сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р14-82-611

В.Ю.Юшанхай

МЕТОД КУМУЛЯНТОВ В ТЕОРИИ СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

1982

Исследования последних лет показали, что пучки поляризованных μ^+-мезонов являются эффективным средством изучения ряда свойств и явлений в физике конденсированных сред /1/. Наблюдая распадные спектры большого числа остановившихся в кристалле мюонов, можно судить о структуре магнитных полей в среде и о поведении в ней самих мюонов. Надежность сделанных выводов при этом во многом зависит от адекватности моделей, описывающих процесс деполяризации мюонов и используемых для обработки их распадных спектров. Важнейшими характеристиками здесь являются функции спиновой релаксации, описывающие непосредственно наблюдаемый в эксперименте временной ход спектров. Наиболее разработанными в настоящее время являются представления /и связанные с ними функции релаксации/ о процессе деполяризации в среде в сильных внешних магнитных полях /2/. Недавно предложены, в связи с исследованием мюонным методом спиновых стекол /3/, приближенные модели для описания спиновой релаксации мюонов в случайных полях вещества в отсутствие внешнего поля. Однако следует заметить, что в области теории до сих пор не существует систематического метода вывода функций релаксации и способа оценки на основе этого метода адекватности различных существующих подходов.

В настоящей работе рассмотрен один из методов, позволяющих подойти к решению данной задачи, и предпринята попытка развить его на отдельных примерах, актуальных для эксперимента. Метод основан на обобщенном кумулятивном представлении сложных временных рядов со слагаемыми - случайными матрицами /4/. Показано, что в определенных пределах можно ограничиться вкладом первых кумулянтов и получить достаточно простые функции релаксации $G_a(t)$.

Рассмотрим взаимодействие мюонного спина с магнитным полем $\vec{H}(t)$, в общем случае зависящем от времени t. Будем считать, что $\vec{H}(t)$ состоит из постоянной компоненты $\vec{H}_0$, направленной вдоль оси Oz, и случайной компоненты, соответствующей локальному магнитному полю кристалла в точке, где находится мюон. Последнее может включать в себя как статическую, не зависящую от времени, часть $\vec{H}_1$, так и динамическую компоненту $\delta\vec{H}_1(t)$. Так что в общем случае

$$\vec{H}(t) = \vec{H}_0 + \vec{H}_1 + \delta\vec{H}_1(t) .$$

Гамильтониан мюона в поле $\vec{H}(t)$ имеет вид

$$\hat{\mathcal{H}} = -\gamma_\mu \hbar \vec{H}(t)\hat{\vec{S}},$$

где $\hat{\vec{S}}$ - оператор спина мюона, γ_μ - его гиромагнитное отношение. Введем спиновую матрицу плотности для мюона $\hat{\rho}(t)$ и уравнение для нее

$$i\hbar \frac{\partial\hat{\rho}(t)}{\partial t} = [\hat{\mathcal{H}}, \hat{\rho}(t)],$$

из которого следует, что квантовомеханическое среднее компонент спина мюона $S^\alpha(t) = \mathrm{Sp}\,\hat{\rho}(t)\hat{S}^\alpha$, $(\alpha = x, y, z)$ подчиняется уравнению

$$\frac{\partial\vec{S}(t)}{\partial t} = \Omega(t)\vec{S}(t), \qquad /1/$$

где $\Omega(t)$ - матрица /3x3/, которую удобно представить, введя предварительно три вспомогательные матрицы A^α той же размерности. Определим A^α, выписав их ненулевые элементы

$$A^x_{23} = -A^x_{32} = 1; \quad A^y_{13} = -A^y_{31} = -1; \quad A^z_{12} = -A^z_{21} = 1 .$$

Тогда

$$\Omega(t) \equiv \sum_{\alpha = x,y,z} \omega^\alpha(t)A^\alpha , \qquad /2/$$

где $\omega^\alpha(t)$ - c-числовые случайные функции времени, определяемые соотношением

$$\omega^\alpha(t) \equiv \gamma_\mu H^\alpha(t), \quad \alpha = x, y, z .$$

Матрицы A^α обладают сравнительно простой таблицей умножения. В частности,

$$(A^\alpha)^2 = -E + P_\alpha , \qquad /3/$$

где E - единичная матрица /3x3/, P_α - оператор проекции на ось α.

Рассмотрим различные частные случаи.

1/ Решение уравнения /1/, когда $\Omega(t) = \Omega_0 = \omega_0 A^z$, где $\omega_0 = \gamma_\mu H_0$, имеет вид

$$\vec{S}(t) = e^{\Omega_0 t}\,\vec{S}(0) \qquad /4/$$

и описывает прецессию спина в плоскости xOy с частотой ω_0. В этом

нетрудно убедиться, разлагая в /4/ экспоненту в ряд и воспользовавшись соотношением /3/.

2/ $\Omega(t) = \Omega_1 = \sum_\alpha \omega_1^\alpha A^\alpha$, $\quad \omega_1^\alpha = \gamma_\mu H_1^\alpha$.

Наблюдаемую поляризацию в таком случае получим, усредняя решение уравнения /1/ по всевозможным значениям случайных величин ω_1^α. Вводя для этого угловые скобки, получаем

$$\langle\vec{S}(t)\rangle = \langle e^{\Omega_1 t}\rangle\,\vec{S}(0) . \qquad /5/$$

Матрица

$$P(t) \equiv \langle e^{\Omega_1 t}\rangle = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!}\langle\Omega_1^k\rangle t^k \qquad /6/$$

полностью описывает наблюдаемое в эксперименте затухание начальной поляризации мюонов, задаваемой вектором $\vec{S}(0)$.

Из /3/ следует, что любая степень матрицы Ω_1 может быть записана в виде

$$\Omega_1^{2n} = (-1)^{n-1}|\omega_1|^{2(n-1)}\,\Omega_1^2, \quad n = 1,2,\dots, \qquad /7/$$

для четных степеней, и

$$\Omega_1^{2n-1} = (-1)^{n-1}|\omega_1|^{2(n-1)}\Omega_1 , \quad n = 1,2,\dots, \qquad /8/$$

для нечетных. Относительно случайных величин $\omega_1^\alpha (\alpha = x, y, z)$ сделаем следующие предположения:

а/ как первый $\langle\omega_1^\alpha\rangle = 0$, так и высшие нечетные моменты равны нулю;

б/ различные декартовы компоненты ω_1^α статистически независимы, т.е. $\langle\omega_1^\alpha\omega_1^\beta\rangle = 0$, если $\alpha \neq \beta$;

в/ плотность распределения каждой из величин ω_1^α задается гауссовой функцией с одинаковой шириной Δ, так что любой четный момент высшего порядка выражается через второй момент $\Delta^2 = \gamma_\mu^2\langle(H_1^\alpha)^2\rangle$ следующим образом:

$$\langle(\omega_1^\alpha)^{2n}\rangle = (2n-1)!!\,\Delta^{2n}, \quad n = 1,2,\dots . \qquad /9/$$

Подставляя соотношения /7/-/9/ в /6/, получим

$$P(t) = G(t)\cdot E,$$

где E - единичная матрица /3x3/ и $G(t)$ - функция релаксации, имеющая вид

$$G(t) = 1 + \frac{2}{3}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k \frac{(2k+1)!!}{(2k)!}\Delta^{2k}\cdot t^{2k} = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}[1-(\Delta^2 t^2)]\exp(-\frac{1}{2}\Delta^2 t^2), \qquad /10/$$

Как видим, спиновая релаксация мюонов в актуальном случае статических случайных полей, распределенных по Гауссу, описывается точной формулой /10/, которая может быть получена и более прямым путем, как в [3], отличным от нашего. Однако такой прямой путь невозможен при более общих предположениях о характере случайных магнитных полей на мюоне. При этом решение уравнения /1/, являющееся по-существу производящей функцией моментов и представимое в виде ряда, типа /6/, не удается свернуть в точную простую форму, как /10/. Но в ряде случаев, рассмотренных ниже, кумулянтное представление решения уравнения прецессии /1/ позволяет получить приближенную функцию релаксации.

3/ Предположим, что в уравнении /1/ матрица $\Omega(t)$ имеет вид

$$\Omega(t) = \Omega_0 + \Omega_1 , \qquad /11/$$

где матрицы Ω_0 и Ω_1 определены в предыдущих пунктах. Осуществляя преобразование

$$\vec{S}(t) = e^{\Omega_0 t}\vec{\tilde{S}}(t) , \qquad /12/$$

вместо /1/ для вектора $\vec{\tilde{S}}(t)$ получим уравнение

$$\frac{\partial \vec{\tilde{S}}(t)}{\partial t} = \tilde{\Omega}_1(t)\vec{\tilde{S}}(t) , \qquad /13/$$

где

$$\tilde{\Omega}_1(t) = e^{-\Omega_0 t}\Omega_1 e^{\Omega_0 t} = (\omega_1^x A^x + \omega_1^y A^y)\cos\omega_0 t + \omega_1^z A^z .$$

Решая уравнение /13/ и используя соотношение /12/, получим для вектора наблюдаемой поляризации следующее выражение:

$$<\vec{S}(t)> = e^{\Omega_0 t} < T\exp\int_0^t dt'\tilde{\Omega}_1(t')>\vec{S}(0). \qquad /14/$$

Здесь оператор T осуществляет хронологическое упорядочение матриц $\tilde{\Omega}_1(t)$. Оператор $\exp(\Omega_0 t)$ описывает прецессию поляризации мюона в плоскости xOy, в то время как выражение

$$<T\exp\int_0^t dt'\tilde{\Omega}_1(t')> = \sum_{n=0}^{\infty}\int_0^t dt_1\int_0^{t_1} dt_2 \dots \int_0^{t_{n-1}} dt_n <\tilde{\Omega}_1(t_1)\tilde{\Omega}_1(t_2)\dots\tilde{\Omega}_1(t_n)> \qquad /15/$$

дает затухание этой прецессии. С ростом порядка n коррелятора $<\tilde{\Omega}_1(t_1)\tilde{\Omega}_1(t_2)\dots\tilde{\Omega}_1(t_n)>$ вычисление его представляет собой усложняющуюся вычислительную задачу. С другой стороны, ограничиться первыми членами ряда /15/ при описании релаксации можно лишь в пределе малого времени наблюдения t. Более полезным в этой связи является кумулянтное представление выражения /15/, определяемое соотношением

$$<T\exp\int_0^t dt'\tilde{\Omega}_1(t')> \equiv \exp\{\sum_{n=1}^{\infty}\int_0^t dt_1\int_0^{t_1} dt_2\dots\int_0^{t_{n-1}} dt_n K_n(t_1, t_2, \dots, t_n)\} . \qquad /16/$$

Из непосредственного сравнения левой и правой части этого равенства следует, что кумулянтная матрица n-го порядка $K_n(t_1, t_2, \dots, t_n)$ выражается через корреляторы n-го и более низких порядков. В частности, для первых двух кумулянтных матриц имеем

$$K_1(t_1) = <\tilde{\Omega}_1(t_1)> ,$$
$$K_2(t_1, t_2) = <\tilde{\Omega}_1(t_1)\tilde{\Omega}_1(t_2)> - R\{K_1(t_1)K_1(t_2)\} . \qquad /17/$$

Здесь оператор R симметризует произведение матриц, стоящих справа от него. Например:

$$R\{K_1(t_1)K_1(t_2)\} \equiv \frac{1}{2}[K_1(t_1)K_1(t_2) + K_1(t_2)K_1(t_1)] .$$

Если относительно случайных величин ω_1^a сделать те же предположения, что и в предыдущем пункте, то получим $K_1(t_1) = 0$, а вместе с тем и равенство нулю всех высших кумулянтных матриц нечетного порядка. Для кумулянтной матрицы четвертого порядка имеем выражение

$$K_4(t_1, t_2, t_3, t_4) = <\tilde{\Omega}_1(t_1)\tilde{\Omega}_1(t_2)\tilde{\Omega}_1(t_3)\tilde{\Omega}_1(t_4)> -$$
$$- R\{K_2(t_1, t_2)K_2(t_3, t_4) + K_2(t_1, t_3)K_2(t_2, t_4) + K_2(t_1, t_4)K_2(t_2, t_3)\} . \qquad /18/$$

Учитывая /17/-/18/, получим для первого неисчезающего слагаемого в показателе экспоненты /16/ выражение

$$\int_0^t dt_1\int_0^{t_1} dt_2 K_2(t_1, t_2) = -[\frac{\Delta^2 t^2}{2} + \frac{1}{2}(\frac{\Delta}{\omega})^2\sin^2\omega_0 t](P_x + P_y) -$$
$$-[(\frac{\Delta}{\omega_0})^2\sin^2\omega_0 t]P_z .$$

Вклад от четвертого кумулянта равен

$$\int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 \int_0^{t_3} dt_4 K_4(t_1,t_2,t_3,t_4) =$$

$$= [(\frac{\Delta}{\omega_0})^2 \cdot \frac{\Delta^2 t^2}{2} + \frac{1}{4}(\frac{\Delta}{\omega_0})^3 \Delta \cdot t \sin 2\omega_0 t + \frac{1}{4!}(\frac{\Delta}{\omega_0})^4 \sin^4\omega_0 t -$$

$$- \frac{1}{2}(\frac{\Delta}{\omega_0})^4 \sin^2\omega_0 t - 2(\frac{\Delta}{\omega_0})^4 \sin^2\frac{\omega_0 t}{2}] (P_x + P_y) +$$

$$+ [2(\frac{\Delta}{\omega_0})^3 \Delta \cdot t \sin\omega_0 t - \frac{1}{6}(\frac{\Delta}{\omega_0})^4 \sin^4\omega_0 t - (\frac{\Delta}{\omega_0})^4 \sin^2\omega_0 t -$$

$$- 4(\frac{\Delta}{\omega_0})^4 \sin^2\frac{\omega_0 t}{2}] P_z \ .$$

Как видим, в пределе сильных внешних магнитных полей $\omega_0 >> \Delta$ этот вклад мал по отношению к вкладу от второго кумулянта. Непосредственный расчет показывает, что учет каждого последующего кумулянта в показателе экспоненты /16/ в этом пределе дает поправку растущей степени малости. С точностью до членов порядка $(\Delta/\omega_0)^2$ получаем функцию релаксации для поперечных компонент поляризации мюонов в виде

$$G_x(t) = G_y(t) \simeq \exp\{-[1+(\frac{\Delta}{\omega_0})^2] \cdot \frac{\Delta^2 t^2}{2} + \frac{1}{2}(\frac{\Delta}{\omega_0})^2 \sin^2\omega_0 t\} \qquad /19/$$

и для продольной компоненты - в виде

$$G_z(t) \simeq \exp\{-(\frac{\Delta}{\omega_0})^2 \sin^2\omega_0 t\} = \exp\{-\frac{1}{2}(\frac{\Delta}{\omega_0})^2 [1-\cos 2\omega_0 t]\}. \qquad /20/$$

Если величины поперечных компонент падают со временем, то продольная компонента испытывает слабые осцилляции с частотой $2\omega_0$.

Заметим также, что параметр $\Delta = \gamma_\mu \sqrt{\overline{<(H^\alpha)^2>}}$ теперь может быть принят за характерную скорость деполяризации, т.к. согласно /19/ за время $t \sim \sqrt{2}\,\Delta^{-1}$ поляризация падает в е раз.

При произвольном значении внешнего магнитного поля следует учитывать вклады и от высших кумулянтов. Однако при этом функции релаксации становятся чрезвычайно громоздкими. Этот факт,

очевидно, проистекает из того, что кумулянтное представление решения /14/ с помощью экспоненты /16/ в общем случае является слишком упрощенным. Поэтому следует найти иную адекватную форму представления ряда /14/-/15/ подобно тому, как это удалось сделать в предыдущем пункте нашего рассмотрения.

4/ Рассмотрим процесс деполяризации во флуктуирующем магнитном поле, когда в уравнении /1/

$$\Omega(t) = \delta\Omega_1(t) = \sum_\alpha \delta\omega_1^\alpha(t) \cdot A^\alpha; \quad \delta\omega_1^\alpha(t) = \gamma_\mu \delta H_1^\alpha(t).$$

Сделаем следующие предположения о характере флуктуаций поля:

а/ функции $\delta\omega_1^\alpha(t)$ описывают нормальный марковский случайный процесс во времени;

б/ первый момент $<\delta\omega_1^\alpha(t)> = 0$, а также равны нулю все нечетные автокорреляционные функции;

в/ статистическая независимость при $\alpha \neq \beta$ и стационарность, так что $<\delta\omega_1^\alpha(t_1)\delta\omega_1^\beta(t_2)> = \Delta_\alpha^2 \delta_{\alpha\beta} g_\alpha(t_1-t_2)$; здесь рассмотрим изотропный случай, когда значение второго момента Δ_α^2 и приведенная функция корреляции $g_\alpha(t_1-t_2)$ не зависят от индекса α;

г/ для корреляционной функции примем форму $e^{-\nu(t_1-t_2)}$, $(t_1 > t_2)$, где величина ν может быть интерпретирована как частота флуктуаций случайного магнитного поля на мюоне.

Усредненное решение уравнения /1/ имеет вид

$$<\vec{S}(t)> = <T\exp\int_0^t dt'\delta\Omega_1(t')> \vec{S}(0)\ . \qquad /21/$$

Кумулянтное представление решения /21/ определим равенством

$$<T\exp\int_0^t dt'\delta\Omega_1(t')> \equiv \exp\{\sum_{n=1}^\infty \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \ldots \int_0^{t_{n-1}} dt_n K_n(t_1,t_2,\ldots,t_n)\}, \qquad /22/$$

где матрицы $K_n(t_1,t_2,\ldots,t_n)$ определяются самой записью /22/. Используя сделанные выше предположения, получим

$$K_1(t_1) = <\delta\Omega_1(t_1)> = 0,$$

$$K_2(t_1,t_2) = <\delta\Omega_1(t_1)\delta\Omega_1(t_2)> = -2\Delta^2 g(t_1-t_2)\cdot E,$$

$$K_3(t_1,t_2,t_3) = 0,$$

$$K_4(t_1,t_2,t_3,t_4) = <\delta\Omega_1(t_1)\delta\Omega_1(t_2)\delta\Omega_1(t_3)\delta\Omega_1(t_4)> -$$

$$-R\{K_2(t_1,t_2)K_2(t_3,t_4)+K_2(t_1,t_3)K_2(t_2,t_4)+K_2(t_1,t_4)K_2(t_2,t_3)\} =$$

$$= -2\Delta^4\, g(t_1-t_3)g(t_2-t_4)\cdot E, \qquad \text{и т.д.}$$

Интегрируя по времени, получим

$$\int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 K_2(t_1,t_2) = -2\left(\frac{\Delta}{\nu}\right)^2 [e^{-\nu t} + \nu t - 1]\cdot E \equiv I_2(t)\cdot E, \qquad /23/$$

$$\int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 \int_0^{t_3} dt_4 K_4(t_1,t_2,t_3,t_4) =$$

$$= -2\left(\frac{\Delta}{\nu}\right)^4 \left[\frac{1}{2}e^{-2\nu t} + 2e^{-\nu t} - \frac{5}{2} + 2\nu t e^{-\nu t} + \nu t\right]\cdot E \equiv I_4(t)\cdot E. \qquad /24/$$

Напомним, что здесь E - единичная матрица /3x3/. Из вида полученных результатов следует, что в пределе больших частот ν флуктуаций поля на мюоне, так что $(\nu/\Delta)^2 \gg 1$, вклад /24/ мал по сравнению с /23/. Расчет показывает, что при быстрых флуктуациях вклады различных кумулянтов относятся как

$$\frac{I_{2(n+1)}(t)}{I_{2n}(t)} \sim \left(\frac{\Delta}{\nu}\right)^2 \ll 1, \quad n = 1,2,\ldots,$$

для всех времен наблюдения t. Поэтому, ограничиваясь основным вкладом второго кумулянта, получим функцию релаксации для трех компонент поляризации в виде

$$G_\alpha(t) \simeq \exp\{-2\left(\frac{\Delta}{\nu}\right)^2 [e^{-\nu t} + \nu t - 1]\}, \quad \left(\frac{\Delta}{\nu}\right)^2 \ll 1. \qquad /25/$$

При $\nu t \gg 1$ получаем падение поляризации по экспоненциальному закону

$$G_\alpha(t) \simeq \exp\{-2\left(\frac{\Delta}{\nu}\right)^2 \nu t\}, \qquad /26/$$

что не совпадает с зависимостью, полученной в рамках модели "сильных столкновений" /см. формулу /21/ работы /3/ /. Данное различие вытекает из того, что в /3/ использовано упрощенное предположение о разрывном /негауссовом/ характере изменения случайных полей $\delta\vec{\omega}_1(t)$ на мюоне.

В случаях не очень быстрых и медленных флуктуаций поля справедливы утверждения, сделанные в конце предыдущего пункта. А именно - при этом следует учитывать вклады высших кумулянтов, что сильно усложнит временную функцию, описывающую деполяризацию мюонов. В этих случаях, по всей видимости, удобнее искать иную форму представления решения /21/.

Отметим, что если бы коэффициент в уравнении /1/ $\delta\Omega_1(t)$ представлял собой не матрицу, а с-числовую функцию, то в предположении о нормальном марковском характере случайных полей на мюоне вклады от высших кумулянтов вообще отсутствовали бы, и результат /25/ оказался бы точным при произвольном значении частоты флуктуаций ν. Упомянутые вклады высших кумулянтов возникают как следствие матричного характера коэффициента $\delta\Omega_1(t)$ и, как показано, ими можно пренебречь лишь в пределе $(\Delta/\nu)^2 \ll 1$.

5/ Усложним задачу, рассмотренную в предыдущем пункте, включив внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси Oz:

$$\Omega(t) = \Omega_0 + \delta\Omega_1(t).$$

Используя кумулянтное представление, можно показать, что с увеличением порядка кумулянта его вклад в релаксацию быстро падает в двух случаях: в пределе сильного внешнего поля $\Delta/\omega_0 \ll 1$ при произвольном значении частоты ν; либо в пределе быстрых флуктуаций $\Delta/\nu \ll 1$ при любом ω_0. Ограничиваясь основным вкладом второго кумулянта, получим функции релаксации в виде

$$G_x(t) = G_y(t) \simeq \exp\{-\left(\frac{\Delta}{\nu}\right)^2 (e^{-\nu t} + \nu t - 1) - f(t)\}, \qquad /27/$$

$$G_z(t) \simeq \exp\{-2f(t)\}, \qquad /28/$$

$$f(t) = \frac{1}{2}\frac{\Delta^2}{\omega_0^2+\nu^2}\sin^2\omega_0 t + \frac{1}{4}\frac{\Delta^2}{\omega_0^2+\nu^2}\left(2\nu t + \frac{\nu}{\omega_0}\sin 2\omega_0 t\right) -$$

$$- \frac{\Delta^2\nu^2}{(\omega_0^2+\nu^2)^2}\left[\left(\frac{\omega_0}{\nu}\right)^2 e^{-\nu t}\sin\omega_0 t - e^{-\nu t}\cos\omega_0 t + 1\right].$$

При $\omega_0 \to 0$ и $(\Delta/\nu)^2 \ll 1$ получаем $f(t) \simeq \left(\frac{\Delta}{\nu}\right)^2 (e^{-\nu t} + \nu t - 1)$, и соотношения /27/, /28/ совпадают с результатом /25/. В обратном пределе $\omega \to \infty$ и при любом ν имеем $f(t) \simeq 0$ и получаем известный результат, используемый при описании релаксации мюонов, диффундирующих в кристалле, помещенном в сильное магнитное поле. Функция $f(t)$ обусловлена учетом несекулярной части взаимодействия спина мюона с локальными магнитными полями кристалла.

В заключение отметим, что использование полученных результатов для обработки экспериментальных распадных спектров мюонов, при различных условиях эксперимента, дает возможность исследовать зависимость параметров Δ и ν от состава и структуры образца, от характера поведения в нем мюона, а также от температуры и других внешних условий. С другой стороны, в каждом отдельном случае величины Δ и ν должны стать объектом исследования в рамках подходящей микроскопической теории.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hyperfine Interactions, 1981, 8, No.4-6. Proc. of the Second Int. Topical Meeting on Muon Spin Rotation. Canada, Vancouver, 1980.
2. Hyperfine Interactions, 1979, vol.6.
3. Hayano R.S. et al. Phys.Rev., 1979, B20, p.850.
4. Kubo R.J. Phys.Soc.Jap., 1962, 17, p.1100.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 августа 1982 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Юшанхай В.Ю. P14-82-611

Метод кумулянтов в теории спиновой релаксации положительных мюонов в конденсированных средах

Выведены спиновые релаксационные функции для поляризованных положительных мюонов, остановившихся в веществе. Метод обобщенного кумулянтного разложения использован при решении уравнения прецессии мюонного спина в случайных локальных магнитных полях вещества. Предполагается, что локальное поле и его флуктуации описываются нормальным распределением и нормальным марковским процессом, соответственно. Релаксационные функции получены в различных частных случаях. Результаты применимы при анализе экспериментальных данных, полученных μSR методом.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Yushankhai V.Yu. P14-82-611

Cumulant Method in Theory of Spin Relaxation of Positive Muons in Condensed Matter

Spin relaxation functions of polarized positive muons stopped in matter are derived. Generalized cumulant expansion method was used to solve the equation for muon spin rotation in stochastic local magnetic field of matter. The local field and its fluctuation are assumed to follow a Gaussian distribution and Gaussian-Markovian process, respectively. Relaxation functions are obtained in various particular cases. The results are useful in analysis of experimental μSR method.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.