, $T=40 \text{ К}$, керамический образец $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, FC- и ZFC-процессы). Штриховая линия соответствует частоте прецессии в поле H_{ext} [42]

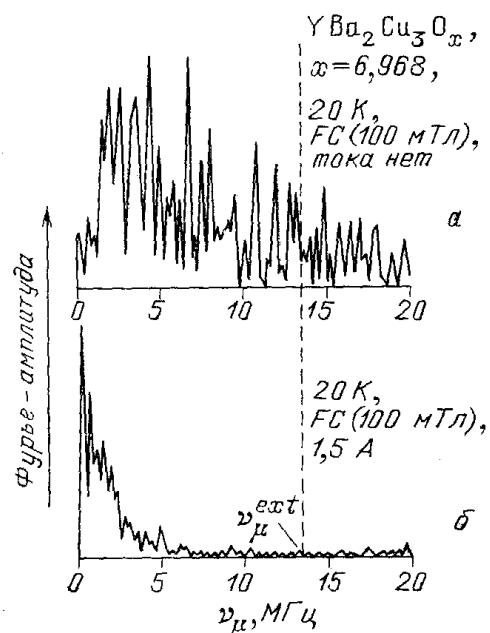


Рис. 15. μ SR-спектр образца с захваченным потоком (керамический образец $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $H_{ext}=10 \text{ кГс}$, FC, $T=20 \text{ К}$) после резкого выключения поля. а — Без тока. б — С током 1,5 А. Штриховая линия соответствует частоте прецессии в поле H_{ext} [42]

вдоль поверхности она существенно меньше, чем для движения в объеме и чем в объемных центрах. При этом в нулевом внешнем поле даже при малом токе возможно «вытекание» поверхностных вихрей из образца по межгранулярным границам. При этом неизбежно нарушается равновесие объемной решетки и возникают значительные силы, выталкивающие вихри к поверхности гранул, откуда они снова снимаются током. Однако сейчас получены лишь первые результаты, и поэтому преждевременно претендовать на надежную интерпретацию. Пионерские эксперименты работы [42] в первую очередь необходимо повторить на монокристаллах. Подчеркнем, что исследования μ SR-методом в токовых режимах крайне интересны не только для ВТСП, но открывают совершенно новые обнадеживающие перспективы для исследования пиннинга и крипа потока в технических сверхпроводниках.

Оценки глубины проникновения λ , полученные в разных работах для различных ВТСП, представлены в табл. I. Как правило, экспериментально подтверждается температурная зависимость $\lambda(T)$ (1.6), приведенные значения $\lambda(0)$ — результат экстраполяции к $T=0$. Из-за рассмотренных выше особенностей экспериментов и некорректной обработки экспериментальных данных приведенные величины можно рассматривать

лишь как качественные оценки. Это подтверждает и большой разброс результатов, полученных разными авторами.

Первые исследования вихревой решетки в керамиках $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ были проведены в работах [49, 50]. Измеренная при $T=6\text{K}$ (ZFC) величина $\lambda=2300 \text{ \AA}$. Температурная зависимость $\lambda(T)$ отличается от (1.6), авторы это объясняют неоднородностью образца ВТСП. Измерения, проведенные в продольных полях, указывают на присутствие поперечных компонент микроскопического поля в образце, связанных с пиннингом и анизотропией. Авторы отмечают наличие гистерезиса скорости затухания поляризации в зависимости от предыстории образца. Эксперименты на $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$, проведенные в работах [51, 52], дают хорошее согласие с зависимостью $\lambda(T)$ (1.6). Экстраполированные к $T=0$ значения λ 2650 и 2300 \AA соответственно.

В работах [53, 54] исследовались керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Причем были использованы результаты усреднения [46], с помощью которых произведена оценка λ_{ab} (см. табл. I).

В работе [55] сделана попытка учета искажений регулярности вихревой решетки из-за гранулированной структуры ВТСП керамик. В поляризации ансамбля мюонов авторами выделено две компоненты, каждая из которых характеризуется своей амплитудой, частотой осцилляции и скоростью затухания. «Быстрая» (с большей скоростью затухания) компонента предположительно связана областями образца, в которых гранулы ориентированы случайным образом. «Медленная» компонента связывается авторами областями, в которых вихревая решетка регулярна, т. е. гранулы упорядочены (наличие преимущественной ориентации осей c). Таким образом, анализ медленной компоненты позволяет извлечь информацию о величине глубины проникновения λ . Авторы пришли к выводу, что преимущественная ориентация гранул $c \perp H_{ext}$, и получили оценки для λ_c : $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7 \lambda_c(0) \geq 6000 \text{ \AA}$ и $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4 \lambda_c(0) > 6500 \text{ \AA}$. Две компоненты $P(t)$ наблюдались также в работах [56, 57].

В работе [47] подробно исследован процесс проникновения магнитного поля в образец при намагничивании (ZFC). Общие закономерности проникновения поля получены при помощи *интегрального метода*. Метод основан на измерении интегральной скорости счета позитронов распада

$$n_e = \int_0^{\Delta t} n(t) dt \quad (\Delta t \approx 10^{-5} \text{ с}) \quad (5.20)$$

в зависимости от внешнего поля и температуры и позволяет сделать качественные заключения о процессах в сверхпроводнике. В частности, авторы отмечают, что проникновение поля в образец происходит в два этапа при температурах $T < 60\text{K}$. Предложенная интерпретация такого явления, однако, весьма произвольна: на первом этапе, по предположению авторов, магнитное поле проникает в межгранульное пространство при $H_{ext}=H_1 (H_1 < H_{c1})$, а при дальнейшем увеличении внешнего поля вблизи H_{c1} происходит проникновение поля из межгранульного пространства в гранулы. В рамках такой модели авторам не удалось объяснить свойства «межгранульного» поля в диапазоне $H_{c1} < H_{ext} < H_{c2}$, где интегральная скорость счета практически не меняется в зависимости от H_{ext} .

Наиболее достоверными представляются результаты, полученные в работе [24]. Мюонным методом исследовался монокристалл $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Авторы постулировали следующий вид фурье-спектра $P(\omega)$:

$$\begin{aligned} P(\omega) &= (\omega_0^{-1} \exp[-(\omega - \omega_c)/\omega_0]) \text{ при } \omega \geq \omega_c, \\ &= 0 \quad \text{при } \omega < \omega_c, \end{aligned} \quad (5.21)$$

где ω_c соответствует минимальному полю в вихревой решетке, а максимальное поле (в коре вихря) считается бесконечным ($\xi \rightarrow 0$). Предложенный вид спектра (5.21) отличается от теоретического, но точнее, чем гауссов и лоренцев, описывает распределение полей в идеальной решетке. При определении λ использовалась формула для второго момента $\langle \Delta\omega^2 \rangle = \omega_0^2$. В итоге для направления поля $H_{ext} \parallel c$ получено значение $\lambda_{ab} = 1430 \text{ \AA}$. Измерения, проведенные при других направлениях поля, дали оценку $\lambda_c \geq 7000 \text{ \AA}$.

В работе [59] исследовались ВТСП керамики на основе Y, La, Bi и Tl. Для различных стехиометрических составов измерялась критическая температура T_c и скорость деполяризации мюонов $\sigma(T \rightarrow 0)$ (в приближении гауссова затухания (5.7а)) в смешанном состоянии сверхпроводника. С увеличением σ критическая температура образца сначала растет, затем насыщается и падает. Причем, как показали эксперименты, начальный рост T_c описывается линейным законом $T_c = \alpha\sigma(T \rightarrow 0)$, где α — универсальная для всех исследованных сверхпроводников постоянная. Температура T_c , при которой происходит насыщение, зависит от типа ВТСП. Авторы интерпретировали величину $2\sigma^2$ как второй момент фурье-спектра (как мы видели для поликристаллов это отчасти оправдано). Пользуясь формулами (5.17) в случае $\lambda_c \gg \lambda_{ab}$ и выражением (3.5) для $\lambda_{\mu\beta}$ имеем

$$\sigma(T \rightarrow 0) \propto \frac{1}{\lambda_{ab}^2} (T \rightarrow 0) \propto \frac{n_s}{m_{ab}}, \quad (5.22)$$

где $n_s \propto |\psi_0|^2$ — концентрация носителей в сверхпроводнике. Таким образом, получаем простое соотношение

$$T_c \propto \frac{n_s}{m_{ab}}, \quad (5.23)$$

связывающее критическую температуру с эффективной массой и концентрацией носителей в ВТСП. Универсальное соотношение (5.23) подтверждается в экспериментальных работах [60—62], некоторые отклонения обнаружены в [63]. Зависимость $\sigma(T)$ в сверхпроводящих иттриевых керамиках с различными стехиометрическими составами изучалась также в [64].

Из-за трудностей, связанных с изготовлением монокристаллов ВТСП больших размеров, в последнее время в ряде работ для изучения анизотропных свойств сверхпроводящего состояния использовались, текстурированные поликристаллические образцы [58, 65, 66] и пакеты (мозаики) из монокристаллов [67]. В частности, в [67] подробно исследовалась зависимость σ от ориентации образца $YBa_2Cu_3O_7$ (мозаика монокристаллов), а в [66] обнаружена температурная зависимость λ_c/λ_{ab} в текстурированном поликристалле $YBa_2Cu_3O_7$. В работе [65] сделана оценка λ_{ab} и λ_c в $Bi_2Sr_2CaCuO_8$. Интересные исследования смешанного состояния в нетекстурированных ВТСП керамиках на основе Gd и Bi были представлены в работах [68, 69].

6. Изучение локальных магнитных полей и магнитного упорядочения в ВТСП соединениях. В недавнем обзоре [8] проанализированы магнитные свойства ВТСП соединений, однако результаты μ SR-исследований практически не затронуты. Вместе с тем, μ SR-эксперименты позволяют получить информацию, недоступную нейтронографическим и ЯМР исследованиям. Поэтому представляется актуальным провести обзор исследований магнитных свойств ВТСП соединений μ SR-методом.

Прежде чем перейти к обзору, рассмотрим некоторые особенности поведения поляризации спина мюона в антиферромагнетиках. Естеств-

венно, временной ход поляризации $\mathbf{P}(t)$ существенно различается в моно- и поликристаллах. Наиболее полную и четкую информацию дают эксперименты с монокристаллами. Как видно из формул (B.4) — (B.5) в этом случае, если мюон занимает эквивалентные положения в магнитной решетке, можно определить направление локального поля $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ на мюоне⁽¹⁾. Проводя эксперименты во внешних полях, различных по величине и направлению, можно также идентифицировать положение мюона в решетке.

Как показывает нейтронография, в ВТСП соединениях наблюдается коллинеарный антиферромагнетизм (см., например, [8]). Изучая моно-кристаллы мюонным методом, можно однозначно определить магнитную структуру независимым образом и найти значение внутреннего магнитного поля в месте локализации мюона.

Поведение поляризации спина мюона, очевидно, существенно зависит от того, диффундирует мюон в решетке или нет. Эксперименты показывают, что в ВТСП соединениях мюон начинает диффундировать при довольно высокой температуре ($T > 100\text{K}$). Аналогичные результаты были получены в экспериментах с магнитными оксидами (Fe_2O_3 , Cr_2O_3 и т. п.) и редкоземельными ортоферритами (ReFeO_3 , где Re — редкоземельный элемент; см., например, [70—72]). Орторомбическая решетка этих соединений сходна с ВТСП. Для поведения мюона в этих соединениях была предложена следующая интерпретация. Мюон образует комплекс $\text{M}^{3+}—\text{O}^{2-}—\mu^+$ (рис. 16), где M^{3+} — трехвалентный ион металла

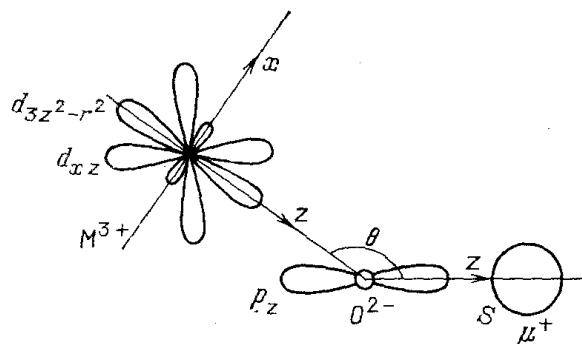


Рис. 16. Схема комплекса $\text{M}^{3+}—\text{O}^{2-}—\mu^+$

[170]. Длина мюоксильной связи ($\text{O}^{2+}—\mu^+$) равна $\approx 1 \text{ \AA}$. При образовании подобного комплекса некоторая часть спиновой плотности электронов в комплексе переносится на мюон, создавая на нем дополнительное контактное поле (см., например, [70, 73]):

$$\mathbf{B}_{\text{конт}} = c \sum_a [(A_\sigma^2 - A_\pi^2) \cos^2 \theta_a + A_\pi^2] \mathbf{n}_a, \quad (6.1)$$

где A_σ^2 и A_π^2 — спиновые плотности σ и π орбиталей кислорода, \mathbf{n}_a — единичный вектор вдоль направления магнитного момента иона металла. Суммирование ведется по всем комплексам $\text{M}^{3+}—\text{O}^{2-}—\mu^+$, образованным мюоном.

При изменении температуры мюон, связанный в комплекс $\text{M}^{3+}—\text{O}^{2-}—\mu^+$, может изменять свое положение [72]. Соответственно, меняется локальное поле на мюоне ввиду изменения как дипольных полей, так и контактного поля (6.1).

Частота прецессии поляризации полностью определяется модулем локального поля на мюоне (B.4) — (B.5). Если мюон может занимать междуузлия с различными локальными полями, наблюдается многочастотная картина.

Рассмотрим сейчас поведение поляризации в магнитных поликристаллах, когда мюон занимает междуузлия с одинаковым модулем внутреннего локального поля. Считаем, что мюон не диффундирует. Тогда в формуле (B.5) следует выполнить усреднение по всем равновероятным ориентациям постоянного во времени внутреннего поля на мюоне $\mathbf{h}_0(\mathbf{r})$ ⁽³⁾. В отсутствие внешнего поля усреднение тривиально, и мы получаем

$$\mu_{\alpha\beta} = \left[\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \cos(\omega t) \right] \delta_{\alpha\beta}. \quad (6.2)$$

Таким образом, 2/3 поляризации прецессируют с частотой $\omega = \gamma_\mu h_0$. Заметим, что, строго говоря, внутреннее поле на мюоне нельзя считать статичным ввиду вклада флуктуирующего магнитного поля, созданного магнитными моментами ядер $h_{\text{яд}}$. Поскольку величина $h_{\text{яд}} \approx 1$ Гс, должно наблюдаться медленное затухание поляризации со скоростью $\Lambda \approx 10^5$ с⁻¹.

Во внешнем поле \mathbf{H}_{ext} картина качественно изменится⁽³⁾. Рассмотрим два простых предельных случая: слабого ($B \ll h_0$) и сильного ($B \gg h_0$) внешнего поля. Направим ось $\mathbf{z} \parallel \mathbf{B}$. В обоих случаях частоту прецессии можно представить в виде:

$$\omega = \gamma_\mu |\mathbf{h}_0 + \mathbf{B}| = \gamma_\mu (h_0^2 + B^2)^{1/2} [1 + h_0 B \cos \theta (h_0^2 + B^2)^{-1}] = \tilde{\omega} + \Omega \cos \theta, \quad (6.3)$$

где $\tilde{\omega} = \gamma_\mu (h_0^2 + B^2)^{1/2}$, $\Omega = \gamma_\mu h_0 B (h_0^2 + B^2)^{-1/2}$. Легко видеть, что $\Omega \ll \tilde{\omega}$. Соответственно, единичные вектора равны

$$\mathbf{n}_z = \frac{h_{0z} + B}{(h_0^2 + B^2 + 2h_0 B \cos \theta)^{1/2}} \approx \frac{h_0 \cos \theta + B}{(h_0^2 + B^2)^{1/2}} \left(1 - \frac{h_0 B}{h_0^2 + B^2} \cos \theta \right), \quad (6.4a)$$

$$\mathbf{n}_x = \frac{h_{0x}}{(h_0^2 + B^2 + 2h_0 B \cos \theta)^{1/2}} \approx \frac{h_0 \sin \theta \cdot \cos \varphi}{(h_0^2 + B^2)^{1/2}} \left(1 - \frac{h_0 B}{h_0^2 + B^2} \cos \theta \right). \quad (6.4b)$$

Для анализа мюонных экспериментов достаточно рассмотреть два случая: продольное ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{P}(0)$) и поперечное ($\mathbf{B} \perp \mathbf{P}(0)$) поля. В продольном поле отлична от нуля только одна компонента тензора (B.5):

$$\begin{aligned} \mu_{zz} &= \frac{B^2 + (h_0^2/3)}{h_0^2 + B^2} - \frac{2h_0^2}{h_0^2 + B^2} \frac{\cos(\tilde{\omega}t)}{(\Omega t)^2} \left[\cos(\Omega t) - \frac{\sin(\Omega t)}{\Omega t} \right] - \\ &\quad - \frac{2h_0^3 B}{(h_0^2 + B^2)^2} \frac{\sin(\tilde{\omega}t)}{(\Omega t)^2} \left\{ \left[1 - \frac{3}{(\Omega t)^2} \right] \sin(\Omega t) + 3 \frac{\cos(\Omega t)}{\Omega t} \right\} \end{aligned} \quad (6.5)$$

Соответственно, $P_z(t) = \mu_{zz}(t) P(0)$, $P_x(t) = P_y(t) = 0$.

Как видно, осциллирующая компонента продольной поляризации затухает с характерной «скоростью» Ω . В слабом поле ($B \ll h_0$) $\Omega \approx \gamma_\mu B$, и для $B < 10$ Гс при времени наблюдения $t < 1$ мс формулу (6.5) можно приближенно представить в виде

$$\mu_{zz} \approx \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{\Omega^2 t^2}{10} \right) \cos(\tilde{\omega}t) \approx \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \cos(\tilde{\omega}t) \cdot e^{-\Omega^2 t^2 / 10}. \quad (6.6)$$

В сильном поле поляризации $P_z(t)$ быстро восстанавливается со «скоростью» $\Omega \approx \gamma_\mu h_0$ ⁽⁴⁾:

$$\mu_{zz} \approx 1 - 2 \left(\frac{h_0}{B} \right)^2 \frac{\cos(\tilde{\omega}t)}{(\Omega t)^2} \left[\cos(\Omega t) - \frac{\sin(\Omega t)}{\Omega t} \right]. \quad (6.7)$$

Рассмотрим теперь поперечную поляризацию. Направим ось $\mathbf{x} \parallel \mathbf{P}(0)$. В этом случае для нетекстуированного поликристалла отлична от нуля

только компонента

$$\begin{aligned} \mu_{xx} = & \frac{1}{3} \frac{h_0^2}{h_0^2 + B^2} + \frac{\cos(\tilde{\omega}t)}{\Omega t} \left\{ \sin(\Omega t) + \right. \\ & \left. + \frac{h_0^2}{h_0^2 + B^2} \frac{1}{\Omega t} \left[\cos(\Omega t) - \frac{\sin(\Omega t)}{\Omega t} \right] \right\} - \\ & - \frac{2h_0^3 B}{h_0^2 + B^2} \frac{\sin(\tilde{\omega}t)}{(\Omega t)^2} \left\{ \left[1 - \frac{3}{(\Omega t)^2} \right] \sin(\Omega t) + 3 \frac{\cos(\Omega t)}{\Omega t} \right\}. \quad (6.8) \end{aligned}$$

Соответственно, $P_x(t) = \mu_{xx}(t) P(0)$, $P_z(t) = P_y(t) = 0$.

В слабом поле для «малых» времен наблюдения имеем:

$$\mu_{xx} \approx \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{\Omega^2 t^2}{5} \right) \cos(\tilde{\omega}t) \approx \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \cos(\tilde{\omega}t) e^{-\Omega^2 t^2 / 5}. \quad (6.9)$$

В сильном поле поперечная поляризация быстро редактирует практически до нуля:

$$\mu_{xx} \approx \frac{1}{3} \left(\frac{h_0}{B} \right)^2 + \frac{1}{\Omega t} \cos(\tilde{\omega}t) \cos(\Omega t). \quad (6.10)$$

Как видно из (6.10), время деполяризации определяется «разбросом» δh модулей локальных полей $|\mathbf{h} + \mathbf{B}|$ на мюоне. В нашем случае характерные значения $\delta h \approx h_0$.

ВТСП керамики при низкой температуре переходят в магнитоупорядоченное состояние. Однако магнитные свойства керамик $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ и $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}((\text{LaSr})_2\text{CuO}_4)$ различны. Рассмотрим их отдельно. Заметим, что практически все μ SR-эксперименты проводились с поликристаллическими образцами.

Впервые антиферромагнитное упорядочение четко наблюдалось в несверхпроводящей, тетрагональной фазе керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($x \approx 6,2$) [74]. При $T < 300$ К наблюдались осцилляции поляризации с частотой, зависящей от температуры и равной $v_\mu \approx 4$ МГц (рис. 17) при $T=5$ К.

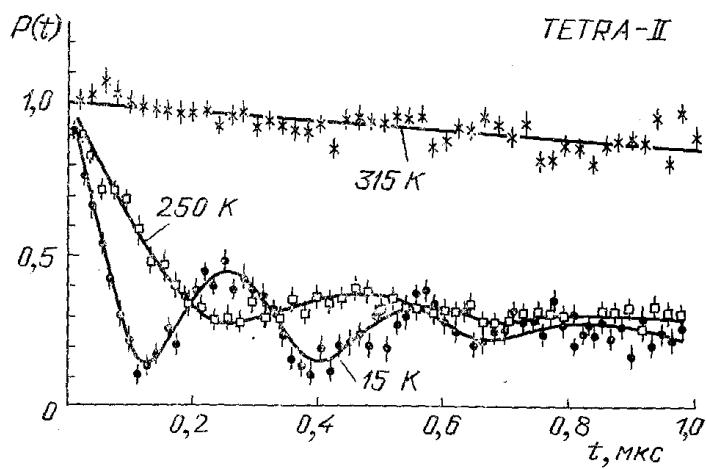


Рис. 17. Осцилляции поляризации мюона в тетрагональной фазе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [75]

Осцилляции поляризации наблюдались для 70% мюонов, остановившихся в мишени. Поляризация 30% мюонов была «потеряна». В работе [75] были проведены более подробные эксперименты. Оказалось, что в сверхпроводящей, орторомбической фазе при $T > 2$ К магнитное упорядочение не наблюдается, однако в образце $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,4}$ ($T_c \approx 60$ К) с по-

нижением температуры растет скорость деполяризации, что указывает на увеличение магнитных корреляций. Авторы предположили, что возникает магнитная структура типа спинового стекла.

В тетрагональном образце $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.2}$ с повышением температуры частота осцилляции уменьшалась. При $T \geq 250$ К осцилляции не наблюдались (рис. 18). Наблюдаемая частота при $T=2.4$ К соответствует

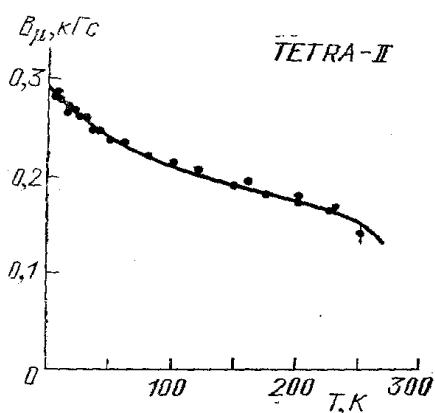


Рис. 18. Температурная зависимость поля на мюоне в тетрагональной фазе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [75]

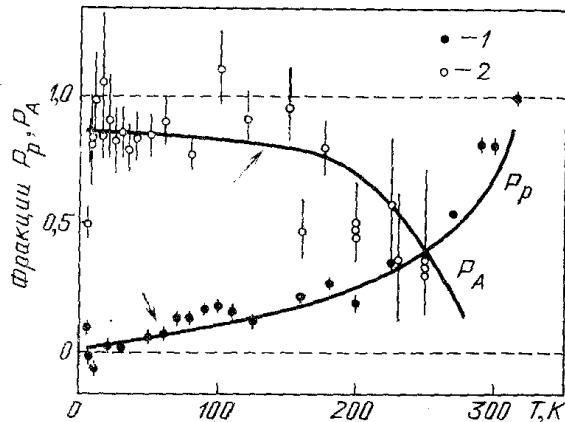


Рис. 19. Температурная зависимость фракций P_p (1) и P_A (2) [75]

поляю на мюоне $h_\mu \approx 240$ Гс. Как видно, при $T < 40$ К частота прецессии медленно растет при понижении температуры. Этот эффект можно объяснить упорядочением магнитных моментов d -электронов меди в цепочках Cu — O, происходящем при $T = T_{N_2}$ ⁽⁵⁾ [8]. Результаты хорошо совпадают с результатами нейтронографических исследований магнитной структуры $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [76], где для $x=6.2$ получено значение $T_{N_2}=40$ К. С ростом температура T_{N_2} падает.

Эксперименты в слабом поле, перпендикулярном начальной поляризации мюона, при $T < T_N$ показали, что для части мюонов частота прецессии соответствует внешнему полю [75]. Таким образом, при $T < T_N$ в образце существует неупорядоченная фаза. Полную поляризацию ансамбля мюонов можно записать так:

$$\mathbf{P}(t) = \mathbf{P}_A(t) + \mathbf{P}_p(t), \quad (6.11)$$

где \mathbf{P}_A , \mathbf{P}_p — фракции, соответствующие мюонам, остановившимся в упорядоченной (антиферромагнитной) и неупорядоченной фазах. Кроме того, часть поляризации не наблюдается (теряется). При $T \approx 200$ К \mathbf{P}_p составляет примерно 10%, а при $T \leq 10$ К $\mathbf{P}_p=0$, причем \mathbf{P}_A составляет $\approx 70\%$, и таким образом $\approx 30\%$ поляризации теряется (рис. 19). При повышении температуры \mathbf{P}_A уменьшается, а \mathbf{P}_p соответственно растет. При $T=300$ К все 100% мюонов находятся в парамагнитном состоянии образца.

Для выяснения природы потерянной поляризации в работе [75] был проведен эксперимент по восстановлению поляризации в продольных полях. Оказалось, что в поле $H_{ext} \approx 2$ кГс поляризация полностью восстанавливается и наблюдается 100% поляризации мюонов. Отсюда авторы сделали вывод, что потеряная поляризация обусловлена разбросом локальных полей на мюоне $\Delta h \approx 200$ Гс. Поскольку $\Delta h \approx B$, а температурная зависимость потерянной фракции такая же, как \mathbf{P}_A , авторы [75] предположили, что потеряная поляризация связана с мюонами, находящимися в магнитоупорядоченной фазе, но в других состояниях, например на каких-либо дефектах (примесях, вакансиях и т. п.). Совсем

недавно появилось сообщение о том, что в образце $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ наблюдаются две частоты осцилляции поляризации мюона [77]. Причем 80% мюонов находятся в поле $h_\mu \approx 300$ Гс, а 20% — в поле $h_\mu \approx 1300$ Гс. Вероятно это говорит о наличии двух возможных кристаллографически неэквивалентных состояний для мюона. Можно предположить, что состояние $h_\mu \approx 1300$ Гс связано с недостающим кислородом в цепочке Cu—O. Падение скорости деполяризации при $T > 200$ К указывает на наличие диффузии. Изучение поляризации в нулевом поле при $T > T_N$ также указывает на наличие диффузии при высокой температуре. При $T < 200$ К можно считать, что мюон не диффундирует. Это согласуется с μ SR-исследованиями редкоземельных ортоферритов ReFeO_3 [71, 72].

В работах [78–80] изучался переход в антиферромагнитное состояние орторомбических керамик $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ в зависимости от содержания кислорода $6,0 < x \leq 6,5$. В образцах не наблюдался четко выраженный переход в магнитоупорядоченное состояние. Он происходил в интервале нескольких десятков градусов, поэтому можно говорить о некотором среднем значении температуры перехода $\langle T_N \rangle$. Как видно на рис. 20, $\langle T_N \rangle$ сильно зависит от содержания кислорода. Так же как и в работах [74, 75] прецессия поляризации наблюдалась с частотой $v_\mu \approx 4$ МГц, что соответствует полю на мюоне $h_\mu \approx 300$ Гс. Локальное поле на мюоне остается неизменным для $x < 6,25$. В медленно отожженных образцах и в образцах с $x = 6,348$ и $x = 6,400$ наблюдался резкий переход в сверхпроводящее состояние ($T_c = 25$ К и 33 К соответственно). В этих же образцах в сверхпроводящем состоянии наблюдался переход в антиферромагнитное состояние с $\langle T_N \rangle \approx 10$ К и 5 К соответственно. Одновременно отмечался сдвиг частоты.

В работе [81] в образце $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($T_c = 90$ К) при $T < 250$ К наблюдалась прецессия поляризации на частоте $v_\mu \approx 4$ МГц с малой амплитудой (около 10% от полной амплитуды) в нулевом поле. Однако образец был неоднофазный, и прецессирующий сигнал скорее всего связан с мюонами, остановившимися в несверхпроводящей тетрагональной фазе.

В образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($T_c = 92$ К) наблюдалась немонотонная температурная зависимость сдвига Найта на мюоне и скорости деполяризации при низкой температуре [82]. При понижении температуры появляется непрецессирующая составляющая ($\approx 18\%$ при $T \approx 9$ К), тогда как при $T \approx 85$ К все 100% мюонов прецессируют. Аналогичная картина наблюдалась в [80] для образцов $6,38 \leq x \leq 6,48$, когда, как утверждают авторы, сверхпроводящая и магнитоупорядоченная фазы существуют: при $T \approx 70$ К сдвиг Найта имеет минимум, а при $T < 10$ К появляется быстро затухающая составляющая. Казалось бы, такое поведение поляризации могло бы быть связано с установлением магнитного упорядочения типа спинового стекла. Эти результаты согласуются с результатами работы [75], где в сверхпроводящем образце ($T_c = 60$ К $x = 6,4$) при $T < 7$ К наблюдалась быстро затухающая составляющая ($t \approx 300$ нс). Однако в работе [83] утверждается, что в сверхпроводящем образце $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($T_c = 90$ К) вплоть до $T = 35$ мК не наблюдалось быстрой деполяризации спина мюона и, таким образом, магнитное упорядочение типа «спиновое стекло» не обнаружено.

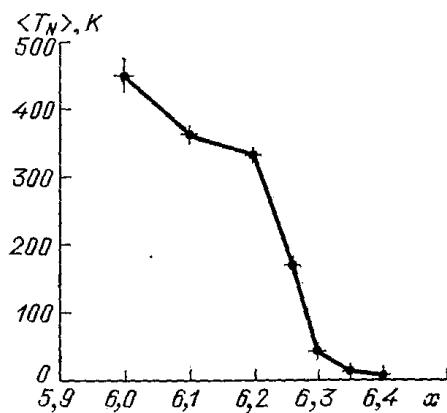


Рис. 20. Зависимость $\langle T_N \rangle$ от содержания кислорода в орторомбической фазе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [78]

Заслуживают внимания исследования сверхпроводящих образцов $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-y}\text{Fe}_y)_3\text{O}_7$ [84—86]. Обнаружена немонотонная температурная зависимость скорости деполяризации при $T < T_c$. В образцах с $y=0,08$ при $T \approx 15$ К наблюдается минимум скорости деполяризации, указывающий на замораживание магнитных моментов Cu. В работе [85] исследовались также мессбауэровские спектры ^{57}Fe , и было показано, что ионы Fe находятся в трех различных положениях в решетке. Авторы считают, что полученные результаты указывают на существование антиферромагнитного упорядочения, что, однако, не подтверждается данными μSR -экспериментов, приведенных в этой же работе [85].

Как известно, замена иттрия редкоземельными ионами Gd, Dy, Ho и Er не влияет на сверхпроводящие свойства керамики, однако в них, в отличие от системы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ четко наблюдается антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов ионов редкоземельных металлов в орторомбической (сверхпроводящей) фазе при T_{N_3} (табл. II [8]). Обра-

Таблица II. Температура магнитного упорядочения T_{N_3} и атомные магнитные моменты редкоземельной подрешетки $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [8]

Re	Y	Nd	Er	Dy	Gd	Pr
T_{N_3} , К μ , ед. μ_B	0,35	0,5	0,5 4,9	1,0 7,2	2,2 7,4	17 0,24

щает на себя внимание полное отсутствие какой-либо закономерной связи T_{N_3} со значением магнитных моментов ионов Re.

В работах [81, 87—90] наблюдалась прецессия поляризации спина мюона в сверхпроводящих образцах $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ с частотой $\approx 4,6$ МГц

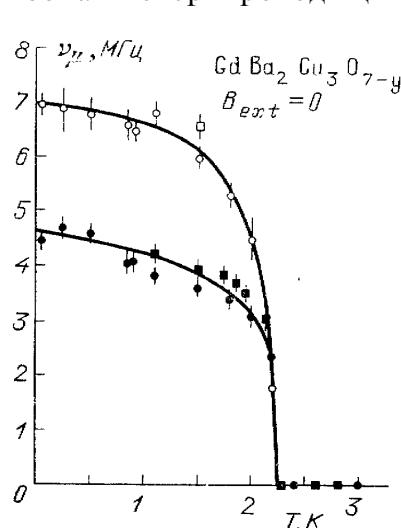


Рис. 21. Температурная зависимость частот прецессии в сверхпроводящем образце $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [87]

(поле на мюоне 340 Гс), причем в [87] наблюдались две частоты при $T < 2,3$ К (рис. 21). Большая частота (≈ 7 МГц) соответствует полю на мюоне $h_u \approx 520$ Гс. Частоты не зависят от величины T_c , а соотношение амплитуд не меняется. Для образца с $T_c = 60$ К отношение амплитуд $A_{4,6}/A_7 \approx \approx 2,5$, а для образца с $T_c = 90$ К $A_{4,6}/A_7 \approx 5$. Возможно, наличие большей частоты обусловлено наличием тетрагональной фазы (6). Однако в работе [81] в образце с $T_c = 90$ К обнаружена прецессия только с одной частотой ≈ 4 МГц при $T < 300$ К с амплитудой, соответствующей 50% мюонов, остановившихся в мишени (рис. 22). Результат аналогичен наблюденному в этой же работе поведению поляризации мюона в неоднозначном образце $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($T_c = 90$ К). Как видно на рис. 22, при $T < 20$ К частота прецессии падает с одновременным быстрым ростом скорости затухания. Зависимость

скорости затухания прецессионной компоненты от температуры аналогична зависимости $\lambda(T)$, наблюданной в работе [87] для непрецессионной поляризации при $T > T_N$ (рис. 23). Заметим, что в этой работе значительная часть поляризации не наблюдалась (коэффициент асимметрии прецессионного сигнала в начальный момент времени равен примерно 0,15, что соответствует меньше 2/3 полной поляризации).

В работе [90] в образце $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($T_c=90$ К) также наблюдалась в нулевом поле одна частота прецессии при $T \approx 2$ К, соответствующая меньшей частоте, наблюденной в работе [87]. Амплитуда прецессирующего сигнала, однако, не указывается.

Сверхпроводящий образец $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ исследовался в работе [91] при $T \geq 4,2$ К. Магнитного упорядочения не обнаружено, скорость деполяризации оставалась неизменной ($\Lambda \approx 0,2$ мкс⁻¹) при $4,6 < T < 270$ К. Как видно из табл. II, для системы с Er $T_{N3}=0,5$ К. Эксперимент [91] показал, что при $T \approx 4$ К флуктуации магнитных моментов f -оболочек: ионов Er малы.

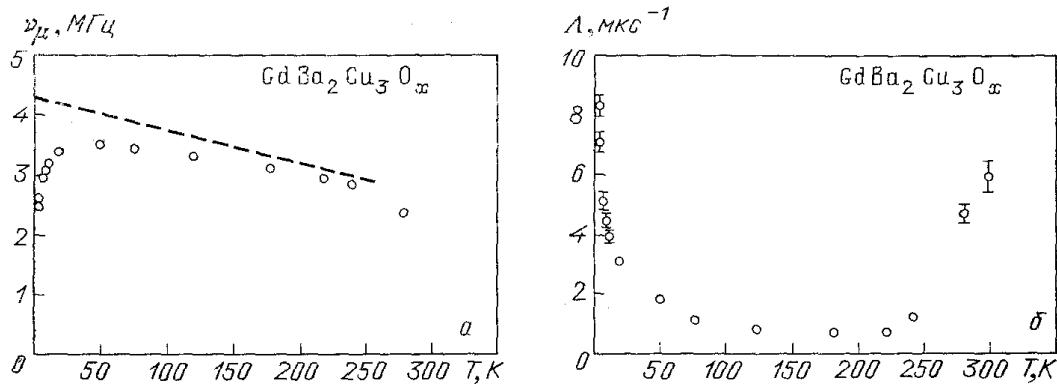


Рис. 22. Температурная зависимость частоты прецессии и скорости деполяризации в сверхпроводящем $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ с $T_c=90$ К [81]

В несверхпроводящих образцах $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ при $x=6,11; 6,34$ и $6,40$ получены значения $T_N=300$ К; 250 К и 20 К соответственно [92]. При $T < 10$ К частота прецессии ν_μ возрастает и становится больше, чем в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (т. е. $T_{N3} \leq 10$ К). Авторы [92] получили значение $T_{N3} \approx 0,5$ К,

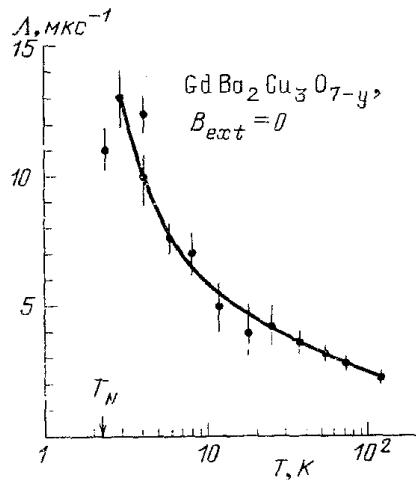


Рис. 23. Зависимость от температуры скорости деполяризации в сверхпроводящем $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($T_c=60$ К) при $T > T_N$ ($B=0$) [87]

согласующееся с результатами нейтронографических исследований (см. табл. II).

В орторомбической фазе $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ при $T > 3$ К магнитного упорядочения не наблюдается [90, 91, 93–96]. В первых работах [90, 31, 93, 94] наблюдался резкий рост магнитных флуктуаций при $T < 5$ К, и при $T \approx 2$ К устанавливался ближний порядок. Никаких частот прецессии в нулевом поле не наблюдалось (?). Напротив, в [95] при $T < 300$ мК наблюдалась прецессия поляризации спина мюона в нулевом внешнем поле. Подробные исследования в интервале 39 мК $< T < 50$ К проведены в [96]. Оказалось, что наблюдаемая поляризация хорошо описывается формулой

$$P(t) = A_{\parallel} e^{-\lambda t} + A_{\perp} e^{-\sigma^2 t^2} \cos(\mu_{\mu} t). \quad (6.12)$$

причем $A_{\parallel} + A_{\perp} = 1$. Таким образом, наблюдается 100% поляризации. Зависимость коэффициентов асимметрии A_{\parallel} и A_{\perp} показана на рис. 24.

Осциллирующая компонента слабо выражена при $T=2,4$ К и совершенно ненаблюдаема при $T=5$ К. Однако даже при $T=39$ мК четко выраженные осцилляции быстро затухают. Это означает, что величина флуктуаций магнитного поля того же порядка, что и его среднее значение. На рис. 25 показана температурная зависимость частоты осцилляции. При $T < 75$ мК $v_{\mu} \approx 2,5$ МГц (что соответствует полю на мюоне $h_{\mu} \approx 185$ Гс), частота быстро падает в интервале $75 \text{ мК} < T < 150$ мК до 1,5 МГц (поле на мюоне $h_{\mu} \approx 111$ Гс). При дальнейшем повышении T ($T \geq 0,6$ К) частота

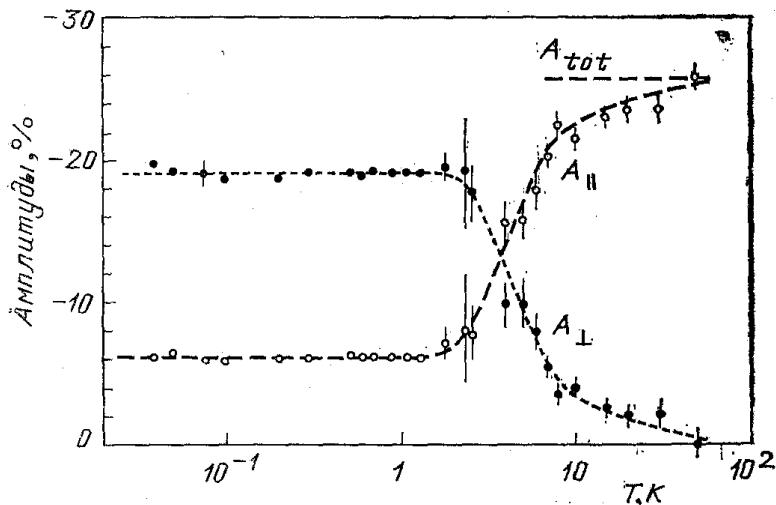


Рис. 24. Температурная зависимость параметров A_{\perp} и A_{\parallel} в сверхпроводящем образце $\text{NbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [95]

снова уменьшается, обращаясь в ноль при $T=5-6$ К. На рис. 24 приведена величина $A_{\perp} \neq 0$ вплоть до $T=50$ К, однако гауссов закон затухания после обращения ω_{μ} в ноль плохо описывает наблюдаемую картину. В интервале температуры, где $\omega_{\mu} \neq 0$, второй момент σ не зависит от температуры и соответствует флуктуации поля вдоль среднего направления $\langle \Delta h_i^2 \rangle^{1/2} \approx 82$ Гс. Изменение частоты объясняется переориентацией магнитных моментов. Но с направления c -оси при $T < 100$ мК на направление, параллельное a -оси, при $T > 100$ мК [96].

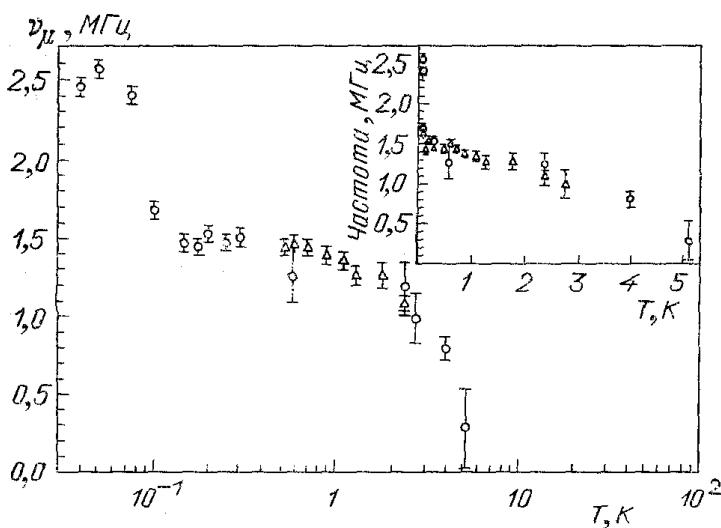


Рис. 25. Температурная зависимость частоты осцилляций поляризации в $\text{NbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [95]

Экспоненциальное затухание имеет немонотонную зависимость: при $T \approx 4,5$ К имеется резкий пик скорости затухания λ , что согласуется с результатами работ [90, 94]. При $T > 5$ К температурная зависимость $\lambda(t)$ хорошо описывается законом Аррениуса с энергией активации $U \approx 15$ К [96].

Недавно проведен ряд экспериментов с керамиками $\text{Pr}_y\text{Y}_{1-y}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [77, 97, 98]. Для образцов с $x=7,0$ и $y=1,0; 0,8; 0,6$ и $0,54$ получены значения $T_{\text{N}}=275; 220; 35; 30$ и 20 К соответственно [98]. Локальное поле на мюоне зависит от температуры: для $y=1,0$ оно уменьшается при $T < 17$ К. Авторы делают вывод, что это обусловлено упорядочением магнитных моментов Cu в цепочке ($T_{\text{N}2} \approx 17$ К); упорядочение магнитных моментов Pr наблюдается при $T < 5$ К [97] (см. табл. II). Для $y \approx 0,5$ магнитное упорядочение и сверхпроводимость существуют [98]. В работе [77] в образце $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ обнаружено две частоты: $v_1 \approx 3,1$ МГц ($h_{\mu} \approx 230$ Гс, 10% мюонов) и $v_2 \approx 1,0$ МГц ($h_{\mu} \approx 75$ Гс, 90% мюонов). При $T < 150$ К скорость релаксации возрастила, и при $T < 100$ К никакой информации получить не удалось.

Интересны эксперименты с образцами $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x\text{H}_y$ [99]. Для $x=7,0$ осцилляции наблюдаются при $y > 0,5$. Следует отметить, что в сверхпроводящих образцах скорость деполяризации $\Lambda \sim y^{-1}$.

Итак, во всех сверхпроводящих керамиках наблюдается магнитное упорядочение, соответствующее $T_{\text{N}} \ll T_{\text{c}}$. При переходе в антиферромагнитное состояние скорость затухания при $T > T_{\text{N}}$ не имеет критического характера, соответствующего фазовому переходу II — рода в обычных магнетиках. Частоты осцилляции в антиферромагнитной фазе малы, что соответствует удаленному положению мюона в решетке, относительно магнитных редкоземельных ионов. Как уже отмечалось, в ортоферритах (имеющих орторомбическую структуру) при $T < 100$ К мюон не диффундирует и образует мюоксильную связь с кислородом. Можно ожидать аналогичное поведение мюона в сверхпроводящих керамиках $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. В работе [96] проведен подробный анализ дипольных полей на мюоне в различных состояниях неискаженной решетки. Авторы [96] пришли к выводу, что измеренные значения локального поля на мюоне также хорошо совпадают с расчетными значениями для мюона, находящегося на расстоянии ≈ 1 Å от кислорода в Cu — O цепочке (координаты: $0,171a, 0,5b, 0,065c$), т. е. образовавшего мюоксильную связь. В несверхпроводящих образцах часть кислорода из цепочки Cu — O удалена, поэтому для мюона может оказаться выгодным занимать другое положение в решетке⁽⁸⁾. В частности, для тетрагональной фазы $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ ионов кислорода в плоскости $z=0$ нет, и мюон может занимать положение между двумя ионами кислорода ($0,0a, 0,5b, 0,159c$). Расчет дипольного поля на мюоне в этом положении для неискаженной решетки [96] дает хорошее согласие с экспериментально наблюдаемым значением поля в тетрагональной фазе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$.

Интересно также исследование антиферромагнитного упорядочения в компонентах, применяемых для получения сверхпроводящих керамик: BaCuO_2 , BaY_2CuO_5 и CuO [101, 102]. В кристаллах BaCuO_2 наблюдается одна частота прецессии при $T < T_{\text{N}} = 11$ К, которая следует кривой Бриллюэна с моментом $J=0,5$ и в низкотемпературном пределе немного меньше 14 МГц ($B \approx 1$ кГс).

В образце BaY_2CuO_5 наблюдалось пять частот прецессии при $T < T_{\text{N}} = 15,3$ К. Минимальная частота около 3 МГц, а максимальная около 9 МГц. Эти частоты соответствуют пяти различным положениям мюона в решетке, которые не изменяются в этом диапазоне температуры.

В CuO наблюдалась наиболее высокая температура упорядочения: $T_{\text{N}} = 226$ К. При температуре $T < 60$ К четко идентифицированы четыре частоты (рис. 26), из них две частоты 10 и 12 МГц имеют одинаковую амплитуду ($\approx 3\%$), их температурная зависимость определяется кривой Бриллюэна, а две другие (11 МГц и 18 МГц) имеют также одинаковую амплитуду ($\approx 6\%$), однако меньшая частота наблюдается при $T < 60$ К, а большая — при $T < 90$ К. При $T > 100$ К вместо этих двух частот появ-

ляется третья, равная 35 МГц, интенсивность которой растет с ростом температуры и при $T \approx 220$ К соответствует 30% мюонов, остановившихся в мишени. Авторы [101] полагают, что появление новой частоты 35 МГц обусловлено локализацией мюона вблизи иона Cu^{2+} , находящегося в триплетном состоянии.

Эксперименты с лантановыми керамиками посвящены в основном сравнению природы антиферромагнетизма в $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}$ и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.

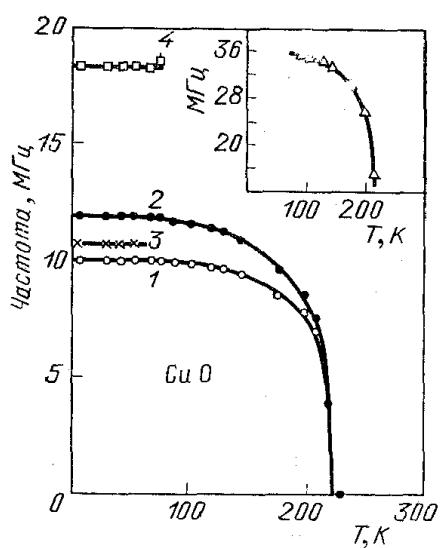


Рис. 26. Частоты прецессии CuO [100]

Недостаток двухвалентного кислорода (O^{2-}), как и замена трехвалентного лантана (La^{3+}) двухвалентным стронцием (Sr^{2+}), создает дырки, подавляющие антиферромагнитное упорядочение. Магнитные свойства $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}$ весьма чувствительны к изменению содержания кислорода в узком диапазоне $0 < y < 0,03$; $T_N \approx 290$ К для $y = 0,03$ и $T_N \approx 0$ для $y = 0$. Эксперименты в нулевом поле для поликристаллических однофазных образцов с различным содержанием кислорода [103] представлены на рис. 27. Как видно, T_N меняется от 15 К до 300 К, а частота прецессии при $T \rightarrow 0$ слабо зависит от y . Например, при $T_N \approx 295$ К, $\nu_\mu \approx 5,8$ МГц ($h_\mu \approx 429$ Гс), а при $T_N \approx 10$ К, $\nu_\mu \approx 5,1$ МГц ($h_\mu \approx 377$ Гс) [104]. При приближении к T_N скорость релаксации прецессирующей компоненты резко возрастает [105]. К сожалению, нам не известны μSR -эксперименты с образцами, имеющими больший дефицит кислорода, в частности при таких значениях y , когда наблюдается переход в сверхпроводящее состояние (§).

Во всех работах наблюдалась прецессия 50—60% мюонов, остановившихся в мишени. В работе [104] из экспериментов в поперечном поле $B = 500$ Гс показано, что 30—40% мюонов находятся в положении,

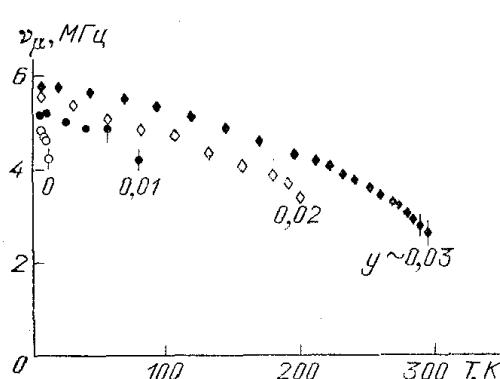


Рис. 27. Температурная зависимость частоты прецессии поляризации в несверхпроводящих керамиках $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}$ при различных значениях y [103]

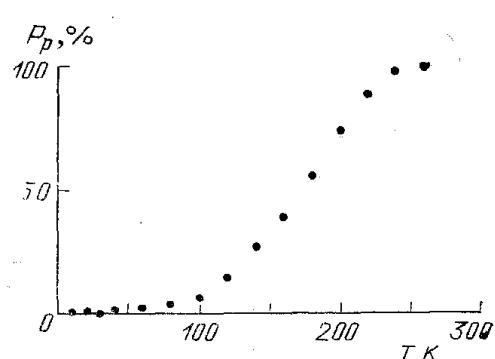


Рис. 28. Температурная зависимость амплитуды прецессирующей компоненты в слабом внешнем поле $B = 100$ Гс в монокристалле $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}$ [103]

где локальное поле $h_\mu \leq 10$ Гс. Авторам работы [104] не удалось установить, связана ли эта фракция с мюонами, находящимися в макроскопической неупорядоченной области, или связана с мюонами, которые находятся в междоузлиях, где локальное поле равно нулю. Эксперимент с монокристаллом $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}$ в поперечном поле $B = 100$ Гс [103] показывает, что магнитное упорядочение происходит постепенно и при низкой температуре парамагнитная фракция полностью отсутствует (рис. 28).

Возможно наличие парамагнитной фракции В работах [104, 105] связа-но с поликристалличностью образцов.

В образцах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ температура магнитного упорядочения сильно зависит от содержания Sr [83, 107, 108] (как известно, при $x \geq 0,07$ наблюдается переход в сверхпроводящее состояние) ⁽¹⁰⁾. При $T < T_N$ наряду с осциллирующей составляющей наблюдается быстро затухающая фракция поляризации [108]. Для $x < 0,05$ частота осцилляции при низкой температуре соответствует наблюдаемой в образцах $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}$ ($y=0-0,03$), однако уже для $x=0,05$ $v_\mu=4,1$ МГц ($h_\mu \approx 303$ Гс) [108] (рис. 29). Скорость деполяризации осциллирующей составляющей

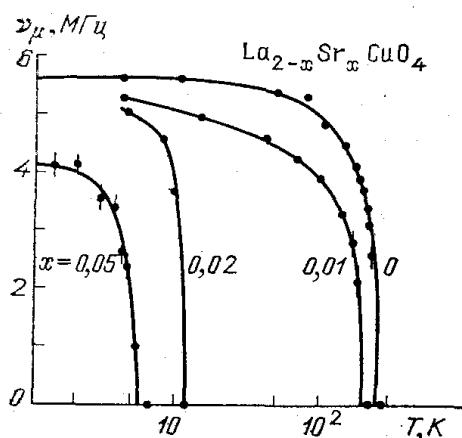


Рис. 29. Температурная зависимость частоты осцилляции поляризации в несверхпроводящих образцах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ при различных значениях x [106]

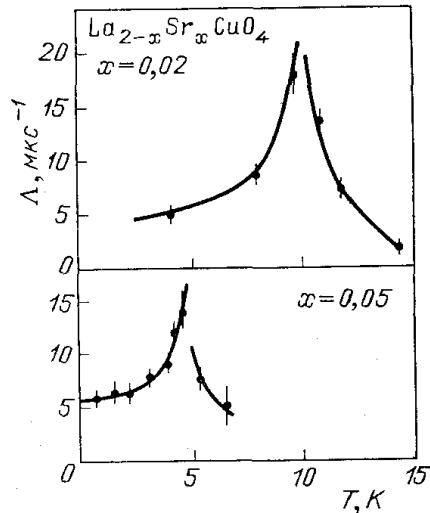


Рис. 30. Поведение скорости деполяризации в несверхпроводящих $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ при $T \approx T_N$ [106]

резко растет с приближением к T_N . В парамагнитной области при приближении к температуре T_N наблюдается рост скорости деполяризации, обусловленной динамическими флуктуациями намагниченности [108] (рис. 30).

В первых работах при $x \geq 0,1$ магнитное упорядочение не наблюдалось. Однако измерения теплоемкости в сверхпроводящем образце $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_{4-y}$ показали, что при $T < 0,3$ К появляется магнитное упорядочение [109]. Магнитное упорядочение на ядрах ^{139}La обнаружено методом ЯКР в сверхпроводящих образцах $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ [110]. При этом показано, что установление сверхпроводящего состояния и магнитного упорядочения — конкурирующие механизмы. Для $x=0,05$ температура перехода в сверхпроводящее состояние $T_c=6$ К, а $T_N=2$ К, но уже для $x=0,08$, $T_c=28$ К, а $T_N < 1,3$ К. К настоящему времени нам не известны μ SR-эксперименты с образцами $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$, однако в недавней работе [83] наблюдалось магнитное упорядочение $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ для $x \leq 0,07$ ⁽¹¹⁾. Для образца $x=0,07$ ($T_c=14$ К) при $T=35$ мК наблюдались быстро затухающие осцилляции с частотой $v \approx 1,5$ МГц ($h_\mu \approx 111$ Гс), но при $T=2,2$ К уже наблюдалась только быстрая деполяризация. Установление магнитной структуры типа спинового стекла в РС сверхпроводящем образце с $x=0,07$ обнаружено при $T_f \approx 10$ К в работе [91] по росту скорости деполяризации и падению коэффициента асимметрии прецессииющей компоненты. В образцах с $x=0,10$ ($T_c=26$ К) и $x=0,15$ ($T_c=32$ К) осцилляции не наблюдались даже при $T=35$ мК, однако наблюдалась деполяризация: асимметрия сигнала уменьшилась в e раз соответственно за 2,3 и 1 мкс. Скорость деполяризации при $T < 1$ К практически не зависит от температуры и резко падает при $T > 2$ К [83].

Эти результаты подтверждаются более поздними экспериментами с монокристаллом $\text{La}_{1.88}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$ [111], который переходит в сверхпроводящее состояние при $T_c=35$ К. Спектр μSR -сигнала резко меняется при 7×20 К и при $T\lesssim 8$ К соответствует появлению магнитного упорядочения. Авторы предполагают, что магнитная структура соответствует спиновому стеклу.

В заключение кратко остановимся на исследованиях образцов, имеющих отношение к ВТСП $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Частичная замена Sr или Ca иттрием с сохранением стехиометрии устраняет сверхпроводимость, но приводит к установлению магнитного упорядочения [112, 113].

В [112] наблюдался переход в магнитно-упорядоченное состояние поликристаллического образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{YCu}_2\text{O}_{8.5}$ при $T\approx 295$ К. Наряду с сигналом, осциллирующим на частоте $v\approx 0.4$ МГц ($h\approx 30$ Гс), наблюдалась также неосциллирующая составляющая. Деполяризация осциллирующей составляющей определялась неоднородным уширением. В попечевом поле $B=220$ Гс наблюдаются две близких частоты примерно равной интенсивности, но имеющие разную ширину при $T>200$ К. При $T<200$ К амплитуда узкой линии уменьшается на $1/3$, что обусловлено, видимо, диффузией мюона. В [113] также исследовался поликристаллический образец $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{YCu}_2\text{O}_x$, однако в отличие от [112] при $T=3.7$ К наблюдались четыре частоты, из них три частоты 0,49, 3,67 и 4,47 МГц доминируют, а частота 12 МГц быстро затухает ($\lambda\sim 10^7$ с⁻¹). Наряду с осциллирующими составляющими наблюдалась также парамагнитная фракция. Как и в предыдущих работах, переход в магнитноупорядоченное состояние не имеет резко выраженного характера, поэтому можно говорить только о средней температуре $\langle T_N \rangle \approx 210$ К. Как видим, для образца работы [113], ниже, чем для образца работы [112]. Частоту 0,49 МГц работы [113] можно отождествить с частотой 0,4 МГц работы [112], поскольку постоянные решетки для образца работы [112] больше.

В поликристаллическом образце $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{YCaCu}_2\text{O}_x$ осцилляции поляризации не наблюдались, но при $T\approx 15$ К устанавливалось состояние спинового стекла [113].

Итак, как показывают μSR -эксперименты, всем ВТСП присуще установление магнитно-упорядоченного состояния, как правило, при $T\ll T_c$. Однако эксперименты с керамиками не всегда имеют однозначную интерпретацию. Для хорошей интерпретации μSR -эксперимента необходима работа с монокристаллами. Отметим в этой связи, что в единственном пока эксперименте с монокристаллом $\text{La}_2\text{CuO}_{4-\nu}$ [103] наблюдались все 100% поляризации, а «потерянная» фракция отсутствовала. Заметим также, что технология изготовления ВТСП на основе Ви и Та позволяет получать монокристаллы больших размеров, удобных для исследования μSR -методом. Исследования магнитного упорядочения в этих структурах было бы крайне желательно.

ПРИМЕЧАНИЯ К ТЕКСТУ

¹ Следует отметить, что кристаллографически эквивалентные поры могут быть неэквивалентны в магнитном смысле. Например, в монокристалле Fe, намагниченном вдоль оси [111], внутреннее магнитное поле в октапорах (центры граней кристаллической ячейки) принимает два различных значения (см., например, [3]).

² Образец считаем нетекстуированным.

³ Для несверхпроводящих образцов мы пренебрегаем парамагнитной или диамагнитной восприимчивостью $\chi\approx 10^{-5}-10^{-6}$. Соответственно индукция $B=H_{\text{ext}}$.

⁴ Здесь отброшены члены более высокой степени h_0/B .

⁵ В соединениях $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ различают три температуры антиферромагнитного упорядочения [8]: T_N соответствует упорядочению магнитных моментов в плоскостях Cu—O, T_{N2} — в цепочках Cu—O и T_{N3} определяется упорядочением магнитных моментов редкоземельных элементов.

⁶ В [89] в тетрагональной фазе YBaCuO при $T<240$ К также наблюдались

две частоты: известная ранее и несколько большая ($\approx 4,3$ МГц). Суммарная амплитуда поляризации, прецессирующей на двух частотах, соответствовала 40% мюонов, остановившихся в мишени.

В тетрагональной фазе в $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ при $T < 260$ К наблюдалась прецессия с частотой ≈ 4 МГц. С понижением температуры при $T < 5$ К начинается быстрый рост скорости деполяризации, указывающий на замораживание магнитных моментов Ho [90, 94].

Наблюдение нескольких близко расположенных частот прецессии, соответствующих различным значениям сдвига Найта на мюоне в сверхпроводящих керамиках $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ в интервале $50 < T < 300$ К, показывает, что мюон может быть локализован в различных положениях [100].

⁹ Как известно, в системах $\text{LaO}(\text{LaCuO}_3)$ наблюдается переход в сверхпроводящее состояние при $T \approx 30-40$ К (см., например, [106]).

¹⁰ Обычно содержание кислорода не контролируется, поэтому следует говорить об образцах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$.

¹¹ Исследовались однофазные образцы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Смилга В. П. Мюоны в веществе.— Дубна: ОИЯИ, 1976.
2. Смилга В. П. Лекции летней школы.— М.: МИФИ, 1976.
- 3 Белоусов Ю. М., Горелкин В. Н., Микаэлян А. Л., Милосердин В. Ю., Смилга В. П./УФН. 1979. Т. 129. С. 3.
- 4 Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводимость II рода.— М.: Мир, 1980.
- 5 Иватер И. Г., Смилга В. П./ЖЭТФ. 1968. Т. 55. С. 548.
- 6 Горьков Л. П., Коннин Н. В./УФН. 1988. Т. 156. С. 117.
- 7 Булаевский Л. Н., Гинзбург В. Л., Собянин А. А./ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 355.
8. Изюмов Ю. А., Плакида Н. М., Скрябин Ю. Н./УФН. 1989. Т. 159 С. 621.
9. Копаев Ю. В./УФН. 1989. Т. 159. С. 567.
10. Абрикосов А. А. Основы теории металлов.— М.: Наука, 1987.
- [11] Горьков Л. П./ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1918; 1959. Т. 37. С. 1407.
12. Eilenberger G./Phys. Rev. 1967. V. 153. P. 584.
13. Абрикосов А. А./ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 1442.
14. Lasher G./Phys. Rev. Ser. A. 1965. V. 140. P. 523.
15. Гордюнин С. А., Смилга В. П., Фесенко В. И./Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 34.
16. Сидоренко А. Д., Смилга В. П./Сверхпроводимость: физика, химия, техника (СФХТ). 1989. Т. 2, № 4. С. 98.
17. Фихтенгольц Г. М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. III.—М.; Л.: Гостехиздат, 1949.
18. Уиттекер Э. Т., Васон Дж. Н. Курс современного анализа. Т. II.— М.: Физматгиз, 1963.
19. Самойлов В. М./СФХТ. 1989. Т. 2, № 9. С. 56.
20. Гинзбург В. Л./ЖЭТФ. 1952. Т. 23. С. 236.
- [21] Балацкий А. В., Бурлачков Л. И., Горьков Л. П./ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 1478.
22. Сидоренко А. Д., Смилга В. П., Фесенко В. И./СФХТ. 1989. Т. 2, № 8. С. 17.
23. Campbell L. J., Doria M. M., Kogan V. G./Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 38. P. 2439.
24. Harshman D. R., Schneemeyer L. F., Waszczak J. V. et al./Ibidem, 1989. V. 39. P. 851.
25. Larkin F. L., Ovchinnikov Yu. N./J. Low-Temp. Phys. 1979. V. 34. P. 409
26. Brandt E. H./Ibidem. 1977. V. 28. P. 263, 291.
27. Brandt E. H./Phys. Rev. Ser. B. 1986. V. 34. P. 6514.
28. Schmucker R., Brandt E. H./Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1977. V. 79. P. 479.
29. Brandt E. H., Essman U./Ibidem. 1987. V. 144. P. 13.
30. Brandt E. H./J. Low-Temp. Phys. 1986. V. 64. P. 375.
- [31] Brandt E. H./Physica. Ser. C. 1989. V. 162—164. P. 257.
32. Seeger A./Phys. Rev. Lett. 1979. V. 77. P. 259.
33. Brandt E. H., Seeger A./Adv. Phys. 1986. V. 35. P. 189.
34. Nelson D. R./Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1988.
35. Brandt E. H./Ibidem. 1989. V. 63. P. 1106.
36. Wordenweber R., Kes P. H./Phys. Rev. Ser. B. 1986. V. 34. P. 494.
37. Meier-Hirmer R., Kupfer H., Scheuerer H./Ibidem. 1985. V. 31. P. 183.
38. Brandt E. H./Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 1599.
39. Исухара А. Статистическая физика.— М.; Мир, 1973.
40. Лишинец Е. М., Питаевский Л. П. Статистическая физика. Ч. II.—М.: Наука 1978.
- [41] Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов.— М.: Мир, 1968.
42. Zimmerman P., Keller H., Kundig W. et al. (in press)
43. Brandt E. H./Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 2349.
44. Brandt E. H./Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1972. V. 51. P. 345.
46. Pumpin B., Keller H., Kundig W. et al. (submitted to Phys. Rev. Ser. B.)
46. Burford W., Gunn J. M. F./Physica Ser. C. 1988. V. 166. P. 512.

47. Барсов С. Г., Васильев А. А., Гемалов А. Л. и др. // СФХТ. 1989. Т. 2, № 5. С. 42.
48. Pumpin B., Keller H., Kundig W. et al. // Physica. Ser. C. 1988. V. 153–155. P. 71.
49. Aeppli G., Cava R. G., Ansaldi E. J. // Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 35. P. 7129.
50. Kossler W. J., Kempton J. R., Yu X. H. et al. // Ibidem. P. 7133.
- [51] Gygax F. N., Hitti B., Lippelt E. et al. // Europhys. Lett. 1987. V. 4. P. 473.
52. Wappling R., Hartman O., Senateur J. P. et al. // Phys. Lett. Ser. A. 1987. V. 122. P. 209.
53. Harshman D. R., Aeppli G., Ansaldi E. J. et al. // Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 2386.
54. Gelio M., Riseman T. M., Kiefl R. F., Brewer I. H. // [48]. P. 753.
56. Schenck A. // Ibidem. P. 1127.
56. Barth S., Birrer P., Cattani D. et al. // Ibidem. P. 755.
57. Birrer P., Gygax F. N., Hitti B. et al. // Ibidem. P. 765.
58. Riseman T. M., Brewer J. H., Cyca B. R. et al. // [31]. P. 1555.
59. Uemura J. I., Le L. P., Luke G. M. et al. // Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 62. P. 2317.
60. Uemura J. I., Le L. P., Luke G. M. et al. // Proc. of the 5th Intern. Conference of μSR.—Oxford, 1990. P. 44.
- [61] Grebinnik V. G., Duginov V. A. et al. // Ibidem. P. 43.
62. Birrer P., Cattani D., Cars. J. et al. // Ibidem. P. 41.
63. Weber M., Birrer P., Gygax F. N. et al. // Ibidem. P. 40.
64. Pumpin B., Keller H., Kundig W. et al. // Ibidem. P. 26.
65. Barsov S. G., Getalov A. L., Koptev V. P. et al. // Ibidem. P. 31.
66. Lichti R. L., Adams T. R., Cooke D. W. et al. // Ibidem. P. 33.
67. Forgan E. M., Lee S. L., Sutton S. et al. // Ibidem. P. 29.
68. Cook D. W., Hutson R. L., Kwok R. S. et al. // Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 9401.
69. Birrer P., Gygax F. N., Hettich B. et al. // Physica. Ser. C. 1989. V. 1S8. P. 230.
70. Bockema C. // Hyp. Int. 1984. V. 17–19. P. 305.
- [71] Holzshur E., Kundig W., Denison A. B. // Ibidem. P. 345.
72. Lin P. K., Lichti L., Bockema C., Denison A. B. // Ibidem. 1986. V. 31. P. 475.
73. Sawatzky G. A., van der Wande F. // J. Phys. Ser. C. 1974. V. 6. P. 47.
74. Nishida N., Miyatake H., Shimada D. et al. // Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L1856.
75. Nishida N., Miyatake H., Shimada D. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1988. V. 57. P. 597.
76. Leijn J. W., Li W. H., Mook N. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 2781.
77. Riseman T. M., Brewer J. H., Grant P. M. et al. // [60]. P. 62.
78. Luke G. M., Kiefl R. P., Brewer J. H. et al. // [48]. P. 759.
79. Brewer J. H., Ansaldi E. J., Carolan L. F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1073.
80. Brewer J. H., Carolan J. F., Hardy W. H. et al. // [31]. P. 33.
- [81] Golnik A., Budnick L. I., Chamberland B. et al. // [48]. P. 166.
82. Schneider J. W., Baumeller H., Keller H. et al. // Phys. Lett. Ser. A. 1987. V. 124. P. 107.
83. Weidinger A., Niedermayer Ch., Golnick A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 102.
84. Kossler W. I., Yu X. H., Greer A. et al. // [60]. P. 48.
85. Saitovitch E. B., Litterst F. J., Nagamine K. et al. // Ibidem. P. 59.
86. Okuma S., Miyatake H., Nishida N. et al. // Ibidem. P. 69.
87. Golnik A., Niedermayer Ch., Recknagel E. et al. // Phys. Lett. Ser. A. 1987. V. 125. P. 71.
88. Reotier de P. D., Vulleit P., Yaonane A. et al. // [48]. P. 1541.
89. Барсов С. Г., Гемалов А. Л., Конмөв В. П. и др. Препринт ЛИЯФ АН СССР № 1447.—Ленинград, 1988.
90. Nishida N., Miyatake H., Okuma S. et al. // Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. P. L94.
- [91] Бежитадзе Д. Т., Боровинская И. П., Буряnek Я. и др. Исследование сверхпроводников μSR-методом на фазотроне ЛЯП ОИЯИ. Препринт ОИЯИ Д14-89-455.—Дубна, 1989.
92. Maletta H., Birrer P., Gygax F. N. et al. // [60]. P. 55.
93. Nishida N., Miyatake H., Shimada D. et al. // [48]. P. 761.
94. Kuno Y., Nishida N., Miyatake H. et al. // Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 38. P. 9276.
95. Barth E., Birrer P., Gygax F. N. et al. // [48]. P. 767.
96. Birrer B., Gygax F. N., Hitti B. et al. // Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 11449.
97. Dawson W. K., Halim C. H., Weatherby S. P. et al. // [60]. P. 52.
98. Cooke D. W., Jahan M. S., Kwok R. S. et al. // Ibidem. P. 62.
99. Gluckler H., Niedermayer Ch., Nowitzke G. et al. // Ibidem. P. 58.
100. Schenck A., Birrer P., Gygax F. N. et al. // Proc. of Intern. Seminar on High-Tc Superconductivity.—Dubna: JINR, 1989.
- [101] Widenger A., Budnick J. L., Chamberland B. et al. // [48]. P. 168.
102. Niedermayer C., Golnick A., Recknagel E. et al. // Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 38. P. 2836.

103. *Uemura J.I., Kosster W. I., Kempton J. R. et al.*//[48]. P. 769.
104. *Uemura J. I., Kosster W. I., Yu X. H. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1045.
105. *Budnick J. I., Golnick A., Niedermayer Ch. et al.*//Phys. Lett. Ser. A. 1987. V. 124. P. 103.
106. *Sekizawa K., Takano Y., Takigami H. et al.*//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26, P. L840.
107. *Aeppli G., Harshman D. R., Buttrey D. et al.*//[48]. P. 1111.
108. *Budnick J. I., Chamberland B., Yang D. P. et al.*//Europhys. Lett. 1988. V. 5. P. 651.
109. *Gustmield P., Walf G., Andres K.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 4043.
110. *Kitaoka Y., Hiramatsu S., Ishida K. et al.*//J. Phys. Soc. Japan. 1987. V. 56. P. 3024.
- [111] *Torikai E., Kitazawa H., Nagamine K. et al.*//[60]. P. 63.
112. *Renzi R. D., Guidi G., Carreta P. et al.*//Phys. Lett. Ser. A. 1989. V. 135. P. 132,
113. *Yang B. X., Kiefl R. F., Brewer J. F et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 847,