

**МАТЕРИАЛЫ, ПОСВЯЩЕННЫЕ ШЕСТИДЕСЯТИЛЕТИЮ  
= ИНСТИТУТА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ (ИТЭФ) =  
ЯДРА**

**БЕТА-ЯМР-СПЕКТРОСКОПИЯ.  
СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ**

© 2006 г. Ю. Г. Абов, А. Д. Гулько, Ф. С. Дзепаров\*

*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10.08.2005 г.; после доработки 31.10.2005 г.

Излагаются общие основы метода  $\beta$ -ЯМР-спектроскопии, основные типы исследований, проведенных к настоящему времени, и возможные новые направления.

PACS: 01.65.+g, 23.40.-s, 25.40.Lw

**ВВЕДЕНИЕ**

Угловое распределение ядерного  $\beta$ -излучения в случае разрешенных  $\beta$ -переходов, вследствие нарушения пространственной четности, скоррелировано с ядерной поляризацией:

$$w(\vartheta) = 1 + \alpha_0 P \cos \vartheta. \quad (1)$$

Здесь  $\vartheta$  — угол между направлением поляризации  $P$   $\beta$ -активного ядра ( $\beta$ -ядра) и направлением вылета  $\beta$ -частицы, а  $\alpha_0 \propto 0.1$  — ядерная константа. Ядерная поляризация подвержена существенному влиянию сверхтонких и диполь-дипольных взаимодействий, поэтому, создавая в веществе поляризованные  $\beta$ -ядра и исследуя зависимость углового распределения их  $\beta$ -излучения от времени, внешнего постоянного и радиочастотного магнитных полей, температуры, давления и прочих экспериментально контролируемых параметров, можно изучать процессы, влияющие на окружение  $\beta$ -ядер. Широкое использование в подобных исследованиях внешних магнитных полей (постоянного и переменного) роднит их с ядерным магнитным резонансом (ЯМР). Впервые подобные эксперименты были предложены [1] и применены [2, 3] для изучения спинов и квадрупольных моментов  $\beta$ -ядер, а впоследствии метод магнитного резонанса и релаксации поляризованных  $\beta$ -активных ядер ( $\beta$ -ЯМР) стал мощным средством для исследования конденсированных сред вообще и спиновой динамики, в частности [4–9].

Существуют и другие родственные методы, использующие радиоактивные ядра как зонды для исследования конденсированных сред. Наиболее развиты среди них  $\mu$ SR-спектроскопия (являющаяся частным случаем  $\beta$ -ЯМР, где в качестве  $\beta$ -ядер выступают мюоны), метод возмущенных угловых

корреляций и распределений  $\gamma$ -излучения и эффект Мессбауэра [10, 11]. Существенное отличие этих методов (часть которых возникла несколько раньше) от  $\beta$ -ЯМР состоит в том, что угловое распределение  $\gamma$ -излучения в основном скоррелировано не с поляризацией, а с выстроенностью ядер и со спин-тензорами четвертого ранга, что делает практически невозможным исследование эффектов, связанных с перераспределением некоторых плотностей интегралов движения. Важным примером такого процесса является перенос ядерной поляризации в окружающей среде. В остальном все эти методы концептуально близки и между собой, и с методом ЯМР на стабильных ядрах. Как правило, они не конкурируют, а дополняют друг друга вследствие ограниченности числа ядер, реально доступных для исследований.

В настоящее время  $\beta$ -ЯМР существует в двух модификациях, определяемых способом производства  $\beta$ -ядер. В первой из них используются ( $n, \gamma$ )-реакции на тепловых поляризованных нейтронах от ядерных реакторов. Этот метод применяют группы ИТЭФ и Ганновера–Юлиха. Во второй модификации используются реакции с заряженными частицами, полученными на ускорителях. Этот метод распространен шире, соответствующие установки работают в ЦЕРНе, США, Германии, Бельгии, Японии и Китае.

К особенностям (которые, как правило, являются преимуществами)  $\beta$ -ЯМР на тепловых поляризованных нейтронах относятся следующие:

- а) в начальном состоянии  $\beta$ -ядра имеют чисто дипольную поляризацию;
- б)  $\beta$ -ядра производятся практически во всем объеме образцов;
- в) падающие нейтроны не вносят существенных возмущений в исследуемые материалы.

$\beta$ -Ядра, полученные на ускорителях, при проникновении в образцы производят существенные

\*E-mail: dzheparov@itep.ru

К ШЕСТИДЕСЯТИЛЕТИЮ ИНСТИТУТА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ (ИТЭФ)

БЕТА-ЯМР-СПЕКТРОСКОПИЯ.  
СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

© 2006 г. Ю. Г. Абов, А. Д. Гулько, Ф. С. Дзепаров\*

*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10.08.2005 г.; после доработки 31.10.2005 г.

Излагаются общие основы метода  $\beta$ -ЯМР-спектроскопии, основные типы исследований, проведенных к настоящему времени, и возможные новые направления.

PACS: 01.65.+g, 23.40.-s, 25.40.Lw

ВВЕДЕНИЕ

Угловое распределение ядерного  $\beta$ -излучения в случае разрешенных  $\beta$ -переходов, вследствие нарушения пространственной четности, скоррелировано с ядерной поляризацией:

$$w(\vartheta) = 1 + \alpha_0 P \cos \vartheta. \quad (1)$$

Здесь  $\vartheta$  — угол между направлением поляризации  $P$   $\beta$ -активного ядра ( $\beta$ -ядра) и направлением вылета  $\beta$ -частицы, а  $\alpha_0 \propto 0.1$  — ядерная константа. Ядерная поляризация подвержена существенному влиянию сверхтонких и диполь-дипольных взаимодействий, поэтому, создавая в веществе поляризованные  $\beta$ -ядра и исследуя зависимость углового распределения их  $\beta$ -излучения от времени, внешнего постоянного и радиочастотного магнитных полей, температуры, давления и прочих экспериментально контролируемых параметров, можно изучать процессы, влияющие на окружение  $\beta$ -ядер. Широкое использование в подобных исследованиях внешних магнитных полей (постоянного и переменного) роднит их с ядерным магнитным резонансом (ЯМР). Впервые подобные эксперименты были предложены [1] и применены [2, 3] для изучения спинов и квадрупольных моментов  $\beta$ -ядер, а впоследствии метод магнитного резонанса и релаксации поляризованных  $\beta$ -активных ядер ( $\beta$ -ЯМР) стал мощным средством для исследования конденсированных сред вообще и спиновой динамики, в частности [4–9].

Существуют и другие родственные методы, использующие радиоактивные ядра как зонды для исследования конденсированных сред. Наиболее развиты среди них  $\mu$ SR-спектроскопия (являющаяся частным случаем  $\beta$ -ЯМР, где в качестве  $\beta$ -ядер выступают мюоны), метод возмущенных угловых

корреляций и распределений  $\gamma$ -излучения и эффект Мессбауэра [10, 11]. Существенное отличие этих методов (часть которых возникла несколько раньше) от  $\beta$ -ЯМР состоит в том, что угловое распределение  $\gamma$ -излучения в основном скоррелировано не с поляризацией, а с выстроенностью ядер и со спин-тензорами четвертого ранга, что делает практически невозможным исследование эффектов, связанных с перераспределением некоторых плотностей интегралов движения. Важным примером такого процесса является перенос ядерной поляризации в окружающей среде. В остальном все эти методы концептуально близки и между собой, и с методом ЯМР на стабильных ядрах. Как правило, они не конкурируют, а дополняют друг друга вследствие ограниченности числа ядер, реально доступных для исследований.

В настоящее время  $\beta$ -ЯМР существует в двух модификациях, определяемых способом производства  $\beta$ -ядер. В первой из них используются ( $n, \gamma$ )-реакции на тепловых поляризованных нейтронах от ядерных реакторов. Этот метод применяют группы ИТЭФ и Ганновера–Юлиха. Во второй модификации используются реакции с заряженными частицами, полученными на ускорителях. Этот метод распространен шире, соответствующие установки работают в ЦЕРНе, США, Германии, Бельгии, Японии и Китае.

К особенностям (которые, как правило, являются преимуществами)  $\beta$ -ЯМР на тепловых поляризованных нейтронах относятся следующие:

- а) в начальном состоянии  $\beta$ -ядра имеют чисто дипольную поляризацию;
- б)  $\beta$ -ядра производятся практически во всем объеме образцов;
- в) падающие нейтроны не вносят существенных возмущений в исследуемые материалы.

$\beta$ -Ядра, полученные на ускорителях, при проникновении в образцы производят существенные

\*E-mail: dzheparov@itep.ru

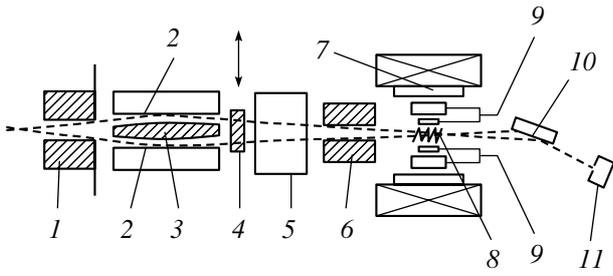


Рис. 1. Блок-схема  $\beta$ -ЯМР-спектрометра ИТЭФ.

повреждения, а их спиновая матрица плотности в начальном состоянии содержит тензорные поляризации. В то же время на ускорителях можно произвести  $\beta$ -ядра большего числа химических элементов, и этот метод, безусловно, удобен для исследования поверхностей. Здесь необходимо подчеркнуть, что радиационные дефекты всегда сопутствуют исследованиям с радиоактивными ядрами. Они важны и в  $\beta$ -ЯМР на поляризованных нейтронах. Этот вопрос будет несколько подробнее рассмотрен ниже.

К преимуществам  $\beta$ -ЯМР перед стандартным ЯМР можно отнести:

а) высокую чувствительность метода, позволяющую вести измерения на  $N \sim 10^6 - 10^8$   $\beta$ -ядрах в образце;

б) независимость чувствительности метода от величины внешнего магнитного поля, что особенно проявляется в возможности проведения релаксационных исследований в любых полях, в том числе и малых;

в) отсутствие необходимости применения радиочастотных полей для релаксационных измерений, что исключительно важно при работе с металлическими образцами и образцами, помещенными в металлические контейнеры;

г) наличие у ряда  $\beta$ -ядер квадрупольных моментов при отсутствии их у ядер стабильных изотопов (например,  $^{20}\text{F}$ ,  $^{108}\text{Ag}$ ,  $^{110}\text{Ag}$ ).

Настоящий обзор в основном посвящен исследованиям в рамках реакторного  $\beta$ -ЯМР. Главное внимание уделено работам, выполненным в ИТЭФ.

## 1. НАЧАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ $\beta$ -ЯДЕР

Пусть  $\beta$ -ядра образуются в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых поляризованных нейтронах, причем длительность реакции  $\tau_R$  много меньше, чем все существенные времена деполаризации, вследствие взаимодействия  $\beta$ -ядра с его окружением. Примеры таких реакций:  $^7\text{Li}(n, \gamma)^8\text{Li}$ ,  $^{11}\text{B}(n, \gamma)^{12}\text{B}$ ,  $^{19}\text{F}(n, \gamma)^{20}\text{F}$ ,  $^{109}\text{Ag}(n, \gamma)^{110}\text{Ag}$ . Тепловой нейтрон вступает в реакцию с нулевым орбитальным

моментом. Начальную матрицу плотности системы ядро + нейтрон можно записать как  $\rho_{\text{in}} = \rho_N \rho_n$ , где  $\rho_N$  и  $\rho_n$  — матрицы плотности ядра и нейтрона соответственно. Единственный векторный параметр в задаче — это поляризация нейтрона  $\mathbf{p}_n = \text{Tr}\{\mathbf{S}\rho_n\}$ , входящая в спиновую часть  $\rho_s = (1 + 4\mathbf{p}_n \cdot \mathbf{S})/2$  нейтронной матрицы. В результате реакции система оказывается в состоянии  $\rho_f = R\rho_{\text{in}}R^+$ , где  $R$  — унитарная матрица, дающая полное описание реакции. Поэтому спиновое состояние  $\beta$ -ядра сразу после этого процесса имеет вид

$$\rho_0 = \text{Tr}\{\rho_f\}_A = \frac{1}{2I+1} (1 + 3\mathbf{I} \cdot \mathbf{P}/[I(I+1)]). \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{I}$  — спин  $\beta$ -ядра, а  $\text{Tr}\{\dots\}_A$  означает взятие следа по всем переменным, кроме  $\mathbf{I}$ . Отсюда очевидно, что поляризация  $\beta$ -ядра  $\mathbf{P} = \text{Tr}\{\mathbf{I}\rho_0\} = a\mathbf{p}_n$  пропорциональна поляризации нейтрона в силу линейности связи  $\rho_0$  и  $\rho_{\text{in}}$ . Расчет по более детальным формулам из [1] показывает, что, как правило,  $P$  близко к значению  $P_{\text{max}} = (I+1)/3$ , которое является максимально возможным для дипольно-поляризованных состояний: при  $P > P_{\text{max}}$  правая часть (2) не является неотрицательно-определенной. Для сравнения укажем, что, например, поляризация ядер  $^8\text{Li}$  в поле  $H_0 = 10^4$  Гс при  $T = 300$  К составляет  $P_T = 2 \times 10^{-6} = 2 \times 10^{-6} P_{\text{max}}$ .

Для дальнейшего обсуждаемое угловое распределение  $\beta$ -излучения ансамбля  $\beta$ -ядер, созданных в момент времени  $t = 0$ , удобно представить в виде

$$w(\vartheta, t) = 1 + \alpha P_0(t) p_n \cos \vartheta. \quad (3)$$

Здесь ядерная поляризация  $P_0(t)$  нормирована условием  $P_0(t=0) = 1$ , а  $p_n$  есть проекция нейтронной поляризации на внешнее постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси  $z$ .

## 2. $\beta$ -ЯМР-СПЕКТРОМЕТР НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНАХ

Блок-схема  $\beta$ -ЯМР-спектрометра ИТЭФ, расположенного в настоящее время на горизонтальном канале реактора МИФИ [8, 12], представлена на рис. 1. Показаны следующие элементы: 1 — коллиматор нейтронов, расположен в канале реактора и имеет длину 1 м при поперечном сечении  $8 \times 1.5$  см; 2 — поляризатор нейтронов, состоит из двух намагниченных кобальтовых зеркал, каждое длиной 2 м и высотой 11 см, обращенных друг к другу отражающими зеркальными поверхностями; 3 — поглотитель прямого пучка и  $\gamma$ -квантов, сделан из нержавеющей стали; 4 — прерыватель пучка поляризованных нейтронов, обеспечивает

импульсное нейтронное облучение образца; 5 — спин-флиппер, предназначен для переориентации поляризации нейтронов, состоит из поворотного магнита, образующего ведущее магнитное поле  $\sim 50$  Гс (которое адиабатически поворачивает спин нейтрона на  $\pm 90^\circ$  от вертикального направления), и фольги с током, создающей быстрое, неадиабатическое, изменение направления ведущего магнитного поля на  $180^\circ$ ; эффективность реверса поляризации — практически 100%; 6 — коллиматоры, ограничивающие отраженные нейтроны и магниты, которые создают ведущее магнитное поле, поддерживающее заданную ориентацию нейтронных спинов; 7 — электромагнит с зазором 14 см, создающий на образце постоянное внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$ ; 8 — образец, расположенный в центре зазора электромагнита между  $\beta$ -счетчиками 9; для приложения радиочастотного поля на образец наматывается проволочная катушка; при необходимости образец помещается в криостат или термостат; 9 — два сцинтилляционных счетчикателескопа для регистрации электронов, испущенных  $\beta$ -ядрами вдоль и против направлений ядерной поляризации; каждый счетчик состоит из толстого (20 мм) и тонкого (1 мм) сцинтилляционных детекторов, включенных на совпадения для уменьшения фона; 10 — анализатор пучка нейтронов, отраженных от поляризатора, представляет собой намагниченное кобальтовое зеркало длиной  $\approx 20$  см, находящееся, как и поляризатор, в магнитном поле  $\approx 600$  Гс; 11 — счетчик нейтронов для измерения пространственного распределения нейтронного пучка, измерения его поляризации и мониторингования.

Вся работа спектрометра, включая сбор и первичную обработку данных, управляется с помощью ЭВМ. Последние измерения проводились согласно описанной ниже временной программе.

При определенном направлении нейтронной поляризации на время  $\tau_{\text{irr}} \sim T_{1/2}$  открывается прерыватель пучка, и нейтронное облучение производит в образце  $\beta$ -ядра. Одновременно регистрируется  $\beta$ -излучение счетчиками-телескопами, передающими информацию на многоканальный временной анализатор с шириной окна  $\Delta t \sim 0.1T_{1/2}$ . Затем прерыватель перекрывает пучок, образование  $\beta$ -ядер прекращается, и происходит только их распад. Регистрация  $\beta$ -излучения продолжается еще в течение времени  $\tau_{\text{obs}} \sim (4-5)T_{1/2}$  после прерывания пучка. Данные заносятся в память ЭВМ. Далее, с помощью спин-флиппера направление поляризации нейтронов изменяется на противоположное и описанный полуцикл измерения повторяется. При этом данные накапливаются в других ячейках памяти ЭВМ. Так, например, в случае работы на  $\beta$ -ядрах  ${}^8\text{Li}$  ( $T_{1/2} = 0.84$  с) полный цикл измерения

(два полуцикла) занимает 16 с. Эксперимент продолжается до достижения необходимой статистической точности в измеряемых параметрах.

Асимметрия  $\beta$ -излучения за интервал времени измерения  $\Delta t_k = t_k - t_{k-1}$  составляет

$$\varepsilon_k = (N_{\uparrow}^k - N_{\downarrow}^k) / (N_{\uparrow}^k + N_{\downarrow}^k), \quad (4)$$

где  $N_{\uparrow(\downarrow)}^k$  — количество  $\beta$ -частиц, попавших за это время в счетчик, если нейтроны имели поляризацию вдоль (против) поля  $\mathbf{H}_0$ . Если в образце есть только один сорт  $\beta$ -ядер, то

$$N_{\uparrow}^k + N_{\downarrow}^k = b_1 \int_{-\infty}^{t_k} j_n(\tau) d\tau \int_{t_{k-1}}^{t_k} e^{-\lambda(t-\tau)} \vartheta(t-\tau) dt, \quad (5)$$

$$N_{\uparrow}^k - N_{\downarrow}^k = b_2 \int_{-\infty}^{t_k} j_p(\tau) d\tau \int_{t_{k-1}}^{t_k} e^{-\lambda(t-\tau)} P_0(t-\tau) \times \vartheta(t-\tau) dt.$$

Здесь  $P_0(t)$  определено в (3);  $\vartheta(t)$  — функция Хэвисайда;  $b_1$  и  $b_2$  — числовые константы;  $j_n(\tau)$  — поток нейтронов на образце,  $j_p(\tau)$  — вносимый им поток нейтронной поляризации, а  $\lambda$  — скорость  $\beta$ -распада. Если образуется несколько сортов  $\beta$ -активных ядер, то используется очевидное обобщение этих формул.

В отсутствие переменных магнитных полей вся зависимость  $P_0(t)$  определяется релаксационными процессами, и в простейшем случае экспоненциальной кинетики  $P_0(t) = \exp(-t/T_1)$ . Количество  $\beta$ -ядер всегда столь мало, что теоретическое описание строится для одного  $\beta$ -ядра в образце. В частности, все представления спин-температурной теории имеют здесь очень ограниченное применение; поэтому  $T_1$  может существенно отличаться от времени продольной релаксации в обычном ЯМР. Один из ярких примеров — спин-решеточная релаксация в изоляторах. Существенный вклад в нее вносит релаксация через парамагнитные примеси, реализующаяся путем спин-диффузионного переноса намагниченности. Для  $\beta$ -ядер этот процесс практически отсутствует. Тем не менее и при наличии переменного резонансного поля в случае однородного магнитного уширения деполяризация моноэкспоненциальна:  $P_0(t) = \exp(-(W + 1/T_1)t)$ , причем скорость насыщения определяется стандартной формулой  $W = \pi\omega_1^2 g(\Delta)$ , где  $\omega_1$  — амплитуда вращающегося монохроматического поля,  $\Delta$  — отклонение его частоты от резонансной, а  $g(\Delta)$  — функция формы линии резонанса. На основе данного соотношения эта функция

была впервые детально измерена в уникально широкой области  $g(\Delta) \geq 10^{-5}g(0)$  [7, 13, 14]. Как обычно [15], в правильном кубическом кристалле

$$g(\Delta) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(i\Delta t) \text{Tr} \{ I_0^+(t) I_0^- \} / \text{Tr} \{ I_0^+ I_0^- \}, \quad (6)$$

где зависимость спина  $\beta$ -ядра  $I_0$  от времени определяется секулярной частью диполь-дипольных взаимодействий. Вблизи вершины при  $\Delta \lesssim \omega_l$  форма линии была почти гауссовой:  $g(\Delta) = \exp(-\Delta^2/(2\omega_l^2))/(\sqrt{2\pi}\omega_l)$ , причем  $\omega_l^2$  не отличалась от теоретического значения второго момента, но по мере роста  $\Delta/\omega_l$  зависимость  $g(\Delta)$  переходила в простую экспоненту. Этот результат послужил основой для изучения вклада коллективных движений в экспоненциальное крыло линии [7, 14, 16]. Однако существует много случаев, когда деполяризация  $\beta$ -ядер не моноэкспоненциальна. К простейшим примерам относится резонансная деполяризация при наличии неоднородного уширения или расщепления спектра. Среди сложных примеров — деполяризация при спин-диффузионном переносе поляризации в неупорядоченной системе  $^8\text{Li}-^6\text{Li}$ . Этот процесс важен с концептуальной точки зрения и будет далее рассмотрен подробнее.

### 3. ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

Диапазон характерных энергий  $\gamma$ -переходов, существенных в  $(n, \gamma)$ -реакциях, составляет от десятков кэВ до нескольких МэВ. Поэтому в момент своего образования  $\beta$ -ядра могут приобрести энергию отдачи порядка сотен эВ (как в случае ядра  $^8\text{Li}$ ) или оказаться в состоянии с ободранной электронной оболочкой, если  $\gamma$ -переходы имеют немалый коэффициент внутренней конверсии, как, например, у ядер  $^{108}\text{Ag}$  и  $^{110}\text{Ag}$ . Типичная энергия, необходимая для образования диамагнитного точечного дефекта типа вакансии или междоузлия, обычно оценивается в 25 эВ. Ядро с ионизованной электронной оболочкой притягивает к себе соседние электроны, что может вести к сложной перестройке структуры вещества в его окрестности. В результате производство  $\beta$ -ядер в конденсированных средах всегда сопровождается образованием вблизи них радиационных дефектов. В свою очередь дефекты посредством сверхтонких взаимодействий влияют на зависимость ядерной поляризации от времени и прочих контролируемых параметров. Поэтому всякое исследование  $\beta$ -ЯМР должно начинаться с выяснения вопроса о роли этих послераспадных эффектов (aftereffects). Так, например, исследования, проведенные

группой ИТЭФ в 1970–1980 гг., показали, что послераспадные эффекты в кристаллах LiF проявляются при достаточно низких температурах и практически отсутствуют при комнатных и более высоких температурах [5, 17, 18]. Это определило возможность дальнейших работ группы ИТЭФ по исследованию коллективных эффектов в ядерной спиновой динамике при комнатной температуре.

Рассмотрим типичные проявления радиационных дефектов, создаваемых  $\beta$ -ядрами  $^8\text{Li}$  в кристалле LiF. Время полураспада  $T_{1/2} = 0.84$  с. Пусть нейтроны падают на образец короткими импульсами с длительностью  $\tau_{\text{irr}} \sim 0.2$  с, а в промежутках между этими импульсами измеряется асимметрия  $\varepsilon(t)$  с временным разрешением  $\Delta t \approx 0.1$  с. Здесь время  $t \sim 1$  с отсчитано от конца нейтронного импульса. Наблюдаемая зависимость имеет вид

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \exp(-t/T_1), \quad (7)$$

причем оказалось, что как  $\varepsilon_0$ , так и  $T_1$  зависят от температуры  $T$  и внешнего магнитного поля  $H_0$ . Наличие зависимости  $T_1(T, H_0)$  не удивительно с точки зрения стандартного магнитного резонанса, а существование зависимости  $\varepsilon_0(T, H_0)$  является новым эффектом, означающим, что в системе происходит еще один (быстрый) релаксационный процесс на масштабе  $t \lesssim \tau_0 \ll \tau_{\text{irr}}$ . Существенно, что при комнатной температуре  $\varepsilon_0(T = 300 \text{ К})$  практически не зависит от  $H_0$ , а  $\varepsilon_0(H_0 = 3 \text{ кГс})$  не зависит от температуры, причем  $\varepsilon_0(T = 300 \text{ К}) = \varepsilon_0(H_0 = 3 \text{ кГс})$ . Поэтому быстрая релаксация произведена радиационными дефектами, которые: а) при комнатной температуре отжигаются за время, много меньшее, чем характерное время вызываемой ими релаксации, и б) частота, соответствующая их взаимодействиям с  $\beta$ -ядрами, много меньше ларморовской частоты в поле 3 кГс [5, 17]. Реальная картина явления была осложнена влиянием кросс-релаксационных процессов, причем в области  $50 < H_0 < 150$  Гс преобладала трехспиновая кросс-релаксация  $^8\text{Li}-^{19}\text{F}$ , изученная впервые для стабильных ядер в [19], а при больших полях  $150 < H_0 < 5000$  Гс была существенна двухспиновая флип-флоп кросс-релаксация  $^8\text{Li}-^6\text{Li}$ , которая, по-видимому, наблюдалась впервые при столь больших  $H_0$ . Действительно, измерения двухспиновой кросс-релаксации для стабильных ядер возможны только в очень малых полях  $H_0 \lesssim 30$  Гс вследствие большой разности  $g$ -факторов ядер, участвующих в переходе, а для ядер  $^8\text{Li}$  и  $^6\text{Li}$  разность  $g$ -факторов уникально мала:  $\Delta g/g \approx 0.006$ .

Для получения более детальных выводов были проведены измерения спектров  $\beta$ -ЯМР [5, 18] и

сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями теоретических моделей [20–23]. По совокупности проведенных исследований был сделан вывод, что в кристалле LiF вблизи  $\beta$ -ядер образуются диамагнитные дефекты — вакансии лития и фтора, были оценены константы квадрупольного электрического взаимодействия с ними и параметры отжига этих дефектов. В силу кубической симметрии кристалла предполагалась простейшая форма для гамильтониана квадрупольного взаимодействия с точечным дефектом:

$$H_Q = \beta_Q \left( \mathbf{I} \cdot \mathbf{n} - \frac{1}{3} I(I+1) \right), \quad (8)$$

где единичный вектор  $\mathbf{n}$  направлен от  $\beta$ -ядра к дефекту. Для взаимодействий с ближайшими вакансиями фтора и лития были получены значения  $\beta_{QF} = 2\pi \cdot 47(5)$  кГц [5, 17] и  $\beta_{QL} = 2\pi \cdot 11.7(4)$  кГц [5, 18] соответственно. Эти дефекты отжигались практически уже при  $T = 200$  К.

Радиационные дефекты, производимые ядрами  $^{20}\text{F}$  во фторидах щелочноземельных металлов, были изучены в работах [4, 24, 25]. Энергия отдачи для этих ядер достигает 1.2 кэВ. Авторы [4, 24, 25] пришли к выводу, что в кубических кристаллах  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$  и  $\text{BaF}_2$  вблизи  $\beta$ -ядер  $^{20}\text{F}$  образуются точечные дефекты, влияние которых было заметно даже при комнатной температуре, а наведенное ими сверхтонкое взаимодействие имело порядок 0.3–1 кГц. В частности, в  $\text{CaF}_2$  реализуется  $\beta_Q = 2\pi \cdot 250(13)$  кГц.

Существенное влияние радиационных дефектов было зафиксировано при гелиевых температурах и в галоидах серебра [5, 26, 27]. Исследования при более высоких температурах оказались невозможны вследствие очень быстрой спин-решеточной релаксации.

Теоретические оценки влияния квадрупольных электрических взаимодействий, наведенных дефектами, проводились на основе ряда аппроксимаций. Точное решение подобных задач невозможно до сих пор. Основные ограничения состояли в том, что взаимодействия с дефектами рассматривались либо в рамках теории возмущений, либо взаимодействие учитывалось точно, но только для дефектов, попадающих в положение ближайшего соседа к  $\beta$ -ядру [17, 21]. Подобные ограничения существуют и в расчетах влияния магнитных сверхтонких взаимодействий [20, 22, 23]. В то же время экспериментальные исследования всегда недостаточно полны, поэтому было бы интересно провести аналогичные исследования на современном уровне с большей детализацией полевых, температурных и ориентационных зависимостей. Существенно, что современные компьютеры представляют намного

большие возможности для моделирования необходимых процессов, чем те, что были доступны в 70-е годы. Возможно, что при этом удалось бы однозначно решить вопрос о том, действительно ли отжиг вакансий фтора не замораживается при гелиевых температурах [5, 18]. Другой задачей, которая, на наш взгляд до сих пор не получила исчерпывающего решения, является полное убедительное описание дефектообразования в галоидах серебра [5, 23, 27].

#### 4. ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ ЯДЕРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В МОДЕЛЬНОЙ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЕ $^8\text{Li}-^6\text{Li}$

Гиромагнитные отношения ядер  $^8\text{Li}$  и  $^6\text{Li}$  уникально близки —  $\Delta g/g = 0.006$ . Поэтому в кристалле LiF при комнатной температуре в полях 150–5000 Гс деполяризация  $\beta$ -ядер  $^8\text{Li}$  происходит в основном путем флип-флоп-переходов со стабильными ядрами  $^6\text{Li}$ , которые присутствуют с малой концентрацией  $c \ll 1$  как изотопическая примесь в матрице  $^7\text{Li}^{19}\text{F}$ . Эти переходы сопровождаются переносом поляризации по ядрам  $^6\text{Li}$  и частичным ее возвратом назад на  $^8\text{Li}$ . Спин-спиновые (кросс-релаксационные) перевороты с другими ядрами ( $^7\text{Li}$  и  $^{19}\text{F}$ ) заметны в меньших полях, но при  $H_0 > 150$  Гс они практически ненаблюдаемы. В типичных условиях ядра  $^8\text{Li}$  и  $^6\text{Li}$  распределены по узлам литиевой подрешетки кристалла случайным образом. Поэтому система ядер  $^8\text{Li}-^6\text{Li}$  в LiF является прекрасной модельной системой для изучения процесса делокализации ядерной поляризации в неупорядоченной среде. Этот факт был выявлен в работах [17, 28], а первое теоретическое исследование процесса проведено в [29]. В настоящее время наиболее интересной представляется область концентраций изотопов  $^6\text{Li}$   $c = 3-10\%$ . При таких концентрациях: а) процесс имеет эффективную скорость  $\beta$  (определенную ниже в (14)), достаточно большую для того, чтобы на временах  $t \sim T_{1/2}$  существенно проявилась неэкспоненциальность деполяризации  $\beta$ -ядер  $^8\text{Li}$ , и б) флуктуации скоростей переходов заметно превышают их средние значения, поэтому система является существенно неупорядоченной.

В работе [30] было показано, что в рамках современных представлений при фиксированной конфигурации примесей процесс должен с высокой точностью описываться кинетическими уравнениями, сформулированными в [29]:

$$\frac{\partial p_{i0}}{\partial t} = - \sum_k (\nu_{ji} p_{i0} - \nu_{ij} p_{j0}), \quad (9)$$

$$p_{i0}(t=0) = \delta_{i0},$$

где  $p_{i0} = \langle I_i^z \rangle$  — квантово-статистическое среднее значение  $z$ -компоненты спина (поляризация)  $i$ -го ядра из системы  ${}^8\text{Li}$ – ${}^6\text{Li}$ . Здесь принято, что  $\beta$ -ядро  ${}^8\text{Li}$  со спином  $I_0 \equiv I = 2$  находится в узле  $\mathbf{r}_0 = 0$ , а ядра  ${}^6\text{Li}$  со спинами  $I_{j \neq 0} \equiv S = 1$  расположены в узлах  $\mathbf{r}_j \neq 0$ . Суммирование в (9) ведется только по примесным ядрам  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^8\text{Li}$ . Скорости  $\nu_{ij}$  элементарных переходов имеют вид:

$$\nu_{j0} = \nu_1 \left( \frac{1 - 3 \cos^2 \theta_{j0}}{(r_j/d)^3} \right)^2, \quad \nu_{0j} = \xi \nu_{j0}, \quad (10)$$

$$\nu_1 = \frac{\pi}{6} S(S+1) \left( \frac{g_I g_S \beta_n^2}{\hbar d^3} \right)^2 g_{j0}(\Delta),$$

$$\nu_{ij} = \nu_0 \left( \frac{1 - 3 \cos^2 \theta_{ij}}{(r_{ij}/d)^3} \right)^2, \quad (11)$$

$$\nu_0 = \frac{\pi}{6} S(S+1) \left( \frac{g_S^2 \beta_n^2}{\hbar d^3} \right)^2 g_{ij}(0), \quad i \neq 0 \neq j,$$

причем  $\nu_{jj} = 0$ . Здесь  $\xi = I(I+1)/[S(S+1)]$ ;  $g_I = 0.8267$  и  $g_S = 0.8220$  —  $g$ -факторы ядер  ${}^8\text{Li}$  и  ${}^6\text{Li}$  соответственно;  $\beta_n$  — ядерный магнетон;  $\theta_{ij}$  — угол между внешним полем  $H_0$  и  $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ ;  $d = 2.84 \text{ \AA}$  — минимальное расстояние между ядрами Li в LiF;  $\Delta = \omega_I - \omega_S$  — разность ларморовских частот  ${}^8\text{Li}$  и  ${}^6\text{Li}$ , а функция формы кросс-релаксации

$$g_{ij}(\Delta) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2\pi} \cos(\Delta t) \frac{\langle I_i^+(t) I_j^-(t) I_i^- I_j^+ \rangle_0}{\langle I_i^+ I_j^- I_i^- I_j^+ \rangle_0}, \quad (12)$$

$$\langle \dots \rangle_0 = \text{Tr} \{ \dots \} / \text{Tr} \{ 1 \},$$

$$I_j^\pm(t) = e^{iH_d t} I_j^\pm e^{-iH_d t},$$

где  $H_d$  — секулярная часть диполь-дипольных взаимодействий [15]. Функция  $g_{ij}(\Delta)$  определяет вероятность поглощения энергии  $\Delta$  при флип-флоп-переходе. Ее зависимость от  $\mathbf{r}_{ij}$  обсуждалась в работе [7], на современном этапе исследований она еще не существенна, поскольку приводит к небольшим изменениям  $g_{ij}(\Delta)$  в области вершины.

При упрощении описания системы от исходной гамильтоновой динамики до кинетического уравнения (9) в [30] использованы как регулярные общие свойства системы, так и некоторые случайные совпадения. Из наиболее существенных общих свойств отметим тот факт, что как амплитуды локальных полей, создаваемых ядрами матрицы  ${}^7\text{Li}$ – ${}^{19}\text{F}$  на спинах примеси  ${}^8\text{Li}$ – ${}^6\text{Li}$ , так и скорость их флуктуаций существенно превышают скорость самого процесса делокализации.

Экспериментально наблюдаемой величиной является  $P_{00}(t) = \langle p_{00}(t) \rangle_c$  — поляризация  $\beta$ -ядер, усредненная по случайному распределению примесей  ${}^8\text{Li}$ – ${}^6\text{Li}$  в кристалле. Вычисление такого конфигурационного среднего относится к проблеме случайных блужданий в неупорядоченных средах (СБНС) — одному из сложнейших современных разделов статистической физики, что и определяет актуальность экспериментального исследования, проводящегося в ИТЭФ вплоть до настоящего времени. Для пояснения статуса задачи отметим, что ее теоретическое решение при малой концентрации примесей можно связать [31] с вычислением следующего функционального интеграла:

$$P_{xy}(t) = \int_{\mathbf{q}(0)=\mathbf{x}}^{\mathbf{q}(1)=\mathbf{y}} D\mathbf{p}(\tau) D\mathbf{q}(\tau) \times \quad (13)$$

$$\times \exp \left[ i \int_{\mathbf{x}}^{\mathbf{y}} \mathbf{p} d\mathbf{q} + n \int d^3z \times \right.$$

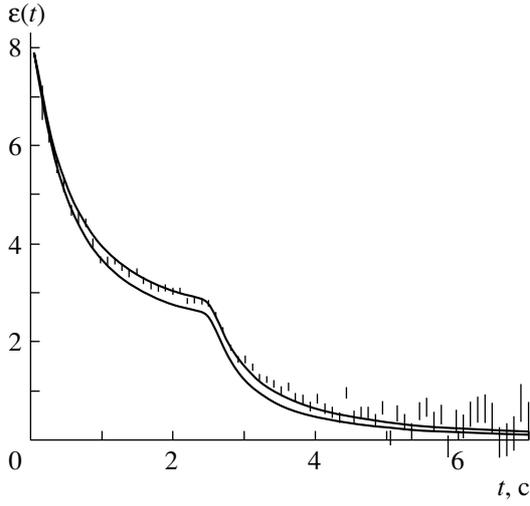
$$\left. \times \left( \exp \left( -t \int_0^1 d\tau A^z(\mathbf{q}(\tau), \mathbf{p}(\tau)) \right) - 1 \right) \right],$$

где  $n = c/\Omega$  — плотность примесей,  $\Omega$  — объем элементарной ячейки кристалла;  $A^z(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = \nu_{zq} (1 - e^{-i\mathbf{p} \cdot (\mathbf{z} - \mathbf{q})})$ , а  $\nu_{xz} = \nu_{ij}(\mathbf{r}_i = \mathbf{x}, \mathbf{r}_j = \mathbf{z})$ . Формула (13) имеет некоторое сходство с интегральными представлениями в задачах о поляроне [32], но значительно сложнее их. Существуют также суперполевые представления, демонстрирующие связь СБНС с общими проблемами современной теории поля [31]. Отметим, что уравнения (9) встречаются и во многих других областях физики. Например, после минимальных изменений (но с сохранением дипольного дальнего действия) они описывают пространственный некогерентный перенос локализованных электронных возбуждений (соответствующие измерения проводятся такими методами современной оптики, как нестационарная селективная лазерная спектроскопия [33] и четырехволновое смешение света [34, 35]), а при  $\ln(\nu_{ij}) \propto r_{ij}$  их применяют в теории прыжковой проводимости.

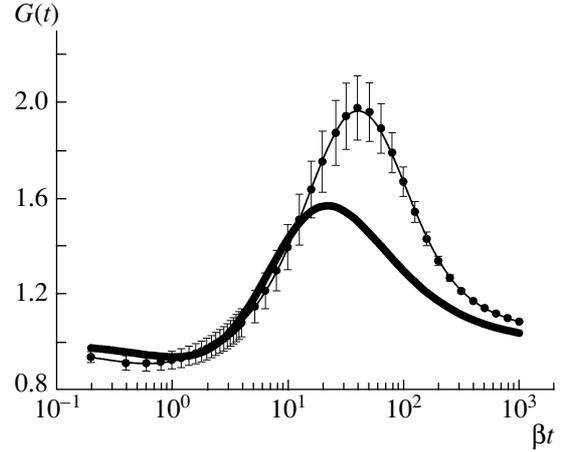
Для прогноза экспериментальных исследований при концентрациях примеси  $c < 0.1$  использовалась формула, предложенная в работе [36] на основе полуфеноменологической теории (см. также [30]):

$$P_{00}(t) = F(t) = \exp(-\sqrt{\beta_1 t}) + \quad (14)$$

$$+ \xi \frac{1 - \exp(-\sqrt{\beta_1 t})}{(\mu\beta(t+\tau))^{3/2}} \left( 1 + \frac{\varphi}{\sqrt{\mu\beta(t+\tau)}} \right),$$



**Рис. 2.**  $\beta$ -Асимметрия  $\varepsilon(t)$  для делокализации ядерной поляризации в модельной системе  ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$  в монокристалле LiF с ориентацией  $\mathbf{H}_0 \parallel [111]$ . Концентрация ядер  ${}^6\text{Li}$   $c = 0.101$ . Момент времени  $t = 0$  соответствует началу нейтронного импульса с длительностью  $t_p = 2.5$  с. Верхняя и нижняя кривые – результаты расчета по формулам (5), (15) и (5), (14) соответственно при  $\beta = 10.8 \text{ с}^{-1}$ ,  $\beta_1 = 10.2 \text{ с}^{-1}$  и  $\mu = 0.761$  (учтена расчетная зависимость тензора диффузии от  $c$ ). Подгоночные параметры:  $u = 0.054(3)$ ,  $v = 0.111(6)$ .



**Рис. 3.** Результат численного моделирования функции  $G(t)$  (тонкая кривая со статистическими погрешностями) и  $G_{\text{exp}}(t)$  (жирная кривая) для тех же условий, что и на рис. 2.

где (для системы  ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$ )

$$\beta_1 = \frac{256}{243} \pi^3 c^2 \nu_1 d^6 / \Omega^2;$$

$c$  – концентрация примесей (вероятность обнаружить  ${}^6\text{Li}$  в узле литиевой подрешетки);  $\beta = \beta_1 \nu_0 / \nu_1$ ;  $\xi = 3$ ,  $\varphi = 2.09$ ;  $\mu \beta \tau = 5.11$ . В теории ожидается, что (при современном значении  $\mu = 0.71$ , полученном по результатам расчета тензора спиновой диффузии [37], проведенного на основе предложенного в [38] метода численного моделирования) эта формула должна быть точна до членов  $\sim (\beta t)^{1/2}$  включительно при  $\beta t \lesssim 1$  и до членов  $\sim (\beta t)^{-2}$  включительно при больших  $\beta t$  и качественно верна в промежуточной области.

В процессе исследований было выявлено, что соотношение (14) не противоречит эксперименту при  $\beta_1 t \leq 10$  [39, 40] и при  $\beta_1 t \leq 15$  [41]. Однако по мере набора статистики последние измерения группы ИТЭФ показали, что при  $\beta t \sim 25$  необходима коррекция формулы (14), простейшая форма которой при малых магнитных полях имеет вид:

$$P_{00}(t) = F(t)G(t), \quad (15)$$

$$G(t) = G_{\text{exp}}(t) = \left( 1 - \frac{(1/8 + \alpha)\beta_1 t - u(\beta_1 t)^2}{(1 + v\beta t)^3} \right).$$

Здесь  $F(t)$  определено в (14),  $\alpha = \alpha(\omega)$  вычислено в [30], причем  $\alpha(\omega \rightarrow 0) = 0.013$ , а  $u$  и  $v$  – пара-

метры, подлежащие определению в эксперименте. Формула (15) точна вплоть до членов  $\sim \beta t$  при малых  $\beta t$  и до членов  $\sim (\beta t)^{-2}$  включительно при больших  $\beta t$ . На рис. 2 представлен пример экспериментальной зависимости асимметрии  $\beta$ -распада от времени [42].

Для детального количественного описания процесса была разработана новая версия метода [38], и коррекция  $G(t)$  была рассчитана для всех  $\beta t \leq 1000$ , стартуя прямо с уравнения (9), что дало относительную погрешность  $\varepsilon \leq 0.05$  в расчете  $G(t)$  для системы  ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$  (см. рис. 3), и  $\varepsilon \leq 0.01$  для оптических систем [43]. В результате проблема случайных блужданий в неупорядоченных средах с дипольными скоростями переходов получила полное численное решение.

### 5. ДРУГИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Основные исследования были проведены в литийсодержащих веществах.

В работах [40, 44] обнаружено, что в LiF при температуре  $T \geq 540$  К кросс-релаксация  ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$  претерпевает существенное ускорение вследствие влияния трансляционной диффузии ядер Li. В указанных работах была разработана теория процесса в форме, достаточной для использования данного явления с целью детектирования трансляционной диффузии ядер с частотой прыжков  $w_h \sim 1 \text{ с}^{-1}$ .

Другой интересный процесс в модельной неупорядоченной системе  ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$  развивается при воздействии на нее переменного поля с частотой  $\omega = \omega_I + \omega_S$ , равной сумме ларморовских частот ядер  ${}^8\text{Li}$  и  ${}^6\text{Li}$  [40, 45]. Эволюция спиновой системы под

влиянием этого поля описывается кинетическими уравнениями

$$\frac{\partial p_{i0}}{\partial t} = - \sum_k (\nu_{ji} p_{i0} - \nu_{ij} p_{j0}) - \sum_k (\mu_{ji} p_{i0} + \mu_{ij} p_{j0}), \quad p_{i0}(t=0) = \delta_{i0}, \quad (16)$$

причем основное отличие резонансных скоростей  $\mu_{ij}$  от кросс-релаксационных  $\nu_{ij}$  состоит в том, что  $\mu_{ij} \propto \gamma \nu_{ij}$ , где  $\gamma = (H_1/H_0)^2 \ll 1$ . Зависимости же от  $r_{ij}$  одинаковы:  $\mu_{ij} \propto \nu_{ij} \propto r_{ij}^{-6}$ . При умеренно больших временах (когда  $\beta t \lesssim 1$ ) зависимость наблюдаемой поляризации  $\beta$ -ядер от времени имеет вид

$$P_{00}(t) = \exp(-(\beta_e t / (\xi + 1))^{1/2}).$$

Существенно, что формула (14) дает такую же зависимость от времени в этой области с эффективной скоростью процесса  $\beta_e = \beta_1$ . Здесь рассматривается случай малой концентрации  $s$  ядер  ${}^6\text{Li}$ . Основной предсказанный и обнаруженный эффект состоит в том, что зависимость  $\beta_e$  от малого  $\gamma$  неаналитическая:  $\beta_e - \beta_1 \propto c^2 \gamma^{1/2}$ . Это явление полностью обусловлено неупорядоченностью в положениях спинов, и его объяснение состоит в том, что при умеренно больших временах эволюция определяется процессами в небольших изолированных кластерах. Но при  $\gamma = 0$  в каждом кластере сохраняется  $\sum_j p_{j0} = 1$ . Поэтому в  $n$ -спиновом кластере поляризация  ${}^8\text{Li}$  не может стать меньше, чем  $\xi / (\xi + n)$ . При  $\gamma \neq 0$  этот немалый остаток убывает только под влиянием резонансного воздействия, что и приводит к указанной неаналитической зависимости.

Исследование [46] разрешило долгий спор о том, возможна ли в металлическом литии пространственная диффузия ядер Li в отсутствие дефектов решетки. Было показано, что вся наблюдаемая диффузия реализуется с участием моновакансий.

Применение  $\beta$ -ЯМР привело к существенно-му уточнению представлений о диффузии Li в  $\text{Li}_3\text{N}$  [47].

Интересные результаты были получены при исследовании спин-решеточной релаксации в пиролитическом графите, интеркалированном литием [48]. Были выявлены вклады как релаксации Корринги, так и релаксации вследствие трансляционной диффузии, причем последняя имела характерные признаки двумерной диффузии в графитовых плоскостях.

Перспективные исследования были проведены на жидких сплавах типа  $\text{Li}_x\text{M}_{1-x}$  ( $\text{M} = \text{Si, Ge, Sn, Pb}$ ) [49, 50]. Было показано, что как

скорость продольной релаксации, так и найтовский сдвиг имеют характерные особенности в зависимости от  $x$ . Продолжение подобных исследований особенно интересно для физики систем с переменной валентностью.

Исследования магнетиков проводились в рамках ускорительного  $\beta$ -ЯМР. Изучались позиции, в которые попадают  $\beta$ -ядра после внедрения в вещество, и сверхтонкие взаимодействия. Типичный пример представлен в работе [51], где показано, что для ядер  ${}^8\text{Li}$ , внедренных в ферромагнитный Ni, масштаб локального поля составляет 5 кГс, а спин-решеточная релаксация является корринговской с  $T_1 T \sim 400$  с К. Близкое значение для  $T_1 T$  реализуется в меди [52] и литии [53].

## 6. МНОГОСПИНОВЫЕ И МНОГОКВАНТОВЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Функция  $g_{ij}(\Delta)$  формы линии кросс-релаксации (12) зависит только от  $z$ -компонент локальных полей. Поэтому процесс делокализации поляризации в системе  ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$  можно ускорить, если сузить  $g_{ij}(\Delta)$ , поскольку тогда ее значение в вершине возрастет. Для этой цели естественно применить хорошо известный метод Блоха, в котором к окружающим ядрам прикладывается сильное резонансное поле с амплитудой, большей, чем локальное поле. Однако при проведении этой программы было выявлено, что в кристалле LiF  $\beta$ -ядра  ${}^8\text{Li}$  резонируют на частотах вида

$$\omega = j\omega_I + f\omega_F + l\omega_L + s\omega_S \quad (17)$$

(где  $\omega_I, \omega_F, \omega_L$  и  $\omega_S$  — ларморовы частоты ядер  ${}^8\text{Li}, {}^{19}\text{F}, {}^7\text{Li}$  и  ${}^6\text{Li}$  соответственно, а  $j, f, l$  и  $s$  — целые числа), и были измерены ширины ряда резонансов и их факторы запрета, представляющие отношение интенсивности конкретного резонанса к интенсивности резонанса  $\omega = \omega_I$  [54]. Все эти резонансы являются следствием несекулярных членов диполь-дипольных и сверхтонких взаимодействий и реализуются путем одновременного перехода в группе спинов. Ускорение переноса в системе  ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$  методом Блоха оказалось неэффективным, поскольку рядом с ларморовским резонансом  $\omega = l\omega_L$  оказался резонанс  $\omega = f\omega_F - l\omega_L - \omega_I$ , который полностью менял кинетику процесса. В работе [55] была построена теория этого круга явлений, а также ее обобщение на случай сильных переменных полей, которая прошла проверку в работе [56]. На этой основе были подобраны параметры двух переменных полей с частотами  $\tilde{\omega}_F \approx \omega_F$  и  $\tilde{\omega}_L \approx \omega_L$  и амплитудами  $\omega_{1FF}$  и  $\omega_{1LL}$  соответственно, с помощью которых было достигнуто почти трехкратное ускорение переноса в системе  ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$  [39, 40]. В подобных условиях резонанс имеет место при

$$k\tilde{\omega}_F + n\tilde{\omega}_L + j\omega_I + f\omega_{Fe} + l\omega_{Le} = 0, \quad (18)$$

$$0 \neq |j| \leq 2I,$$

$$\omega_{Fe} = [(\tilde{\omega}_F - \omega_F)^2 + \omega_{1FF}^2]^{1/2}, \quad (19)$$

$$\omega_{Le} = [(\tilde{\omega}_L - \omega_L)^2 + \omega_{1LL}^2]^{1/2},$$

где  $k, n, j, f, l$  — целые числа.

## 7. СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В работе [57], обобщившей более ранние исследования [54, 58], были изучены источники резонансной деполяризации  $\beta$ -ядер  $^8\text{Li}$  в кристаллах LiF под влиянием переменного магнитного поля на двойной ларморовской частоте при комнатной температуре. Использовались бездефектные порошкообразные образцы, состоящие из кристаллитов, полученных химическим осаждением. Они имели ожидаемую бездефектную ширину линии  $\beta$ -ЯМР на ларморовской частоте  $\omega = \omega_I$ , а резонанс на удвоенной ларморовской частоте  $\omega = 2\omega_I$  не наблюдался. После обработки этих образцов давлением 190 МПа проявился хорошо выраженный пик при  $\omega = 2\omega_I$ , хотя резонансная линия  $g(\Delta)$  на ларморовской частоте не претерпела заметных изменений при  $\Delta \lesssim \omega_I$ . Была построена количественная теория для расчета интенсивности и формы линии резонанса  $\omega = 2\omega_I$  при наличии градиента электрического поля, наведенного дислокациями, и было показано, что результаты находят удовлетворительное количественное объяснение в предположении, что обработка кристаллитов давлением приводит к образованию линейных дислокаций. По величине амплитуды резонанса был сделан вывод о том, что в каждом кристаллите векторы Бюргерса всех дислокаций должны быть преимущественно ориентированы в одном направлении. Форма линии резонанса  $\omega = 2\omega_I$  определялась диполь-дипольными взаимодействиями.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные примеры демонстрируют, что  $\beta$ -ЯМР на поляризованных тепловых нейтронах является мощным инструментом исследования конденсированных сред. В ближайшем будущем следует ожидать новых результатов, полученных с применением этого метода в физике магнетиков, ионных проводников, ВТСП и в биологических объектах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 03-02-17126) и Программы поддержки ведущих научных школ (проект НШ-1907.2003.2)

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ф. Л. Шапиро, УФН **65**, 133 (1958).
2. D. Connor, Phys. Rev. Lett. **3**, 429 (1959).
3. Y. G. Abov, O. N. Yermakov, A. D. Gulko, et al., Nucl. Phys. **34**, 505 (1962).
4. H. Ackermann, P. Heitjans, and H.-J. Stöckmann, Top. Curr. Phys. **31**, 291 (1983).
5. Ю. Г. Абов, А. Д. Гулько, Ф. С. Джепаров, С. С. Тростин, *Некоторые проблемы современной ядерной физики*, под ред. И.С. Шапиро (Наука, Москва, 1989), с. 193.
6. P. Heitjans, W. Faber, and A. Schirmer, J. Non-Cryst. Sol. **131-133**, 1053 (1991).
7. Ю. Г. Абов, А. Д. Гулько, Ф. С. Джепаров и др., ЭЧАЯ **26**, 1654 (1995).
8. Ю. Г. Абов, А. Д. Гулько, Ф. С. Джепаров и др., *Современные проблемы ядерной физики, физики и химии конденсированных сред. Материалы Первой Московской международной школы физики ИТЭФ*, под ред. Ю. Г. Абова, А. Л. Суворова, В. Г. Фирсова (УФН, Москва, 1999), с. 155.
9. П. Хайтжанс, А. Ширмер, см. [8], с. 161.
10. Н. Н. Делягин, Б. А. Комиссарова, Л. Н. Крюкова и др., *Сверхтонкие взаимодействия и ядерные излучения* (МГУ, Москва, 1985).
11. D. Forkel-Wirth, Rep. Prog. Phys. **62**, 527 (1999).
12. <http://www.nti.org/db/nisprofs/russia/fulltext/mifi/irt2.htm>
13. М. И. Булгаков, А. Д. Гулько, Ю. А. Оратовский, С. С. Тростин, ЖЭТФ **61**, 667 (1971).
14. М. И. Булгаков, А. Д. Гулько, Ф. С. Джепаров и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 614 (1993).
15. А. Абрагам, М. Гольдман, *Ядерный магнетизм. Порядок и беспорядок* (Мир, Москва, 1982), т. 1.
16. В. Е. Зобов, А. А. Лундин, О. Е. Родионова, ЖЭТФ **120**, 619 (2001).
17. М. И. Булгаков, С. П. Боровлев, А. Д. Гулько и др., Препринт № 150, ИТЭФ (Москва, 1976).
18. М. И. Булгаков, С. П. Боровлев, А. Д. Гулько и др., Письма в ЖЭТФ **27**, 481 (1978).
19. P. S. Pershan, Phys. Rev. **117**, 109 (1960).
20. Ф. С. Джепаров, И. Г. Ивантер, Препринт № 79, ИТЭФ (Москва, 1974).
21. Ф. С. Джепаров, И. Г. Ивантер, Препринт № 81, ИТЭФ (Москва, 1975).
22. Ф. С. Джепаров, И. Г. Ивантер, Препринт № 108, ИТЭФ (Москва, 1975).
23. Ф. С. Джепаров, И. Г. Ивантер, ЯФ **23**, 530 (1976).
24. H.-J. Stöckmann, D. Dubbers, M. Grupp, et al., Z. Phys. B **30**, 19 (1978).
25. W. Buttler, H.-J. Stöckmann, K. Dorr, et al., Z. Phys. B **45**, 273 (1982).
26. А. Д. Гулько, С. С. Тростин, А. Худоклин, ЖЭТФ **52**, 1504 (1967).
27. K. Dorr, H.-J. Stöckmann, H. Ackermann, et al., J. Phys. C **15**, 4437 (1982).
28. F. Fujara, H.-J. Stöckmann, H. Ackermann, et al., Z. Phys. B **37**, 151 (1980).
29. Ф. С. Джепаров, А. А. Лундин, ЖЭТФ **75**, 1017 (1978).

30. Ф. С. Джепаров, ЖЭТФ **99**, 982 (1991).
31. Ф. С. Джепаров, В. Е. Шестопап, Изв. вузов. Физика **30** (6), 77 (1987).
32. R. P. Feynman, *Statistical Mechanics* (W. A. Benjamin, Reading, Mass., 1972).
33. В. П. Гапонцев, Ф. С. Джепаров, Н. С. Платонов, В. Е. Шестопап, Письма в ЖЭТФ **41**, 460 (1985).
34. L. Gomez-Jahn, J. Kasinski, and R. J. D. Miller, Chem. Phys. Lett. **125**, 500 (1986).
35. P. T. Rieger, S. P. Palese, and R. J. D. Miller, Chem. Phys. **221**, 85 (1997).
36. Ф. С. Джепаров, в сб.: Радиоспектроскопия, вып. 13, 135 (1980).
37. F. S. Dzheparov, D. V. L'vov, and V. E. Shestopal, Preprint № 46, ИТЕР (Moscow, 1999).
38. Ф. С. Джепаров, Д. В. Львов, В. Е. Шестопап, ЖЭТФ **114**, 2166 (1998).
39. Ю. Г. Абов, М. И. Булгаков, С. П. Боровлев и др., Изв. АН СССР. Сер. физ. **52**, 460 (1988).
40. Ю. Г. Абов, М. И. Булгаков, С. П. Боровлев и др., ЖЭТФ **99**, 962 (1991).
41. F. Dzheparov, A. Gul'ko, P. Heitjans, *et al.*, Physica B **297**, 288 (2001).
42. F. S. Dzheparov and A. D. Gul'ko, in *Proceedings of the 7th International Moscow School of Physics "Nuclear Physics, Physics and Chemistry of Condensed Matter*, Ed. by A. L. Suvorov *et al.* (Академпринт, Москва, 2004), p. 65.
43. Ф. С. Джепаров, Письма в ЖЭТФ **82**, 580 (2005).
44. Ю. Г. Абов, М. И. Булгаков, С. П. Боровлев и др., Изв. АН СССР. Сер. физ. **52**, 1699 (1988).
45. Ю. Г. Абов, М. И. Булгаков, С. П. Боровлев и др., Изв. АН СССР. Сер. физ. **50**, 2354 (1986).
46. A. Schirmer, P. Heitjans, G. Majer, and A. Seeger, Defect and Diffusion Forum **143-147**, 1317 (1997)
47. B. Bader, P. Heitjans, H.-J. Stockmann, *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter. **4**, 4779 (1992).
48. A. Schirmer, and P. Heitjans, Z. Naturforsch. Teil A **50**, 643 (1995).
49. P. Heitjans, G. Kiese, C. van der Marel, *et al.*, Hyperfine Interact. **15-16**, 596 (1983).
50. W. Geertsma and C. van der Marel, J. Phys.: Condens. Matter. **7**, 8867 (1995).
51. Y. Nojiri, K. Ishiga, T. Onishi, *et al.*, Hyperfine Interact. **120/121**, 415 (1999).
52. F. Ohsumi, K. Matsuta, M. Mihara, *et al.*, Hyperfine Interact. **120/121**, 419 (1999).
53. A. Korblein, P. Heitjans, H.-J. Stoeckmann, *et al.*, J. Phys. F **15**, 561 (1985).
54. Ю. Г. Абов, М. И. Булгаков, А. Д. Гулько и др., Письма в ЖЭТФ **35**, 344 (1982).
55. Ф. С. Джепаров, С. В. Степанов, Препринт № 139, ИТЭФ (Москва, 1982).
56. Ю. Г. Абов, М. И. Булгаков, А. Д. Гулько и др., Изв. АН СССР. Сер. физ. **47**, 2299 (1983).
57. Ю. Г. Абов, А. Д. Гулько, Ф. С. Джепаров и др., ЯФ **65**, 2056 (2002).
58. M. I. Bulgakov, A. D. Gul'ko, F. S. Dzheparov, *et al.*, Hyperfine Interact. **61**, 937 (1990).

## BETA-NMR SPECTROSCOPY. MODERN STATE AND FUTURE PERSPECTIVES

Yu. G. Abov, A. D. Gulko, F. S. Dzheparov

The review contains description of basic ideas of  $\beta$ -NMR together with main directions of existing investigations and possible future ways of studies.