

## MUON METHOD FOR A MATTER STUDYING

Yu. M. BELOUSOV,  
V. P. SMILGA

*Physical principles of a new nuclear method for the study of matter by means of positive muons are considered (muon or  $\mu$ SR-method). The  $\mu$ SR-technique has the same practical significance for physics and chemistry of condensed and gaseous phases such as the nuclear magnetic resonance or the gamma-spectroscopy.*

**Рассмотрены физические принципы нового ядерного метода изучения вещества с помощью положительных мюонов (мюонный или  $\mu$ SR-метод). В настоящее время мюонный метод для физики и химии конденсированных и газообразных фаз имеет такое же значение, как метод ядерного магнитного резонанса или мёссбауэровская гамма-спектроскопия.**

## ЧТО ТАКОЕ МЮОННЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕЩЕСТВА

Ю. М. БЕЛОУСОВ, В. П. СМИЛГА

Московский физико-технический институт,  
Долгопрудный Московской обл.

### ВВЕДЕНИЕ

Всем хорошо известны традиционные методы исследования вещества: ядерный магнитный и электронный парамагнитный резонанс (ЯМР и ЭПР), нейтронография и мёссбауэровская спектроскопия, но что представляет собой мюонный метод исследования вещества, или  $\mu$ SR-метод, известно гораздо меньшему кругу людей, даже профессионально занимающихся наукой. А между тем мюонный метод уже перешел в зрелый возраст (опубликовано более тысячи работ) и дал много новой и ценной информации о свойствах вещества. Причем многие результаты либо вообще нельзя получить другими методами, либо  $\mu$ SR позволяет получить более точные данные.

Суть мюонного метода заключается в возможности изучения локальных микрополей в веществе с помощью легкой нестабильной заряженной элементарной частицы – мюона (как положительного, так и отрицательного). Для изучения свойств материи наиболее перспективны положительные мюоны, и в этой статье мы будем говорить только о них. Поскольку мюоны – нестабильные частицы, их получают на ускорителях, поэтому метод не только относительно дорог, но и доступен лишь при наличии специальных ускорителей. В настоящее время во всем мире насчитывается всего шесть исследовательских центров: PSI в Швейцарии, TRIUMF в Канаде, КЕК в Японии, ISIS в Великобритании и два центра – ОИЯИ (Дубна, Московская обл.) и ПИЯФ РАН (Гатчина, Ленинградская обл.) – в России. Кроме того, завершается строительство крупного центра в ИЯИ РАН (Троицк, Московская обл.).

Возможно, такая незаслуженно малая известность мюонного метода обусловлена его относительной дороговизной и малым количеством исследовательских центров. Однако в этих центрах работает не так уж мало экспериментальных групп из всех развитых стран.

Итак, основной и, пожалуй, единственный минус  $\mu$ SR-метода – его стоимость. Но взамен мы получаем мощный инструмент для изучения самого широкого диапазона свойств вещества как в газовой фазе, так и в конденсированном состоянии – от измерения скоростей химических реакций до расшифровки магнитной структуры сверхпроводников второго рода (в частности, ВТСП), исследования технологических свойств трансформаторных сталей,

фазовых переходов второго рода, свойств электролитов и т.д.

## 1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА МЮОНОВ

Положительные ( $\mu^+$ ) и отрицательные ( $\mu^-$ ) мюоны, так же как и электроны, относятся к лептонам. Они обладают собственным моментом — спином  $s = 1/2$  и магнитным моментом

$$\mu_\mu = \frac{e\hbar}{2m_\mu c} \left( 1 + 0,5\frac{\alpha}{\pi} + 0,766\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + \dots \right). \quad (1)$$

Здесь  $e = \pm 4,8 \cdot 10^{-10}$  ед. CGSE — элементарный заряд (с учетом знака),  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$  эрг · с — постоянная Планка,  $m_\mu$  — масса мюона,  $c$  — скорость света и  $\alpha \approx 1/137$  — постоянная тонкой структуры. Как видим, магнитный момент мюона превышает мюонный магнетон  $|e|\hbar/(2m_\mu c)$  на величину порядка  $10^{-3}$  и практически во всех прикладных экспериментах (но отнюдь не всегда) можно пренебрегать этим отличием.

Мюон — нестабильная частица, распад которой определяется слабым взаимодействием, поэтому время жизни относительно велико и составляет  $\tau \approx 2,2 \cdot 10^{-6}$  с. Столь большое время жизни и обусловило широкое применение мюонов для исследования свойств вещества. Но в 1957 году, когда Р.Л. Гарвин, Л.М. Ледерман и Г. Вейнрих и независимо Дж.И. Фридман и В.Л. Телегди открыли несохранение четности в  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распаде, они вряд ли могли предположить, что этот фундаментальный результат в физике элементарных частиц положит начало новому методу изучения свойств вещества. В разделе 3 мы расскажем, как именно проявляется несохранение четности при распаде мюона, а здесь ограничимся констатацией факта: распадаясь (погибая) мюон сообщает, как был направлен его спин в момент его “смерти”.

На первых порах появилась масса работ, посвященных исследованию этой фундаментальной проблемы. При этом приходилось изучать распад мюонов, остановившихся в какой-либо мишени. Результаты, однако, существенно зависели от типа мишени, что сначала воспринималось как неизбежная и досадная помеха при постановке чистого эксперимента. Поэтому волей-неволей приходилось разбираться в закономерностях взаимодействия мюонов с веществом мишени. Таким образом, можно сказать, что мюонный метод появился на свет как побочный ребенок фундаментальных исследований и, как это часто бывает, был нежелательным до тех пор, пока не стало ясно, что наука получила совершенно новый инструмент для исследования свойств вещества.

## 2. КОЕ-ЧТО О СПИНЕ ЧАСТИЦЫ

Мы во введении отметили, что мюонный метод позволяет определять магнитные микрополя в ми-

**Таблица 1.** Основные характеристики мюонов

Заряд	$e = 4,803250(21) \cdot 10^{-10}$ ед. CGSE
Масса	$m_\mu = 206,77m_e = 0,1126m_p$
Спин	$s = 1/2$
Магнитный момент	$\mu_\mu = 3,18334\mu_p = 0,00483\mu_e$
Гиромагнитное отношение	$\gamma_\mu = \frac{e}{m_\mu c} = 13,5544$ кГц/Гс
Схема распада	$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$

шени, однако не сказали каким образом. Из табл. 1, в которой представлены основные характеристики мюонов, видно, что мюоны обладают магнитным моментом и спином. Поскольку именно эти качества мюонов определяют возможности мюонного метода, следует сказать несколько слов, поясняющих суть указанных физических характеристик.

Почти все элементарные частицы (протоны, нейтроны, электроны и наши мюоны) наделены собственным моментом количества движения — спином. У всех перечисленных частиц собственный момент  $S = \hbar/2$ . Как видно, величина собственного момента равна половине кванта момента (напомним, что размерность постоянной Планка совпадает с размерностью момента количества движения). Если у частицы есть спин, ему обязательно сопутствует магнитный момент  $\mu$ .

Магнитный момент есть, в частности, и у нейтральной частицы — нейтрона. Мы говорим, что вектор магнитного момента положителен (отрицателен), если он направлен параллельно (антипараллельно) вектору спина.

Различные частицы имеют различные значения спина: он может быть равен и целым значениям и полуцелым, однако всегда он принимает только целые и полуцелые значения.

Важнейшее свойство спина состоит в том, что он имеет существенно квантовую природу, он не может принимать различные значения для одной и той же частицы. Спин — такая же постоянная характеристика частицы, как заряд или масса. У него нет классического аналога, и представить спин в рамках нашей привычной классической интуиции невозможно. В частности, нельзя связать со спином какое-либо реальное вращение в реальном пространстве. Момент количества движения есть, а никакого вращения ему не соответствует! Если попытаться представить спин как вращение элементарной частицы (шарика) вокруг оси, проходящей через ее полюсы, то, например, для электрона, классический радиус которого  $r_0 \approx e^2/mc^2 \approx 10^{-13}$  см, на экваторе линейная скорость в сотни раз превышает скорость света, что невозможно, так как противоречит теории относительности.

Приведенную оценку вполне может выполнить и восьмиклассник. Она довольно поучительна.

Внутренний момент количества движения шарика  $M \propto mvr$ . Численный коэффициент не учитываем: он может изменить конечный результат раза в два. Да хоть в пять! Итак,  $mvr \approx \hbar$ . Двойку забываем. Далее  $m_e \approx 10^{-27}$  г и получаем

$$v = \frac{\hbar}{m_e r} \approx \frac{10^{-27}}{10^{-27} \cdot 10^{-13}} \approx 10^{13} \text{ см/с.}$$

В квантовой механике мы, конечно, встречаемся и с вектором орбитального момента  $L$ . Орбитальный момент можно с некоторой натяжкой связать с реальным вращением. Например, сказать, что электроны в атоме вращаются на определенных орбитах (хотя само понятие траектории в квантовой механике некорректно). Это если и неточные слова, но на популярном уровне вполне обоснованны. Они успокаивают наше классическое восприятие мира, поэтому они допустимы. Для спина отсутствует даже это утешение. Есть собственный момент количества движения, и все. Никакого вращательного движения нет.

Для популярного объяснения понятия спина лучше всего привлечь старый ехидный анекдот. Лектор популярно объясняет, что такое беспроводный телеграф: “Сначала представим себе проволочный телеграф. Вообразите себе кошку длиной в несколько тысяч километров. Когда вы прищемите ей хвост на одном конце, то на другом услышат мяуканье. Это проволочный телеграф. Теперь представьте себе то же самое, но без кошки. Это и есть беспроводный телеграф”. И так, представьте себе вектор собственного момента частицы. Он ведет себя так же, как орбитальный момент количества движения, описывается теми же квантово-механическими законами, но никакого реального вращения ему не соответствует. Это и есть спин.

Возникает законный вопрос: как же его обнаружить? Вновь вернемся к классическим понятиям. Представьте себе гироскоп, ротор которого закрыт, так что никакого вращения наблюдатель не видит. Как же обнаружить наличие момента количества движения у гироскопа? К нему нужно приложить силу (момент сил), тогда он начнет прецессировать. То же самое произойдет и со спином. Но какие силы могут действовать на него? Напомним, спину частицы всегда сопутствует магнитный дипольный момент. Вектор магнитного момента направлен параллельно вектору спина для положительно заряженных частиц и антипараллельно для отрицательно заряженных. Для нейтральных частиц (нейтрон) направление магнитного момента по отношению к спину следует определять другими свойствами частиц. Движение магнитного момента мы рассмотрим ниже, а пока заметим, что благодаря магнитному моменту в полную энергию частицы добавляется точно такой же член, как и для магнитного диполя в классической физике  $U = -(\mu \mathbf{B})$ . Как видно, полная энергия уменьшается, если магнитный момент на-

правлен параллельно вектору магнитного поля, и увеличивается, если антипараллельно. Обычно в квантовой механике принято измерять момент количества движения в единицах  $\hbar$ , поэтому для спина мюона будем писать вместо  $\hbar/2$  просто  $1/2$ .

Квантовая природа спина и магнитного момента преподносит нам еще один сюрприз. Если измерять проекцию вектора  $\mu$  на ось поля  $\mathbf{B}$ , для частиц со спином  $S = 1/2$  мы всегда будем получать только два значения  $+\mu$  и  $-\mu$ . С позиций нашей классической интуиции это выглядит достаточно дико, но... так устроен мир. Если спин  $S = 1$ , возможны только три проекции  $+\mu$ ,  $0$ ,  $-\mu$ . Для спина  $S = 3/2$  допустимы только четыре и т.д. Проекция механического момента на ось  $\mathbf{B}$  могут принимать только полужелые (если спин полужелый) либо только целые (если спин целый) значения.

Мы не можем, конечно, в этой статье серьезно рассмотреть законы квантовой механики и природу спина. Поэтому ограничимся только некой формальной сводкой правил.

1. Спин – внутренний момент количества движения частицы, присущий большинству элементарных частиц.

2. Никакой классической аналогии для спина не существует, и с этим надо примириться (см. притчу про беспроводный телеграф).

3. Для каждой элементарной частицы спин выдан навечно. Иначе говоря, спин – постоянное свойство частицы.

4. Если проекция орбитального момента количества движения частицы  $L_z$  может принимать любые значения, кратные постоянной Планка:  $L_z = N\hbar$ , то абсолютная величина спина постоянна.

5. Спину может принимать значения, равные как целому, так и полужелому числу постоянной Планка  $\hbar$ .

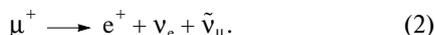
6. Частицы с полужелым спином (фермионы) и целым спином (бозоны) резко отличаются своими свойствами. Это приводит, в частности, к многим удивительным макроскопическим эффектам (сверхтекучесть, сверхпроводимость и др.), но об этом мы умолчим.

7. Средний вектор спина так же, как и средний орбитальный момент количества движения, можно описывать классическими уравнениями. Далее, рассматривая, например, прецессию спина в магнитном поле, мы всегда будем иметь в виду средние. Честно говоря, мы не сможем здесь строго объяснить, как определяются средние в квантовой механике, так как это заняло бы очень много времени, но обратимся к интуитивному представлению.

### 3. СХЕМА РАСПАДА МЮОНА. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СПИНА

Рассмотрим принципиальную сторону мюонного метода. Несохрание четности в слабых взаимодействиях позволяет измерить направление спина

(магнитного момента) в момент распада, поскольку диаграмма направленности (вероятности) распада оказывается несимметричной (рис. 1). Будем рассматривать здесь только положительные мюоны, которые распадаются по схеме



Здесь  $e^+$  – позитрон,  $\nu_e$  – электронное нейтрино и  $\bar{\nu}_\mu$  – мюонное антинейтрино.

Что такое несохранение четности и почему оно приводит к несимметрии диаграммы распада, мы объяснять не будем. Собственно, для понимания мюонного метода достаточно принять как данный свыше факт: диаграмма распада несимметрична (см. рис. 1). Просто поверим: открытие несохранения четности для слабых взаимодействий было одним из самых замечательных достижений фундаментальной физики за последние полстолетия.

И замечательно, что в который раз повторяется в физике вечный сценарий. Проходит время и, казалось бы, совершенно абстрактные, бесконечно далекие от прикладных задач открытия, оказывается, имеют важнейшее прикладное значение. Вспомним, например, открытие электромагнитной индукции Фарадеем или (ближе ко времени) квантовую механику. В наше время она почти инженерная наука, как сопромат.

В обычных мюонных экспериментах оба нейтрино не фиксируются, и измеряется только полное число позитронов распада, зафиксированных в данном счетчике, ориентированном определенным образом. Из теории слабых взаимодействий следует, что вероятность зарегистрировать позитрон распада зависит от угла между направлением его вылета и направлением спина мюона. При этом полная асимметрия углового распределения позитронов

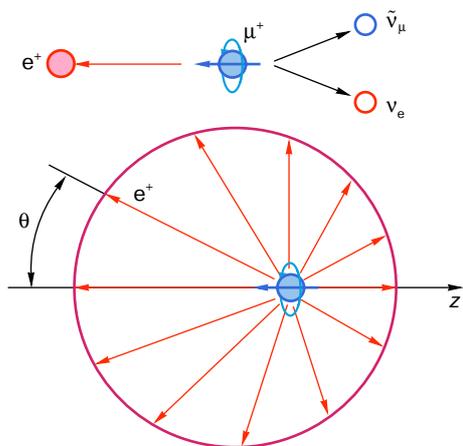


Рис. 1. Схема и диаграмма направленности распада  $\mu^+$

при распаде положительного мюона определяется формулой

$$W(\theta)\Delta\theta = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{1}{3}\cos\theta\right)\sin\theta \cdot \Delta\theta. \quad (3)$$

Здесь  $W(\theta)\Delta\theta$  – вероятность позитронам попасть в элемент углов от  $\theta$  до  $\theta + \Delta\theta$ ,  $\theta$  – угол между направлением импульса позитрона и спином мюона. Подчеркнем, что сама формула (3) носит статистический характер: по одному распаду никакой вероятности не определишь.

Итак, при распаде  $\mu^+$  позитроны вылетают преимущественно в направлении спина мюона и диаграмма направленности имеет вид, показанный на рис. 1. На первый взгляд из формулы (3) никак не следует возможность изучения каких-либо свойств вещества, однако следует учесть, что она написана для одного свободного мюона. На самом деле все эксперименты проводятся для ансамбля мюонов, взаимодействующих с веществом мишени. Чем же отличается картина для ансамбля от описанной выше?

Рассмотрим поток частиц со спином 1/2. Поскольку спин есть собственный момент количества движения, ему соответствует наблюдаемая величина – средний вектор спина, который ведет себя как классическая величина. Если в потоке частиц все векторы спинов частиц направлены строго в одну сторону (параллельны), говорят, что пучок частиц полностью (стопроцентно) поляризован.

Для характеристики такого состояния частиц в пучке вводят вектор поляризации  $\mathbf{P}$  – удвоенный средний вектор спина ансамбля частиц пучка, по модулю равный 1:  $|\mathbf{P}| = 1$ .

Пусть теперь векторы спинов отдельных частиц в пучке направлены совершенно беспорядочно (иными словами, векторы спинов направлены равновероятно во всех направлениях). В этом случае говорят, что пучок (ансамбль) полностью неполяризован и  $|\mathbf{P}| = 0$ . Когда есть преимущественное направление для векторов спинов пучка, но они не все направлены в одну сторону, говорят, что пучок частично поляризован и  $|\mathbf{P}| < 1$ . Таким образом, введенный вектор поляризации пропорционален среднему значению вектора спина частиц в ансамбле. Согласно определению,

$$\mathbf{P} = 2\langle s \rangle. \quad (4)$$

Вектор  $\mathbf{P}$  измеряется в единицах  $\hbar$  и почти во всем ведет себя как обычный классический вектор. Однако честно признаемся, хотя интуитивно вектор поляризации легко себе представить, точное определение этого понятия требует достаточно тонкого квантово-механического анализа, и в данной статье провести его мы не сможем.

Итак, мы вынуждены апеллировать к чувствам читателей и далее вектором  $\mathbf{P}(t)$  будем считать

поляризацию отдельного мюона, остановившегося в мишени.

Для ансамбля распадающихся мюонов формула (3) изменит свой вид: вектор спина отдельной частицы следует заменить поляризацией ансамбля и  $\cos\theta$  на  $|\mathbf{P}|\cos\theta$ :

$$\frac{\Delta N(\theta)}{N} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1}{3} |\mathbf{P}| \cos\theta \right) \sin\theta \cdot \Delta\theta. \quad (5)$$

Итак, появляется возможность определять поляризацию спина ансамбля мюонов в момент распада по угловому распределению позитронов распада. Величина и направление поляризации спина для мюона, остановившегося в мишени, изменяются во времени и определяются взаимодействиями магнитного момента мюона в мишени с магнитными полями в точке, где находится мюон. Это очень важный пункт. Поляризация ансамбля мюонов в какой-то момент времени  $\mathbf{P}(t) \neq \mathbf{P}(0)$  — начальной поляризации пучка мюонов. Эта формула и дает принципиальную основу для мюонного метода изучения вещества. Прежде чем перейти к анализу возможностей метода, заметим, что для получения максимальной асимметрии распределения необходимо получить пучок полностью поляризованных мюонов. Но это отдельная задача ускорительной техники.

#### 4. КАК ПОЛУЧАЮТ ПУЧКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МЮОНОВ<sup>1</sup>

Итак, для применения  $\mu\text{SR}$ -метода необходим ансамбль поляризованных положительных мюонов. Пучок поляризованных мюонов получают в результате бомбардировки частицами (как правило, протонами) так называемой мезонообразующей мишени на ускорителе. При взаимодействии протонов с ядрами рождаются отрицательные и положительные  $\pi$ -мезоны, масса которых равна примерно 140 МэВ. Поэтому для их рождения обычно используют пучки с энергией  $E_p \geq 0,5$  ГэВ. В канале ускорителя после сепарации пучка в итоге получают пучок релятивистских  $\pi$ -мезонов, которые затем распадаются. Мода распада положительного  $\pi$ -мезона



Время жизни заряженного пиона  $\tau_\pi = 2,6 \cdot 10^{-8}$  с. Рассмотрим распад  $\pi^+$  в системе покоя (рис. 2). Пион не обладает собственным моментом (спином), а спин мюонного нейтрино всегда направлен строго противоположно его импульсу (стопроцентная поляризация). Поэтому в силу закона сохранения момента импульса спин положительного мюона также противоположен его импульсу. Итак, в системе по-

<sup>1</sup> Если читателей не очень интересуют детали и они готовы поверить, что пучки поляризованных мюонов можно получить, этот раздел можно смело опустить. Но о какой красивой и тонкой физике здесь разговор!

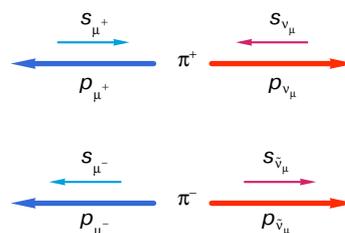


Рис. 2. Возникновение вынужденной поляризации мюона при распаде пиона

кой  $\pi^+$  мюон имеет стопроцентную поляризацию. Это замечательное свойство вынужденной поляризации мюонов при распаде  $\pi$ -мезонов — один из китов, на которых основан мюонный метод.

В лабораторной системе отсчета пионы имеют некоторый разброс скоростей как по модулю, так и по направлению. В системе покоя пионы распадаются изотропно. Однако пионы, как правило, имеют относительно большую скорость. Например, на ускорителе в Дубне энергия пионов  $E_\pi \approx 300$  МэВ и их скорость  $v \approx 0,9c$ . Таким образом, это релятивистские частицы, поэтому при переходе в лабораторную систему направления импульсов мюонов оказываются сосредоточенными в относительно узком телесном угле (порядка  $v/c$ ), как это показано на рис. 3<sup>2</sup>.

Очевидно, в лабораторной системе максимальную энергию имеют мюоны, распавшиеся вперед, а минимальную — распавшиеся назад. В лабораторной системе практически все мюоны летят вперед, по направлению импульса пиона. Однако в лабораторной системе мюоны с максимальной энергией оказываются поляризованы против направления импульса, а мюоны с минимальной энергией — по направлению импульса мюонов. С помощью магнитных полей пучок сепарируется по энергиям мюонов и соответственно по поляризациям. Таким образом, получают пучок мюонов с хорошей степенью

<sup>2</sup> Этот результат следует из законов релятивистской кинематики.

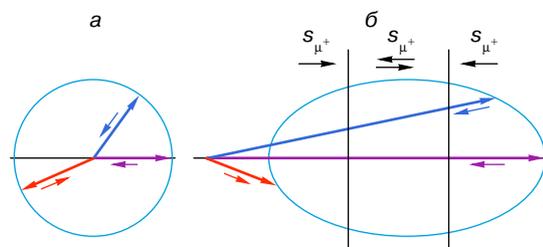


Рис. 3. Направление спина и импульса мюонов при распаде: а — в системе покоя пиона, б — в лабораторной системе отсчета

поляризации, хотя и видно, что поляризация не может быть стопроцентной и всегда  $|P| < 1$ . Обычно поляризация в пучках достигает  $|P| = 0,6-0,9$ .

Проблема приготовления хорошего пучка мюонов — одна из главных для экспериментаторов. Пучок поляризованных мюонов направляется на мишень. Чтобы остановиться в образце-мишени, мюон должен на своем пути растратить свою энергию при столкновениях (энергия мюона тратится в основном на ионизацию). Отрывая электрон, мюон должен отдать ему часть своей энергии, несколько большую, чем потенциал ионизации среды (10–20 эВ). На 1 см пути мюон встретит примерно  $5 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$  атомов, поскольку в конденсированной среде средние расстояния обычно в 2–3 раза больше, чем их собственные размеры (порядка нескольких ангстрем). На такое число столкновений расходуется энергия 10–100 МэВ. Время торможения от околосветовых до тепловых скоростей приблизительно равно  $10^{-10}$  с. Эта грубая оценка вполне согласуется с экспериментальными данными о пробегах мюона в веществе. Как и для других частиц, пробег мюона в веществе характеризуется массой столбика вещества с высотой, равной соответствующей средней длине свободного пробега и единичной площадью основания. Эта характеристика удобна, так как масса столбика меняется у различных веществ значительно слабее, чем длины пробегов.

Энергии 100 МэВ не всегда удобны для мюонных экспериментов. Действительно, при таких энергиях пробеги для большинства веществ составляют 30–45 г/см<sup>2</sup>, поэтому для того, чтобы большая часть мюонов пучка останавливалась в исследуемой мишени, приходится предварительно затормаживать пучок или брать мишени толщиной в несколько сантиметров. С газовыми и тонкими мишенями работать при таком пучке практически невозможно. Поэтому для мишеней с малой плотностью значительно удобнее использовать низкоэнергетичные пучки так называемых поверхностных мюонов, которые образуются от распада пионов, остановившихся в самой мезонообразующей мишени (рис. 4). Поскольку такие мюоны имеют сравнительно небольшой импульс (< 30 МэВ/с), их пробег порядка 0,15 г/см<sup>2</sup> (например, при плотности меди 8,9 г/см<sup>3</sup> это 0,017 см), поэтому из мезонообразующей мишени могут вылетать только мюоны, образовавшиеся в поверхностном слое. По этой причине такой пучок и называют поверхностным. Его поляризация практически равна единице, а глубина проникновения в исследуемую мишень составляет те же 0,15 г/см<sup>2</sup>. При атмосферном давлении пучок остановится в газовой мишени толщиной всего 10 см.

Интенсивность мюонных пучков старых ускорителей, таких, как синхротрон в Гатчине и ускоритель в Дубне, обеспечивала при работе с конденсированными мишенями  $10^4 - 10^6$  остановок мюонов в секунду. Такого числа остановок достаточно

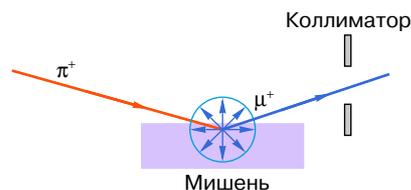


Рис. 4. Схема получения поверхностных мюонов

для проведения экспериментов, использующих обычную или, как ее сейчас называют, традиционную методику эксперимента. Дело в том, что при традиционной методике в каждый момент времени в мишени может присутствовать только один мюон. Время жизни мюона  $2,197 \cdot 10^{-6}$  с, поэтому среднее число остановок не может быть больше  $10^5$  в секунду. Полезных событий регистрируется еще меньше. Это непосредственно приводит к тому, что для одного эксперимента просто из-за статистического характера получаемой информации требуется по крайней мере час ускорительного времени.

Ситуация коренным образом изменяется с пуском сильноточных ускорителей — мезонных фабрик, на которых интенсивность мюонных пучков выше, чем на прежних ускорителях. С появлением таких специальных ускорителей появились и новые методики эксперимента, позволяющие использовать высокую интенсивность мюонных пучков. Помимо сокращения времени проведения эксперимента возможности ускорителя позволяют проводить и принципиально новые исследования.

Первые эксперименты проводились фактически на тех же установках, на которых раньше измерялось время жизни пионов и мюонов в веществе. Необходимо было зафиксировать момент остановки заряженной частицы в мишени  $t_0$  и момент его распада  $t$ , то есть измерить интервал времени  $t - t_0$ .

Упрощенную схему такой установки (временного спектрометра) можно представить следующим образом (рис. 5). Сцинтилляционные счетчики  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_3$  регистрируют мюонные события, а  $C_2$ ,  $C_3$  и  $C_4$  — позитронные. При остановке мюона в мишени срабатывают счетчики  $C_1$  и  $C_2$ , а счетчики  $C_3$  и  $C_4$  не регистрируют прохождения частицы. Сигналы от счетчиков подаются на логическую схему совпадений (антисовпадений). В этом случае срабатывает сигнал “старт”, который запускает “часы” — преобразователь время—код. Распад мюона фиксируется счетчиками  $C_3$  и  $C_4$ , через которые прошел позитрон. Эти счетчики и составляют так называемый позитронный телескоп. Тогда дается сигнал “стоп” и фиксируется время между “старт” и “стоп”. А именно: кодирующее электронное устройство определяет номер временного канала, куда должно быть отнесено это полезное событие. Таким образом, мы определяем время, которое мюон проживет в мишени. Итак, в эксперименте мы всегда имеем в

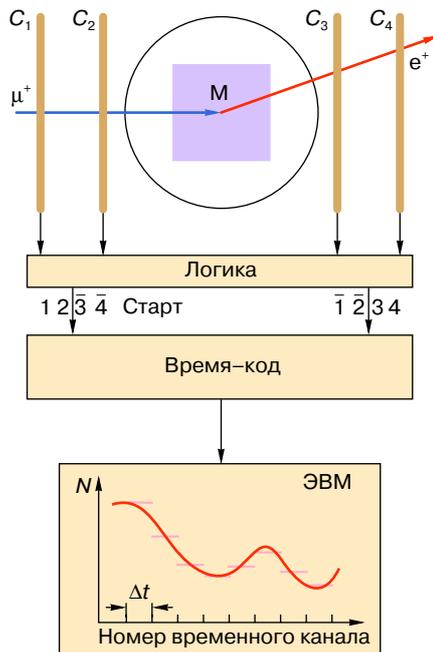


Рис. 5. Принципиальная схема  $\mu$ SR-эксперимента

мишени один мюон. Если в мишень влетел второй мюон, пока еще жив первый, электронная схема отбрасывает и не учитывает такие случаи.

Когда событие зарегистрировано, сведения о нем (номер временного канала) поступают в запоминающее устройство, где в соответствующей ячейке памяти накапливается число распадов  $N(t)$ , происшедших за время  $\Delta t$  (зависящее от временной ширины канала), в момент  $t$  (дискретное время – номер канала). Роль запоминающего устройства выполняет компьютер, который производит предварительную обработку информации и может оперативно в процессе эксперимента выдать на дисплей гистограмму числа распадов.

Описанный алгоритм работы современного временного спектрометра, конечно, упрощен. На практике используются и более сложные алгоритмы, позволяющие вести набор событий со скоростью  $6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ . Ширина временного канала или точность наших электронных часов может быть доведена до 0,5 нс. Рекордное время, достигнутое зарубежными экспериментальными группами, – 0,11 нс.

## 5. ПРИНЦИПАЛЬНАЯ СХЕМА НАБЛЮДЕНИЙ СПИНА АНСАМБЛЯ МЮОНОВ

В традиционной постановке эксперимента возможны три основные разновидности.

Первая – изучение поляризации  $\mathbf{P}(t)$  в магнитных полях, перпендикулярных начальной поляризации мюонного пучка  $\mathbf{P}(0)$ . При такой постановке

эксперимента среднее значение вектора спина каждого мюона прецессирует вокруг вектора  $\mathbf{B}$  с ларморовой частотой  $\omega = eB/(m_\mu c)$ . Одновременно из-за различных процессов релаксации уменьшается модуль поляризации спина мюонов  $|\mathbf{P}(t)|$ .

На первый взгляд это может показаться необычным, поскольку вектор поляризации однозначно определяется средним вектором спина ансамбля мюонов. Но ведь спин не может измениться!

Для понимания вновь постараемся привлечь классические аналогии. Понятие релаксации в классической физике хорошо понятно – релаксация всегда обусловлена трением. Если в качестве примера взять гироскоп, прецессирующий в поле Земли, и не подкручивать его ротор, то мы увидим, что со временем изменятся как угол конуса прецессии, так и частота. Это означает, что изменяется не только направление, но и модуль вектора орбитального момента.

В классике, если не учитывать трение (или необратимость), уравнение движения для момента количества движения гироскопа выглядит очень просто:

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{L}] \quad (7)$$

( $\boldsymbol{\Omega}$  – вектор частоты, направленный по оси вращения). Классический магнитный момент во внешнем магнитном поле (без трения) прецессирует, и закон прецессии определяется уравнением Лармора

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{M}], \quad (8)$$

где  $\boldsymbol{\omega}$  – ларморова частота прецессии магнитного момента в магнитном поле  $\mathbf{B}$ . Легко видеть, что при этом сохраняется и абсолютная величина магнитного момента.

Попробуем учесть трение. Самая простая гипотеза – допустить, что релаксация (затухание) пропорциональна самому вектору  $\mathbf{M}$ . Формально это означает, что в правую часть уравнения (8) мы добавляем линейный член  $-\Lambda\mathbf{M}$ . Здесь  $\Lambda$  – размерный коэффициент. Оказывается, эта простая идея очень хорошо работает во многих реальных ситуациях. В более сложных случаях приходится уточнять, усложнять уравнение, но принципиально все уже сказано. Мы ввели релаксационный член  $-\Lambda\mathbf{M}$ , и теперь  $\mathbf{M}(t)$  будет убывать по модулю, а частота прецессии и угол между векторами  $\boldsymbol{\omega}$  и  $\mathbf{M}$  сохраняются. Несколько видоизменяя релаксационный член, можно описать случаи, когда вектор  $\mathbf{M}$  убывает по модулю, и его направление приближается к оси прецессии.

Для вектора среднего спина ансамбля частиц роль трения играет взаимодействие магнитного момента с микрополями вещества мишени и в принципе вся классическая идеология сохраняется.

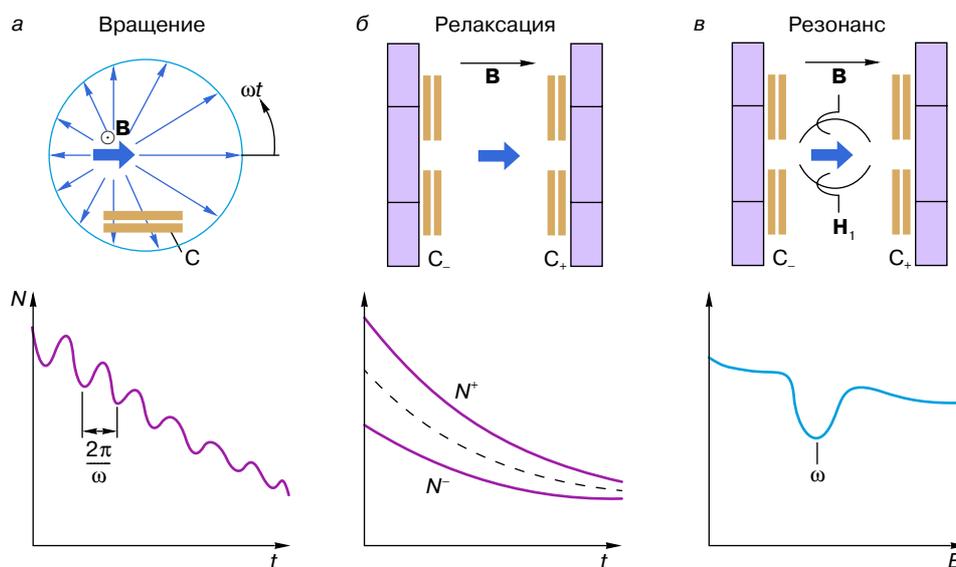
Изучая релаксацию  $P(t)$ , также можно получить важную информацию о распределении внутренних полей в веществе (Muon Spin Relaxation). Естественно, эти эксперименты можно проводить как в перпендикулярных, так и в продольных полях, а также и при отсутствии внешнего магнитного поля. Эксперименты Muon Spin Rotation – вторая разновидность традиционной методики проведения экспериментов. Третья разновидность – Muon Spin Resonance. Мишень помещают в продольное магнитное поле плюс перпендикулярное ему радиочастотное поле. В постоянном магнитном поле энергетические уровни любой магнитной системы, как известно, расщепляются, о чем рассказано, например, в статье Л.А. Блюменфельда и А.Н. Тихонова [4]. Если радиочастотное поле попадает в резонанс ( $\hbar\omega = \Delta E$ ), оно стимулирует переходы между уровнями, что и фиксируется по резонансному изменению начальной поляризации. Этот вариант практически идентичен технике ЯМР и ЭПР. Различие состоит лишь в способе регистрации. Как всегда, резонансные эксперименты обеспечивают высокую точность измерений.

Грубая схема разновидностей  $\mu$ SR-метода приведена на рис. 6. Естественно, это далеко не все разновидности традиционной методики экспериментов (не говоря уже о нетрадиционных постановках экспериментов), однако они дают вполне адекватное представление как о возможностях метода, так и о той информации, которая получается в мюонных экспериментах. Однако следует коснуться одного очень важного момента.

Как уже говорилось, сигналы от распавшегося мюона (позитроны в позитронном телескопе) сортируются по времени. Начало отсчета – остановка мюона. После набора достаточного числа событий в каждом временном канале экспериментатор получает гистограмму – первичный и единственный материал. В результате расшифровки гистограммы определяется поведение мюона в мишени. При обработке дискретная временная картина преобразуется в непрерывную и гистограмма аппроксимируется какой-либо функцией, параметры которой подбираются методом наименьших квадратов. Вид этой аппроксимирующей функции полностью определяется статистической гипотезой, придуманной экспериментатором (или теоретиком). Таким образом, на самом деле при интерпретации эксперимента есть известный произвол, и если в простых случаях обычно не возникают сомнения в правильности интерпретации результатов, то при достаточно сложном поведении мюонов в мишени интерпретация не столь однозначна. Во-первых, необходима четкая теоретическая модель поведения мюонов в мишени; во-вторых, нужна строгая математическая обработка с помощью методов статистического анализа (метод наименьших квадратов, фурье-анализ и т.п.).

### 6. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ВРЕМЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СПИНА МЮОНА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Итак, положительно заряженный мюон в веществе – микронд, позволяющий измерять локальные магнитные поля на мюоне. Каким образом эта информация может быть получена в экспериментах?



**Рис. 6.** Основные принципы  $\mu$ SR-экспериментов: а – прецессия поляризации, перпендикулярной внешнему полю  $\mathbf{B}$ , б – релаксация в продольном поле, в – резонанс в радиочастотном поле  $\mathbf{H}_1(t)$ , перпендикулярном продольному полю  $\mathbf{B}$

Сперва рассмотрим поведение поляризации спина покоящегося мюона  $\mathbf{P}(t)$  в однородном магнитном поле  $\mathbf{B}$ . Естественно, такая ситуация для реальных экспериментов представляет весьма идеализированную схему, однако ее аналог весьма полезен для понимания.

Строго говоря, задача о поведении спина частицы в магнитном поле решается на языке квантовой механики. Однако, поскольку со спином частицы всегда связана такая классически понятная величина, как магнитный момент, основные особенности легко могут быть получены исходя из классических представлений. Как уже говорилось, собственный магнитный момент частицы пропорционален ее спину, а именно

$$\boldsymbol{\mu} = \hbar\gamma\mathbf{s}. \quad (9)$$

Коэффициент пропорциональности  $\gamma$ , или гиромагнитное отношение, как говорилось, положителен (отрицателен) для положительно (отрицательно) заряженных частиц.

Таким образом, видим, что поляризация спина также однозначно связана со средним (наблюдаемым) значением магнитного момента:

$$\mathbf{P} = 2\langle\mathbf{s}\rangle = \frac{2\langle\boldsymbol{\mu}\rangle}{\hbar\gamma} \quad (10)$$

(механический момент  $\mathbf{s}$  измеряется в единицах  $\hbar$ ). Поляризация спина мюона в магнитном поле прецессирует так же, как и обычный классический магнитный момент, то есть проекция, параллельная магнитному полю (продольная поляризация), сохраняется и всегда равна начальному значению, а проекции, перпендикулярные магнитному полю, прецессируют с ларморовой частотой  $\omega = |\gamma\mathbf{B}|$ . Иными словами, если в начальный момент времени мюон имел поляризацию спина  $\mathbf{P}_0$ , то временная зависимость ее будет определяться простой формулой:

$$P_z(t) = P_0, \quad P_x(t) = P_0 \cos \omega t, \quad P_y(t) = -P_0 \sin \omega t. \quad (11)$$

Здесь магнитное поле направлено по оси  $z$ . Обычно эти три компоненты вектора поляризации объединяют в две взаимно перпендикулярные: продольную  $\mathbf{P}_{\parallel}$ , направленную по магнитному полю и поперечную  $\mathbf{P}_{\perp}$ , перпендикулярную полю, то есть

$$\mathbf{P}(t) = \mathbf{P}_{\parallel}(t) + \mathbf{P}_{\perp}(t). \quad (12)$$

Итак, вектор поляризации всегда может быть представлен в виде суммы двух векторов, один из которых сохраняется, а другой прецессирует с частотой Лармора.

Рассмотрим теперь, как изменится картина для мюона, внедренного в мишень. Прежде всего напомним, что  $\mu\text{SR}$ -эксперименты имеют статистический характер (необходимо исследовать очень много распадов в каждый момент времени, чтобы определить поляризацию ансамбля  $\mathcal{P}(t)$ ) и всегда измеряется поляризация ансамбля мюонов в мишени:

$$\mathcal{P}(t) = \langle\mathbf{P}(t)\rangle_{\text{анс}}. \quad (13)$$

Вычисление средней по ансамблю поляризации зависит от многих факторов и представляет главную задачу при анализе теоретической модели описания наблюдаемых экспериментальных результатов. Как мы увидим, за этой задачей стоит физика самых разнообразных явлений. Однако всегда с уверенностью можно сказать, что  $\mathbf{P}(t)$ , а следовательно, и  $\langle\mathbf{P}(t)\rangle_{\text{анс}}$  зависят как от свойств мишени как таковой, так и от состояния мюона в этой мишени.

Проиллюстрируем сказанное простым примером. Пусть мюон внедрен в изотропную среду и покоится в ней, а внешнее магнитное поле отсутствует. Слова “мюон покоится” следует понимать как утверждение, что он в среднем находится в определенном положении в мишени. В мишени могут существовать локальные магнитные поля. Они могут создаваться, например, магнитными моментами ядер либо другими микроскопическими источниками магнитного поля. Важно понимать, что микроскопическое магнитное поле в веществе существует всегда, однако величина этого поля может изменяться в очень широких пределах в зависимости от свойств вещества. Например, в ферромагнетиках эти локальные поля могут достигать величин порядка десятка килогаусс, а в диамагнетиках эти поля составляют всего несколько гаусс.

Итак, в изотропной среде локальное магнитное поле  $\mathbf{b}(\mathbf{r})$  направлено равновероятно во всех направлениях.

Эффективно это приводит к тому, что для ансамбля мюонов в мишени треть всех мюонов будет иметь сохраняющуюся начальную поляризацию, направленную по полю, а остальные две трети — перпендикулярно локальному полю. Если бы локальное поле было во всех точках мишени одинаково и не изменялось во времени, получилась бы тривиальная картина: треть начальной поляризации сохраняется во времени, а две трети осциллируют с частотой, которая и дает величину локального поля. Однако на самом деле такая ситуация никогда не встречается. Локальное поле изменяется как во времени, так и в пространстве: оно имеет микроскопический масштаб неоднородностей. Поэтому мюоны обязательно попадают в области с различным значением магнитного поля. Что касается временной зависимости поля, то здесь могут встречаться различные ситуации: поле может быстро или медленно изменяться по сравнению с временем жизни мюона. В соответствии с этим будет наблюдаться совершенно различная экспериментальная картина. Таким образом можно определять не только распределение микрочастиц по величине, но и характер изменения во времени.

Пусть поле изменяется медленно, так что его можно (приближенно) считать статическим. В этом случае необходимо усреднить осциллирующую

составляющую поляризации по распределению локальных полей:

$$\mathcal{P}(t) = \frac{1}{3}(1 + 2\langle \cos \omega t \rangle_{\text{анс}}) \mathbf{P}_0. \quad (14)$$

Вычисление распределения локальных магнитных полей – очень сложная задача, однако для изотропной среды локальные магнитные поля, как правило, распределены по закону Гаусса. В результате усреднения по такому распределению никаких осцилляций наблюдаться не будет, а поляризация ансамбля мюонов будет затухать (релаксировать) во времени. Однако треть поляризации в итоге все равно сохранится, то есть со временем поляризация должна выйти на асимптоту  $1/3$ .

Если теперь на статическое распределение локальных магнитных полей наложено внешнее магнитное поле, картина может существенно измениться. В этом случае для мюонов мишень перестает быть изотропной. Можно сказать, что теперь вновь следует выделять продольную и поперечную компоненты по отношению к внешнему полю. При этом на внешнее однородное поле накладывается неоднородное микроскопическое поле. Легко описать качественное изменение в случае, когда внешнее поле много больше локальных полей. Продольная компонента поляризации будет медленно релаксировать в соответствии с распределением локальных полей. Поперечная компонента поляризации каждого мюона в ансамбле будет прецессировать с частотой, которую можно представить в виде суммы

$$\omega = \omega_0 + \delta\omega, \quad (15)$$

где  $\omega_0$  – ларморова частота во внешнем поле, а  $\delta\omega$  – поправка к этой частоте, связанная с локальным полем. Теперь в поперечной поляризации следует определить  $\langle \cos(\omega_0 + \delta\omega)t \rangle_{\text{анс}}$ . Оказывается, что в этом случае поперечная поляризация будет прецессировать с частотой, которая слегка отличается от частоты прецессии  $\omega_0$ , и релаксировать вновь по гауссову закону:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_x(t) &= P_{0x} \cos(\omega_0 + \langle \delta\omega \rangle) t \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma^2 t^2\right), \\ \mathcal{P}_y(t) &= -P_{0y} \sin(\omega_0 + \langle \delta\omega \rangle) t \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma^2 t^2\right). \end{aligned} \quad (16)$$

Скорость затухания  $\sigma$  называется вторым моментом, она определяется средним квадратом локального магнитного поля на мюоне.

Еще существеннее изменится картина, если локальное магнитное поле изменяется быстро по сравнению с временем жизни мюона. Если внешнее магнитное поле отсутствует, то в формуле (14) усреднение по ансамблю приведет к тому, что быстро

изменяющееся поле эффективно станет равным нулю, поэтому поляризация будет полностью сохраняться. Если же внешнее магнитное поле не равно нулю, то в отличие от описанной выше статической ситуации затухание поляризации будет не гауссовым, а простым экспоненциальным. При этом скорость затухания вновь будет пропорциональна среднему квадрату амплитуды локального поля, но также пропорциональна и скорости флуктуаций этого поля.

Мы попытались в этом разделе грубо, качественно объяснить природу релаксации поляризации спина ансамбля мюонов. Однако эта сложная тема требует большого времени, и в одном разделе не удастся рассказать о ней понятно и подробно. Мы обязательно вернемся к проблеме релаксации при рассмотрении основных результатов, полученных с помощью  $\mu\text{SR}$ -метода.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, мы рассказали о том, что такое мюонный метод исследования вещества и его принципиальные основы. Естественно, в одной статье невозможно рассказать даже о части основных результатов, полученных  $\mu\text{SR}$ -методом. Об этом и о том, как ведет себя положительный мюон в различных средах, мы расскажем в другой статье.

## РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Смилга В.П., Белоусов Ю.М. Мюонный метод исследования вещества. М.: Наука, 1991.
2. Вайсенберг А.О. Мю-мезон. М.: Наука, 1964.
3. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981.
4. Блюменфельд Л.А., Тихонов А.Н. Электронный парамагнитный резонанс // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 9. С. 91–99.

\* \* \*

Юрий Михайлович Белоусов, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой теоретической физики МФТИ. Области научных интересов – физика конденсированного состояния, спектроскопия. Автор и соавтор монографии, двух учебных пособий и более 50 научных работ.

Вольдемар Петрович Смилга, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики МФТИ и главный научный сотрудник РНЦ "Курчатовский институт". Области научных интересов – физика конденсированного состояния, квантовая химия. Автор и соавтор трех монографий, двух учебных пособий, одного открытия, четырех изобретений и более 200 научных работ, а также двух научно-популярных книг и нескольких десятков научно-популярных статей.