

МЮОННОЕ СПИНОВОЕ ЭХО

С.А.Моисеев¹⁾, Н.М.Сулейманов²⁾

Казанский физико-технический институт им.Е.К.Завойского Казанского научного центра РАН
420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 26 июля 1996 г.

Предложен метод мюонного спинового эха, направленный на определение вкладов от статических и динамических локальных полей в мюонных экспериментах. Показано, что если после каждого мюона, остановившегося в образце, на образец подается радиочастотный импульс заданной длительности спустя время τ после попадания мюона в образец, то после накоплений достаточного числа событий мюон-позитронного распада возможно возникновение мюонного спинового эха в момент времени 2τ .

PACS: 25.30.M, 76.60.Lz

1. Введение. Большинство задач, решаемых с использованием полученных в μ SR-экспериментах данных, связаны с изучением характера распределения локальных магнитных полей. Лишь в случае однородного распределения полей в среде решение этой задачи не вызывает особых трудностей. Например, это имеет место в ферро- и антиферромагнитоупорядоченных материалах, где спины мюонов прецессируют когерентно с момента их попадания в среду, что дает долгоживущий осциллирующий сигнал, период которого определяется фиксированной частотой ларморовской прецессии спина мюона во внутреннем поле B_i , $\omega_\mu = \gamma_\mu B_i$, где $\gamma_\mu/2\pi = 13.55$ кГц/Гс. В реальности когерентные осцилляции затухают во времени. Два важных фактора оказывают определяющее влияние на скорость и характер этого затухания. Первый связан с наличием случайностей в величине и направлении локальных статических полей, что характерно, например, для сред, в которых магнитные моменты заморожены в случайных направлениях. Второй фактор обусловлен существованием динамических флуктуаций локальных полей. Эти два фактора, как и в методах ЯМР и ЭПР [1–3], приводят к появлению неоднородного и однородного механизмов уширения линии μ SR. Отметим, что по спаду осцилляций μ SR-сигнала получение достаточно точной информации о параметрах однородного и неоднородного уширений линии представляет собой непростую задачу, что существенно ограничивает возможность существующего μ SR-эксперимента [4]. В связи с этим для расширения возможностей техники мюонной спектроскопии представляется очень заманчивым реализовать в μ SR эффект спинового эха, который позволяет разделить вклады от однородного и неоднородного уширений [5].

В настоящей работе предлагается возможный вариант наблюдения мюонного спинового эха, ориентированный на использование непрерывного пучка поляризованных положительных мюонов.

2. Модельный эксперимент по мюонному спиновому эху. Специфика μ SR-экспериментов такова, что в каждый момент времени в образце находится только один мюон. После почти мгновенной остановки мюона в образце его

¹⁾e-mail: moiseev@ksc.iasnet.ru²⁾e-mail: suleiman@ksc.iasnet.ru

спин начинает прецессировать в локальном магнитном поле, которое в общем случае создается как внутренними, так и внешними источниками. Момент попадания мюона в образец фиксируется, после чего включается стоп-стартовая схема, с помощью которой регистрируется позитрон распада данного мюона. В соответствии с эффектом несохранения четности позитрон эммитируется преимущественно вдоль направления спина мюона. Полезные события накапливаются и, как результат в эксперименте, получают позитронную гистограмму как функцию времени t между остановкой мюона в образце и его распадом:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu)[1 + aP(t)]; \quad (1)$$

здесь τ_μ – время жизни мюона, N_0 и a – экспериментальные константы, $P(t)$ – спиновая поляризация мюонов в среде [4].

Рассмотрим случай, когда локальное поле, действующее на мюон в образце, является суммой постоянного магнитного поля H_0 , направленного вдоль оси z , неоднородного статического $H_j e_z$ и флуктуирующего $H_j(t) e_z$ магнитных полей. Пусть влетающие в образец мюоны поляризованы вдоль оси z . Для рассматриваемого случая компоненту поляризации вдоль оси z можно записать в следующем виде:

$$P_z(t) = \exp\{-(t\Delta_n)^2\} R(t) \cos(\omega_\mu^0 t), \quad (2)$$

где

$$R(t) = \langle \exp(-i \int_0^t \delta\omega_j(t) dt) \rangle_{\delta\omega}$$

– член, определяющий затухание осцилляций, вызванное флуктуирующими с частотой $\delta\omega_j = \gamma_\mu H_j(t)$ локальными магнитными полями, Δ_n – величина неоднородного уширения.

Предположим, что в эксперименте имеется возможность подать радиочастотный (РЧ) импульс на образец спустя интервал времени τ после попадания в него мюона. Пусть несущая частота РЧ-импульса настроена в резонанс с центром линии ω_μ^0 . Таким образом, вслед за каждым влетевшим в среду мюоном на среду спустя время τ будет действовать резонансный РЧ-импульс. После накопления достаточного количества зафиксированных событий мюон-позитронного распада подобный опыт вновь повторяется, но при другой временной задержке τ , и так далее. Опишем результат подобного эксперимента, ограничившись для простоты отсутствием возбуждения РЧ-импульсом магнитной подсистемы среды, определяющей параметры локального магнитного поля в позициях мюонов. Положим, что длительность РЧ-импульса t_1 мала по сравнению с Δ_n^{-1} . При большом числе РЧ-импульсов длительность, амплитуда, фаза и время появления импульса (t_1^j , H_1^j , φ_j , τ_j) становятся случайными параметрами, характеризуемыми определенными функциями распределения. Зададимся функциями распределения Гаусса для независимых параметров $\theta^j = \omega_1^j t_1^j = m_\mu H_1^j t_1^j / \hbar$, φ_j , τ_j со средними значениями θ_0 , φ_0 , τ_0 и среднеквадратичными отклонениями $(\delta\theta)^2$, $(\delta\varphi)^2$, $(\delta\tau)^2$. Для краткости обозначим совокупность этих параметров через $p_{\{l\}}$ ($l = 1 \div 3$).

Описывая взаимодействие с РЧ-импульсом j в приближении вращающейся волны гамильтонианом $V = -\hbar\omega_1^j S_x^j \cos(\omega_0 t + \varphi_j)$, найдем поляризацию мюонов $P_x = \langle S_x \rangle$:

$$P_x(t) = P_{x,1}(t) + P_{x,2}(t), \quad (3)$$

где

$$P_{x,1}(t) = R_1(t) \exp\{-(t\Delta_n)^2\} \cos(\omega_\mu^0 t) \langle \cos^2(\theta_j/2) \rangle_\theta, \quad (4)$$

$$P_{x,2}(t) = \text{Re}\{\exp[i\omega_{\mu}^0 t] \llll \sin^2(\theta_j/2) R_2(t|\tau_j) \cdot \exp\{2i\varphi_j + i\Delta_j(t - 2\tau_j - \delta t) \gggg\}_{p(1)}\}. \quad (5)$$

Здесь

$$R_2(t|\tau_j) = \langle \exp\{-i \int_{\tau_j}^t dt \delta\omega_j(t) + i \int_0^{\tau_j} dt \delta\omega_j(t)\} \rangle_{\delta\omega}.$$

В дальнейшем ограничимся блоховским характером поперечной релаксации, когда

$$R_2(t|\tau_j) = R_1(t) = \exp\{-1/T_2\}.$$

В таком случае усреднение дает:

$$P_{x,1}(t) = \frac{1}{2} \exp\{-t/T_2 - (t\Delta_n)^2\} (1 + \cos\theta_0 \exp\{-(\delta\theta)^2\}) \cos(\omega_{\mu}^0 t), \quad (6)$$

$$P_{x,2}(t) = \frac{1}{2} f_{RF} \exp\{-t/T_2\} \exp\{-(t - 2\tau_0)^2 \Delta_{n,s}^2\} \cos(\omega_{\mu}^0 t + 2\varphi_0), \quad (7)$$

где

$$f_{RF} = \frac{\Delta_{n,s}}{\Delta_n} \exp\{-4(\delta\varphi)^2\} (1 - \cos\theta_0 \exp\{-(\delta\theta)^2\}), \quad (8)$$

$$\Delta_{n,s} = \Delta_n (1 + 4\Delta_n^2 (\delta\tau^2))^{-1/2}.$$

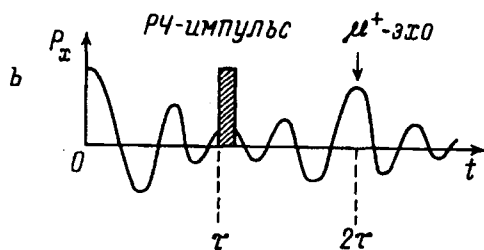
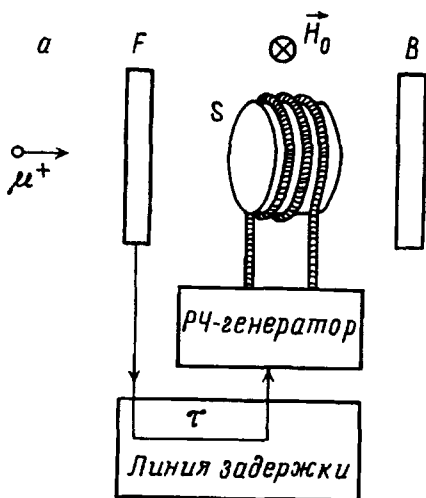
Из выражения для $P_{x,2}(t)$ видим, что в момент времени $t = 2\tau_0$ будет возникать сигнал мюонного эха. Схема эксперимента по наблюдению мюонного спинового эха представлена на рисунке. Как видно из выражений (7) и (8), имеется важная особенность мюонного спинового эха, связанная с влиянием параметров радиочастотных импульсов на формирование сигнала эха.

Разброс момента подачи РЧ-импульса $\delta\tau$ будет приводить к уширению эхо-сигнала, что заметно проявится при

$$4\Delta_n^2 (\delta\tau^2) \geq 1.$$

Это условие задает разрешающую способность в определении величины неоднородного уширения линии Δ_n . На амплитуде сигнала эха флуктуации $\delta\tau$ сказываются относительно слабо лишь благодаря множителю $(1 + 4\Delta_n^2 (\delta\tau^2))^{-1/2}$. Наличие флуктуаций импульсной площади РЧ-импульса также не оказывает существенного влияния. Что касается θ_0 , то поскольку условие $\cos\theta_0 \exp\{-(\delta\theta)^2\} = 1$ может выполняться лишь при $(\delta\theta)^2 = 0$, то для $(\delta\theta)^2 \neq 0$ сигнал эха всегда будет наблюдаться. Наибольшее влияние на величину сигнала эха будут оказывать фазовые флуктуации РЧ-импульсов, пропорциональные множителю $\exp\{-4(\delta\varphi)^2\}$, поэтому при постановке эксперимента необходимо обеспечить достаточную малость этих флуктуаций согласно неравенству $4(\delta\varphi)^2 \leq 1$.

Выполняя эксперимент при различных τ , можно, как и в обычном хановском эхо, выделить поперечную релаксацию, замаскированную неоднородным уширением, то есть определить время T_2 . Вместе с тем необходимо иметь в виду, что постановка эксперимента по наблюдению мюонного спинового эха и измерения на его основе соответствующих спектроскопических параметров потребует большего времени, чем это имеет место для обычного μSR -эксперимента.



а) Предлагаемая блок-схема эксперимента по наблюдению мюонного спинового эха: S – образец, F и B – счетчики позитронов; б) Временная зависимость x -компоненты поляризации мюонов P_x в поперечном магнитном поле H_0 до и после подачи РЧ-импульса в момент времени τ

Проведем оценку параметров возможного эксперимента. Одним из интересных классов веществ, изучаемых методом μSR , являются высокотемпературные сверхпроводники [6]. Как, правило, локальные поля, формирующие неоднородное уширение Δ_n в этих веществах, лежат в пределах от нескольких десятков до сотен гаусс (10 – 100 Гс) и определяются электронными и ядерными магнитными моментами. Исходя из этого, оценим параметры РЧ-импульса – амплитуду H_1 и длительность t_1 . Прежде всего, необходимо выполнение условия резонанса $\Delta_n t_1 \ll 1$. Для $\Delta_n = 100$ Гс имеем $t_1 \ll 0.74$ мкс. При этом длительность t_1 и амплитуда РЧ-импульса выбираются из условия максимума эха: $2\pi\gamma_\mu H_1 t_1 = \theta_0 = \pi$. Для $t_1 = 0.1$ мкс $H_1 = \frac{1}{2}/\gamma_\mu t_1 = 370$ Гс. Данные параметры реально достижимы, что, на наш взгляд, делает возможным постановку эксперимента по мюонному спиновому эху.

Авторы выражают благодарность проф. К.М.Салихову за полезное обсуждение работы.

1. А.Абрагам, *Ядерный магнетизм*, М.: ИЛ, 1963.
2. А.Абрагам, Б.Блини, *Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов*, т.1,2, М.: Мир, 1972.
3. С.А.Альтшуллер, Б.М.Козырев, *Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп*, М.: Наука, 1972.
4. В.П.Смилга, Ю.М.Белюсов, *Мюонный метод исследования вещества*, М.: Наука, 1991.
5. E.L.Nahn, *Phys. Rev.* **80**, 580 (1950).
6. B.J.Sternlieb, G.M.Luke et al., *Phys. Rev. B* **41**, 8866 (1990).