

## μSR-ИССЛЕДОВАНИЯ НА ФАЗОТРОНЕ ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ ОИЯИ

*В.А.Жуков, Т.Н.Мамедов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*Б.А.Никольский, А.Н.Пономарев*

РНЦ «Курчатовский институт», Москва

*В.Г.Фирсов*

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Представлены наиболее значительные результаты по исследованию вещества с помощью мюонов, полученные за 30-летний период развития этих исследований на ускорителе протонов на энергию 680 МэВ (фазотроне) Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Эта техника, получившая теперь название μSR-метода, впервые широкомасштабно начала использоваться группой исследователей из ЛЯП ОИЯИ, РНЦ «Курчатовский институт» и ИТЭФ (Москва) именно в Лаборатории ядерных проблем. В обзоре представлены принцип μSR-метода и экспериментальные условия на фазотроне для проведения этих исследований. Рассмотрены результаты опыта по измерению коэффициента асимметрии в  $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распаде, а также экспериментов, приведших к открытиям двухчастотной прецессии спина мюония, подбарьерной некогерентной диффузии положительного мюона в металлах, мюония в твердых веществах. Приводятся наиболее существенные результаты по исследованию полупроводников, изоляторов, ферро- и антиферромагнетиков, высокотемпературных сверхпроводников, процессов диффузии положительного мюона в металлах, химических реакций с участием мюония, а также применению отрицательных мюонов для изучения вещества.

The most significant results of matter study with muons, obtained for 30 years of the research at the 680-MeV proton accelerator (phasotron) at the Laboratory of Nuclear Problems (LNP) of JINR, are presented. It is at the LNP that this technique, now called the μSR method, was first widely used by a group of researchers from LNP, «Kurchatov Institute», and ITEP. The review describes the principle of the μSR method and the relevant experimental conditions at the phasotron. The results of the experimental measurement of the asymmetry coefficient in the  $\mu^+ \rightarrow e^+$  decay and of the experiments that led to discovery of two-frequency precession of muonium spin, underbarrier incoherent diffusion of the positive muon in metals and muonium in solids are considered. Also the most important results of investigating semiconductors, dielectrics, ferromagnets, antiferromagnets, high-temperature superconductors, processes of positive muon diffusion in metals, muonium-involving chemical reactions, and of using negative muons to study matter are described.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние два десятилетия на ускорителях промежуточных энергий интенсивно развивается новый метод изучения конденсированного состояния вещества с использованием мюона в качестве элементарного магнитного зонда [1]. Эта техника была названа  $\mu SR$ -методом, что может быть расшифровано как «*Muon Spin Rotation*», или «*Relaxation*», или «*Resonance*», или в более общем виде «*Research*». Эксперименты проводятся с помощью как положительно, так и отрицательно заряженных мюонов.

Положительный мюон, локализуясь в междоузлиях и вакансиях кристаллической решетки, измеряет распределения локальных магнитных полей в этих областях. Он может выступать также как примесная частица, моделирующая процессы с участием других однозарядных примесей (например, протона). В тех случаях, когда в веществе образуется экзотический атом мюония ( $\mu^+e^-$ ), аналогичный атому водорода, могут быть изучены быстрые химические реакции этой системы.

С помощью отрицательных мюонов, которые, останавливаясь в веществе, образуют мюонные атомы, зондируется область в узле кристаллической решетки. Поскольку орбита мюона в мюонном атоме в основном состоянии примерно в 200 раз меньше электронной орбиты (из-за различия масс  $m_\mu/m_e = 209$ ), то образованный мюонный атом может рассматриваться как примесная частица с зарядом псевдоядра ( $Z - 1$ ).

На фазотроне (бывшем синхроциклотроне) Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ  $\mu SR$ -исследования интенсивно ведутся с конца 60-х годов группами исследователей Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, Курчатовского института, ИТЭФ и МИФИ. Отдельные результаты этих работ, относящиеся главным образом к начальному периоду исследований, приведены в обзорах и книгах [2,3].

В 1985 г. после реконструкции синхроциклотрона в фазотрон, позволившей повысить в 20—25 раз интенсивность выведенного пучка протонов, возможности  $\mu SR$ -исследований существенно расширились. В данной статье систематизируются наиболее существенные результаты ранних работ и дается обзор современного состояния  $\mu SR$ -исследований на фазотроне ОИЯИ.

## 2. ПРИНЦИП $\mu SR$ -МЕТОДА

Использование мюонов для изучения вещества основано на явлении не сохранения чистоты в слабых взаимодействиях, в силу которого получаемые на ускорителях мюоны от распада  $\pi^+(\pi^-) \rightarrow \mu^+(\mu^-) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$  поляризованы вдоль направления своего импульса. Взаимодействие магнитных мо-

ментов мюонов, имплантированных в образец, с локальными магнитными полями в веществе приводит к изменению начальной поляризации. Направление поляризации мюонов в веществе определяется по угловому распределению позитронов (электронов) распада  $\mu^+(\mu^-) \rightarrow e^+(e^-) + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$ , которое также в силу несохранения четности имеет асимметричный вид:

$$f(\theta) \approx 1 + a \cos \theta,$$

где  $\theta$  — угол между импульсом позитрона (электрона) и направлением спина мюона,  $a = \xi/3$  — коэффициент асимметрии,  $\xi = 1$  по универсальной V-A-теории слабого взаимодействия. Наиболее точное значение коэффициента  $a$  получено на синхроциклотроне ЛЯП в эксперименте [4,5], в котором для подавления деполяризующего действия среды использовалось продольное (вдоль направления спина положительного мюона) магнитное поле 140 кГс. Эксперимент проводился в фотоэмульсии, получено значение  $a = 0,325 \pm 0,005$ .

Эксперименты могут проводиться в нулевом внешнем магнитном поле, а также в магнитных полях, направленных перпендикулярно ( $H_\perp$ ) и параллельно ( $H_\parallel$ ) начальной поляризации мюонов. Большинство экспериментальных результатов до сих пор получено с использованием способа индивидуального счета событий, заключающегося в отдельной регистрации имплантированного в образец мюона и принадлежащего ему вылетающего из образца позитрона (электрона)  $\mu \rightarrow e$ -распада.

Принцип μSR-техники может быть пояснен на примере эксперимента с положительными мюонами (рис.1) в перпендикулярном поле (случай вращения спина мюона). Пучок мюонов с известной начальной поляризацией направляется на образец 5. Позитроны регистрируются в направлении, перпендикулярном направлению внешнего магнитного поля. Момент остановки мюона  $t_\mu$  в исследуемом образце 5 фиксируется по совпадению сигналов от сцинтилляционных счетчиков 1 и 2 при отсутствии сигнала в счетчике 3, момент вылета позитрона распада  $t_e$  — по совпадению сигналов от счетчиков 3 и 4 при отсутствии сигнала в счетчике 2.

Экспериментальный спектр, представляющий собой число зарегистрированных позитронов как функцию временного интервала  $t = t_e - t_\mu$ , может быть описан теоретической формулой

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) [1 + \sum a_i G_{xi}(t) \cos(\omega_{\mu i} t + \varphi_i)] + B, \quad (1)$$

где  $N_0$  — нормировочная постоянная,  $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$  с — среднее время жизни мюона и  $B$  — фон. Через  $a_i$ ,  $G_{xi}$ ,  $\omega_{\mu i}$  и  $\varphi_i$  соответственно обозначены

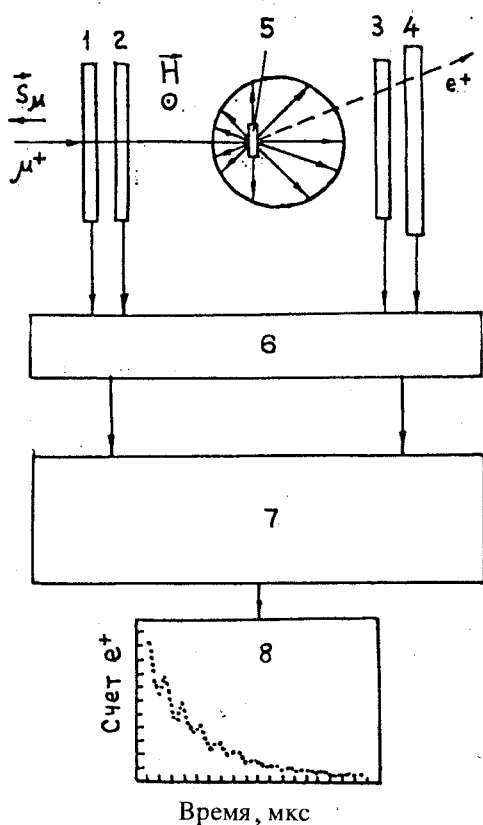


Рис.1. Схема  $\mu^+$ SR-эксперимента в перпендикулярном по отношению к направлению спина мюона внешнем магнитном поле: 1, 2 — сцинтилляционные счетчики, регистрирующие  $\mu^+$ ; 3, 4 — сцинтилляционные счетчики, регистрирующие  $e^+$ ; 5 — образец; 6 — система отбора событий; 7 — преобразователь время-код и блоки памяти; 8 —  $\mu$ SR-гистограмма

ны экспериментальный коэффициент асимметрии (начальная поляризация), функция поперечной поляризации, частота и начальный сдвиг фазы прецессии спина мюона, соответствующие вкладам в прецессионный сигнал  $i$ -го распределения магнитного поля в исследуемом веществе. Случайная компонента небольшого ( $\sim 1$  Гс) локального магнитного поля вдоль приложенного сильного внешнего поля приводит к дефазировке прецессии мюонного ансамбля.

Сопоставление теоретического спектра с экспериментальным позволяет подобрать по методу максимального правдоподобия параметры, входящие в формулу (1).

По асимметрии  $a_i$  может быть вычислена доля определенной фазы вещества, вносящая вклад в отдельный прецессионный сигнал.

Частота прецессии связана со средним локальным магнитным полем на мюоне  $\langle B_{\mu i} \rangle$  соотношением  $\omega_{\mu i} = \gamma_{\mu} \langle B_{\mu i} \rangle$ , где  $\gamma_{\mu} = 2\pi \cdot 13,55$  кГц/Гс — гиромагнитное отношение мюона. Для определения отдельных частот  $\omega_{\mu i}$  временная гистограмма (1) может быть трансформирована в частотный спектр с помощью фурье-преобразования.

Вид функции  $G_{xi}(t)$  определяется природой деполяризации мюонного ансамбля. Аналитическое выражение для функции поляризации в соответствии с [6—8] может быть записано следующим образом:

$$G_{xi}(t) = \exp \left\{ -\sigma_{xi}^2 \tau_c^2 [\exp(-t/\tau_c) - 1 + t/\tau_c] \right\}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{xi}$  — скорость деполяризации связана со вторым моментом распределения магнитного поля на мюоне  $\langle \Delta B_{\mu i}^2 \rangle$  соотношением  $\sigma_{xi}^2 = \gamma_{\mu}^2 \langle \Delta B_{\mu i}^2 \rangle$ , а параметр  $\tau_c$  представляет собой корреляционное время флуктуаций локальных полей. Для диффундирующего мюона  $\tau_c$  относится к времени пребывания мюона в данном положении. В двух предельных случаях для функции  $G_{xi}(t)$  используется гауссовская и экспоненциальная зависимости:

$$G_{xi}(t) = \exp(-\sigma_{xi}^2 t^2 / 2) \tag{3}$$

— в случае непрерывного изотропного гауссовского распределения статических локальных полей и

$$G_{xi}(t) = \exp(-\Lambda_{xi} t) \tag{4}$$

— в случае беспорядочных локальных полей, быстро флуктуирующих во времени. Здесь  $\Lambda_{xi} = \gamma_{\mu}^2 \langle \Delta B_{\mu i}^2 \rangle \tau_c$ .

Начальная фаза  $\phi_i$  также может быть связана с процессами взаимодействия мюона с веществом. Например, в случае образования мюония, ларморовская частота прецессии которого, определяемая магнитным моментом электрона, в ~ 100 раз превышает ларморовскую частоту мюона, сдвиг начальной фазы, пока мюоний не вступит в химическую реакцию, может быть заметным.

В нулевом внешнем магнитном поле или в поле, параллельном начальной поляризации мюона (случай релаксации поляризации мюона) в эксперименте регистрируются позитроны, испущенные вперед и назад по отношению к направлению пучка мюонов. Формула (1) запишется следующим образом:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_{\mu}) [1 + \sum a_i G_{zi}(t)] + B. \tag{5}$$

$G_{zi}(t)$  представляет собой в данном случае функцию продольной поляризации. Она может быть найдена из сравнения скоростей счетов позитронов, вылетающих вперед  $N^+$  и назад  $N^-$ :

$$G_{zi} = \frac{1}{a_i} \frac{N^+ - RN^-}{N^+ + RN^-}, \tag{6}$$

где  $R$  — экспериментальный коэффициент, учитывающий характеристики детекторов.

Особый интерес представляет вид функции поляризации (функция Кубо — Тойабе) [9] для случая замороженных, беспорядочно ориентированных локальных магнитных полей (характерных, например, для спинового стекла) при измерениях в нулевом внешнем поле:

$$G_z(t) = 1/3 + 2/3 (1 - \Delta_z^2 t^2) \exp\left(-\frac{1}{2} \Delta_z^2 t^2\right), \quad (7)$$

где  $\Delta_z^2 = \gamma_\mu^2 \langle B_z^2 \rangle$ .

В типичном  $\mu SR$ -спектрометре характерное время открытия ворот для регистрации индивидуального события составляет  $\sim 10$  мкс (несколько времен жизни мюона), что ведет к ограничению числа остановок мюонов в образце до  $5 \cdot 10^4$   $\mu$ /с, а следовательно, и к ограничению начальной интенсивности мюонного пучка.

Обычная статистика ( $\sim 5 \cdot 10^6$  зарегистрированных позитронов  $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада) при умеренной скорости деполяризации ( $\sim 0,1 \div 0,2$  мкс $^{-1}$ ) позволяет измерить  $\omega \sim \langle B_\mu \rangle$  с точностью лучше  $10^{-4}$ ,  $\Lambda$  или  $\sigma \sim \langle \Delta B_\mu^2 \rangle^{1/2}$  — с точностью  $10^{-3}$  и  $a$  — с точностью  $10^{-2}$ .

С помощью  $\mu SR$ -метода изучаются динамические процессы в диапазоне времен  $10^{-9} \div 10^{-5}$  с.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ НА ФАЗОТРОНЕ [10,11]

Общий план вывода пучков частиц и размещения экспериментальной аппаратуры для  $\mu SR$ -экспериментов приведен на рис.2.

Мюоны образуются в мишенях, облучаемых пучком протонов фазотрона, имеющим следующие характеристики: энергия  $(659 \pm 6)$  МэВ; интенсивность  $1,6 \div 2,0$  мкА.

Используются два вида мюонных пучков.

**Мюоны ( $\mu^+$  или  $\mu^-$ ) от распада пионов на лету.** Пионы образуются в результате облучения протонным пучком бериллиевой мишени  $M_1$ . Часть пионов направляется в мюонные каналы 1 или 2, состоящие из последовательности фокусирующих квадрупольных магнитных линз. Проходя мюонный канал и распадаясь на лету, пионы создают на выходе канала в месте расположения  $\mu SR$ -установок пучок довольно энергичных мюонов. В данных экспериментах используются мюоны с импульсом 125 МэВ/с ( $E_\mu = 58$  МэВ). Импульсный разброс в пучках  $\Delta p/p = 10\%$ , поляризация 80%. Интенсивности пучков мюонов на 1 мкА протонного пучка через телескоп счетчиков с размерами сцинтиллятора  $10 \times 10$  см следующие:

канал 1:  $3 \cdot 10^5$   $\mu^+$ /с (примесь 3%  $e^+$ )

$10^5$   $\mu^-$ /с (примесь 6%  $e^-$ ; 2,4%  $\pi^-$ ),

канал 2:  $2 \cdot 10^5$   $\mu^+$ /с (примесь 3%  $e^+$ ; 0,45%  $\pi^+$ )

$6 \cdot 10^4$   $\mu^-$ /с (примесь 9%  $e^-$ ; 0,4%  $\pi^-$ ).

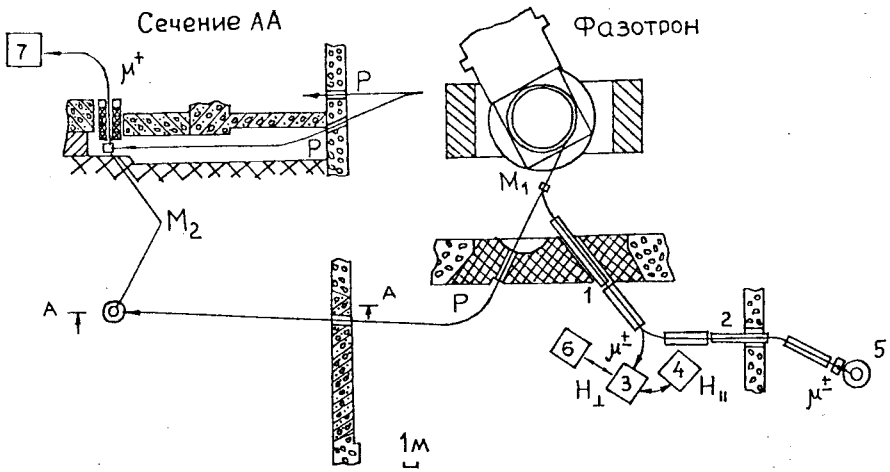


Рис.2. Схема пучков частиц фазотрона и расположение μSR-установок. M<sub>1</sub>, M<sub>2</sub> — пинообразующие мишени; 1, 2 — мюонные каналы; 3, 4 — μSR-спектрометры с перпендикулярным и параллельным по отношению к направлению спина мюона магнитными полями; 5 — μSR-спектрометр на базе рефрижератора растворения <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He; 6 — спектрометр для изучения химических реакций мюония; 7 — μSR-спектрометр на пучке «поверхностных» мюонов

**«Поверхностные» [13] мюоны (μ<sup>+</sup>).** Они образуются в результате облучения протонным пучком пинообразующей мишени M<sub>2</sub>. Магнитная система отбора мюонов настроена таким образом, что отбираются только те мюоны, которые возникают от распада π<sup>+</sup>-мезонов, родившихся в глубине мишени M<sub>2</sub> и достигших ее поверхности при нулевой кинетической энергии. Пучок μ<sup>+</sup> характеризуется низкой кинетической энергией E<sub>μ</sub><sup>кин</sup> = 4,12 МэВ (p<sub>μ</sub> ~ 30 МэВ/с) и 100% поляризацией. Интенсивность на площадь ~ 80 см<sup>2</sup> составляет 4,3·10<sup>5</sup> μ<sup>+</sup>/с·мкА, импульсный разброс Δp/p = 5,8%.

#### 4. КОМПЛЕКС μSR-УСТАНОВОК [12,14]

Эксперименты проводятся с помощью нескольких μSR-установок, входящих в экспериментальный комплекс «МЮСПИН» и обеспечивающих исследования в широких диапазонах внешних магнитных полей и температур (рис.2). Установки располагаются на подвижных платформах. В зави-

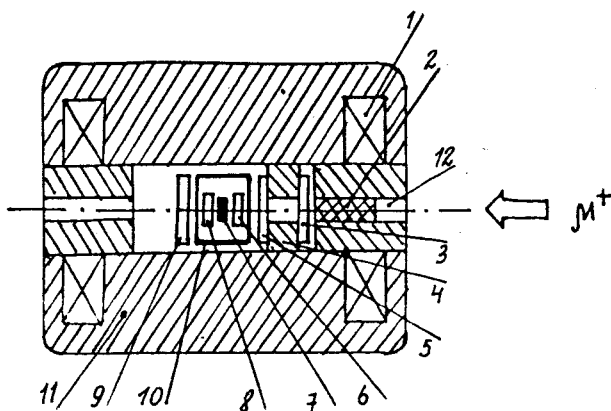


Рис.3. Схематический вид  $\mu SR$ -установки: 1 — катушка электромагнита; 2 — поглотитель; 3, 5, 6, 8, 9 — сцинтилляционные счетчики; 4 — коллиматор; 7 — исследуемый образец; 10 — криостат; 11 — ярмо электромагнита; 12 — отверстие в ярме для пучка мюонов

симости от требований эксперимента установка с необходимыми параметрами может быть передвинута на нужный пучок мюонов.

Схема одной из  $\mu SR$ -установок, предназначенной для экспериментов на пучке мюонного канала 1 (рис.2, поз.3) представлена на рис.3. Установка позволяет получить временные спектры позитронов распада, вылетающих вперед и назад по отношению к направлению пучка мюонов. Магнитное поле на образце  $7 H_{\perp} \sim 0 \div 5$  кГс создается с помощью панцирного электромагнита 11. Мюоны проходят через отверстие 12 в ярме магнита, теряют часть своей энергии в замедлителе 2 и после прохождения коллиматора 4 попадают в образец 7, помещенный в криостат 10. Типичный образец для исследований имеет вид шайбы диаметром  $\sim 3$  см с количеством вещества  $4 \div 5$  г/см<sup>2</sup> в направлении мюонного пучка. Сигнал совпадений от сцинтилляционных счетчиков 3, 5, 6 (при отсутствии сигнала в счетчике 8) фиксирует момент остановки мюона в образце. Совпадения сигналов в счетчиках 8, 9 регистрируют позитроны, вылетающие по направлению пучка мюонов. Совпадения сигналов в счетчиках 5, 6 (при отсутствии сигнала в счетчике 3) регистрируют позитроны, вылетающие назад. Сигнал, фиксирующий остановку мюона в образце, открывает стартовые «ворота» длительностью 10 мкс для регистрации события  $\mu \rightarrow e$ -распада. Временной



интервал между появлением мюона в образце и вылетом позитрона с помощью время-цифрового преобразователя трансформируется в цифровой код. Система отбора событий позволяет эффективно исключить частицы, проходящие напролет все счетчики (мюоны, пионы и позитроны), а также предотвратить запись в спектры событий, когда во временном интервале «ворот» 10 мкс регистрируется более одного мюона и одного позитрона. Разрешающее время спектрометрической системы  $\sim 1,2$  нс, отношение фона случайных совпадений к полезным событиям  $B/N_0 \sim 3 \cdot 10^{-4}$  (см. формулу (1)). Сбор и анализ экспериментальных данных осуществляется с помощью системы на основе PC/486 и VAX, подключенных к сети Ethernet.

Эксперименты могут проводиться также в параллельном (рис.2, поз.4) по отношению к направлению спина мюона магнитном поле ( $0 \div 7$  кГс). Неоднородность магнитных полей (как  $H_{\perp}$ , так и  $H_{\parallel}$ ) в объеме исследуемого образца ( $\sim 10$  мм вдоль пучка мюонов и  $\sim 40$  мм диаметром) не превышает  $\sim 10^{-4}$ .

Изменение температуры образца — одно из важных условий проведения  $\mu$ SR-экспериментов. Для обеспечения температур  $4,2 \div 300$  К используются криостаты, где охлаждение образцов осуществляется потоком холодного газообразного  $^4\text{He}$ . Температура газа регулируется с помощью нагревателей. Точность поддержания температур во всех криостатах в диапазоне  $4,2 \div 300$  К составляет  $\sim 0,1$  К.

Условия эксперимента контролируются автоматизированной системой на базе PC/AT 386.

Установка на пучке «поверхностных» мюонов (рис.2, поз.7) содержит криостат ( $5 \div 300$  К), помещенный в поперечное магнитное поле (до 1 кГс, неоднородность  $\sim 10^{-3}$ ), создаваемое катушками Гельмгольца.

В установке для изучения химических взаимодействий мюония (рис.2, поз.6) могут быть использованы как поперечные поля, так и продольные (до 400 Гс), создаваемые катушками Гельмгольца. Криостат позволяет проводить исследования при температурах  $\geq 77$  К.

## 5. ОБНАРУЖЕНИЕ МЮОНИЯ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Атом мюония  $\text{Mu}$  (связанное состояние ( $\mu^+e^-$ )) по основным параметрам (размер, ионизационный потенциал и др.) подобен атому водорода  $\text{H}$ , отличаясь от последнего массой ( $m_{\text{Mu}} \approx 1/9 m_{\text{H}}$ ). Существенным отличием является то, что меченая частица мюон в атоме  $\text{Mu}$  поляризована. По изменению поляризации можно судить о взаимодействии мюония с веществом.

Впервые атом мюония наблюдался в благородных газах [15]. Однако наибольший интерес вызывает наличие мюония в конденсированной фазе вещества в связи с расширением спектра исследуемых процессов. Имплантируемый в вещество положительный мюон с равной вероятностью образует триплетный мюоний со спином  $I = 1$  и синглетный мюоний со спином  $I = 0$ . Синглетный мюоний полностью деполяризуется за время  $1/\omega_0$ , где  $\omega_0$  — частота сверхтонкого взаимодействия между состояниями с  $I = 1$  и  $I = 0$ . Дополнительная деполяризация может произойти в результате переходов  $I = 1,0 \rightleftharpoons I = 0,0$ , возникающих из-за опрокидывания спина электрона мюония при взаимодействии его с электронами проводимости среды. Другой причиной деполяризации может быть вступление мюония в химические соединения. Теория деполяризации мюония развита в работах [20—24]. Из сказанного следует, что обнаружение мюония возможно в химически инертных средах, когда скорость химических реакций или других процессов, приводящих к деполяризации, мала по сравнению с временем жизни мюона. При этом в эксперименте может быть видна в лучшем случае только половина начальной поляризации мюона, соответствующая триплетному мюонию. В достаточно малом поперечном магнитном поле  $H_{\perp}$  атом мюония в триплетном состоянии прецессирует как целое с ларморовской частотой  $\omega = \frac{eH_{\perp}}{2m_e c}$ , где  $m_e$  — масса электрона. Наблюдение частоты  $\omega$  обычно является экспериментальным доказательством существования долгоживущего примесного атома мюония в данном веществе.

Впервые в конденсированной среде мюоний был обнаружен в монокристаллах кварца высокой чистоты при проведении экспериментов на синхроциклотроне ЛЯП ОИЯИ [16,17]. На рис.4 представлена прецессионная кривая для кварца. Частота ларморовской прецессии в перпендикулярном магнитном поле ( $H_{\perp} = 1,35 \div 37$  Э) соответствовала гиромагнитному отношению системы атомного триплетного мюония ( $\text{Mu}^T$ ) с точностью лучше 0,5%. Значение поляризации в начальный момент времени ( $P_0 = 0,51 \pm 0,03$ ) полностью соответствует ожидаемой доле триплетного состояния мюония. Время релаксации поляризации мюония в кристаллах  $\text{SiO}_2$  составляет  $\sim 400$  нс, что свидетельствует о высокой чувствительности магнитного момента мюония к внешним возмущениям, вызванным наличием локальных магнитных полей, протеканием конверсионных взаимодействий или медленными химическими реакциями. Идентификация мюония в конденсированной среде, открывшая перспективу исследования его физико-

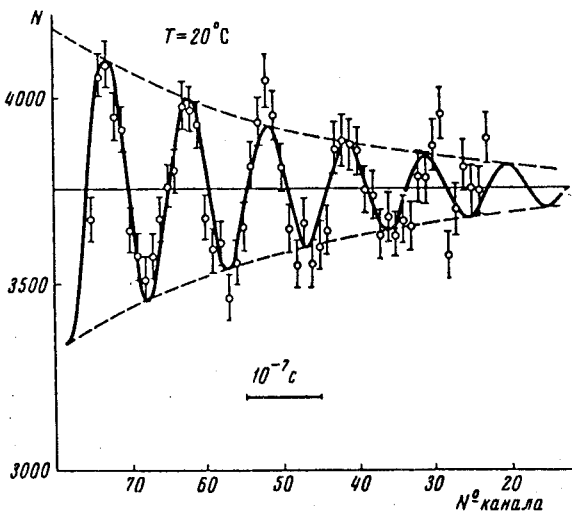


Рис.4. Кривая прецессии мюония в кристаллическом кварце. По оси абсцисс — номер канала (ширина канала 10,1 нс). По оси ординат — число отсчетов, исправленное на экспоненциальный распад мюона

химических взаимодействий с веществом, была зарегистрирована [18] в Государственном реестре СССР в качестве открытия №161. В дальнейшем атомарный мюоний был обнаружен в монокристаллах льда, плавленом кварце, твердой углекислоте и других материалах [19].

## 6. СВЕРХТОНКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМА МЮОНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ

В этом разделе рассматривается измерение частоты  $\omega_0$  сверхтонкого взаимодействия примесного атома мюония в веществе. Частота  $\omega_0$  характеризует плотность  $|\varphi(0)|^2$  волновой функции электрона с неспаренным спином на положительном мюоне. Соотношение, связывающее  $\omega_0$  и  $|\varphi(0)|^2$ , имеет следующий вид [25]:

$$\omega_0 = \frac{32\pi\mu_e\mu_\mu}{3\hbar} |\varphi(0)|^2 = \frac{2\mu_e}{\hbar} H_0. \quad (8)$$

Здесь  $\mu_e$  и  $\mu_\mu$  — магнитные моменты электрона и мюона,  $H_0 = 1585 \text{ Э}$  — удвоенное значение магнитного поля, создаваемого магнитным моментом мюона на электроне мюония. В вакууме  $\Delta\nu_{\text{вак}} = \frac{\omega_0}{2\pi} = 4463 \text{ МГц}$ .

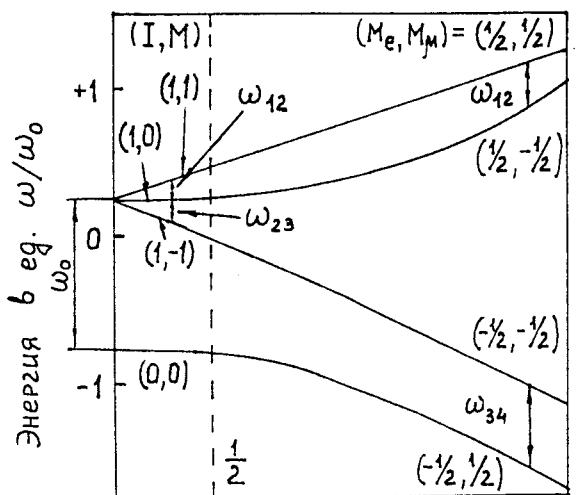
Частота  $\omega_0$  в диэлектриках или чистых полупроводниках, где отсутствуют в заметном количестве свободные электроны, определяется методом, который мы назвали двухчастотной прецессией спина мюония. Это явление было предсказано, впервые наблюдается в работах [26,27] и зарегистрировано как открытие.

Одночастотная прецессия, по которой идентифицировался мюоний (см. разд.5), является лишь приближением, которое справедливо только для относительно коротких времен и малых магнитных полей. В действительности прецессия или временная зависимость поляризации спина  $\mu^+$  в мюонии определяется не одной, а несколькими частотами. Это является следствием того, что основное  $S$  состояние атома мюония в магнитном поле представляет собой четырехуровневую систему и в общем случае является суперпозицией четырех стационарных состояний с энергиями  $\hbar\omega_i$ , отвечающими различным комбинациям спинов электрона и мюона (рис.5). Правило отбора  $\Delta M = \pm 1$ , где  $M$  — магнитное квантовое число, приводит к тому, что из шести возможных частот  $\omega_{ik} = \omega_i - \omega_k$  ( $i, k = 1 \div 4$ ) только четыре ( $\omega_{12}, \omega_{23}, \omega_{14}, \omega_{34}$ ) определяют временную зависимость поляризации.

В общем случае эта зависимость, содержащая частоты  $\omega_{ik}$ , имеет довольно сложный вид, но существенно упрощается для случаев слабого и сильного внешних магнитных полей  $H_\perp$ . В слабом ( $H_\perp \ll H_0$ ) магнитном поле экспериментально наблюдаемая зависимость поляризации  $P_{\text{набл}}(t)$  может быть записана в виде

$$P_{\text{набл}}(t) = \frac{1}{4} [\cos \omega_{12}t + \cos \omega_{23}t] = \frac{1}{2} \cos \Omega t \cdot \cos \omega t. \quad (9)$$

Здесь  $\omega = \frac{1}{2} (\omega_{12} + \omega_{23}) = \frac{eH_\perp}{2m_e c}$  — ларморовская частота прецессии мюония в поле  $H_\perp$ ,  $\Omega = \frac{1}{2} (\omega_{23} - \omega_{12}) \simeq \frac{\omega^2}{\omega_0}$  — частота биений. Из соотношения (9) видно, что временная зависимость  $P_{\text{набл}}(t)$  определяется двумя частотами и может быть названа двухчастотной прецессией или биениями спина мюона. В случае сильного поля частота биений определяется частотами  $\omega_{12}$  и  $\omega_{34}$  (рис.5).



Магнитное поле в ед.  $H/H_0$

Рис.5. Энергии стационарных состояний мюония в магнитном поле. Стрелками указаны частоты  $\omega_{12}$ ,  $\omega_{23}$  и  $\omega_{12}$ ,  $\omega_{34}$ , определяющие двухчастотную прецессию, соответственно, в слабых ( $H \ll H_0$ ) и сильных ( $H \gg H_0$ ) полях. На рисунке указаны квантовые числа, определяющие состояние атома мюония в слабых и сильных полях: полный магнитный момент  $I$  и его проекция  $M$  на направление магнитного поля при  $H \ll H_0$  и проекции спинов положительного мюона ( $M_\mu$ ) и электрона ( $M_e$ ) при  $H \gg H_0$

Экспериментально временная зависимость  $P_{\text{набл}}(t)$  измерялась в слабом магнитном поле  $H_{\perp} = 94$  Э методом регистрации позитронов  $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада, как это было описано в разделе 2. Временной спектр  $(I) N(t)$  записывается в данном случае с учетом формулы (9) следующим образом:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau_\mu} \left[ 1 - \frac{a}{2} e^{-t/\tau} \cos \Omega t \cdot \cos \omega t \right], \quad (10)$$

где  $\tau$  — время жизни (или деполяризации) атома мюония в веществе.

Двухчастотная прецессия наблюдалась в веществах, где свободный атом мюония живет достаточно долго. К таким веществам относятся, в частности, кварц, германий и лед [17,19]. На рис.6 приведена эксперименталь-

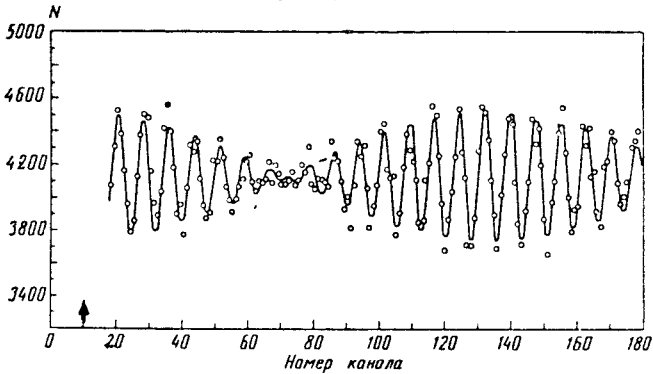


Рис.6. Двухчастотная прецессия (биения) спина положительного мюона в плавном кварце. Сплошная кривая — теоретическая зависимость (10)  $N(t)$  с параметрами, подобранными по методу наименьших квадратов. Теоретические и экспериментальные значения  $N(t)$  исправлены на экспоненту распада мюона  $e^{-t/\tau_\mu}$  ( $\tau_\mu = 2,2$  мкс). По оси ординат  $N$  — число отсчетов в канале временного анализатора шириной  $\Delta t = 1$  нс. Магнитное поле  $H_\perp = 95$  Э. Стрелкой указан канал, соответствующий  $t = 0$

ная зависимость (10)  $N_{\text{экс}}(t)$ , полученная при наблюдении двухчастотной прецессии в плавном кварце. Экспериментальные значения частот  $\omega$  и  $\Omega$ , а также  $\tau$ ,  $N_0$  и  $a$ , входящие в выражение (10), находились из сопоставления теоретической зависимости (10) и экспериментального спектра  $N_{\text{экс}}(t)$ . Полученные таким образом значения  $\omega$  и  $\Omega$  позволяют найти частоты  $\omega_0 = \omega^2/\Omega$  сверхтонкого расщепления атома в данном веществе. Экспериментальные значения частот  $\Delta\nu = \omega_0/2\pi$  для различных веществ приведены в табл.1. Из нее следует, что частоты  $\Delta\nu$  во льду и плавном кварце близки к вакуумному значению  $\Delta\nu_{\text{вак}} = 4463$  МГц. Частоты  $\Delta\nu$  в германии существенно меньше  $\Delta\nu_{\text{вак}}$ . Это означает, что радиус атома мюония

$$r = \left( \frac{32\mu_e \mu_\mu}{3\hbar\omega_0} \right)^{1/3} \sim \left( \frac{1}{\Delta\nu} \right)^{1/3}$$

в германии больше, чем в вакууме:

$$r_{\text{Ge}} = (1,20 \pm 0,01) r_{\text{вак}}$$

**Таблица 1. Частота Δν, соответствующая сверхтонкому расщеплению атома мюония в различных веществах**

Вещество	T, К	Δν, МГц	Литература
Лед	77	4790 ± 300	[27]
Плавленый кварц	300	4404 ± 70	[27]
	300	4438 ± 8	[62]
Германий	77	2580 ± 50	[27]

### 7. ДИФФУЗИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО МЮОНА В МЕТАЛЛАХ

Диффузия протона в металлах является предметом интенсивного изучения на протяжении многих лет. Ниже описана диффузия положительного мюона в металлах, который, как уже указывалось, можно рассматривать в этом процессе как легкий изотоп протона. Малая масса  $\mu^+$  привела к возможности наблюдения нового процесса, когда мюон диффундирует путем просачивания под потенциальным барьером, разделяющим эквивалентные положения для этой частицы в соседних элементарных ячейках кристалла. Впервые такой процесс, зарегистрированный как открытие, наблюдался в работе [29]. В многочисленных работах (см., например, обзор [28]) было найдено, что температурная зависимость коэффициента диффузии протона в металлах имеет вид

$$D = D_0 e^{-u/T}. \tag{11}$$

Используя соотношение  $D = b^2/\tau_c$  (здесь  $b$  — размер элементарной ячейки кристалла;  $\tau_c$  — среднее время, которое диффундирующая частица проводит в одной кристаллической ячейке), а также полагая  $D_0 = f_p b^2$ , экспериментальную зависимость (11) можно переписать в виде

$$\frac{1}{\tau_c} = f_p e^{-u/T}. \tag{12}$$

При изучении диффузии протона было найдено, что параметр  $f_p$  в выражении (12) одинаков для всех исследованных металлов и равен  $f_p \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . Совпадение экспериментального значения параметра  $f_p$  с частотой  $f_0$  нулевых колебаний протона в кристаллической решетке металла позволяет считать, что экспериментальная зависимость (12) описывает

надбарьерную диффузию протона, где  $1/\tau_c$  — вероятность «перескока» диффундирующей частицы из одной кристаллической ячейки в другую, а  $u$  — высота потенциального барьера. Было найдено, что высота барьера для протона в различных металлах колеблется в пределах  $u = 1000 \div 6000$  К.

Измеренная в работе [29] температурная зависимость  $1/\tau_c = f(T)$ , характеризующая диффузию  $\mu^+$  в меди, также может быть описана экспоненциальной формулой

$$\frac{1}{\tau_c} = f_\mu e^{-Q/T}, \quad (13)$$

однако получающиеся при этом значения (15) параметров  $f_\mu$  и  $Q$  (см. ниже) существенно отличаются от соответствующих значений  $f_p$  и  $u$  для протона:  $f_\mu = 10^{7,6} \text{ с}^{-1}$ ,  $Q = 560$  К (параметр  $u$  в меди равен  $u_{\text{Cu}} = 4600$  К [30—33]). Величина  $f_\mu = 10^{7,6} \text{ с}^{-1}$  слишком мала, чтобы ее можно было интерпретировать как частоту колебаний мюона в решетке меди. Отсюда следует, что диффузия мюона в меди не может быть надбарьерной и параметр  $f_\mu$  не является, как для протона, частотой колебаний.

Простой расчет показывает, что малая масса мюона должна приводить к возможности подбарьерной диффузии этой частицы, которая и объясняет наблюдающиеся на опыте закономерности диффузии  $\mu^+$  в меди. Для подбарьерной диффузии вероятность  $1/\tau_c$  имеет вид

$$\frac{1}{\tau_c} = f_0 e^{-\varepsilon \sqrt{u m \delta^2 / h^2}} F(T), \quad (14)$$

где  $\varepsilon$  — коэффициент порядка единицы, зависящий от формы барьера. Здесь  $u$  и  $\delta$  — высота и ширина барьера соответственно,  $m$  — масса мюона,  $f_0 \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$  — частота колебаний мюона в решетке меди,  $F(T) = e^{-Q/T}$ .

Малая величина экспериментального параметра  $f_\mu \ll 10^{13} \text{ с}^{-1}$  является, таким образом, результатом малой прозрачности потенциального барьера. Параметр  $Q$ , определяющий температурную зависимость  $1/\tau_c$  в выражении (14), может интерпретироваться [34] как энергия активации (поляронная энергия), которую необходимо затратить для расширения междоузлия в соседней ячейке, куда диффундирует мюон.

Диффузия  $\mu^+$  наблюдалась по изменению скорости релаксации его спина из-за дипольных взаимодействий с магнитными моментами ядер вещества [29]. Максимальная скорость релаксации должна наблюдаться при



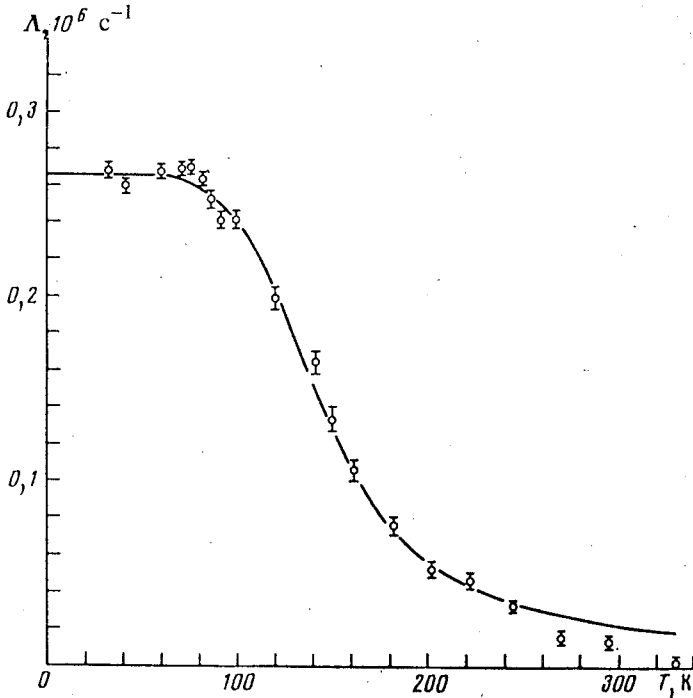


Рис.7. Температурная зависимость  $\Lambda(T)$  скорости затухания амплитуды прецессии спина положительного мюона в меди. Плавная кривая — расчетная зависимость  $\Lambda_{расч}(T)$ , полученная в предположении, что время  $\tau_c$ , определяющее скорость затухания  $\Lambda$ , зависит от температуры  $T$  согласно (13) с параметрами  $f_\mu$  и  $Q$  (15)

низких температурах, когда среднее время  $\tau_c$  пребывания мюона в одной элементарной ячейке много больше времени наблюдения, т.е. когда диффузия практически отсутствует. При диффузии  $\mu^+$  по кристаллу ядерные магнитные поля на нем становятся переменными во времени и скорость релаксации его спина падает.

Температурная зависимость  $\Lambda(T)$  скорости релаксации спина  $\mu^+$  в меди приведена на рис.7. Из рисунка видно, что при достаточно низких температурах ( $T < 70$  К) величина  $\Lambda$  становится постоянной, как это и должно быть, когда диффузия практически прекращается.

Экспериментальное наблюдение плато функции  $\Lambda(T)$  при низких температурах позволяет определить параметр  $\sigma$  в выражении (3), которое описы-

вает зависимость  $P(t)$  при отсутствии диффузии, т.е. при  $T \rightarrow 0$ . Полученное таким образом значение  $\sigma$  для меди при  $T < 70$  К равно

$$\sigma_{\text{Cu}} = (0,266 \pm 0,003) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Найденное значение параметра  $\sigma$  позволяет воспользоваться формулой (2) для определения времени  $\tau_c$ . Температурная зависимость  $\tau_c$  приведена на рис.8. Из рисунка видно, что экспериментальная зависимость  $\tau_c(T)$  хорошо описывается формулой (13). Наилучшие значения параметров  $f_\mu$  и  $Q$  оказались следующими:

$$f_\mu = 10^{7,61 \pm 0,04} \text{ с}^{-1}, \quad Q = (562 \pm 17) \text{ К}. \quad (15)$$

Эти значения параметров  $f_\mu$  и  $Q$ , как было указано выше, противоречат надбарьерной диффузии положительного мюона в меди и могут быть объяснены, если предположить, что мюон диффундирует путем квантово-механического просачивания под потенциальным барьером.

Изучение диффузии положительных мюонов ограничивается металлами, имеющими довольно большие дипольные моменты ядер. Помимо меди, была изучена диффузия мюонов в бериллии, алюминии, ванадии, галлии, ниобии, индии, сурьме, тантале и висмуте [35—37]. Во многих из этих металлов характер диффузии мюона сходен с характером его диффузии в меди.

Вместе с тем для некоторых металлов зависимости  $\Lambda(T)$  не являются монотонными, как в меди. Немонотонная зависимость  $\Lambda(T)$  связана, по-видимому, с захватом положительных мюонов в ловушки, например, примеси, вакансии или дислокации, которые находит диффундирующий мюон.

Продемонстрированная впервые на примере меди [29] возможность изучения диффузии в металлах открыла новую перспективу использования положительных мюонов в исследовании вещества. В дальнейшем были развиты методы [38],

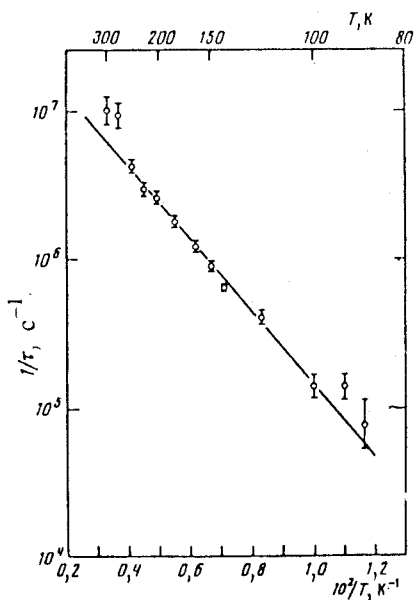


Рис.8. Зависимость  $1/\tau_c = F(1/T)$  в меди. Прямая линия представляет собой выражение (13)  $1/\tau_c = f_\mu e^{-Q/T}$

позволившие получать ценную информацию о местах локализации мюона (а следовательно, однозарядной примеси) в кристаллической решетке, о деформации решетки из-за присутствия мюона, о захвате мюонов вакансиями, деформациями, малыми примесями инородных атомов.

### 8. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НА ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ МЮОНЕ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

В предыдущем разделе рассмотрены процессы деполяризации мюонов за счет взаимодействия их магнитных моментов с ядерными дипольными полями, которые малы и составляют ~ 1 Гс в месте расположения положительного мюона в междоузлии кристаллической решетки металла. Взаимодействия с магнитными моментами *d*-электронов в магнитоупорядоченных материалах являются наиболее сильными. Первые работы по наблюдению прецессии спина положительного мюона в ферромагнетике были выполнены в 1973 г. [39,40]. В дальнейшем это направление μSR-метода развивалось весьма интенсивно как в области эксперимента, так и в теории. Наиболее важным и интересным результатом, полученным в экспериментах с ферромагнетиками, было измерение контактного магнитного поля поляризованных электронов на мюоне

$$B_k = \frac{8\pi}{3} \mu_e \rho(0) P_e. \tag{16}$$

Здесь  $\mu_e$  — магнитный момент электрона,  $P_e$  и  $\rho(0)$  — поляризация и плотность электронной волновой функции на мюоне соответственно. Измерение поля  $B_k$  является пока единственным экспериментальным определением контактного магнитного поля на частице с минимальным зарядом  $Z = +1$  в ферромагнетике. Эти измерения позволяют оценить правильность теоретических методов, используемых для вычисления величин  $\rho(0)$  и  $P_e$ , входящих в выражение (16).

Ниже рассматриваются магнитные поля на положительном мюоне в железе, никеле, кобальте и гадолинии по данным работ [40—43]. Образцы указанных ферромагнетиков были выполнены в виде плоских эллипсоидов вращения. Направление пучка мюонов совпадало с направлением малой оси эллипсоида. Внешнее поле  $H_{\perp}$  направлено вдоль большой оси эллипсоида перпендикулярно к направлению пучка (и спина) мюонов. Экспериментально наблюдаемая прецессия спина  $\mu^+$  в ферромагнетиках описывалась согласно (1) соотношением:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau_{\mu}} (1 - a e^{-\Lambda t} \cos \omega_{\mu} t).$$

Таблица 2. Амплитуда прецессии  $a(H_{\perp} = 0)$  и магнитное поле на мюоне  $B_{\mu}(H_{\perp} = 0)$  в ферромагнетиках.  $a_0$  — амплитуда прецессии мюона в полностью намагниченном ферромагнетике в сильном поперечном поле  $H_{\perp}$ .  $B_{\text{нас}}$  — индукция насыщения

Ферромагнетик	$T, \text{ К}$	$a(H_{\perp} = 0)/a_0$	$B_{\mu}(H_{\perp} = 0), \text{ Гс}$	$B_{\text{нас}}, \text{ кГс}$
Железо	295	$0,66 \pm 0,03$	$3509 \pm 4$	21,6
Никель	295	$0,78 \pm 0,08$	$1341 \pm 7$	6,08
Кобальт	295	$0,63 \pm 0,10$	$200 \pm 10$	17,9
Гадолиний	130	$0,65 \pm 0,03$	$1679 \pm 17$	23,7

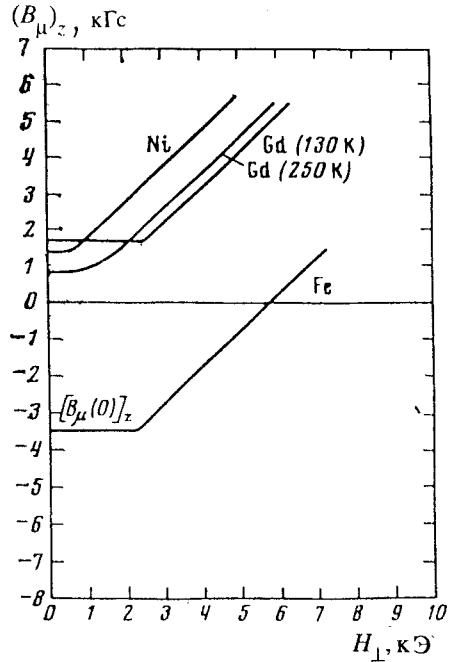
Прецессия спинов положительных мюонов в ферромагнетиках наблюдалась и при  $H_{\perp} = 0$ . Найденная при этом по частоте ларморовской прецессии величина  $B_{\mu}(H_{\perp} = 0)$  представляет собой магнитное поле на мюоне в домене ненамагниченного ферромагнетика. Значения  $B_{\mu}(H_{\perp} = 0)$  и наблюдаемой поляризации  $a(H_{\perp} = 0)$  приведены в табл.2. Следующее из таблицы значение  $a(H_{\perp} = 0)$ , составляющее  $\sim 2/3$  от поляризации в полностью намагниченном ферромагнетике, является естественным результатом изотропного распределения векторов намагниченности  $\mathbf{M}_{\text{дом}}$  в отдельных доменах ферромагнетика. Из таблицы видно далее, что поле  $B_{\mu}$  на мюоне в ферромагнетике много меньше индукции насыщения  $B_{\text{нас}}$ , которая, например, для железа равна 21,6 кГс. Структура поля  $B_{\mu}$  подробно рассматривается ниже. Сейчас отметим только, что существенной составляющей поля  $B_{\mu}$  является контактное поле поляризованных электронов проводимости, направленное в сторону, противоположную направлению намагниченности.

Зависимости  $B_{\mu}(H_{\perp})$  в железе, никеле и гадолинии приведены на рис.9. Направление поля  $\mathbf{B}_{\mu}$  на этом рисунке определяется знаком проекции  $(B_{\mu})_z$  этого поля на направление  $\mathbf{H}_{\perp}$ , а абсолютная величина  $(B_{\mu})_z$  принята равной величине  $B_{\mu}$ . Как видно из рисунка, во всех этих ферромагнетиках можно указать такое поле  $H_1$ , что при  $H_{\perp} < H_1$  поле  $B_{\mu}$  не зависит от  $H_{\perp}$ , а при  $H_{\perp} > H_1$  изменение  $\Delta B_{\mu}$  и соответствующее ему изменение  $\Delta H_{\perp}$  совпадают. Численные значения полей  $H_1$  указаны в табл.3. Эти значения  $H_1$  отвечают точке пересечения экспериментальных прямых, соответствующих  $B_{\mu} = \text{const}$

Таблица 3. Значение полей  $H_1$ ,  $B_{\text{разм}}^{\text{max}}$  и контактного поля  $B_k$  в ферромагнетиках

Ферромагнетик	$H_1$ , Гс	$B_{\text{разм}}^{\text{max}}$ , Гс	$[B_k]_z$ , Гс	$[B_k^{\text{теор}}]_z$ , кГс
Железо	$2330 \pm 34$	2330	$- 10697 \pm 4$	$- 10,1$
Никель	$606 \pm 21$	655	$- 686 \pm 7$	$- 0,59$
Кобальт	—	1938	$- 5993 \pm 10$	$- 5,7$
Гадолиний	$2542 \pm 70$	2793	$- 6211 \pm 17$	$- 8,7$

Рис.9. Зависимости  $(B_\mu)_z$  в железе, никеле и гадолинии от  $H_\perp$ . По оси ординат отложена проекция  $(B_\mu)_z$  на направление  $H_\perp$ . Значения  $(B_\mu)_z > 0$  отвечают случаю, когда направления полей  $\mathbf{B}_\mu$  и  $\mathbf{H}_\perp$  совпадают, значения  $(B_\mu)_z < 0$  — когда направления  $\mathbf{B}_\mu$  и  $\mathbf{H}_\perp$  противоположны.  $[B_\mu(0)]_z$  — проекция поля  $B_\mu(H_1) = B_\mu(0)$  на направление  $H_\perp$  обозначена только для железа



и  $\Delta B_\mu = \Delta H_\perp$ . Указанные в табл.3 экспериментальные значения  $H_1$  сравниваются с максимальными размагничивающими полями  $B_{\text{разм}}^{\text{max}}$  для данных образцов ферромагнетиков:

$$B_{\text{разм}}^{\text{max}} = 4\pi\gamma M_{\text{нас}} = \gamma B_{\text{нас}}$$

Здесь  $\gamma$  — размагничивающий фактор,  $B_{\text{нас}}$  — индукция насыщения. Из табл.3 видно, что для железа поле  $H_1$  совпадает с размагничивающим полем  $B_{\text{разм}}^{\text{max}}$ . В никеле и гадолинии поле  $H_1$  несколько меньше размагничивающего поля.

Равенство  $H_1 = \gamma B_{\text{нас}}$  показывает, что поля  $H_{\perp} < H_1$  и  $H_{\perp} > H_1$  отвечают, соответственно, ненасыщенному и насыщенному состояниям магнетика. Постоянство  $B_{\mu}$  при  $H_{\perp} \leq H_1$  представляет собой экспериментальное доказательство того, что индукция магнитного поля в домене ненасыщенного ферромагнетика всегда равна индукции насыщения:  $B_{\text{дом}} = B_{\text{нас}}$ .

Рассмотрим теперь структуру поля  $\mathbf{B}_{\mu}$  более подробно. Для этого представим это поле в виде суммы

$$\mathbf{B}_{\mu} = \mathbf{B}_k + \mathbf{B}_d + \mathbf{H}. \quad (17)$$

Здесь  $B_k$  — контактное поле (16), которое создают на мюоне поляризованные электроны ферромагнетика;  $B_d$  — дипольное поле намагниченных атомов ферромагнетика.

Вычисленные в работах [45—47] значения дипольных полей для исследуемых ферромагнетиков позволяют использовать соотношение (17) для определения контактного магнитного поля  $B_k$  на мюоне. Значения контактных магнитных полей  $[B_k]_z$  с учетом их направления относительно направления  $z$  намагниченности в домене приведены в табл.3. Направление поля  $\mathbf{B}_{\mu}(H_{\perp} = 0)$  или знак проекции  $[B_{\mu}(H_{\perp} = 0)]_z$  в железе, никеле и гадолинии найдены в соответствии с зависимостями  $\mathbf{B}_{\mu}(H)$ , приведенными на рис.9. Направление поля  $B_{\mu}$  в кобальте определено в работе [45]. В табл.3 указаны также теоретические значения полей  $[B_k]_z^{\text{теор}}$ , приведенные в работе [48].

Из табл.3 видно, что во всех исследованных ферромагнетиках проекция  $[B_k]_z < 0$ , то есть контактное поле  $\mathbf{B}_k$  на мюоне, противоположно направлению намагниченности  $\mathbf{M}$ . Отрицательное значение  $[B_k]_z$  показывает, что электроны ферромагнетика, создающие контактное поле  $\mathbf{B}_k$  на мюоне, поляризованы против направления намагниченности  $\mathbf{M}$ . Степень поляризации  $P_e$  этих электронов на мюоне зависит от поля  $B_k$  согласно соотношению (16) и может быть вычислена, если известна плотность  $\rho(0)$  электронной волновой функции.

### 9. ИССЛЕДОВАНИЕ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Незаполненная электронная 4*f*-оболочка в редкоземельных элементах приводит к возникновению магнетизма при температурах ниже температуры Нееля  $T_N$ . Однако ближний магнитный порядок в какой-то мере существует и выше температуры  $T_N$ . Поэтому μSR-метод в силу своей чувствительности к малым корреляционным временам может дать сведения о магнитных флуктуациях при  $T > T_N$ . Возможности использования положительных мюонов для изучения переходов редкоземельных элементов в магнитоупорядоченное состояние были продемонстрированы в ранних работах [49—51] на примере поликристаллических образцов Pr, Nd, Sm, Eu, Tb, Dy, Ho, Er. Показано, что μSR-метод позволяет весьма точно фиксировать антиферромагнитный фазовый переход, определить температуру Нееля  $T_N$ , сделать заключение о роде перехода, исследовать флуктуационное образование магнитоупорядоченной фазы в парамагнитном состоянии при  $T > T_N$ .

В текстурированных кристаллах Er и Dy [52,53] с преимущественной ориентацией гексагональной оси *C* в одном направлении найдена анизотропия

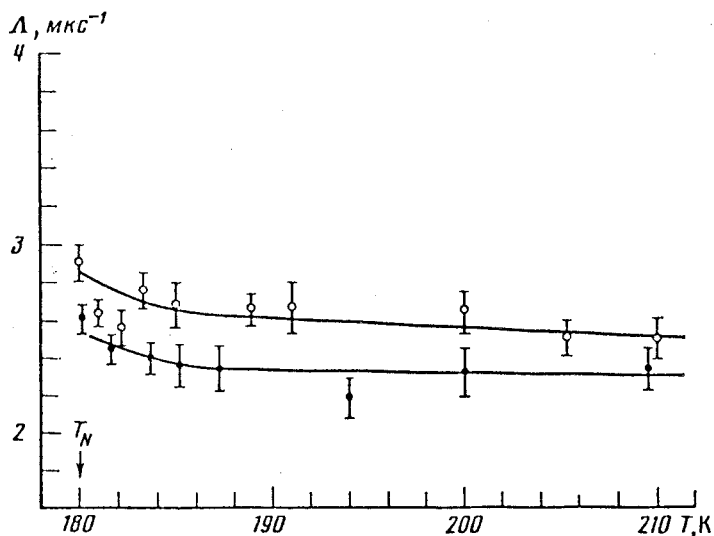


Рис.10. Температурная зависимость в диспрозии  $\Lambda(T)$  при  $T > T_N$  для  $\alpha = 0$  (○) и  $\alpha = \pi/2$  (●). Значения  $\Lambda$  при  $T = 300$  К для  $\alpha = 0$  и  $\alpha = \pi/2$  совпадают и равны  $\Lambda = (1,9 \pm 0,1) \text{ мкс}^{-1}$

тропия скорости релаксации спина мюона в парамагнитной области. Это видно из рис.10, на котором приведена температурная зависимость скорости релаксации  $\Lambda(T)$  при  $T > T_N$  (где  $T_N = 180$  К) для диспрозия при двух ориентациях образца, соответствующих углам  $\alpha = 0$  и  $\alpha = \pi/2$  между направлениями поляризации мюонов и направлением преимущественной ориентации гексагональных осей монокристаллов образца.

Скорость релаксации спина мюона пропорциональна корреляционному времени флуктуационного образования магнитоупорядоченной фазы в парамагнитном состоянии кристалла. Низкое значение  $\Lambda$  при температурах  $T > T_N$  объясняется тем, что атомные магнитные моменты осциллируют с частотой  $\sim 10^{12}$  с<sup>-1</sup> и, следовательно, с такой же частотой осциллируют внутренние магнитные поля. Переменные магнитные поля высокой частоты приводят к медленной релаксации спина мюона. Возрастание  $\Lambda$  на рис.10 при  $T \rightarrow T_N$  связано с уменьшением частоты осцилляций атомных спинов диспрозия из-за флуктуационного образования магнитоупорядоченной фазы в парамагнитном состоянии. На динамику спиновых флуктуаций в парамагнитной области может оказывать влияние диффузия мюона по кристаллу, уменьшая скорость релаксации  $\Lambda$ . Однако в области  $T > T_N$  диффузией мюонов можно пренебречь ввиду малой частоты диффузионных перескоков из одной элементарной ячейки в другую по сравнению с частотой  $\nu \sim 10^{12}$  с<sup>-1</sup> осцилляций атомных спинов.

То, что мюон диффундирует в кристалле диспрозия, можно видеть из рис.11, где показана зависимость  $\Lambda(T)$  в антиферромагнитной области при  $T = 100 \div 175$  К. В антиферромагнитном состоянии диспрозия междоузельные поля, действующие на мюон, составляют  $H_\mu \geq 10^4$  Э. В сильном постоянном поле релаксация составляющей спина мюона, перпендикулярной к направлению  $H_\mu$ , происходит ненаблюдаемо быстро. Экспериментально наблюдается только релаксация продольной по отношению к  $H_\mu$  составляющей спина мюона. Представленная на рис.11 зависимость  $\Lambda(T)$  может быть объяснена диффузией мюона по кристаллу диспрозия. В геликоидальном антиферромагнетике, каким является диспрозий, при диффузионном перескоке между двумя соседними междоузлиями продольная составляющая его спина изменится и станет равной  $\sigma_{\text{прод}} \cos \varphi$ , где  $\varphi$  — угол между направлениями локальных полей в этих междоузлиях. Было показано [53], что диффузия по междоузлиям антиферромагнитно-упорядоченного состояния



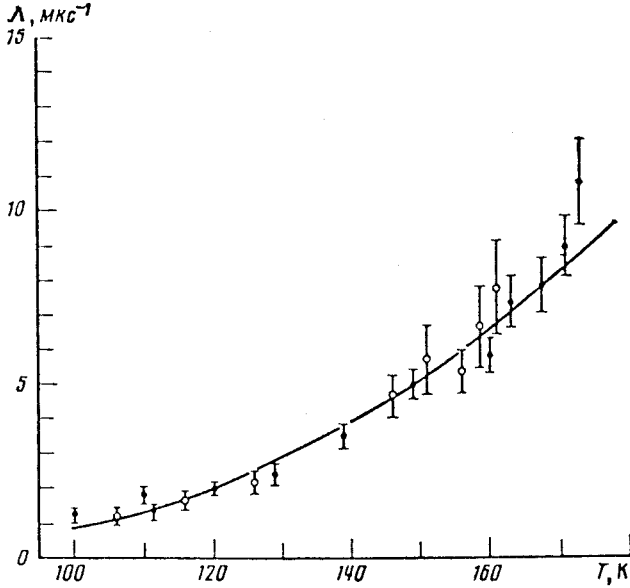


Рис.11. Экспериментальная и теоретическая (19) зависимость скорости релаксации спина диффундирующего мюона в антиферромагнитном состоянии диспрозия для  $\alpha = 0$  (○) и  $\alpha = \pi/2$  (●)

диспрозия приведет к экспоненциальной зависимости наблюдаемой поляризации  $P(t) = e^{-\Lambda t}$  при

$$\Lambda = (\kappa/\tau_c) \sin^2 \varphi, \tag{18}$$

где  $\tau_c$  — время диффузионного перескока мюона,  $\kappa \leq 1$  — относительная вероятность диффузионного прыжка мюона в междоузлие, расположенное в соседнем атомном слое с повернутыми на угол  $\varphi$  атомными спинами. При некогерентной диффузии мюона по кристаллу температурная зависимость  $\tau_c(T)$  описывается формулой (13). Тогда из выражений (13) и (18) следует

$$\Lambda_{\text{теор}} = \kappa f_{\mu} e^{-Q/T} \sin^2 \varphi. \tag{19}$$

Параметры  $\kappa f_{\mu}$  и  $Q$  определяются методом максимального правдоподобия при сопоставлении теоретической зависимости с экспериментальными данными (рис.11). Значения этих параметров оказались равными  $\kappa f_{\mu} = 10^{8,28 \pm 0,07} \text{ c}^{-1}$ ,  $Q = (313 \pm 20) \text{ K}$ , что соответствует процессу подбарьерной диффузии (см.разд.7).

## 10. ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

**Возможности  $\mu SR$ -спектроскопии для исследования сверхпроводников I и II рода.** Изучение свехпроводимости методом  $\mu SR$ -спектроскопии основано на данных о распределении внутренних магнитных полей, воздействующих на мюоны, имплантированные в исследуемое вещество.

В мейснеровской фазе, т.е. в условиях, когда внешнее магнитное поле  $H$  меньше критического поля  $H_c$ , на магнитный момент мюона воздействуют только поля, создаваемые магнитными моментами ядер кристаллической решетки. Среднее значение распределения локальных полей на мюоне равно нулю, а ширина распределения определяется величиной ядерных магнитных моментов. В эксперименте наблюдается чисто релаксационный  $\mu SR$ -сигнал.

В образцах сверхпроводников первого рода с коэффициентом размагничивания  $D$  в интервале внешних полей от  $H_c(1 - D)$  до  $H_c$  образуется так называемое промежуточное состояние — объем сверхпроводника разбивается на совокупность нормальных и сверхпроводящих областей. Мюоны, термализовавшиеся в нормальных областях, дают сигнал с характерной ларморовской частотой, определяемой величиной внешнего магнитного поля. В сверхпроводящие области внешнее поле не проникает из-за эффекта Мейсснера, поэтому мюоны дают чисто релаксационный сигнал. Отношение амплитуд релаксационного и прецессионного сигналов определяет отношение объемов мейснеровской и нормальной областей металла.

В сверхпроводниках II рода в интервале полей  $H_{c_1} < H < H_{c_2}$  термодинамически устойчивым становится так называемое смешанное состояние сверхпроводника или шубниковская фаза. Магнитное поле проникает в сверхпроводник в виде нитей, образующих упорядоченную решетку вихрей Абрикосова. Магнитное поле в шубниковской фазе весьма неоднородно, поэтому начало ее образования легко обнаруживается по резкому возрастанию величины затухания прецессии  $\mu SR$ -сигнала — температура сверхпроводящего перехода может быть определена с высокой точностью. Количественная оценка величины указанной неоднородности поля тесно связана с проблемой определения глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

До открытия явления высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) было выполнено несколько работ [54—56], основная задача которых заключалась в демонстрации возможностей  $\mu SR$ -спектроскопии в исследовании обычных сверхпроводников. В качестве примера рассмотрим результаты работы [56], в которой было исследовано промежуточное состояние поликристаллического образца свинца. Образец был изготовлен в виде

эллипсоида вращения. Сверхпроводник охлаждался в нулевом поле до температуры 4,3 К. Затем прикладывалось внешнее поле, направленное параллельно большой оси эллипсоида и перпендикулярно поляризации пучка мюонов. Размагничивающий фактор составлял величину ~ 0,15. Экспериментальные значения относительного объема нормальной фазы и средней величины локальных полей на мюоне  $B_\mu$  приведены на рис.12. Сплошная линия на полевой зависимости относительного объема нормальной фазы проведена в предположении ее линейного характера:

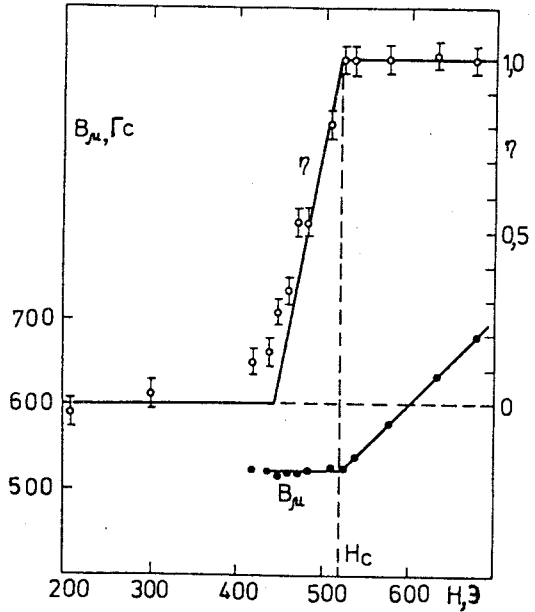


Рис.12. Экспериментальные значения относительного объема нормальной фазы и локального поля  $B_\mu$  в свинце в зависимости от внешнего поля  $H$

$$\eta = \frac{H - H_c(1 - D)}{DH_c}$$

В промежуточном состоянии экспериментальные значения среднего поля на мюоне совпадают в пределах ошибок со значениями  $H_c$  для свинца при  $T = 4,3$  К. Неоднородность магнитного поля в нормальных областях промежуточного состояния была определена по скорости затухания прецессии. Относительная величина неоднородности не превышала 1%.

**Исследование высокотемпературной сверхпроводимости.** Явление высокотемпературной сверхпроводимости было открыто Дж.Беднорцем и К.Мюллером [57] в 1986 году. На сегодняшний день в исследованиях высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) достигнут значительный прогресс — синтезированы новые соединения с критической температурой выше температуры жидкого азота, хорошо установлена их структура и определены многие физические свойства, в том числе и магнитные. Развитие исследований ВТСП продолжает оставаться актуальной задачей, поскольку

вопрос о механизме сверхпроводимости в этих соединениях остается открытым.

Свойства ВТСП зависят от концентрации носителей заряда. При малом содержании носителей большинство ВТСП являются антиферромагнетиками. Однако увеличение концентрации носителей заряда приводит к подавлению антиферромагнетизма и возникновению сверхпроводимости. Так, в соединениях типа  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-\delta}$  уменьшение содержания кислорода и допирование стронцием сильно изменяют характеристики образцов и приводят к появлению сверхпроводимости, которая ярко проявляется при  $x = 0,15$ . Такая конкуренция магнетизма и сверхпроводимости привлекает к себе значительное внимание. Многие исследователи считают, что механизм спаривания носителей заряда в ВТСП-системах непосредственно связан с магнетизмом ионов  $\text{Cu}^{2+}$ . Самостоятельный интерес представляет также исследование магнитного беспорядка, вносимого допированием на свойства антиферромагнитной фазы.

Измерение распределения магнитных полей от решетки вихрей в смешанном состоянии позволяет, как уже отмечалось, определить глубину проникновения магнитного поля  $\lambda$  — один из важнейших параметров сверхпроводника. Зависимость глубины проникновения от температуры  $\lambda(T)$  и зависимость  $\lambda(T \rightarrow 0)$  от критической температуры  $T_c$  сверхпроводника служат критериями проверки различных теорий сверхпроводимости.

Все перечисленные выше проблемы в той или иной степени были затронуты при проведении на фазотроне ОИЯИ  $\mu\text{SR}$ -исследований систем  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-\delta}$  (при варьировании  $x$ ) [58—61],  $\text{Bi}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-z}\text{Y}_z\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$  (при варьировании  $x$  и  $z$ ) [70—73].

**Исследование магнитоупорядоченного состояния системы  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ .**  $\mu\text{SR}$ -эксперименты, проведенные в нулевом внешнем поле ( $ZF - \mu\text{SR}$ ), показали существование антиферромагнитного порядка в образцах с концентрацией стронция  $x = 0$  и  $0,01$ . В этих образцах наблюдаются осцилляции поляризации во времени, являющиеся следствием скоррелированной прецессии спинов мюонов, обусловленной дальним магнитным порядком.

Самостоятельный интерес представляет изучение распределения температур Нееля в объеме образца. С этой целью были проведены эксперименты в поперечном по отношению к поляризации мюонного пучка магнитном поле ( $TF - \mu\text{SR}$ ). В  $TF$ -экспериментах «парамагнитная» доля мюонов, которые не чувствуют полей, обусловленных магнитным упорядочением, определяется по амплитуде прецессии  $a_p$  на ларморовской частоте, соответствующей внешнему полю. Величина этой амплитуды определяется с хорошей точностью и практически не подвергнута систематическим ошибкам, обу-

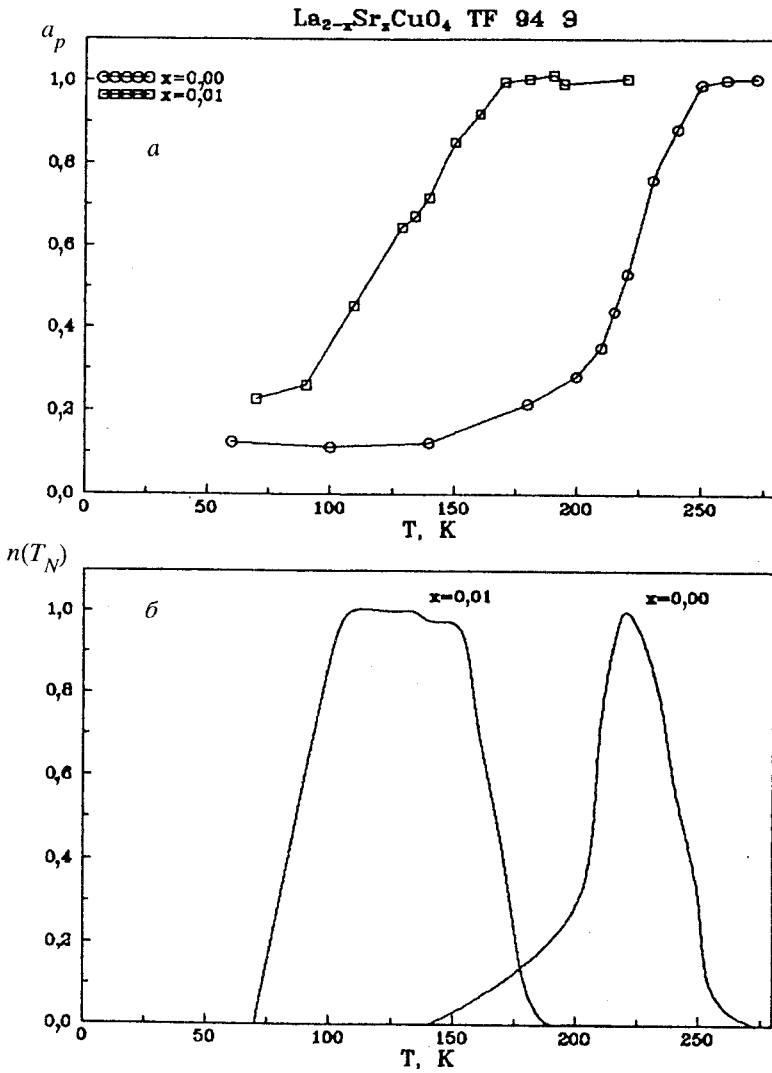


Рис.13. а) Парамагнитная доля  $a_p$  образцов в зависимости от температуры, измеренная в эксперименте в поперечном поле. б) Распределения температур Нееля  $n(T_N)$ , полученные численным дифференцированием зависимостей  $a_p(T)$

словленным выбором вида функции релаксации. На рис.13 показана температурная зависимость амплитуды прецессии  $a_p$ , отнормированной на пол-

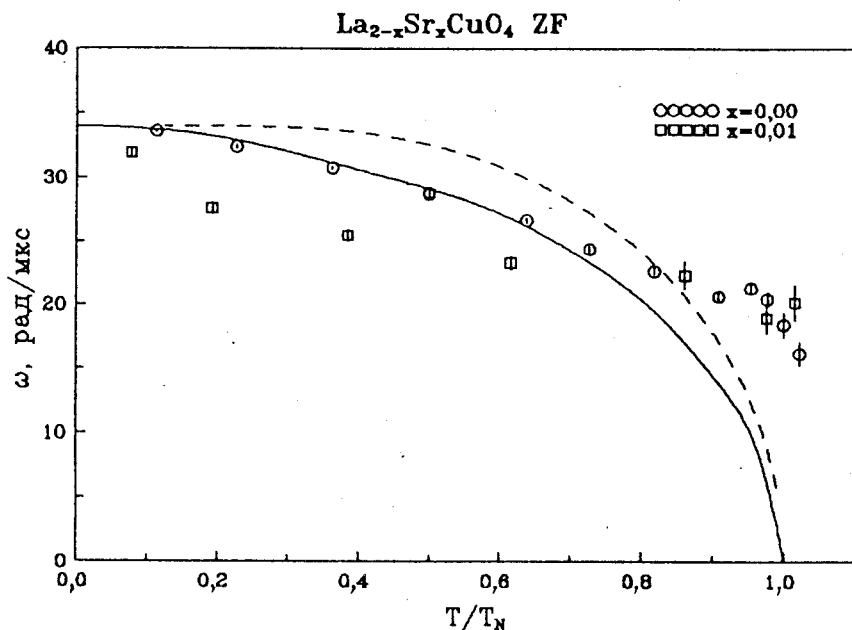


Рис.14. Зависимость частоты прецессии от приведенной температуры  $t = T/T_N$ . Пунктирной линией показана теоретическая зависимость в приближении молекулярного поля, сплошной — теоретическая кривая из работы [63]

ную асимметрию спектра, определенную выше точки Нееля. Уменьшение  $a_p$  при понижении температуры связано с переходом части образца в антиферромагнитное состояние. Производная величины  $a_p$  по температуре дает функцию распределения температур Нееля  $n(T_N)$  по образцу. Из рисунка видно, что добавление стронция приводит к понижению средней температуры Нееля и увеличению ширины распределения этих температур.

На рис.14 показаны зависимости частоты прецессии спина мюона (которая является мерой среднего локального магнитного поля на мюоне) от температуры для этих же образцов, полученные в нулевом внешнем поле (ZF- $\mu\text{SR}$ ). Экспериментальные данные сравниваются с теоретическими моделями. В качестве  $T_N$  взято среднее значение распределения температур Нееля по образцу. Пунктиром показана зависимость, полученная в приближении молекулярного поля, а сплошной линией — теоретическая кривая, вычисленная в работе [63] для плоскостного гейзенберговского антиферро-

магнетика со слабым взаимодействием между слоями. Отношение меж-плоскостной энергии взаимодействия к энергии в плоскости равнялось  $10^{-3}$ . Зависимость  $\omega(T)$  в области низких температур хорошо описывается в рамках анизотропной модели. Расхождение в области температуры Нееля можно объяснить конечной шириной перехода образца в антиферромагнитное состояние. Полученные по той же ZF – μSR-процедуре температурные зависимости скорости релаксации спина мюона, характеризующие разброс локальных магнитных полей, показывают увеличение этого разброса с повышением концентрации стронция, что является следствием увеличения ширины распределения температур Нееля. Анализ данных показал, что этот разброс является следствием флуктуации концентрации носителей заряда (дырок) в образцах и практически не зависит от технологий их изготовления, использованных разными группами.

Для образца с  $x = 0,05$  не обнаружено магнитного порядка вплоть до доступной в эксперименте температуры 4,4 К, но зато отмечено резкое возрастание скорости релаксации, свидетельствующее о замедлении частоты флуктуаций магнитных моментов  $\text{Cu}^{2+}$ . Такое замедление характерно при приближении образца к магнитоупорядоченному состоянию.

Анализ экспериментальных данных, полученных для образца  $\text{La}_{1,93}\text{Sr}_{0,07}\text{CuO}_{4-\delta}$ , показал наличие статических магнитных полей на мюо-

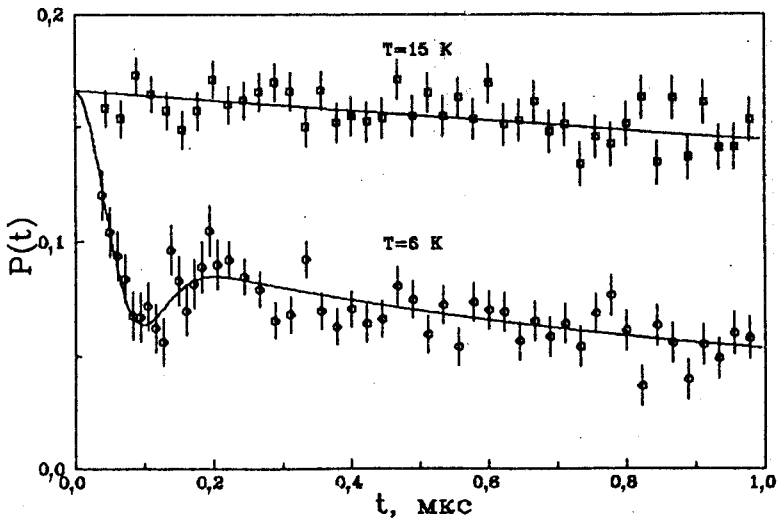


Рис.15. Экспериментальные функции поляризации спина мюона  $P(t)$  в  $\text{La}_{1,93}\text{Sr}_{0,07}\text{CuO}_{4-\delta}$  в нулевом внешнем магнитном поле при температурах 15 и 6 К

не в области температур ниже 10 К. Однако структура этих полей существенно отличается от структуры магнитоупорядоченного состояния. Временная зависимость поляризации мюона при температуре 6 К хорошо описывалась функцией Кубо — Тойябе (7), соответствующей изотропному гауссовскому распределению локальных магнитных полей. На рис.15 приведены временные зависимости поляризации  $P(t)$ , измеренные при температурах 15 К и 6 К. При 6 К хорошо виден характерный для функции Кубо — Тойябе минимум при  $t = \sqrt{3}/\sigma$ , где  $\sigma/\gamma$  — ширина распределения полей. Этот факт является подтверждением гипотезы о существовании спин-стеклового состояния [64], характеризующегося тем, что магнитные моменты ионов  $\text{Cu}^{2+}$  оказываются «замороженными» и направленными в пространстве случайным образом. Это приводит к распределению полей на мюоне, близкому к распределению Кубо — Тойябе. Средняя по объему образца температура перехода в спин-стеклоное состояние  $T_f = 8$  К.

Образцы с содержанием стронция  $x = 0,10; 0,15$  и  $0,25$  проявляют уже сверхпроводящие свойства, которые рассматриваются в следующем разделе.

**Измерение глубины проникновения магнитного поля.** Как уже отмечалось, во внешнем магнитном поле, величина которого превышает значение первого критического поля, магнитное поле проникает в сверхпроводник II рода в виде вихревых линий, параллельных внешнему магнитному полю. Вихревая линия состоит из нормального остова с размерами порядка длины когерентности  $\xi$  и области порядка глубины проникновения  $\lambda$ , в которой циркулируют незатухающие токи. Определение глубины проникновения является характерной задачей  $\mu\text{SR}$ -экспериментов.

Высокотемпературные сверхпроводники являются сильно анизотропными материалами. Из-за одноосного характера анизотропии обычно рассматривают два значения глубин проникновения —  $\lambda_{ab}$  и  $\lambda_c$ , связанных со сверхпроводящими токами в плоскости  $ab$ , содержащей  $\text{CuO}$ , и вдоль оси  $c$ , перпендикулярной к плоскости  $ab$ . В изотропном сверхпроводнике при достаточно больших магнитных полях величина дисперсии распределения полей в смешанном состоянии определяется только глубиной проникновения [65]. Например, для квадратной решетки вихрей  $\langle \Delta B^2 \rangle = 0,003716 \Phi_0^2 \lambda^{-4}$ , где  $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7}$  Гс·см<sup>2</sup> — квант магнитного потока.

Используя соотношение между дисперсией магнитного поля и частотой прецессии спина мюона  $\langle \Delta B^2 \rangle = \langle \Delta \omega^2 \rangle / \gamma_\mu^2$ , можно определить лондоновскую глубину проникновения. В лондоновской модели решетки вихрей предполагается, что  $\xi \ll \lambda$  и  $\xi$  много меньше расстояния между вихрями.

Диапазон внешних полей, обычных для  $\mu\text{SR}$ -измерений, позволяет при анализе экспериментальных данных по ВТСП использовать лондоновское



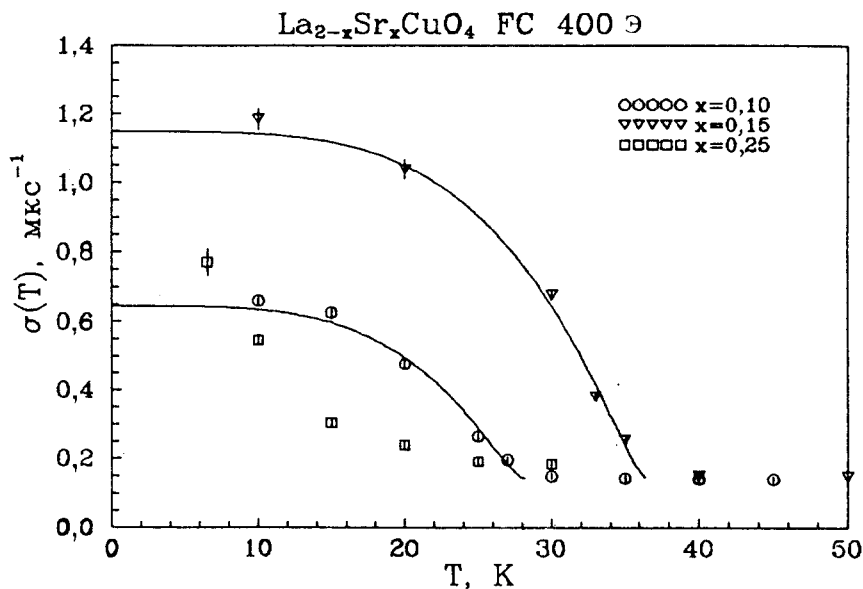


Рис.16. Скорости релаксации спина мюона в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  как функции температуры, полученные из измерений в поперечном магнитном поле 400 Э. Линиями показаны результаты подгонки к формуле двухжидкостной модели

приближение. В пределе большой анизотропии ( $\lambda_c/\lambda_{ab} > 5$ ) ширина распределения полей в поликристаллическом образце определяется меньшей глубиной проникновения  $\lambda_{ab}$ . В работе [66] была введена так называемая эффективная величина глубины проникновения  $\lambda_{\text{eff}}$ , связанная с шириной распределения полей тем же соотношением, что и в изотропном случае, и пропорциональная  $\lambda_{ab}$ :

$$\lambda_{\text{eff}} = 1,23 \lambda_{ab}$$

Наиболее точное соотношение, связывающее  $\langle \Delta\omega^2 \rangle$  с глубиной проникновения в поликристаллическом анизотропном сверхпроводнике, можно найти в работе [67].

На рис.16 показаны температурные зависимости скорости релаксации, полученные в трех сверхпроводящих образцах системы  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4 - \delta$

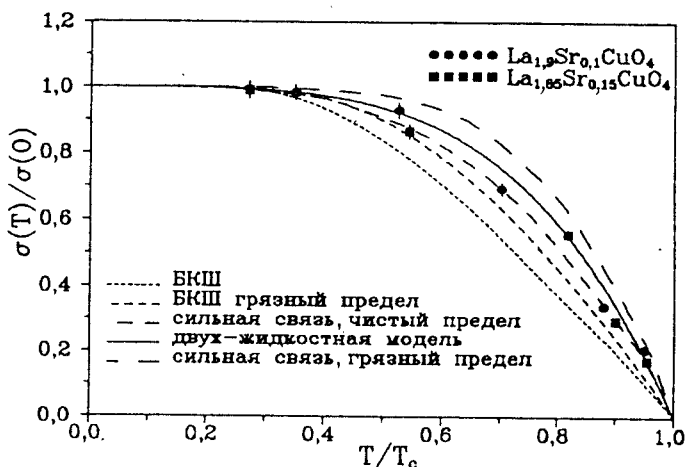


Рис.17. Нормализованная скорость релаксации как функция  $T/T_c$  в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Теоретические кривые взяты из работы [68]

при их охлаждении во внешнем магнитном поле ( $FC - \mu SR$ ). Выше температуры сверхпроводящего перехода скорость релаксации  $\sigma$  обусловлена деполаризацией за счет взаимодействия с ядерными магнитными моментами решетки. При переходе в сверхпроводящее состояние возникает сильная неоднородность локальных полей из-за образования решетки вихрей и происходит резкий рост  $\sigma$ . Сплошные линии на рисунке — теоретические кривые, полученные для двухжидкостной модели. Видно хорошее согласие теории и эксперимента для образцов с  $x = 0,10$  и  $x = 0,15$ . Наблюдаемое отличие для образца с  $x = 0,25$  вызвано сильной неоднородностью образца из-за высокой концентрации стронция.

На рис.17 представлены температурные зависимости нормализованной скорости релаксации. Теоретические кривые, рассчитанные в рамках различных моделей, заимствованы из работы [68]. Экспериментальные точки лежат заметно выше линии, соответствующей теории Бардина — Купера — Шриффера (БКШ) в чистом пределе, и распределены вблизи кривой двухжидкостной модели, что соответствует  $s$ -волновому сильному электрон-фононному взаимодействию. Нельзя, конечно, исключить действия нефонновых механизмов спаривания. Окончательные значения глубин проникновения магнитного поля  $\lambda_{ab}$  ( $T = 0$  К) в направлении, перпендикулярном сверхпроводящим плоскостям  $\text{CuO}$ , полученные в результате полного анализа данных, составляют величины  $2300^{+40}_{200}$  Å ( $x = 0,15$ ) и  $3100^{+50}_{250}$  Å ( $x = 0,1$ ).

### Глубина проникновения магнитного поля в ВТСП на основе висмута.

Рассмотренные выше ВТСП типа La-Sr-Cu-O имеют температуру сверхпроводящего перехода  $T_c \sim 37$  К. Более высокие с  $T_c > 80 + 90$  К имеют системы Y-Ba-Cu-O и новые ВТСП на основе Bi. В работе [69] Уемура с сотрудниками обратили внимание на то, что для ряда ВТСП (главным образом, типа Y-Ba-Cu-O) с небольшой плотностью носителей заряда имеет место линейная зависимость скорости релаксации спина мюона  $\sigma(T \rightarrow 0)$  от температуры  $T_c$ . Учитывая то, что лондоновская глубина проникновения  $\lambda_c$  связана с плотностью  $n_s$  носителей заряда и их эффективной массой  $m^*$  как  $1/\lambda^2 = 4\pi n_s e / m^* c^2$  (где  $e$  — элементарный заряд,  $c$  — скорость света), а также используя указанные в предыдущих разделах для гауссовского распределения локальных полей соотношения между  $\lambda$  и  $\sigma$ , находим, что  $\sigma \sim 1/\lambda^2 \sim n_s / m^*$ . Если линейная зависимость  $\sigma \sim T_c$ , найденная в работе [69], носит универсальный характер, то имеет место соотношение  $T_c \sim n_s / m^*$  для широкого круга ВТСП. Авторы работы [69] отмечают, что такая зависимость может ожидаться в теориях ВТСП с сильной связью, когда энергия спаривания носителей заряда порядка энергии на поверхности Ферми, и не может ожидаться в теории БКШ в приближении слабой связи, в которой в качестве связующих бозонов рассматриваются фононы с энергией порядка энергии Дебая.

С целью проверки универсальности эмпирического соотношения Уемуры и исследования характеристик ВТСП на основе Bi от концентрации носителей заряда на фазотроне было проведено исследование различных образцов  $\text{Bi}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-z}\text{Y}_z\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$  [70—73] (условно обозначаемых как система 2212), в которых варьировалось содержание носителей заряда путем изменения  $x$  и  $z$ . Для каждого образца также определялся избыток кислорода  $y$ . Концентрация носителей (дырок) на один атом Cu может быть определена по формуле:

$$p = y + \frac{x - z}{2}$$

в соответствии с валентностью входящих в соединение элементов при требовании общей зарядовой нейтральности. Отсюда видно, что добавка Pb приводит к увеличению концентрации дырок, в то время как добавка Y уменьшает их число.

Значения  $x$ ,  $y$ ,  $z$  и  $p$  для девяти исследованных образцов представлены в табл.4. В этой же таблице указаны температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$ , полученные в опытах путем измерения сопротивления образца.

Таблица 4

$x$	$z$	$y$	$p$	$\lambda_{ab}$ (Å)	$T_c$ (K)
0,00	0,20	0,19	0,09 (1)	2250 (150)	88 (1)
0,00	0,45	0,33	0,10 (1)	2300 (150)	84 (1)
0,00	0,40	0,31	0,11 (1)	2250 (150)	85 (1)
0,00	0,10	0,17	0,12 (1)	2000 (150)	89 (1)
0,00	0,30	0,28	0,13 (1)	1950 (150)	86 (1)
0,00	0,00	0,16	0,16 (1)	1850 (100)	92 (1)
0,15	0,00	0,10	0,18 (1)	1900 (100)	91 (1)
0,30	0,00	0,25	0,40 (1)	1850 (100)	81 (1)
0,70	0,00	0,28	0,62 (1)	2050 (100)	81 (1)

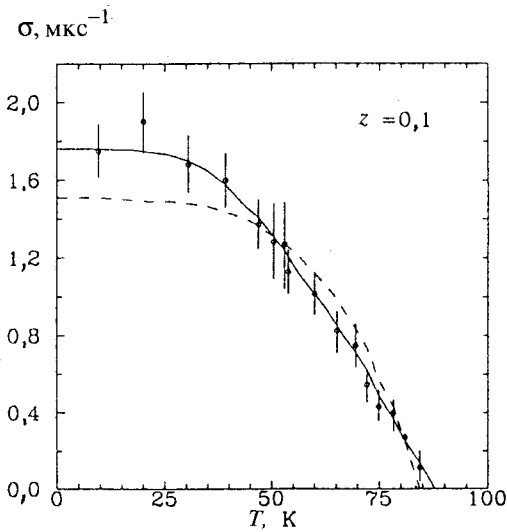


Рис.18. Температурная зависимость экспериментальных значений  $\sigma \sim 1/\lambda_{ab}^2$  для образца  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-z}\text{Y}_z\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$  в сравнении с теоретическими моделями. Сплошная линия соответствует теории БКШ в приближении слабой связи, пунктирная — двухжидкостной модели

$\mu\text{SR}$ -исследования образцов проводились в перпендикулярном по отношению к направлению спина мюонов магнитном поле  $H_{\perp} = 3$  кГс в интервале температур  $10 \div 300$  К. В табл.4 представлены значения глубин проникновения  $\lambda_{ab}$ , полученные при температуре 10 К. Эти же значения принимались в качестве нижнего предела  $\lambda_{ab}(T=0)$ . На рис.18 показана температурная зависимость  $\sigma \sim 1/\lambda_{ab}^2$  для одного из исследованных образцов в сравнении с кривыми для разных теоретических моделей. Как видно из рисунка, предпочтительным является описание экспериментальных данных теоретической моделью БКШ в приближении слабой связи. Аналогичные результаты получены для других образцов.

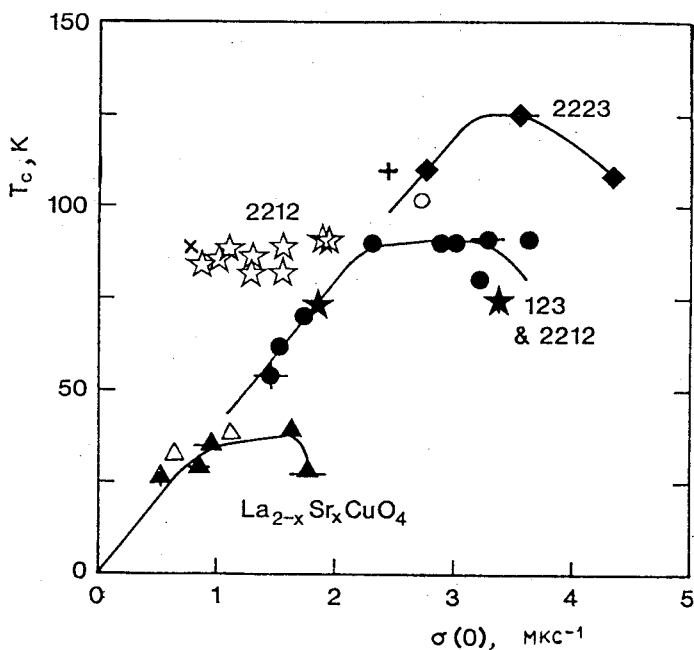


Рис.19. Соотношение между критической температурой  $T_c$  и скоростью релаксации  $\sigma(T=0) \sim 1/\lambda_{ab}^2(T=0)$  для ряда ВТСП. Светлыми точками представлены результаты, полученные на фазотроне ОИЯИ; черными точками — результаты, взятые из работы [69]. Треугольники — результаты для La-Sr-Cu-O (214), кружки — для Y-Ba-Cu-O (123), ромбы — для ВТСП на основе Bi (2223), звездочки — ВТСП на основе Bi (2212), (x) и (+) — для ВТСП на основе Bi (2201) и (2223) по данным работы [44]

На рис.19 по данным наших работ и работ Уемуры и др. представлены зависимости  $\sigma(T=0) \sim 1/\lambda_{ab}^2$  от критической температуры  $T_c$  для соединений Y-Ba-Cu-O (123), La-Sr-Cu-O (214) и соединений на основе Bi (2212, 2223). Видно, что линейная зависимость между  $T_c$  и  $\sigma(T=0)$ , которая наблюдается главным образом в образцах (123) с малой концентрацией носителей заряда, не выполняется для образцов (2212) на основе Bi.

На рис.20 показана зависимость частот мюонной прецессии  $\langle \Delta\omega \rangle_{\lambda}^{2/1/2} \sim \Gamma/\lambda_{ab}^2$  от концентрации  $p$  носителей заряда на один атом меди.

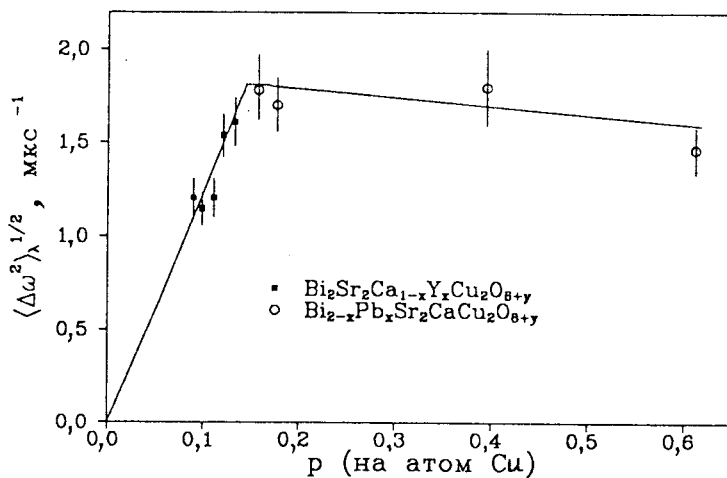


Рис.20. Зависимость второго момента распределения частоты мюонной прецессии  $\langle \Delta\omega^2 \rangle_\lambda^{1/2} \sim 1/\lambda_{cb}^2$  от концентрации носителей заряда на один атом меди

Из рисунка видно, что величина  $\langle \Delta\omega^2 \rangle_\lambda^{1/2}$  растет линейно с увеличением  $p$  для образцов, допированных Y, что подтверждает предположение об увеличении концентрации носителей заряда  $n_s$ , участвующих в образовании сверхпроводящего состояния. При допировании свинцом  $\langle \Delta\omega^2 \rangle_\lambda^{1/2}$  не зависит от увеличения  $p$ . Из этого можно сделать вывод о том, что дополнительные носители заряда, вносимые при допировании свинцом, локализованы и не дают вклада в  $n_s$ .

В целом результаты, полученные нами при изучении допированной системы 2212, противоречат предположению об универсальности кривой Уемуры. Хотя концентрация носителей меняется почти в два раза,  $T_c$  остается в диапазоне  $80 \div 90$  К. Величина  $T_c$ , по-видимому, является более сложной функцией концентрации носителей и, кроме того, зависит от способа допирования.

## 11. МЮОНИЙ В ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

**Определение констант скорости и механизма химических реакций мюония с органическими соединениями.** Вступление мюония, аналогично атомарному водороду, в химические реакции принципиальным образом ме-

няет факторы его деполяризации в среде. Идея о прекращении деполяризации при вхождении мюония в состав молекулы со скомпенсированными попарно спинами электронов была впервые сформулирована в работе [20] и впоследствии развита в работах [21—24], где рассмотрена кинетическая схема взаимодействия и получены выражения, количественно связывающие экспериментально определяемые параметры с характеристиками реакционной способности мюония в среде.

При образовании диамагнитной молекулы, в состав которой входит мюоний (типичный пример  $\text{Mu} + \text{C}_6\text{H}_{12} \rightarrow \text{MuH} + \text{C}_6\text{H}_{11}^{\bullet}$ ), спины валентных электронов в молекуле  $\text{MuH}$  попарно скомпенсированы, и магнитное поле, создаваемое электронной оболочкой в точке нахождения мюона, равно нулю. Частота прецессии в этом случае определяется магнитным моментом и спином мюона (мюонная компонента). При образовании радикальных продуктов, в состав которых входит мюоний (например, реакция его присоединения по кратной связи  $\text{Mu} + \text{C}_6\text{H}_6 \rightarrow \text{C}_6\text{H}_6\text{Mu}^{\bullet}$  с образованием аналога циклогексациенильного радикала), сохраняется взаимодействие магнитных моментов мюона и неспаренного радикала. В этом случае прецессия на мюонной частоте отсутствует, но «скрытая» поляризация определяется либо по ее восстановлению в продольных магнитных полях, либо по конкуренции параллельных реакций мюония в бинарных гомогенных смесях (метод конкурирующих акцепторов). Зависимость поляризации мюония от приложенного продольного поля  $H_{\parallel}$  определяется выражением

$$P = 1/2 + 1/2 \frac{x^2}{1 + x^2},$$

где  $x = H/H_{\text{крит}}$  — безразмерная напряженность магнитного поля, для мюония в вакууме  $H_{\text{крит}} = H_0 = 1585 \text{ Э}$  (см. разд.6). Экспериментально определяемые величины остаточной поляризации на мюонной или мюониевой частоте зависят от скорости вступления мюония в химические реакции и по формулам, выведенным в работах [21—24], позволяют найти абсолютные значения констант этой скорости.

Ядерно-физическими эталонами времени при исследовании химических взаимодействий мюония являются константы — частота  $\omega_0 = 2,804 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  переходов между состояниями мюония (1,0) и (0,0) и постоянная распада мюона  $1/\tau_{\mu} = 4,545 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ , по отношению к которым определяется скорость изучаемого процесса. Эти величины определяют границы поддающихся исследованию скоростей реакций мюония, причем возможно как непосредственное наблюдение кинетики процесса при характерных временах  $10^{-5} - 10^{-8} \text{ с}$ , так и изучение стационарных состояний получающихся продуктов реакции.

Таблица 5. Константы скорости химических реакций мюония с органическими соединениями различных классов

Соединение	Химическая формула	$K_1 \cdot 10^{-9}$	$K_2 \cdot 10^{-9}$
Циклогексан	$C_6H_{12}$	$2,4 \pm 0,2$	—
Метанол	$CH_3OH$	$0,56 \pm 0,11$	—
Октан	$C_8H_{18}$	$2,9 \pm 0,4$	—
Хлороформ	$CHCl_3$	$4,2 \pm 1,4$	—
Бензол	$C_6H_6$	$0,30 \pm 0,11$	$3,1 \pm 0,4$
Бромоформ	$CHBr_3$	$11 \pm 2$	—
Дифенилпикрилгидразил (ДФП)	$(C_6H_5)_2N-N^0 - C_6H_2(NO_2)_3$	$76 \pm 22$	—

Таблица 6. Константы скорости взаимодействия мюония с галоидбензолами по параллельным каналам

Соединение	$(K_1 + K_2) \cdot 10^{-9}$	$K_2/K_1$	$K_1 \cdot 10^{-8}$
$C_6H_6$	$3,4 \pm 0,3$	$10,5 \pm 4,2$	$3,0 \pm 1,1$
$C_6H_5F$	$3,0 \pm 0,3$	$3,4 \pm 1,0$	$6,7 \pm 1,6$
$C_6H_5Cl$	$2,9 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,5$	$9,3 \pm 1,6$
$C_6H_5Br$	$3,2 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,4$	$16 \pm 3$
$C_6H_5I$	$3,5 \pm 0,6$	$1,3 \pm 0,8$	$15 \pm 6$

Таблица 7. Энергии активации реакций мюония

Соединение	Температура, К	$E$ , ккал/моль
$C_6H_{12}$	$77 \div 303$	$1,41 \pm 0,05$
$C_6H_5Br$	$80 \div 303$	$0,97 \pm 0,08$
$CHBr_3$	$77 \div 303$	$0,67 \pm 0,05$



Определение абсолютных констант скорости реакций мюония с рядом органических соединений было выполнено как путем измерений с использованием индивидуальных веществ, так и по методу конкурирующих акцепторов в бинарных растворах. Изучались соединения различных классов — насыщенные алифатические и циклические молекулы, спирты, галоидпроизводные, свободные радикалы, ароматические соединения [74,75]. Полученные значения констант скорости при комнатной температуре ( $K_1$  и  $K_2$  — для реакций образования диамагнитных продуктов и радикалов соответственно, литр/моль·с) приведены в табл.5. Результаты экспериментов [76,77], включающие для сравнения бензол, приведены в табл.6.

Исследование температурных зависимостей скорости реакций мюония позволяет получить один из важнейших критериев реакционной способности вещества — энергию активации процесса ( $\Delta E$ ). Эти величины определены для насыщенных и ароматических соединений [77,78]. Особое внимание уделялось точке фазового перехода жидкость — твердое тело. Если диффузионные процессы не лимитируют кинетику процесса, реакционная способность может не испытывать резких изменений при фазовом переходе, что и было найдено для органических соединений, не образующих системы водородных связей (табл.7). Весьма характерно, что для реакций мюония энергии активации процессов существенно меньше, чем для аналогичных реакций атома Н (см., например, [79]), что согласуется с представлениями [80,81] о зависимости  $\Delta E$  от массы реагирующих частиц.

В то же время для фазового перехода вода — лед выявлен резкий скачок мюонной поляризации [76], соответствующий изменению константы скорости процесса более чем на два порядка величины. Интерпретацию этого результата следует связать с наличием координационно-замкнутой системы водородных связей в бездефектной кристаллической структуре льда, то есть с отсутствием свободных мест для стабилизации мюония в решетке. Соответственно, эта особенность и позволила выявить долгоживущий мюоний во льду.

**Спин-обменные взаимодействия и химические реакции с ионами и молекулами в водных растворах.** Окислительно-восстановительные реакции мюония с диссоциированными ионами в водных растворах с высокой концентрацией электролитов были исследованы в работах [74,82—84]. Найдено, что с ионами переменной валентности реакция с передачей электрона происходит с высокой скоростью — например, константа скорости реакции восстановления иона  $\text{Cu}^{2+}$  составляет  $(5,6 \pm 0,2) \cdot 10^9$  л/моль·с, а для реакции  $\text{Cu} + \text{NO}_3^- \rightarrow \text{OMu}^- + \text{NO}_2$   $K = (1,60 \pm 0,14) \cdot 10^{10}$  л/моль·с [84]. Реакционная способность малозарядных катионов постоянной валентности ( $\text{Na}^+$ ,  $\text{Mg}^{+2}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ca}^{2+}$ ) и некоторых анионов ( $\text{Cl}^-$ ,  $\text{SO}_4^{2-}$ ) не превышает  $(1-2) \cdot 10^8$  л/моль·с, промежуточные значения были получены для ионов

$\text{OH}^-$ ,  $\text{H}^+$ ,  $\text{ClO}_4^-$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Cr}_2\text{O}_7^{2+}$ . Эти данные согласуются с результатами радиационно-химических исследований реакций радиолитического водорода [85] при учете разницы в массах атомов.

В последнее время накопленные данные о механизме взаимодействий мюония с простыми молекулами позволили начать исследование реакционной способности в водных растворах сложных соединений, обладающих радиопротекторными свойствами для живых организмов [84].

**Физико-химические взаимодействия мюона и мюония в полупроводниковых материалах.** Широко используемые в технике монокристаллы полупроводниковых материалов характеризуются промежуточным (по отношению к металлам и диэлектрикам) значением плотности электронов проводимости, причем концентрация носителей заряда может варьироваться в широких пределах путем введения легирующих примесей. Измерения зависимости поляризации мюона от напряженности продольного магнитного поля, проведенные при комнатной температуре с монокристаллами кремния *n*-типа с концентрацией носителей заряда  $(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\rho = 260 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , показали [86] существенное уменьшение  $H_{\text{крит}}$  по сравнению с вакуумным значением. Найденная для кремния величина  $H_{\text{крит}} = (643 \pm 42) \text{ Э}$  соответствует уменьшению энергии сверхтонкого расщепления ( $\Delta W$ ) для атома мюония, внедренного в полупроводник, в  $\sim 2,5$  раза под действием периодического потенциала кристаллической решетки среды. Следовательно, размер (радиус боровской орбиты  $r_{\text{Му}}$ ) атома мюония в кремнии увеличен и составляет  $(1,351 \pm 0,029) r_{\text{вак}}$  по отношению к изолированному атому, но значительно меньше, чем параметр кристаллической решетки кремния ( $a_{\text{Si}} = 5,43 \text{ \AA}$ ). Таким образом, выполняется неравенство  $r_{\text{вак}} < r_{\text{Му}} < a_{\text{Si}}$  левая часть которого свидетельствует о наличии взаимодействий мюония с кристаллической решеткой, правая — указывает на возможность размещения мюония в междоузлии в пределах элементарной ячейки. В то же время для водородоподобных одноэлектронных атомов замещения, находящихся в узлах решетки (например, литий в кремнии),  $\Delta W$  уменьшается на несколько порядков величины вследствие поляризационного взаимодействия примесных атомов со средой, которое приводит к размерам боровской орбиты, простирающимся на десятки периодов решетки полупроводника. Теоретические оценки [87] электронной плотности  $|\psi(0)|^2$  для атома мюония в решетке полупроводника, основанные на модельных представлениях, согласуются с результатами эксперимента. Таким образом, стало ясно, что мюоний и его аналог атом *H* являются глубокими донорами со столь большой энергией ионизации, что их донорские свойства не проявляются в обычных условиях. Теперь понятно, почему атомы водо-

рода ведут себя как электрически неактивная примесь в кристаллах элементарных полупроводников, что было известно до этого лишь эмпирически. Глубокодонорские свойства мюония в кристаллических полупроводниках зарегистрированы [88] в Государственном реестре СССР в качестве открытия №259.

Исследования поляризации мюонов в монокристаллах германия [19,89—94], включающие варьирование типа и концентрации носителей заряда ( $1 \cdot 10^{14} \div 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), температуры ( $77 + 550 \text{ K}$ ), направления и величины напряженности магнитных полей, выявили разнообразный круг эффектов, проявляющихся при взаимодействиях мюонов в решетке полупроводника. Сюда относятся: наличие долгоживущего атомарного мюония в образцах с минимальным содержанием примесей при низких температурах; зависимость поляризации мюонов от температуры и концентрации носителей заряда, слабее выраженная для сильнолегированных материалов; сдвиг фазы мюонной прецессии и согласованное изменение остаточной поляризации мюонов с ростом напряженности перпендикулярного магнитного поля (рис.21), в полном соответствии с теорией [23,24] мюониевой деполяризации. Наблюдаемая зависимость продолжительности мюониевой стадии  $\tau$ , т.е. скорости процесса, от температуры подчиняется уравнению Аррениуса (рис.22), что подтверждает протекание химической реакции с преодолением энергетического активационного барьера и образованием в конечном счете при высоких температурах диамагнитной гидридной связи  $\text{Mu-Ge}$  — фрагмента аналогичной молекулы германа  $\text{GeH}_4$ . Установлена роль и определены параметры спин-обменных процессов. Показано, что в германии радиус орбиты мюония увеличивается в меньшей степени, чем в кремнии, и составляет  $\sim 1,2r_{\text{вак}}$ .

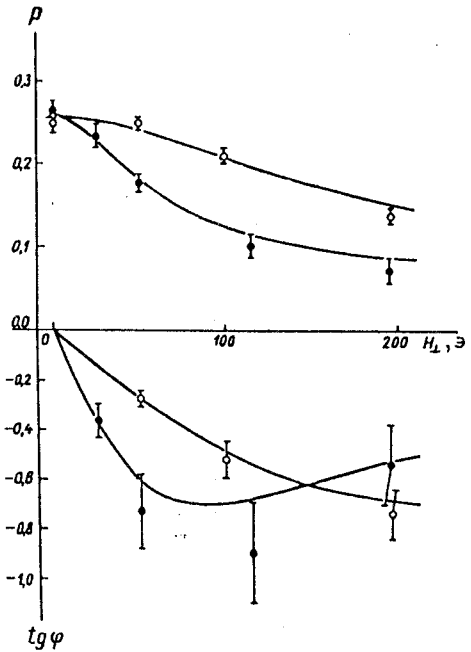


Рис.21. Зависимость поляризации ( $P$ ) и сдвига фазы ( $\varphi$ ) мюонной прецессии в германии ( $n = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) от  $H_{\perp}$  при различных температурах (светлые кружки — 192 K; черные кружки — 173 K)

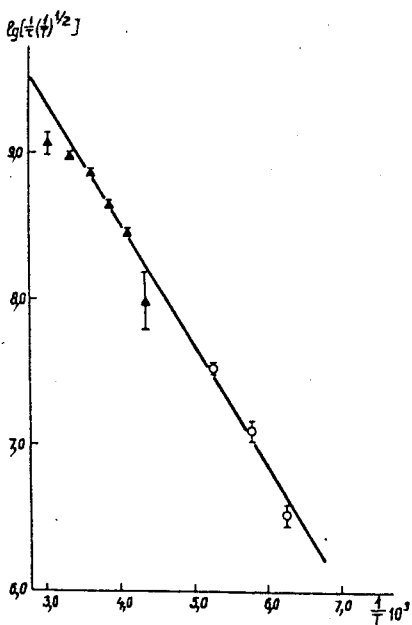


Рис.22. Зависимость продолжительности мюониевой стадии в германии ( $n = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) от температуры. Ось абсцисс — обратная температура ( $1/T, \text{ K}^{-1}$ ), ось ординат — логарифм скорости взаимодействия ( $1/\tau$ ) мюония в Ge с учетом множителя  $T^{1/2}$ . Кружки и треугольники — результаты различных серий экспериментов. Прямая линия соответствует высоте энергетического барьера  $\Delta E = (0,166 \pm 0,005) \text{ эВ}$

Для  $\alpha\text{-Sn}$  (полупроводник-полуметалл) с нулевой шириной запрещенной зоны при комнатной температуре не выявлено существования атомарного мюония, но для  $\alpha\text{-SiC}$  (полупроводник с шириной запрещенной зоны больше 3 эВ) эксперименты в продольных магнитных полях показали, что осуществляется механизм мюониевой деполяризации, несмотря на малую продолжительность ( $\leq 10^{-8}$  с) мюониевой стадии, а размер атома мюония в этом материале увеличивается до  $\sim 1,14 r_{\text{вак}}$  [95]. Таким образом, глубокодонорские характеристики одноэлектронных атомов присущи различным полупроводниковым соединениям.

**Взаимодействие мюония с микропримесями.** Возможность измерения абсолютных скоростей быстрых и сверхбыстрых реакций мюония с ионами вещества открывает перспективу использования мюонов для решения такой практической задачи, как определение концентраций микропримесей (уровня химической чистоты) в химически инертных материалах. Убыль мюония во времени за счет химических реакций с ионами замещения примеси легко может быть зафиксирована по измерению скорости релаксации поляризации мюония.

Отмеченная высокая чувствительность мюония к наличию микропримесей позволила провести исследование химических реакций с ионами замещения различных элементов в инертной матрице кварца [96]. Измеренные времена релаксации ( $\lambda = 1/\tau$ ) мюониевой компоненты при варьировании содержания в кварце микропримесей дали значения констант скорости

**Таблица 8. Константы скорости химических реакций мюония с ионами микропримесей в кристаллической решетке кварца**

Ион	$K_{\text{Му}}, \text{ л/моль}\cdot\text{с}$	Ион	$K_{\text{Му}}, \text{ л/моль}\cdot\text{с}$
$\text{Fe}^{3+}$	$(3,6 \pm 0,5) \cdot 10^7$	$\text{Cu}^{2+}$	$(1,4 \pm 0,9) \cdot 10^7$
$\text{Al}^{3+}$	$(6,4 \pm 0,9) \cdot 10^7$	$\text{Mn}^{2+}$	$(3,1 \pm 1,7) \cdot 10^7$
$\text{Li}^+$	$(6,3 \pm 1,1) \cdot 10^7$	$\text{Ti}^{4+}$	$(4,2 \pm 1,6) \cdot 10^7$
$\text{Ba}^{2+}$	$(2,2 \pm 0,4) \cdot 10^9$	$\text{Pb}^{2+}$	$(6,3 \pm 0,7) \cdot 10^8$

реакций мюония с ионами, которые приведены в табл.8. Пример зависимости скорости реакции от концентрации иона алюминия показан на рис.23, угол наклона наблюдающейся прямой определяет константу скорости процесса. Фоновая величина скорости взаимодействий с основной матрицей кварца, включающая гипотетическую химическую реакцию, деполяризацию на магнитных моментах ядер с ненулевым спином, а также внутритрековые процессы, на 4—6 порядков величины меньше, чем скорости реакций мюония с ионами.

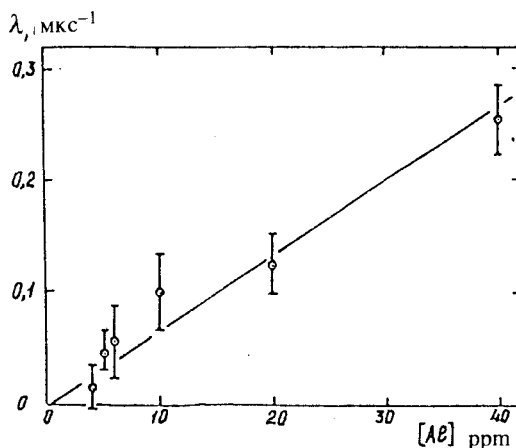


Рис.23. Зависимость скорости релаксации прецессии мюония ( $\lambda$ ) от концентрации иона  $\text{Al}^{3+}$  в матрице кварца (1 ppm соответствует  $10^{-6}$  весового содержания примеси в образце)

## 12. ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ МЮОНЫ В ВЕЩЕСТВЕ

Исследование вещества с помощью отрицательных мюонов с методической точки зрения ничем не отличается от исследований с использованием положительных мюонов и проводится практически на одних и тех же установках.

При попадании в среду отрицательный мюон замедляется и захватывается атомами среды благодаря кулоновскому взаимодействию. Мюон вначале захватывается на один из высоковозбужденных уровней атома, а затем,

совершая серии оже- и радиационных переходов, за время порядка  $10^{-11}$  с достигает  $1s$ -состояния. При этих переходах мюон существенно теряет поляризацию из-за спин-орбитального взаимодействия, и при достижении  $1s$ -состояния его поляризация оказывается близкой к  $1/6$  от начальной.

Дальнейшие потери поляризации мюона зависят от состояния электронной оболочки образовавшегося мюонного атома, от его взаимодействия со средой. Отрицательный мюон из  $1s$ -состояния либо захватывается ядром, либо распадается, испуская высокоэнергичные электроны. Скорость ядерного захвата мюона зависит от заряда ядра примерно как  $Z^4$ . Соответственно среднее время жизни мюона в  $1s$ -состоянии различных атомов имеет различное значение. Благодаря этому обстоятельству можно изучать поведение поляризации мюонов в  $1s$ -состоянии разных атомов, входящих в состав сложных соединений.

После захвата отрицательного мюона атомом среды его движение (диффузия) в твердом теле прекращается. Хотя в процессе формирования мюонного атома происходит частичное разрушение и перестройка электронной оболочки атома, смещение атома из исходного положения в кристаллической решетке маловероятно.

Поскольку при захвате отрицательного мюона атомом с зарядом ядра, равным  $Z$ , образовавшийся атом обладает электронной оболочкой атома  $(Z - 1)$  и, соответственно, является химическим аналогом атома  $(Z - 1)$ , далее он будет обозначаться как  ${}_{\mu}(Z - 1)$  (например,  $\mu^- + \text{Si} \rightarrow {}_{\mu}\text{Al}$ ).

**Исследование окислов.** Еще в начале 60-х годов было обнаружено, что остаточная поляризация отрицательных мюонов в  $1s$ -состоянии данного атома существенно зависит от вещества, в состав которого входит рассматриваемый атом. Например, было установлено [97], что поляризация мюонов в  $1s$ -состоянии кислорода в основаниях и кислотах  $\text{Э}_k\text{O}_m\text{H}_n$  меняется периодически в зависимости от  $Z$  элемента Э, и ее период совпадает с периодом таблицы Менделеева. Это видно из рис.24, где представлена зависимость относительной асимметрии  $a/a_c$  ( $a_c$  — асимметрия, измеренная в углероде) от  $Z$ . Вертикальные линии на рисунке разделяют периоды таблицы Менделеева. Полученные результаты были объяснены быстрыми химическими реакциями мюонного атома  ${}_{\mu}\text{N}$ .

В случае окислов зависимость остаточной поляризации отрицательных мюонов в  $1s$ -состоянии кислорода от  $Z$  элемента имеет более сложный характер. Для большинства окислов переходных металлов наблюдается релаксация спина мюонов. Для многих из исследованных окислов [98—102] при температуре 300 К остаточная поляризация мюонов на частоте лармовской прецессии свободного спина мюона  $\omega_{\mu}$  близка к нулю (рис.25,а).

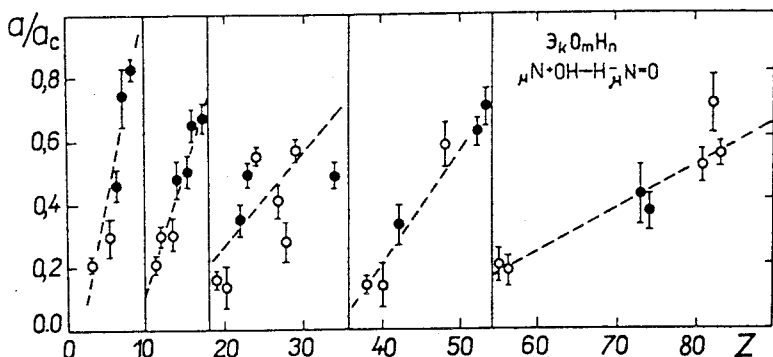


Рис.24. Зависимость  $a/a_c$  от  $Z$  элемента в основаниях и кислотах: ● — кислоты; ○ — основания. Для Co, Ni и Se представлены данные соединений, соответствующих высшей валентности элементов

Измерения при 77 К (рис.25,б) выполнены в окислах, для которых значения  $a/a_c$  при 300 К больше, чем 0,4. При температуре 77 К  $a/a_c$  в окислах значительно меньше, чем при 300 К.

Наблюдение величины  $a/a_c$ , близкой к единице, на частоте мюона  $\omega_\mu$  для атома  $\mu N$  возможно, если скорость компенсации магнитного момента электронной оболочки  $\mu N$  больше, чем частота сверхтонкого взаимодействия спина мюона  $\Omega_{hf}$  с магнитным моментом электронной оболочки. Как следует из экспериментов в продольном магнитном поле, значение  $\Omega_{hf}$  для  $\mu N$  близко к  $0,7 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$ . Компенсация магнитного момента электронной оболочки  $\mu N$  в окислах может происходить благодаря следующим процессам: вступлению  $\mu N$  в химические реакции с образованием диамагнитных продуктов; занятию  $\mu N$  в кристалле акцепторного уровня; быстрым обменным взаимодействиям между электронами проводимости и валентными электронами атома  $\mu N$ . Окислы переходных металлов благодаря незаполненной  $3d$ -оболочке металлов обладают магнитными свойствами. Выше так называемой температуры Нееля  $T_N$  эти окислы являются парамагнетиками, а ниже — антиферромагнетиками. Значения  $T_N$  [103],  $a/a_c$  и  $\Lambda_p$  — скорости релаксации для окислов представлены в табл.9. Как видно, для окислов переходных металлов при  $T < T_N$  значение  $a/a_c$  близко к нулю, тогда как при  $T > T_N$   $a/a_c$  больше, чем 0,4. В некоторых случаях при  $T > T_N$   $a/a_c$

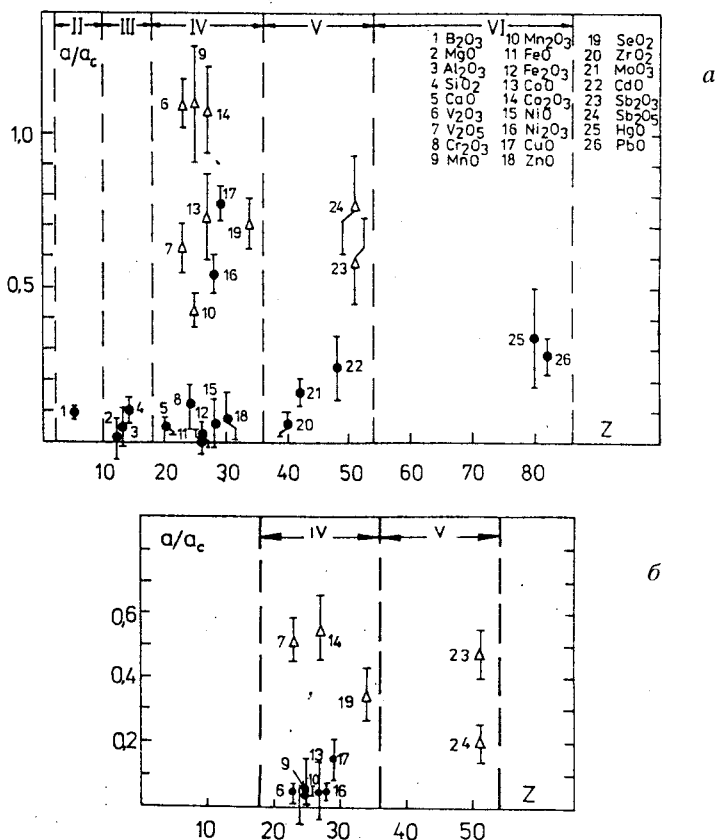


Рис.25. Зависимость  $a/a_c$  для кислорода в окислах от  $Z$  металла: а) при температуре 300 К; б) при температуре 77 К (треугольниками указаны случаи, где обнаружена релаксация спина мюона)

близко к единице, т.е. остаточная поляризация мюонов равна или близка к ожидаемой в конце каскадных переходов в  $1s$ -состояние. Эти данные можно объяснить следующим образом: в окислах переходных металлов магнитный момент электронной оболочки  $\mu_N$  компенсируется за время, значительно меньшее, чем характерное время сверхтонкого взаимодействия, и, следовательно, существенной потери поляризации на  $1s$ -уровне  $\mu_N$  не происходит. Вследствие этого наблюдается близкая к единице величина  $a/a_c$  на частоте прецессии свободного спина мюона во внешнем магнитном поле. Релак-



Таблица 9

Соединение	Z	$T_N$ [103]	$a/a_C$ $T = 300$ К	$\Lambda_p$ $T = 300$ К	$a/a_C$ $T = 77$ К	$\Lambda_p$ $T = 77$ К	Литература
B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	5	—	0,09 ± 0,02	—	—	—	[98]
MgO	12	—	0,01 ± 0,06	—	—	—	[100]
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	13	—	0,05 ± 0,06	—	—	—	[98]
SiO <sub>2</sub>	14	—	0,12 ± 0,06	—	—	—	[98]
SiO <sub>2</sub>	14	—	0,09 ± 0,06	—	—	—	[98]
CaO	20	—	0,05 ± 0,03	—	—	—	[98]
V <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	23	167	1,10 ± 0,02	0,34 ± 0,05	0,11 ± 0,05	—	[102]
V <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	23	—	0,63 ± 0,08	0,26 ± 0,08	0,52 ± 0,07	0,21 ± 0,08	[3]
Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	24	308	0,12 ± 0,06	—	—	—	[98]
MnO	25	122	1,10 ± 0,19	0,66 ± 0,18	0,05 ± 0,11	—	[99]
Mn <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	25	80	0,42 ± 0,05	0,28 ± 0,12	0,04 ± 0,12	—	[99]
FeO	26	198	0,00 ± 0,04	—	—	—	[100]
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	26	953	0,02 ± 0,05	—	—	—	[100]
CoO	27	201	0,73 ± 0,14	0,53 ± 0,14	0,05 ± 0,07	—	[99]
Co <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	27	—	1,08 ± 0,14	0,63 ± 0,12	0,55 ± 0,11	0,43 ± 0,17	[99]
NiO	28	523	0,06 ± 0,08	—	—	—	[100]
Ni <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	28	520	0,54 ± 0,06	—	0,05 ± 0,02	—	[100]
CuO	29	230	0,75 ± 0,05	—	0,16 ± 0,07	—	[3]
ZnO	30	—	0,08 ± 0,08	—	—	—	[100]
SeO <sub>2</sub>	34	—	0,71 ± 0,08	0,16 ± 0,06	—	—	[99]
ZrO <sub>2</sub>	40	—	0,06 ± 0,04	—	—	—	[100]
MoO <sub>2</sub>	42	—	0,16 ± 0,04	—	—	—	[100]
CdO	48	—	0,24 ± 0,10	—	—	—	[100]
Sb <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	51	—	0,59 ± 0,14	0,23 ± 0,14	—	—	[99]
Sb <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	51	—	0,77 ± 0,16	0,83 ± 0,27	—	—	[99]
HgO	80	—	0,34 ± 0,16	—	—	—	[100]
PbO	82	—	0,28 ± 0,06	—	—	—	[98]

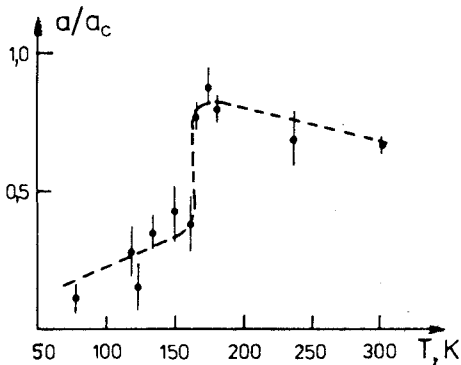


Рис.26. Зависимость относительной остаточной поляризации отрицательных мюонов на кислороде в  $V_2O_3$  от температуры

сация спина мюона обусловлена дипольным взаимодействием магнитных моментов мюона и электронов  $d$ -оболочки металла. При  $T < T_N$  магнитные моменты  $d$ -оболочки металла упорядочены, и скорость релаксации настолько возрастает, что наблюдаемое значение  $a/a_C$  становится близким к нулю.

Весомым аргументом в пользу справедливости предложенного механизма деполаризации отрицательных мюонов в оксидах переходных металлов являются результаты исследования температурной зависимости  $a/a_C$  в  $V_2O_3$  [102]. В

$V_2O_3$  при  $T = 167$  К происходит фазовый переход. Выше этой температуры  $V_2O_3$  является проводником и обладает парамагнетизмом, а при температурах ниже 167 К он является антиферромагнетиком, и его проводимость в  $10^6$  раз меньше, чем в парамагнитной фазе. Как видно из рис.26, вблизи фазового перехода  $a/a_C$  скачкообразно меняется. В парамагнитной фазе  $a/a_C$  близко к единице (для представленных данных релаксация не учитывалась, поэтому значения  $a/a_C$  выше  $T = 167$  К занижены). Температура, при которой существенно изменяется  $a/a_C$ , с точностью измерений совпадает с  $T_N$  для  $V_2O_3$ . Следовательно, скачкообразное изменение  $a/a_C$  в зависимости от температуры обусловлено фазовым переходом в  $V_2O_3$ . Оценка [102]  $\nu$ -частоты обменного взаимодействия между электронами проводимости и валентными электронами атома  $\mu N$  показывает, что в парамагнитной фазе в  $V_2O_3$   $\nu = 7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Это значение на три порядка больше, чем частота сверхтонкого взаимодействия  $\Omega_{hf}$  в атоме  $\mu N$ .

**Исследование полупроводников.** В теоретических работах [104,105], посвященных поведению поляризации отрицательных мюонов в конденсированных средах, было обращено внимание на то, что  $\mu SR$ -метод может оказаться хорошим инструментом для исследования примесных атомов в полупроводниках. Было показано, что использование этого метода позволит исследовать релаксацию магнитных моментов электронных оболочек акцеп-

торных центров и получать, таким образом, информацию о быстрых процессах в полупроводниках, константе сверхтонкого взаимодействия примесных атомов, рассеянии носителей заряда на парамагнитных центрах и т.д.

Применение традиционных методов (ЭПР, ДЭПР, ЭСР и др.) для исследования акцепторных центров в полупроводниках со структурой алмаза (Si, Ge) затруднено из-за высокой скорости релаксации магнитных моментов этих центров [106—108]. Структура валентной зоны кремния такова, что в недеформированных кристаллах энергетические уровни акцепторных центров оказываются вырожденными, и поэтому наблюдение ЭПР-сигнала возможно только в деформированных образцах, в которых это вырождение снимается [107]. По этой причине данных, полученных в этой области, например, ЭПР-методом, практически нет.

В случае остановки отрицательного мюона в кремнии образованный мюонный атом является аналогом примесного атома алюминия. Акцепторный уровень для Al в Si лежит в запрещенной зоне и отстоит от верхней границы валентной зоны на  $E_a = 57$  мэВ [109]. Нейтральный мюонный атом в этих условиях будет вести себя аналогично мюонию. Однако проекция момента электронной оболочки акцептора может иметь четыре различных значения [107], и скорость релаксации электронного момента будет значительно выше, чем у мюония.

Скорость затухания поляризации мюона на частоте, близкой к частоте прецессии свободного спина мюона, можно оценить как [20]:

$$\Lambda \sim \Omega_{hf}^2 / (8\nu), \quad (20)$$

где  $\Lambda$  — скорость релаксации спина мюона,  $\Omega_{hf}$  — константа сверхтонкого взаимодействия,  $\nu$  — скорость релаксации магнитного момента электронной оболочки мюонного атома.

Наряду с релаксацией должен наблюдаться парамагнитный сдвиг частоты прецессии спина мюона [105]. Верхний предел ожидаемого значения парамагнитного сдвига можно оценить по следующей формуле:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_\mu} = \frac{g\mu_B}{2\mu_\mu} \frac{\hbar\Omega_{hf}}{4kT}, \quad (21)$$

где  $\omega_\mu$  — частота прецессии свободного спина мюона;  $g$  — фактор Ланде акцепторного центра в кремнии;  $\mu_B$  — магнетон Бора;  $\mu_\mu$  — магнитный момент мюона;  $\hbar$  и  $k$  — постоянные Планка и Больцмана.

Как видно из (20), скорость релаксации спина мюона зависит от константы сверхтонкого взаимодействия и от скорости релаксации магнитного момента электронной оболочки акцепторного центра.

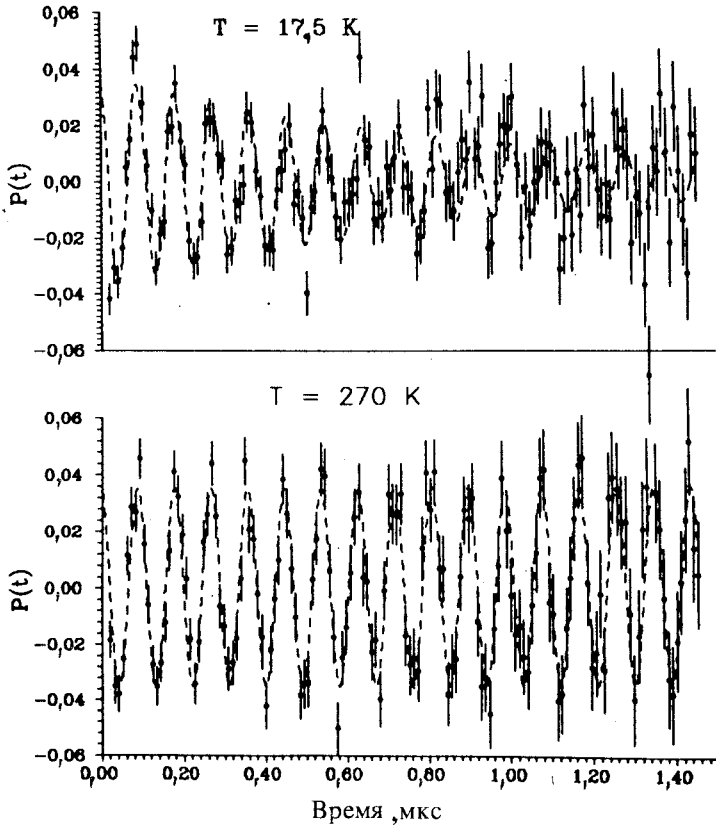


Рис.27. Временное распределение электронов  $\mu \rightarrow e$ -распада в Si при 17,5 и 270 К. Экспериментальные данные поправлены на экспоненту распада, исключены вклады компонент, не относящихся к Si. Кривые проведены по методу наименьших квадратов

Первые эксперименты по исследованию поляризации отрицательных мюонов в кремнии были выполнены в Дубне еще в начале семидесятых годов [110]. Измерения были выполнены в кремнии *n*-типа при  $T = 300$  К и 77 К. Оказалось, что остаточная поляризация мюонов в обоих образцах не зависит от температуры и по значению близка к максимально возможной.

Более подробные  $\mu$ SR-исследования в этой области начались недавно в PSI (Швейцария) [111,112,114] и в ОИЯИ [113,115]. Исследования проводились в кремнии *n*-, *p*-типа и в кремнии с собственной проводимостью в диапазоне температур  $4,2 \div 300$  К во внешнем магнитном поле, перпендикулярном спину мюона.

В [111,112] было обнаружено, что ниже 30 К остаточная поляризация мюонов уменьшается с понижением температуры, а релаксация спина мюона не наблюдается. Впервые релаксация спина мюона была обнаружена в кремнии *p*-типа с концентрацией примесей  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  [113]. На рис.27 представлены μSR-спектры, измеренные при 270 К и 17,5 К [113]. Видно, что при 17,5 К наблюдается релаксация спина мюона. При этом величина остаточной поляризации мюонов  $P(t = 0)$  оказалась постоянной во всем интервале температур. Скорость релаксации при 30 К составляет  $(0,18 \pm 0,08) \text{ мкс}^{-1}$  и растет с понижением температуры, превышая  $30 \text{ мкс}^{-1}$  при 4,2 К (рис.28). Ниже 30 К скорость релаксации зависит от температуры как  $\Lambda = bT^{-q}$ , с  $q = 2,75$ . Анализ данных показал, что сдвиг частоты прецессии спина мюона в кремнии не превышает  $10^{-3}$ .

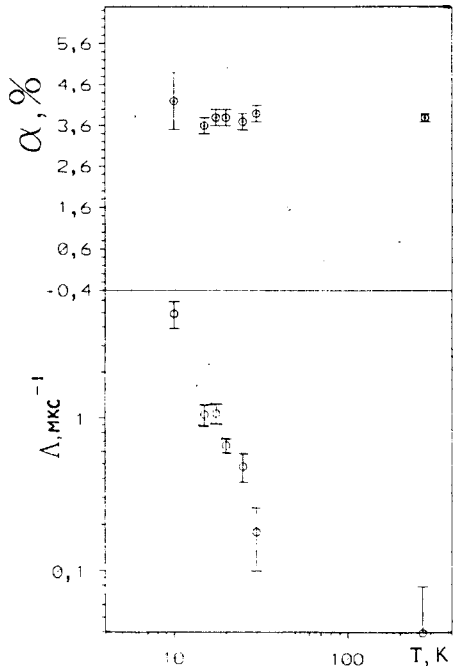


Рис.28. Зависимость коэффициента асимметрии электронов  $\mu \rightarrow e$ -распада и скорости релаксации спина мюона  $\Lambda$  от температуры в Si *p*-типа

Аналогичные результаты по релаксации спина мюона были получены позже для кремния *n*- и *p*-типа с различными концентрациями примесей [114]. В этой работе экспериментальные данные из [111,112] обработаны заново. Было показано, что во всех исследованных образцах при низких температурах наблюдается релаксация спина отрицательных мюонов, и результаты согласуются с данными [113].

В работе [115] исследована зависимость остаточной поляризации отрицательных мюонов в кремнии *n*-типа с концентрацией примесей  $(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  от температуры в интервале  $10 + 300 \text{ К}$ . Оказалось, что значение коэффициента асимметрии близко к ожидаемому по теории каскадной деполаризации [116] и практически не зависит от температуры. При комнатной температуре релаксация спина мюона не обнаружена, тогда как при температурах ниже 30 К она отчетливо наблюдается (рис.29,а). Скорость релаксации при 30 К равна  $(0,25 \pm 0,08) \text{ мкс}^{-1}$ . В области температур

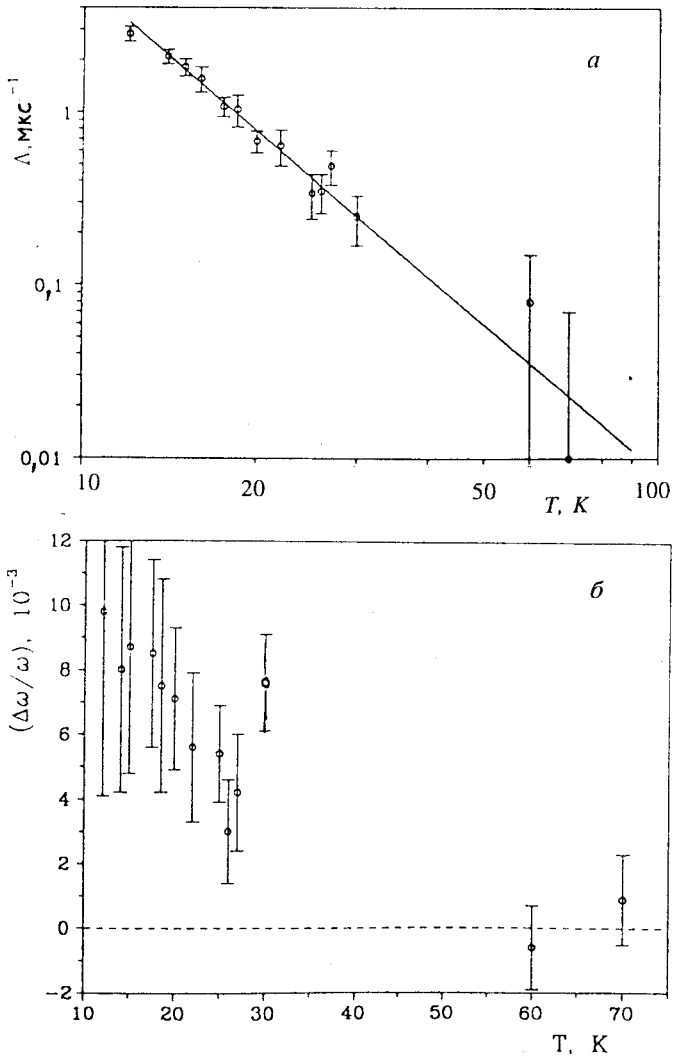


Рис.29. Зависимость скорости релаксации  $\Lambda$  (а) и сдвига частоты прецессии спина мюона  $\Delta\omega/\omega$  (б) в кремнии *n*-типа от температуры.  $\Delta\omega$  — сдвиг частоты от ее значения при комнатной температуре ( $\omega$ ). Прямая (а) проведена по методу наименьших квадратов

ниже 30 К данные по скорости релаксации хорошо описываются зависимостью  $\Lambda = bT^{-q}$ , где  $q = 2,8 \pm 0,2$ . Поведение скорости релаксации поля-

ризации спина мюона в пределах ошибок совпадает с аналогичной зависимостью для образца  $p$ -типа, исследованного ранее [113], а также с результатами [114].

В отличие от кремния  $p$ -типа [113], в котором сдвиг частоты прецессии спина мюона не превышал экспериментальных ошибок (был определен только верхний предел:  $\Delta\omega/\omega < 10^{-3}$ ), в образце  $n$ -типа обнаружен [115] anomalно большой для немагнитных материалов сдвиг этой частоты. При 20 К  $\Delta\omega/\omega$  составляет  $7 \cdot 10^{-3}$ .

Зависимость  $\Delta\omega/\omega$  от температуры показана на рис.29,б. Видно, что сдвиг частоты прецессии спина мюона растет с понижением температуры, однако экспериментальные ошибки не позволяют определить аналитическую форму этой зависимости.

Так как кремний является диамагнетиком и наличие примеси ядра  $\text{Si}^{29}$ , обладающего ядерным магнитным моментом, не может приводить к релаксации спина мюона со скоростью более  $10^5 \text{ с}^{-1}$ , наблюдаемая релаксация и сдвиг частоты прецессии спина мюона могут быть обусловлены лишь парамагнетизмом электронной оболочки акцепторного центра, образованного мюонным атомом.

В кремнии  $\mu\text{Al}$  как акцепторный центр может находиться в ионизованном  $\mu\text{Al}^{-1}$  или в неионизованном  $\mu\text{Al}^0$  состояниях. В неионизованном состоянии электронная оболочка мюонного атома обладает отличным от нуля магнитным моментом.

В работе [117] рассмотрена кинетика процессов, происходящих при образовании мюонного атома в кремнии. В рамках предложенной модели мюонный атом образуется в ионизованном  $\mu\text{Al}^{-1}$  состоянии. К этому времени вокруг мюонного атома и вдоль трека мюона в пространстве с размерами до  $10^{-3}$  см концентрация дырок и свободных электронов достигает  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что обусловлено радиолизом среды при замедлении мюона и образовании мюонного атома. Как показано в [117], в этих условиях при  $T = 30 \text{ К}$   $\mu\text{Al}^{-1}$  за  $10^{-9}$  с, захватывая дырку, переходит в состояние  $\mu\text{Al}^0$ . Поскольку характерное время рекомбинации электронов и дырок (см., например, [109]) намного больше времени жизни мюона (среднее время жизни отрицательного мюона в кремнии составляет  $0,760 \cdot 10^{-6}$  с), можно полагать, что мюонный атом в кремнии до распада мюона будет находиться в состоянии  $\mu\text{Al}^0$  в кремнии  $n$ - и  $p$ -типа. В этом случае наблюдение релаксации спина мюона на частоте, близкой к частоте прецессии свободного спина во внешнем магнитном поле, возможно, если момент электронной оболочки мюонного атома релаксирует с частотой  $\nu \gg \Omega_{hf}$ .

Из ЭПР-исследований [106] получено, что в недеформированном кристалле кремния скорость релаксации момента электронной оболочки акцепторного центра при  $T \geq 4,2$  К превосходит  $10^{10} \text{ с}^{-1}$ .

В этих условиях зависимость скорости релаксации спина мюона в кремнии от  $\nu$  описывается формулой (20). Используя значения  $\Lambda$  при 15 К и частоты прецессии спина мюона в нулевом внешнем магнитном поле ( $\Omega_{hf}/2\pi = 6,5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  [111]), из формулы (20) получим, что скорость релаксации момента электронной оболочки мюонного атома (акцепторного центра) близка к  $10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Это значение не противоречит вышеприведенному пределу для  $\nu$ , который следует из ЭПР-экспериментов.

Экспериментальное значение сдвига частоты прецессии спина мюона существенно меньше, чем оценка ( $\Delta\omega/\omega$ ) по формуле (21). Этот факт является естественным, поскольку при настоящих экспериментальных условиях частота прецессии спина электрона во внешнем поле ( $\omega_e$ ) по порядку величины не превышает ширину электронных уровней парамагнитного центра (мюонного атома) с различными проекциями момента. С этой точки зрения представляют интерес эксперименты с использованием более сильных магнитных полей.

Основные результаты исследований поведения поляризации отрицательных мюонов в кремнии могут быть сформулированы следующим образом.

а) В диапазоне температур  $4,2 \div 300$  К остаточная поляризация мюонов в  $1s$ -состоянии кремния ( $n$ - и  $p$ -типа) [113—115] близка к максимально возможной по теории каскадной деполяризации. Этот факт свидетельствует об отсутствии механизмов, приводящих к потере поляризации мюона в  $1s$ -состоянии, в том числе не происходит смещения мюонного атома из узла решетки. Несмещенный из узла решетки мюонный атом в данном случае является акцепторным центром.

б) Ниже 30 К в кремнии  $n$ - и  $p$ -типа обнаружена релаксация спина мюона [113—115]. Как было установлено в [113], температурная зависимость скорости релаксации хорошо описывается выражением  $\Lambda \sim T^{-b}$ , где  $b = 2,7 \div 3,0$ . Практическое отсутствие зависимости скорости релаксации спина мюона от типа проводимости и от концентрации носителей заряда в образце указывает на то, что роль взаимодействия мюонного атома с носителями заряда не существенна. Зависимость типа  $T^{-3}$  для скорости релаксации может свидетельствовать в пользу фононного механизма релаксации момента электронной оболочки мюонного атома.

в) В работе [111] в кремнии была обнаружена осцилляция спина мюона в нулевом внешнем магнитном поле. Наблюдаемая частота осцилляции может быть интерпретирована как частота сверхтонкого взаимодействия  $\Omega_{hf}$ . Это позволяет по измеренному значению скорости релаксации спина



мюона определить скорость релаксации момента электронной оболочки мюонного атома и тем самым для акцепторной примеси Al в кремнии [113, 115]. Полученные результаты показывают, что использование  $\mu$ SR-метода позволяет определить скорость релаксации момента электронной оболочки акцепторного центра в недеформированном кристалле кремния, тогда как ЭПР-методом ее измерить не представляется возможным.

г) В кремнии *n*-типа обнаружен [115] сдвиг частоты прецессии спина мюона:  $\Delta\omega/\omega = (7 \pm 2) \cdot 10^{-3}$  при  $T = 15$  К. Существование сдвига частоты и его значение согласуются с теорией, если рассматривать даваемое теорией значение как верхний предел сдвига частоты. Как было отмечено, имеющиеся экспериментальные данные не позволяют однозначно определить механизм релаксации магнитного момента электронной оболочки мюонного атома (акцепторного центра). Также неясна роль взаимодействия мюонного атома с продуктами радиолиза среды. Расчеты [117] показывают, что это взаимодействие может быть существенным фактором, влияющим на поведение поляризации мюона в кремнии. Можно надеяться, что эти вопросы могут быть прояснены в последующих исследованиях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Р. Гаврин, Л. Ледерман и М. Вейнрих, установившие в 1957 г. несохранение пространственной четности в процессах рождения и распада мюонов, предсказали в своей статье, что поляризованные мюоны станут мощным инструментом для исследования магнитных полей в ядрах, атомах и межатомных областях. Спустя приблизительно 10 лет на синхротронном ЛЯП ОИЯИ начались интенсивные эксперименты по исследованию вещества с помощью мюонов. Особенно большой размах эти исследования приобрели в других центрах с начала 70-х годов после ввода в действие мезонных фабрик. В настоящее время исследования ведутся в PSI (Швейцария), TRIUMF (Канада), RAL (Великобритания), ОИЯИ (Дубна, Россия), ПИЯФ (Гатчина, Россия), BOOM/КЕК (Япония), LAMPF (США). Таким образом, был создан и развит новый перспективный метод изучения физических и химических свойств вещества.

В настоящем обзоре представлены только некоторые, наиболее важные результаты, полученные на фазотроне ОИЯИ. Из представленного материала видно, что мюоны могут успешно использоваться для исследований во многих областях физики твердого тела и химии. Они моделируют поведение однозарядной примеси (в частности, протона) в металлах, с их помощью исследуются магнитные явления в ферро- и антиферромагнетиках, изучаются сверхпроводники.  $\mu$ SR-метод позволяет изучать поведение водородоподобных примесных центров (роль которых играет мюоний) или других

примесных атомов (в качестве которых рассматриваются мюонные атомы) в полупроводниках. Весьма плодотворным оказывается применение мюонов для исследования кинетики химических реакций мюония, а следовательно, быстрых химических взаимодействий атомарного водорода. Имеется также множество других применений, о которых можно составить представление из материалов международных конференций, посвященных  $\mu SR$ -методу, [118], регулярно проводимых с 1977 г.

В заключение авторы выражают благодарность чл.-корр. РАН профессору В.П.Джелепову и доктору физ.-мат.наук В.В.Фильченкову за обсуждение настоящего обзора и полезные замечания, а также Г.Д.Соболевой за помощь в подготовке рукописи к публикации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schenck A. — Muon Spin Rotation Spectroscopy. Adam Hilger Ltd., Bristol and Boston, 1985;  
Смилга В.П., Белоусов Ю.М. — Мюонный метод исследования вещества. М.: Наука, 1991.
2. Никольский Б.А. — В сб.: Мезоны в веществе. ОИЯИ, Д1,2,14-10908, Дубна, 1977, с.246;  
Гуревич И.И., Никольский Б.А. — Эксперименты по физике положительного мюона, ИАЭ, 1976;  
Гуревич И.И. и др. — ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.110.
3. Евсеев В.С. и др. — Отрицательные мюоны в веществе. М.: Энергоиздат, 1985;  
Кириллов-Угрюмов В.Г. и др. — Атомы и мезоны. М.: Атомиздат, 1980.
4. Gurevich I.I., Makariyna L.A., Nikol'sky V.A. et al. — Phys. Lett., 1964, v.11, p.185.
5. Ахманов В.В., Гуревич И.И., Добрецов Ю.П. и др. — ЯФ, 1967, т.6, с.316.
6. Anderson P.W. — J. Phys. Soc. Japan, 1954, v.9, p.316.
7. Kubo R., Tomita K. — J. Phys. Soc. Japan, 1954, v.9, p.888.
8. Абрагам А. — Ядерный магнетизм. М.: ИИЛ, 1963, с.407.
9. Kubo R., Toyabe T. — Magnetic Resonance and Relaxation. Ed. R.Blinc, North-Holland, Amsterdam, 1967, p.810.
10. Фазотрон Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и его пучки. ОИЯИ, 9-92-232, Дубна, 1992.
11. Абазов В.М. и др. — Сообщения ОИЯИ 9-90-68, 9-90-69, Дубна, 1990.
12. Dodokhov V.H. et al. — Hyperfine Inter., 1990, v.65, p.1167.
13. Piper A.E. et al. — NIM, 1976, v.135, p.39.
14. Гаганов И.А., Гребинник В.Г., Дугинов В.Н., Жуков В.А. и др. — ОИЯИ, Д14-87-799, 1987, с.437.
15. Hughes V.W., Mecom D.W., Ziock K. et al. — Phys. Rev. Lett., 1960, v.5, p.63;  
Prepost R., Hughes V.W., Ziock K. — Phys. Rev. Lett., 1961, v.6, p.19.
16. Бабаев А.И., Балац М.Я., Мясничева Г.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1966, т.3, с.3.

17. Мяснищева Г.Г., Обухов Ю.В., Роганов В.С. и др. — ЖЭТФ, 1967, т.53, с.451.
18. Бабаев А.И., Балац М.Я., Мяснищева Г.Г. и др. — Бюллетень ОИПОТЗ, 1975, №48, с.2.
19. Андриянов Д.Г., Мяснищева Г.Г., Обухов Ю.В. и др. — ЖЭТФ, 1969, т.56, с.1195.
20. Носов В.Г., Яковлева И.В. — ЖЭТФ, 1962, т.43, с.1750.
21. Фирсов В.Г., Бяков В.М. — ЖЭТФ, 1964, т.47, с.1074.
22. Фирсов В.Г. — ЖЭТФ, 1965, т.48, с.1179.
23. Ивантер И.Г., Смилга В.П. — ЖЭТФ, 1968, т.54, с.559.
24. Ивантер И.Г., Смилга В.П. — ЖЭТФ, 1968, т.55, с.1521.
25. Fermi E. — Zs. Phys., 1930, v.60, p.320;  
Fermi E., Segre E. — Zs. Phys, 1923, v.82, p.729.
26. Gurevich I.I., Ivanter I.G., Makariyina L.A. et al. — Phys. Lett, 1969, v.B29, p.387.
27. Гуревич И.И., Ивантер И.Г., Мелешко Е.А. и др. — ЖЭТФ, 1971, т.60, с.471.
28. Birnbaum H.K., Wert C.A. — Berichte Buncen-Gesellschaft Physik. Chem., 1972, v.76, p.806.
29. Gurevich I.I., Meleshko E.A., Muratova I.A. et al. — Phys. Lett., 1972, v.A40, p.143;  
Гребинник В.Г., Гуревич И.И., Жуков В.А. и др. — ЖЭТФ, 1975, т.68, с.1548;  
Бюллетень «Открытия и изобретения», 1983, т.23, с.3.
30. Eichenauer W., Luser W., Witte H.W. — Zs. Metallkunde, 1965, v.56, p.287.
31. Katze L., Guinan M., Borg R.I. — Phys. Rev., 1971, v.B4, p.330.
32. Eichenauer W., Pebler A. — Zs. Metallkunde, 1957, v.48, p.373.
33. Ransley C.F., Talbot D.E. — Zs. Metallkunde, 1955, v.46, p.328.
34. Каган Ю.М., Клингер М.Л. — J. Phys., 1974, v.C7, p.2791.
35. Гребинник В.Г., Гуревич И.И., Жуков В.А. и др. — Препринт ИАЭ, 2635, 1976.
36. Гребинник В.Г., Гуревич И.И., Дидык А.Ю., Жуков В.А. и др. — В сб.: Мезоны в веществе. ОИЯИ, Д1,2,14-10908, Дубна, 1977, с.266.
37. Гребинник В.Г., Гуревич И.И., Жуков В.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1977, т.25, с.322.
38. Материалы  $\mu$ SR-конференций: Hyperfine Inter, 1990, v.64, p.615—748; 1994, v.85, p.3—122.
39. Foy M.L.G., Heiman N., Kossler W.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1973, v.30, p.1064.
40. Гуревич И.И., Климов А.И., Майоров В.Н. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1973, т.18, с.564.
41. Гуревич И.И., Климов А.И., Майоров В.Н. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1974, т.20, с.558.
42. Гуревич И.И., Климов А.И., Майоров В.Н. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1975, т.21, с.16.
43. Гуревич И.И., Климов А.И., Майоров В.Н. и др. — ЖЭТФ, 1975, т.69, с.439.

44. Гуревич И.И., Климов А.И., Майоров В.Н. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1975, т.69, с.1453.
45. Graf H., Kundig W., Patterson B.D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1976, v.37, p.1644.
46. Майоров В.Н., Никольский Б.А. — Препринт ИАЭ-2469, 1974.
47. Nishida N., Nagamine K., Hayano R.S. et al. — Journ. Phys. Soc, Japan, 1978, v.44, p.1131.
48. Keller J. — Hyperfine Inter., 1979, v.6, p.15.
49. Гуревич И.И., Климов А.И., Майоров В.Н. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1976, т.23, с.345.
50. Гребинник В.Г., Гуревич И.И., Жуков В.А. и др. — В сб.: Мезоны в веществе, ОИЯИ, Д1,2,14-10908, Дубна, 1977, с.261.
51. Гребинник В.Г., Гуревич И.И., Жуков В.А. и др. — ЖЭТФ, 1979, т.76, с.2178.
52. Барсов С.Г., Геталов А.Л., Гребинник В.Г. и др. — ЖЭТФ, 1983, т.84, с.1896.
53. Барсов С.Г., Геталов А.Л., Гребинник В.Г. и др. — ЖЭТФ, 1986, т.91, с.298.
54. Гребинник В.Г., Гуревич И.И., Жуков В.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, с.82.
55. Grebinnik V.G., Gurevich I.I., Zhukov V.A. et al. — Hyperfine Inter., 1979, v.6, p.103.
56. Гребинник В.Г., Гуревич И.И., Жуков В.А. и др. — ЖЭТФ, 1980, т.79, с.518.
57. Bednorz J.G., Muller K.A. — Z.Phys., 1986, v.B64, p.189.
58. Grebinnik V.G., Duginov V.N., Zhukov V.A. et al. — Physica C, 1989, v.162-164, p.145; Hyperfine Inter., 1990, v.61, p.1093.
59. Grebinnik V.G., Duginov V.N., Zhukov V.A. et al. — Progress in HTSC, 1990, v.21, p.563; World Scientific, Singapore.
60. Grebinnik V.G., Duginov V.N., Zhukov V.A. et al. — Hyperfine Inter., 1990, v.61, p.1085.
61. Grebinnik V.G., Duginov V.N., Zhukov V.A. et al. — Hyperfine Inter., 1990, v.61, p.1093.
62. Гуревич И.И., Климов А.И., Майоров В.Н. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.56.
63. Lines M.E. — J. Phys. Chem. Solide, 1970, v.31, p.101.
64. Aharony A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1988, v.60, p.1330.
65. Pinkus P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1964, v.13, p.21.
66. Barford W., Gunn J.M.F. — Physica, 1988, v.C156, p.512.
67. Fesenko V.I. et al. — Physica, 1991, v.C176, p.551.
68. Rammer J. — Europhys. Lett., 1988, v.5, p.77.
69. Uemura Y.J. et al. — Phys. Rev., 1988, v.B38, p.909; Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, p.2317; Phys. Rev. Lett., 1991, v.66, p.2665.
70. Weber M. et al. — Supercond. Sci. Technol., 1991, v.4, p.403.
71. Weber M. et al. — Physica C, 1991, v.185-189, p.749, 1093.
72. Maletta H. et al. — J. of Magnetism and Magnetic Materials, 1992, v.104, p.495.
73. Weber M. et al. — Phys. Rev. B, 1993, v.48, p.13022.
74. Бабаев А.И., Балац М.Я., Мясищева Г.Г. и др. — ЖЭТФ, 1966, т.50, с.877.

75. Мяснищева Г.Г., Обухов Ю.В., Роганов В.С. и др. — Химия высоких энергий, 1969, т.3, с.510.
76. Мяснищева Г.Г., Обухов Ю.В., Роганов В.С. и др. — Химия высоких энергий, 1967, т.1, с.390.
77. Мяснищева Г.Г., Обухов Ю.В., Роганов В.С. и др. — Химия высоких энергий, 1970, т.4, с.447.
78. Мяснищева Г.Г., Обухов Ю.В., Роганов В.С. и др. — Химия высоких энергий, 1967, т.1, с.387.
79. Кондратьев В.Н. — Кинетика химических газовых реакций. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
80. Бродский А.М., Левич В.Г., Толмачев В.В. — ДАН СССР, 1968, т.183, с.852.
81. Бродский А.М., Левич В.Г. — ДАН СССР, 1969, т.186, с.1344.
82. Минайчев Е.В., Мяснищева Г.Г., Обухов Ю.В. и др. — ЖЭТФ, 1974, т.66, с.1926.
83. Vyakov V.M., Chaplygin I.L., Dem'yanov A.V. et al. — Preprint ИТЕР N57-94, М., 1994.
84. Бяков В.М., Илюхина О.В., Кудинов В.И. и др. — Химия высоких энергий, 1995, т.29, с.230.
85. Anbar M., Neta P. — Intern. J. Appl. Radiation and Isotopes, 1965, v.16, p.227.
86. Андрианов Д.Г., Минайчев Е.В., Мяснищева Г.Г. и др. — ЖЭТФ, 1970, т.58, с.1896.
87. Wang J.S.-Y., Kittel C. — Phys. Rev., 1973, v.7B, p.713.
88. Андрианов Д.Г., Минайчев Е.В., Мяснищева Г.Г. и др. — Бюллетень ОИПОТЗ, 1982, №41, с.3.
89. Андрианов Д.Г., Обухов Ю.В., Фирсов В.Г. и др. — Доклады АН СССР, 1971, т.201, с.884.
90. Кудинов В.И., Минайчев Е.В., Мяснищева Г.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1975, т.21, с.49.
91. Андрианов Д.Г., Гончаров Л.А., Минайчев Е.В. и др. — Физика и техника полупроводников, 1976, т.10, с.1167.
92. Кудинов В.И., Минайчев Е.В., Мяснищева Г.Г. и др. — ЖЭТФ, 1976, т.70, с.2041.
93. Кудинов В.И., Минайчев Е.В., Мяснищева Г.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1977, т.25, с.331.
94. Андрианов Д.Г., Мяснищева Г.Г., Обухов Ю.В. и др. — Физика и техника полупроводников, 1978, т.12, с.161.
95. Андрианов Д.Г., Мяснищева Г.Г., Обухов Ю.В. и др. — Физика и техника полупроводников, 1978, т.12, с.202.
96. Гордеев В.А., Гордиенко Л.А., Илюхина О.В. и др. — ЯФ, 1994, т.57, с.1935.
97. Евсеев В.С. и др. — Журнал физической химии, 1983, т.57, с.86.
98. Джураев А.А. и др. — ЖЭТФ, 1972, т.62, с.1425.
99. Евсеев В.С., Мамедов Т.Н., Роганов В.С. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1978, т.27, с.249.

100. Евсеев В.С., Мамедов Т.Н., Роганов В.С. и др. — В сб.: Мезоны в веществе, ОИЯИ, Д1,2,14-10908, Дубна, 1977, с.322.
101. Nagamine S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1975, v.35, 5, p.308.
102. Баландин М.П., Евсеев В.С., Мамедов Т.Н. и др. — ЖЭТФ, 1983, т.84, с.1125.
103. Гуденаф Д. — Магнетизм и химическая связь: Пер. с англ. М.: Металлургия, 1968.
104. Горелкин В.Н., Смилга В.П. — ЖЭТФ, 1974, т.66, с.1201.
105. Горелкин В.Н., Котова Л.П. — ЖЭТФ, 1981, т.80, с.1677.
106. Людвиг Дж., Вудбери Г. — Электронный спиновый резонанс в полупроводниках. М.: Мир, 1964.
107. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. — Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972.
108. Metzner H. et al. — Phys. Rev., 1990, v.B.42, p.11419.
109. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. — Физические величины. Справочник под редакцией. М.: Энергоатомиздат, 1991.
110. Dzhuraev A.A., Evseev V.S. et al. — JETP, 1972, v.62, p.1424.
111. Koch M. et al. — Hyperfine Inter., 1990, v.65, p.1093.
112. Stammer Th., Abela R., Grund Th. et al. — Phys. Stat. Solid, 1993, v.137, p.381.
113. Mamedov T.N., Duginov V.N., Grebinnik V.G. et al. — Hyperfine Inter., 1994, v.87, p.717; ЯФ, 1993, т.56, с.29.
114. Beez W., Grund T.T., Hampele M. et al. — PSI Newsletter, 1993, Annex 1, p.125.
115. Горелкин В.Н., Гребинник В.Г., Грицай К.И. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1996, т.63, с.539.
116. Джрбашян В.А. — ЖЭТФ, 1959, т.36, с.277;  
Шмушкевич И.М. — ЖЭТФ, 1959, т.36, с.645;  
Бухвостов А.П. — ЯФ, 1969, т.9, с.107.
117. Gorelkin V.N., Mamedov T.N., Rubtsov D.V. — Hyperfine Inter. (C), 1996, v.1, p.191.
118. Мюоны и пионы в веществе. ОИЯИ, Д1,2,14,-10908, Дубна, 1977; D14-87-799, Дубна, 1987; D13,14,15-95-49, Дубна, 1995.  
Hyperfine Inter. 1978, v.6; 1980, v.8; 1983, v.17-19; 1986, v.31-32; 1990, v.63-65; 1993, v.85-87.