

## ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ СРЕДНИХ РАЗМЕРОВ ДИАМАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ $\mu SR^2$ -МЕТОДОМ

А. С. Батурин\*, В. Н. Горелкин

Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 24 сентября 1998 г.

Подробно рассматривается один из самых простых примеров возможного использования  $\mu SR^2$ -метода для оценки размеров диамагнитных доменов. В Ве они впервые экспериментально наблюдались с помощью  $\mu SR$ -метода [4]. Представлены результаты компьютерного моделирования  $\mu SR^2$ -эксперимента по измерению размеров доменов в Ве. Приведен алгоритм обработки результатов эксперимента. Наглядно показано, что получить оценку размеров доменов можно за ускорительное время, выделяемое на обычный  $\mu SR$ -эксперимент.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Обычный  $\mu SR$ -метод позволяет измерить плотность вероятности распределения магнитных полей  $w(b)$  и оценить времена их корреляций. В  $\mu SR$ -экспериментах получается информация, усредненная по объему или поверхности мишени. Если даже в процессе набора гистограммы фиксируется еще и координата точки распада  $r$ , то только формально можно говорить о восстановлении плотности вероятности  $w(b, r)$ . Фиксация точки остановки мюона или его распада возможна с точностью не выше  $10^{-3}$  см. Реальная точность фиксации координаты  $10^{-1}$ – $10^{-2}$  см. Такие масштабы расстояний заведомо больше представляющих интерес для физики твердого тела радиусов корреляций магнитных неоднородностей, поэтому исследование пространственно-временных корреляций таким «прямым» способом невозможно.

Однако, как было показано в работах [1–3], временной коррелятор обычных  $\mu SR$ -гистограмм, набранных из нескольких различных областей исследуемой мишени, уже содержит информацию о корреляциях пространственно-временных магнитных полей. В принципе временные корреляторы  $\mu SR$ -гистограмм, набранных несколькими счетчиками, расположенными под различными углами к начальному направлению поляризации спина мюона, содержат информацию о пространственно-временных корреляциях магнитных полей второго, третьего и частично четвертого порядков. В тех же работах показано, что уже при интенсивностях современных ускорителей можно успешно исследовать пространственно-временные медленные ( $\tau_{cor} \gg 10^{-6}$  с) длинноволновые корреляции с характерным масштабом  $r_{cor} \gg 10^{-6}$  см. Иными словами, возможно исследование пространственно-временных корреляций в тех диапазонах, которые практически недоступны нейтронному методу. Такие масштабы представляют интерес при исследовании доменной структуры, спин-стекольных состояний, флуктуаций в точках

\* E-mail: baturin@quant.ffke.mipt.ru

фазовых переходов (в частности, для экспериментального измерения критических индексов), вихревых структур в сверхпроводниках и расслоения образцов на различные фракции и др.

Так как  $\mu SR$ -сигнал входит в коррелятор квадратичным образом, данный метод был назван  $\mu SR^2$ . Подчеркнем, что этим методом фактически измеряются флуктуации вектора поляризации спина мюона. Основное условие их наблюдения состоит в регистрации достаточного количества двойных событий (распадов, по крайней мере, двух мюонов) из одного корреляционного объема в процессе набора  $\mu SR$ -гистограммы. Для получения интересной информации о магнетиках в цитированных выше работах предполагалось использовать либо интенсивные импульсные пучки мюонов, либо аппаратуру, фиксирующую точку распада мюона. Естественно, это требует новых методик проведения эксперимента.

В данной работе нам бы хотелось уделить внимание экспериментам другого рода, в которых получение дополнительной информации практически не требует изменения стандартной  $\mu SR$ -методики.

Так, например, в работе [4] впервые с помощью  $\mu SR$ -метода наблюдался факт возникновения диамагнитных доменов в  $Be$ . В эксперименте наблюдалась зависимость суммарного объема доменов разного сорта от величины внешнего магнитного поля и температуры. Однако по этим данным невозможно сделать заключения о размере диамагнитных доменов.

Тем не менее, как будет показано далее, набирая несколько обычных  $\mu SR$ -гистограмм из различных точек мишени, т. е. практически не выходя за рамки традиционной методики, использованной в работе [4], можно после специальной обработки экспериментальных данных сделать оценку размеров доменов.

Флуктуации размеров доменов приводят к флуктуации объемов соответствующих фракций, в которых прецессия спина мюона идет на различных частотах. В рамках реальных физических моделей на основании измерений флуктуации относительных объемов фракций при фиксированном общем объеме можно восстановить информацию о размере доменов.

Аналогичные ситуации имеют место при исследовании вихревой структуры в жестких сверхпроводниках, при расслоении магнетика на области различной намагниченности и, наконец, при образовании мюоном парамагнитных состояний при захвате на примеси или дефекты кристаллической решетки. Во всех этих случаях сосуществуют различные фракции, отличающиеся частотами прецессии спина мюона.

## 2. СВЯЗЬ $\mu SR^2$ -КОРРЕЛЯТОРА С ФЛУКТУАЦИЯМИ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ДОЛЕЙ ФРАКЦИЙ

В процессе проведения  $\mu SR^2$ -эксперимента несколько раз меняется область, освещаемая мюонным пучком, поэтому в неоднородной мишени будет изменяться и величина  $W^{(a)}$  — вероятность регистрации распадов из разных фракций. В результате может быть получено несколько  $\mu SR$ -гистограмм. В дальнейшем мы будем называть импульсом или блоком информации номера  $i$  совокупность зарегистрированных  $N_i$  распадов мюонов из одной области, при которых  $W_i^{(a)}$  можно считать постоянными. При этом  $n_i(t)$  — число событий в  $i$ -ом импульсе во временном канале с номером  $j = [t/\Delta t]$  и шириной  $\Delta t = T_{max}/N_{ch}$ , где  $N_{ch}$  — число каналов счетчика,  $T_{max}$  — время распада,

соответствующее каналу с номером  $N_{ch}$  ([...] — целая часть числа). Математическое ожидание случайной величины  $n_i(t)$  при малой по сравнению со всеми характерными временами ширине канала  $t$  и малом телесном угле счетчика можно записать как

$$n_i(t) = \frac{N_i \Delta t}{\gamma \tau_\mu} \exp\left(-\frac{t}{\tau_\mu}\right) \left[1 - K_\alpha \sum_a W_i^{(a)} M_{\alpha\beta}^{(a)}(t) P_\beta(0)\right], \quad (1)$$

где  $K_\alpha$  — вектор, определяющий направление на счетчик, а нормировочный множитель  $\gamma$  зависит от максимального  $T_{max}$  и минимального  $T_{min}$  времен регистрации распадов и может быть получен из условия нормировки

$$\int_{T_{min}}^{T_{max}} n_i(t) dt = 1.$$

Поведение поляризации спина  $P_\beta(t)$  во фракции сорта  $a$  задается тензором  $M_{\alpha\beta}^{(a)}(t)$ , а ее вклад в суммарную поляризацию будет пропорционален  $W_i^{(a)}$ . Естественно, что  $\sum_a W_i^{(a)} = 1$ . Если в течение времени набора статистики при фиксированном положении мишени изменяются величины  $W_i^{(a)}$ , то этот промежуток времени следует разбить на интервалы, в течение которых вероятности  $W_i^{(a)}$  можно считать постоянными. В таком случае эти интервалы должны быть много больше времени жизни мюона  $\tau_\mu = 2.2 \cdot 10^{-6}$  с. Ситуация, когда это условие не выполняется, обсуждалась в работах [2, 5], где рассматривались возможности импульсных мюонных пучков при проведении  $\mu SR^2$ -экспериментов. В экспериментах по измерению доменов в ферромагнетиках и, по-видимому, при исследовании диамагнитных доменов в Ве такие условия будут соблюдаться при неизменном положении мишени и постоянных внешних полях в течение набора более  $10^6$  событий. Случая, когда это требование может оказаться не выполненным, мы коснемся в разд. 6 и 7.

Количество гистограмм, равное числу «импульсов», обозначим  $N_{blocks}$ . Тогда общее число единичных событий, зарегистрированных во всем эксперименте  $N_{single} = N_{blocks} N_i$  при одинаковом числе событий  $N_i$  в импульсе. Можно построить усредненную по всем импульсам обычную  $\mu SR$ -гистограмму  $n(t) = \sum_i n_i(t) / N_{blocks}$  и найти средние значения величины  $\langle W^{(a)} \rangle$ .

При обычной обработке гистограмм из физической модели задаются тензоры  $M_{\alpha\beta}^{(a)}(t)$ , в которых фигурируют частоты прецессии, и подбираются наиболее вероятные амплитуды прецессии компонент различных фракций. Тем самым фактически определяются  $\langle W^{(a)} \rangle$ .

В  $\mu SR^2$ -экспериментах можно получить оценку коррелятора

$$B(\tau) = \sum_{i=1}^{N_{blocks}} \int_{T_{min}}^{T_{max}/2} \frac{n_i(t+\tau) n_i(t)}{N_i(N_i-1)} dt - \int_{T_{min}}^{T_{max}/2} \frac{n(t+\tau) n(t)}{N_i^2} dt, \quad (2)$$

где  $n(t) = \sum_i n_i(t)$ . Математическое ожидание коррелятора,

$$B_T(\tau) = \frac{\Delta t}{\gamma^2 \tau_\mu} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_\mu}\right) \sum_{a,a'} \langle \Delta W^{(a)} \Delta W^{(a')} \rangle C^{(aa')}(\tau), \quad (3)$$

пропорционально корреляциям отклонений величин  $W^{(a)}$  от их средних значений. Функция  $C^{(aa')}(\tau)$  однозначно определяется поведением поляризации  $M_{\alpha\beta}^{(a)}(t)P_{\beta}(0)$  в различных фракциях, которое может быть определено из обычного  $\mu SR$ -сигнала:

$$C^{(aa')}(\tau) = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}/2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu}}\right) K_{\alpha} M_{\alpha\beta}^{(a)}(t + \tau) P_{\beta}(0) K_{\alpha'} M_{\alpha'\beta'}^{(a')}(t) P_{\beta'}(0) dt. \quad (4)$$

При достаточной статистике методом наименьших квадратов либо с помощью фурье-анализа из коррелятора  $B(\tau)$  можно в принципе найти  $\langle \Delta W^{(a)} \Delta W^{(a')} \rangle$ . Корреляции  $\langle \Delta W^{(a)} \Delta W^{(a')} \rangle$  обычно сводятся просто к флуктуациям общего объема фракций и связаны с количеством зерен или доменов в области остановки мюонов и с разбросом их размеров. Связь размеров доменов с их количеством должна устанавливаться исходя из физической модели. При стохастическом разбросе размеров доменов, сопоставимых по порядку величины с их средним значением, или случайных изменениях концентрации зерен их флуктуации пропорциональны объему  $V$  области остановки мюонов, а, соответственно, величина  $\langle \Delta W^{(a)} \Delta W^{(a')} \rangle$  пропорциональна  $1/V$ . Количество зарегистрированных событий пропорционально  $V$ , поэтому точность измерения коррелятора практически не зависит от размера пучка, а определяется его интенсивностью.

Формула (4) позволяет легко получить теоретическую оценку среднего значения коррелятора при формально бесконечном числе регистрируемых двойных событий, число которых в эксперименте равно  $N_{double} = N_{blocks} N_i (N_i - 1)$ . Ограниченное число событий приводит к статистическому разбросу в экспериментально получаемом корреляторе. Оценка количества парных событий, необходимого для измерения корреляционных эффектов, проведенная в [2], дает заведомо завышенную величину и зависит не только от общего числа парных событий, но и от количества событий в одном импульсе.

При малых  $\langle (\Delta W^{(a)})^2 \rangle$  для реальной оценки точности измерения корреляций и оптимального количества событий в одном «импульсе» необходимо проводить компьютерное моделирование  $\mu SR^2$ -эксперимента. Общее число двойных событий квадратично по  $N_i$ , и его желательно выбрать как можно больше. Однако в некоторых случаях, как показало моделирование, увеличение  $N_i$  может оказаться бессмысленным. Для узких пучков необходимо учесть также распределение интенсивности по профилю пучка. Программа моделирования  $\mu SR^2$ -эксперимента была реализована и позволила, в частности, подобрать условия, при которых возможно получить удовлетворительную оценку размеров диамагнитных доменов в бериллии.

### 3. ПРИМЕНЕНИЕ $\mu SR^2$ -МЕТОДА ДЛЯ ОЦЕНКИ РАЗМЕРОВ ДИАМАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ В Ве

Однозначной модели, описывающей структуру диамагнитных доменов в Ве, нет, поэтому рассмотрим самую простую модель линейных доменов, предполагающую, что при приложении внешнего магнитного поля мишень разбивается на домены двух типов, различающихся величиной магнитного поля внутри домена. В этой модели принимаются следующие упрощения:

1) поле внутри каждого домена постоянно (разница полей в соседних доменах для случая бериллия 30–40 Гс при приложенном внешнем поле 27.4 кГс);

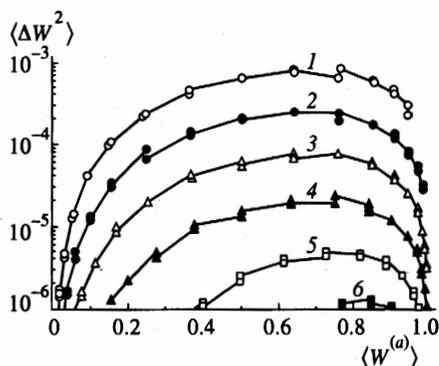


Рис. 1

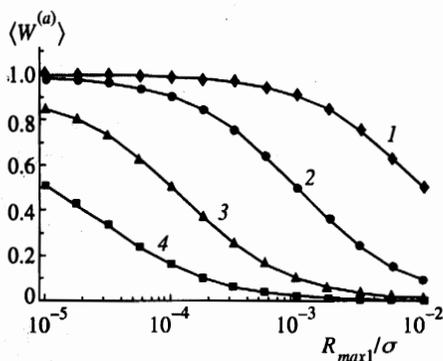


Рис. 2

Рис. 1. Сетка графиков для определения  $R_{max1}$  по экспериментальным значениям величин  $\langle W^{(a)} \rangle$  и  $\langle \Delta W^2 \rangle$ : кривая 1 —  $R_{max1}/\sigma = 3.162 \cdot 10^{-3}$ ; 2 —  $10^{-3}$ ; 3 —  $3.162 \cdot 10^{-4}$ ; 4 —  $10^{-4}$ ; 5 —  $3.162 \cdot 10^{-5}$ ; 6 —  $10^{-5}$

Рис. 2. Зависимость величины  $\langle W^{(a)} \rangle$  от максимального размера  $R_{max1}$  доменов первого типа для различных значений максимального размера  $R_{max2}$  доменов второго типа: Кривая 1 —  $R_{max2}/\sigma = 10^{-2}$ ; 2 —  $10^{-3}$ ; 3 —  $10^{-4}$ ; 4 —  $10^{-5}$

2) домен представляет собой бесконечную в направлении оси  $y$  полосу с постоянной шириной, не зависящей от  $y$  и  $z$ ;

3) ширина домена равномерно распределяется в промежутке от  $R_{min}$  до  $R_{max}$  ( $R_{min}$  и  $R_{max}$  для доменов разного типа могут не совпадать, поэтому обозначим через  $R_{max1}$  и  $R_{max2}$  максимальный размер доменов первого и второго типа соответственно;  $R_{min}$  может играть роль размера доменных стенок, которые в данной модели явным образом не учитываются). Ширина доменной стенки по порядку величины не может быть меньше ларморовского радиуса электрона, равного в таких полях  $10^{-4}$  см; соответственно, максимальный размер домена должен быть порядка или больше  $10^{-3}$  см.

Вклад доменов каждого сорта в  $\mu SR$ -гистограмму зависит, хотя и не сильно, от профиля пучка. Допустим, что мишень облучается пучком с гауссовым распределением интенсивности, характеризуемым параметром  $\sigma$ . Входными параметрами данной модели, таким образом, являются минимальный и максимальный размеры доменов каждого типа и параметр гауссова распределения интенсивности  $\sigma$ .

При условии  $R_{min} \ll R_{max}$  зависимость от минимального размера будет практически отсутствовать. В рамках этой модели была построена сетка графиков, представленных на рис. 1, позволяющая определить  $R_{max1}$  непосредственно по величинам  $\langle W^{(a)} \rangle$  и  $\langle \Delta W^2 \rangle$  а затем определить  $R_{max2}$  по рис. 2.

Для диамагнитных доменов в Ве общие формулы (3), (4) существенно упрощаются. Если поляризация пучка, а также направление на счетчик перпендикулярны магнитному полю в доменах, то можно ввести фазу  $\phi$ , учитывающую взаимное расположение счетчика (вектора  $\mathbf{K}$ ) и начальной поляризации  $\mathbf{P}(0)$ .

В результате тензорное выражение  $K_\alpha M_{\alpha\beta}^{(a)}(t + \tau) P_\beta(0)$  можно заменить скалярной функцией  $P_0 \cos(\Omega_a t + \phi)$ , где  $P_0 = |\mathbf{P}(0)|$ ,  $\Omega_a$  — частота прецессии в домене типа  $a$ .

Учитывая, что фракций всего две,

$$\langle (\Delta W^{(1)})^2 \rangle = \langle (\Delta W^{(2)})^2 \rangle = -\langle \Delta W^{(1)} \Delta W^{(2)} \rangle = -\langle \Delta W^{(2)} \Delta W^{(1)} \rangle = \langle \Delta W^2 \rangle,$$

из общих формул (3), (4) не составляет труда получить аналитическое выражение для математического ожидания коррелятора:

$$B_T(\tau) = \frac{\Delta\Omega \tau_\mu^2}{4} \left( \frac{\Delta\Omega \tau_\mu}{4} k_\alpha \cos \frac{\Delta\Omega \tau}{2} + k_\beta \sin \frac{\Delta\Omega \tau}{2} \right) \cos(\Omega \tau), \quad (5)$$

где

$$k_{\alpha,\beta} = F_{\alpha,\beta} \left( \frac{T_{max}}{\tau_\mu} \right) - F_{\alpha,\beta} \left( \frac{2 T_{min}}{\tau_\mu} \right),$$

$$F_\alpha = -(x^2 + 2x + 2) e^{-x}, \quad F_\beta = -(x + 1) e^{-x},$$

$\Delta\Omega = \Omega_1 - \Omega_2$  — разность частот прецессии в соседних доменах,  $\Omega = (\Omega_1 + \Omega_2)/2$  — средняя частота прецессии. Выражение (5) получено в предположении, что  $\Delta\Omega T_{max} \ll 1$  и  $\Omega T_{max} \gg 1$ .

#### 4. МОДЕЛИРУЮЩАЯ ПРОГРАММА

Проверка применимости  $\mu SR^2$ -метода для оценки размеров доменов в Ве проводилась путем компьютерного моделирования  $\mu SR$ -эксперимента по методу Монте-Карло. Программа, моделирующая  $\mu SR^2$ -эксперимент, состоит из трех основных частей. Первая часть предназначена для вычисления распределения доменов по мишени в рамках описанной выше одномерной модели линейных доменов. Результатом являются значения величины  $W^{(a)}$ .

Вторая часть программы предназначена для моделирования набора  $\mu SR$ -статистики. Единственным параметром, передаваемым из первой части программы во вторую, является величина  $W^{(1)}$ , поскольку  $W^{(2)} = 1 - W^{(1)}$ .

Результатом моделирования является  $\mu SR$ -гистограмма — массив целых чисел,  $i$ -ый элемент которого равен числу мюонов в соответствующем канале счетчика. Полученный массив может быть помещен в файл для последующей обработки другими программами, показан на экране для сравнения с нормированной теоретической кривой или передан в третий блок программы — блок вычисления коррелятора.

Применяется накопительный алгоритм вычислений, который позволяет определять коррелятор после набора статистики на каждом импульсе. Для такого алгоритма не требуется сохранения последовательности  $\mu SR$ -гистограмм для всех импульсов.

#### 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ $\mu SR^2$ -КОРРЕЛЯТОРА В СЛУЧАЕ БОЛЬШОЙ СТАТИСТИКИ

При достаточно большом количестве событий можно добиться совпадения коррелятора, полученного путем компьютерного моделирования  $\mu SR^2$ -эксперимента, с теоретической формулой. Для диамагнитных доменов с одинаковым максимальным размером  $10^{-3}$  см, облучаемых гауссовым пучком мюонов с полушириной (дисперсией)

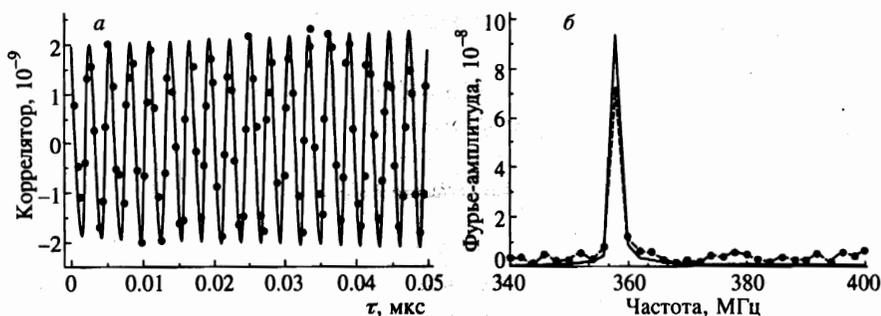


Рис. 3. Теоретический (сплошная линия) и смоделированный (штриховая линия и точки) корреляторы (а) и их фурье-образы (б) при числе событий  $2 \cdot 10^8$  (а) и  $2 \cdot 10^7$  (б) для случая  $R_{max} = 10^{-3}$  см,  $R_{min} = 10^{-4}$  см,  $\sigma = 0.1$  см

0.1 см, при компьютерном моделировании 20-и гистограмм, набранных из различных точек мишени, величина  $\langle \Delta W^2 \rangle = 1.3 \cdot 10^{-4}$ , а  $\langle W^{(a)} \rangle \approx 0.5$ . На рис. 3а приведены коррелятор, полученный в результате моделирования, и его теоретическая оценка, вычисленная по формулам (2)–(4), в которые подставлено известное из первого этапа моделирования значение  $\langle \Delta W^2 \rangle$ .

«Экспериментальные» точки практически ложатся на теоретическую кривую с правильным значением  $\langle \Delta W^2 \rangle$ , т. е. косвенным образом определена величина  $\langle \Delta W^2 \rangle$  при  $\langle W^{(a)} \rangle \approx 0.5$ , а по кривым рис. 1, 2 легко получить безразмерное отношение  $R_{max}/\sigma = 10^{-2}$ , что при эффективном размере пучка 0.1 см дает оценку ширины диамагнитного домена  $10^{-3}$  см. Для проведения такого эксперимента на современном ускорителе потребовалось бы 10–20 ч, однако набирать  $2 \cdot 10^8$  событий нет никакой необходимости, поскольку удовлетворительную оценку размеров доменов можно получить при значительно меньшей статистике. Выделение амплитуды коррелятора на частоте, известной из обычного  $\mu SR$ -эксперимента, можно осуществить при статистике, меньшей, по крайней мере, на порядок. При общем числе событий  $2 \cdot 10^7$  и том же количестве «импульсов» фурье-амплитуда «экспериментального» коррелятора не слишком сильно отличается от теоретической (рис. 3б), что позволяет оценить размеры доменов.

Если описанный выше эффект не будет наблюдаться экспериментально, то это говорит о том, что структура доменов в мишени меняется за время набора одиночной гистограммы, что в изложенном выше случае соответствует  $10^6$  событий.

Постоянство  $W^{(a)}$  при наборе событий в каждом блоке-импульсе означает в этом случае, что домены должны сохранять свою конфигурацию в течение времени порядка  $10^2$  с. Это требование можно ослабить, уменьшая количество единичных событий в блоке или используя импульсный пучок. Однако сокращение количества событий в одном блоке на порядок приведет к возрастанию времени набора такого же количества двойных событий в сто раз, поэтому необходимо рассмотреть возможность получения информации о размерах домена для случая «малой» статистики.

6. ВЫДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ  $\mu SR^2$ -КОРРЕЛЯТОРА В СЛУЧАЕ МАЛОЙ СТАТИСТИКИ

Статистика, набираемая в отдельном блоке, может оказаться недостаточной для получения «хорошего» коррелятора: он очень сильно зашумлен, и определение амплитуды по фурье-образу не представляется возможным. В этом случае можно применить способ выделения полезного сигнала, аналогичный методу синхронного детектирования в радиотехнике.

Суть данного способа заключается в свертке сигнала, содержащего полезную информацию, с заранее известной теоретической функцией, описывающей полезный сигнал. В результате свертки получается периодическая функция, амплитуда которой несет информацию об амплитуде полезного сигнала, а сдвиг фазы позволяет оценить влияние шума.

На рис. 4 показано восстановление амплитуды  $\mu SR^2$ -коррелятора при статистике в одном блоке-импульсе 20000 мюонов. Количество импульсов в этом случае было 5000, поэтому число единичных событий того же порядка, что и в случаях, приведенных на рис. 3, однако количество парных событий, определяющих точность восстановления коррелятора, значительно меньше. Амплитуда шума в корреляторе больше полезного сигнала, а в фурье-спектре сравнима с ним.

В данном случае сигналом является экспериментальная оценка  $\mu SR^2$ -коррелятора  $B(\tau)$ , определяемая по формуле (2). В качестве ядра свертки используется его математическое ожидание  $B_T(\tau)$  (3).

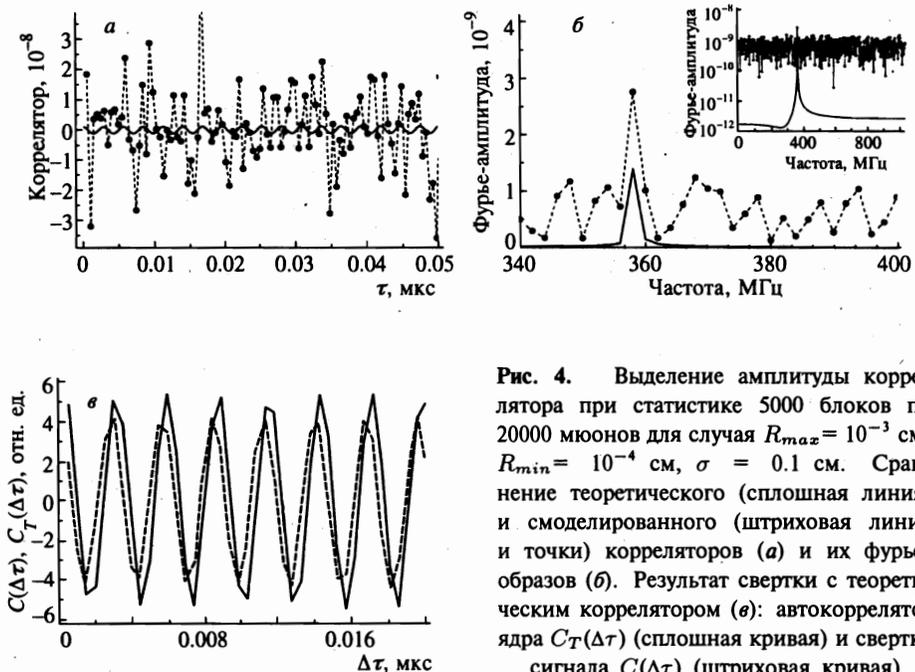


Рис. 4. Выделение амплитуды коррелятора при статистике 5000 блоков по 20000 мюонов для случая  $R_{max} = 10^{-3}$  см,  $R_{min} = 10^{-4}$  см,  $\sigma = 0.1$  см. Сравнение теоретического (сплошная линия) и смоделированного (штриховая линия и точки) корреляторов (а) и их фурье-образов (б). Результат свертки с теоретическим коррелятором (в): автокоррелятор ядра  $C_T(\Delta\tau)$  (сплошная кривая) и свертка сигнала  $C(\Delta\tau)$  (штриховая кривая)

Сравнивая автокоррелятор ядра

$$C_T(\Delta\tau) = \int B_T(\tau)B_T(\tau + \Delta\tau)d\tau \quad (6)$$

со сверткой сигнала

$$C(\Delta\tau) = \int B(\tau)B_T(\tau + \Delta\tau)d\tau, \quad (7)$$

которые приведены на рис. 4в, можно обнаружить, что кривые практически совпадают. Такое совпадение получается, поскольку в ядро, определяемое по (3), подставлено известное значение  $\langle \Delta W^2 \rangle$ . В реальном эксперименте величина  $\langle \Delta W^2 \rangle$  неизвестна и подлежит определению из соотношения амплитуд сверток. В отличие от самих корреляторов, форма которых в эксперименте зависит от количества парных событий и напоминает при малой статистике белый шум, их свертки имеют вид периодических функций, даже когда полезный сигнал просто отсутствует. В этом случае свертка теоретического и экспериментального корреляторов фактически дает амплитуду случайного шума на частотах теоретического коррелятора. Критерием наличия полезного сигнала является малость сдвига фазы. При большой амплитуде шума сдвиг фазы может быть велик и должен хаотически изменяться в процессе набора статистики. На рис. 4в этот сдвиг фаз заметен, но мал, что свидетельствует о малой амплитуде шума на частоте полезного сигнала. На фурье-спектре рис. 4б этот факт не столь очевиден.

В рассмотренном примере малая статистика двойных событий ( $5000 \cdot 20000^2 = 2 \cdot 10^{12}$ ) получилась из-за сравнительно небольшого количества единичных событий (20000) в одном «импульсе», хотя общее число единичных событий  $2 \cdot 10^8$  велико и для их набора требуется примерно 10 ч работы на ускорителе. Для оценки размеров доменов тот же результат можно получить за несколько минут при условии, что за такое время не происходит существенного изменения структуры доменов. Например, набрать восемь раз по  $5 \cdot 10^5$  событий. Естественно, при этом случайные отклонения значений  $W^{(a)}$  от среднего по восьми измерениям не дадут точного значения дисперсии, но оценку по порядку величины заведомо обеспечат. При 5000 «импульсов» дисперсия определяется с высокой точностью, и характерное время, за которое не должно происходить изменений доменной структуры, может быть порядка секунды.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы показали, что, практически не изменяя традиционной методики проведения  $\mu SR$ -экспериментов на поверхностных пучках мюонов, можно измерять крупномасштабные магнитные неоднородности с характерными размерами порядка  $10^{-3}$  см даже при малой амплитуде изменений магнитных полей, характерной для диамагнитных доменов. Метод  $\mu SR^2$  сводится при этом к способу обработки обычных  $\mu SR$ -гистограмм, набранных из нескольких областей исследуемой мишени.

Присущие традиционной методике ограничения — во-первых, неудобства, связанные с изменением положения пучка по отношению к мишени, во-вторых, использование малой части пучка, что не позволяет регистрировать более  $10^4$  событий, — сильно сужают возможности  $\mu SR^2$ -метода. Использование для  $\mu SR$ -исследований импульсных пучков либо установок, фиксирующих точку останова или распада мюона, позволит преодолеть эти трудности и откроет широкие возможности исследования

пространственно-временных корреляций. Такие установки и пучки уже давно существуют [6, 7], но пока не используются для этих целей. Фиксация координаты распада даже с точностью до 1 мм позволит на мишени размером 1 см на два порядка ускорить набор статистики и не менять положение мишени, поскольку одновременно будет фактически осуществляться сто  $\mu SR^2$ -экспериментов, описанных в этой статье. Повышение точности фиксации координаты до величин порядка  $10^{-2}$  см вполне реально, а это позволит успешно проводить  $\mu SR^2$ -эксперименты и на существующих отечественных ускорителях. Планировавшаяся временная структура пучка Московской мезонной фабрики позволила бы помимо пространственных измерять и временные корреляции магнитных полей с временами корреляции  $10^{-7}$ – $10^{-5}$  с и особенно успешно медленные корреляции от  $10^{-2}$  с и больше. Впервые подобные эксперименты предлагались именно для этого ускорителя много лет назад.

Главная цель этой публикации состояла в том, чтобы с помощью компьютерного эксперимента на интересном для физики металлов объекте наглядно показать доступность для экспериментальных групп этого нового направления исследований вещества  $\mu SR$ -методом.

## Литература

1. V. A. Gordeev and V. N. Gorelkin, *Nucl. Int.* **65**, 1129 (1990).
2. В. А. Гордеев, В. Н. Горелкин, *Физика атомного ядра и элементарных частиц*, Материалы XXIV зимней школы ЛИЯФ, Ленинград (1989), с. 159.
3. В. А. Гордеев, В. Н. Горелкин, *Мюоны и пионы в веществе*, Труды III Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом, Дубна (1995), с. 237.
4. G. Solt, C. Baines, V. S. Egorov et al., *Nucl. Int.* **104**, 257 (1997).
5. V. A. Gordeev, V. N. Gorelkin, and N. E. Vtorova, *Nucl. Int.* **106**, 265 (1997).
6. P. Podini and R. Jedeschi, *Nucl. Int.* **17–19**, 917 (1984).
7. В. А. Гордеев, О. В. Савченко, В. М. Абазов и др., *Письма в ЖЭТФ* **57**, 262 (1993).