

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1215
83

10/3-83

14-82-878

В. Ю. Юшанхай

К ВЫЯСНЕНИЮ МЕХАНИЗМА ДИФФУЗИИ
ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ В ВИСМУТЕ

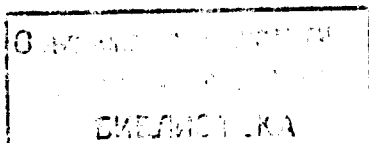
Направлено в журнал
"Физика твердого тела"

1982

1. В экспериментах по исследованию диффузии положительных мюонов в висмуте и ниобии была обнаружена аномалия - минимум в температурной зависимости скорости релаксации $\Lambda(T)$ поперечной компоненты спина мюона при $T_m \sim 20 \text{ K}$ ^{/1,2/}. Аномалия получила качественное объяснение как в предположении о когерентном квантовом механизме диффузии мюонов ^{/1/}, так и о некогерентном /квантовом или классическом/ механизме активационного типа ^{/2/}. При этом исходными брались представления о диффузии легкой примесной частицы в кристалле, развитые в работах ^{/3,4/}. Однако в обоих случаях в ^{/1,2/} предполагалось наличие фактора, ограничивающего процесс диффузии мюонов по междоузлиям решетки кристаллического образца. Предполагалось, что неоднородность кристалла - примесные атомы, дефекты структуры решетки - могут стать своеобразными ловушками, т.е. областями пониженного потенциала, который воздействует на положительный мюон в металлическом кристалле. Попав в эту область, мюон прекращает дальнейшее диффузионное движение, по крайней мере, при достаточно низких температурах образца. С повышением температуры становятся возможными процессы "выбивания" мюона из ловушки за счет тепловых флуктуаций. Таким образом, наличие неоднородностей в кристалле усложняет поведение мюона и, как следствие, наблюдаемую картину его спиновой релаксации.

В работе ^{/5/} был теоретически проанализирован и предложен сравнительно простой способ, позволяющий выяснить тип механизма диффузии мюона при наличии ловушек. Способ основан на характерной особенности в поведении функции релаксации $P(t)$ спиновой поляризации мюонов при нулевом внешнем поле на времени $t \geq t_1 = \sigma^{-1}$. Здесь $\sigma = \gamma_\mu \Delta$ и Δ - ширина, характеризующая разброс дипольных магнитных полей в веществе, обуславливающих релаксацию спина мюона; γ_μ - гиромагнитное отношение мюона. Поскольку для ниобия $\sigma \approx 0,5 \text{ мкс}^{-1}$, предложенный способ позволил авторам работы ^{/6/} путем наблюдения значений функции релаксации $P(t)$ на времени $t \geq t_1 = 6 \text{ мкс}$ прийти к выводу о некогерентном активационном механизме диффузии мюонов в ниобии, ограниченной захватом в ловушке.

Предложенный в ^{/6/} способ, однако, непригоден в случае висмута, поскольку для него известная из эксперимента величина $\sigma \approx 0,2 \text{ мкс}^{-1}$ относительно мала, и поэтому требуемый интервал времени $t \geq t_1 = 15 \text{ мкс}$ лежит вне достижимого интервала наблюдения $t \leq 10 \text{ мкс}$. Последнее ограничение связано с конечностью времени жизни мюона $\tau_\mu \approx 2,2 \text{ мкс}$. По этой причине представляется актуальным описать процесс спиновой релаксации мюонов, диффундирующих в кристалле, с учетом их захвата в ловушки при произвольном времени наблюде-



ния $t \leq 10$ мкс. Заметим, что в эксперименте вид позитронных распадных спектров, а значит, и значения функции $P(t)$, особенно эффективно определяются начальным временем $t \leq \tau_\mu$, где распадается наибольшее число мюонов.

2. Введем параметр c^* - эффективную концентрацию мюонных ловушек в кристаллическом образце. Если наличие ловушки обусловлено примесным атомом, то величина c^* может заметно превосходить концентрацию примесей c . Действительно, решетка, а вместе с ней - и потенциальный рельеф, воздействующий на мюон, могут быть деформированы примесью так сильно, что глубокая ловушка включает в себя не только междоузлия, ближайшие к примесному атому, но и те, что лежат в следующих координационных сферах. С точки зрения когерентного механизма квантовой диффузии это означает, что статический сбой мюонных уровней в области примеси превосходит ширину энергетической зоны для мюона в идеальной решетке кристалла. Сказанное позволяет написать следующую зависимость

$$c^* = n \cdot b \cdot c, \quad /1/$$

где n - число междоузлий вокруг примесного атома, образующих глубокую ловушку, b - численный множитель, зависящий от симметрии кристалла и типа междоузлий, по которым преимущественно диффундирует мюон. Кроме того, как отмечалось выше, вклад в значение c^* могут вносить дефекты кристалла, не связанные с примесями. Ясно, что обсуждаемый здесь когерентный механизм диффузии мюонов возможен, если только $c^* \ll 1$.

Мюон, попав первоначально в регулярную область кристалла, способен диффундировать с некоторой зависящей от температуры частотой $\nu = \nu(T)$, так что величина $\tau = \nu^{-1}$ есть среднее время, проводимое мюоном в каком-то междоузлии решетки. При наличии быстрой диффузии такой мюон до своего распада может с заметной вероятностью найти ловушку и остановиться в ней. Частоту таких захватов s можно оценить

$$s \approx a \cdot c^* \cdot \nu, \quad /2/$$

где a - некоторый численный множитель.

3. Традиционно эксперимент проводится с кристаллическими образцами, помещаемыми в сильное поперечное магнитное поле. Это поле вызывает прецессию спина мюонов, а локальные магнитные поля образца - релаксацию амплитуды прецессии к нулевому значению. Перейдем к выводу функции поперечной спиновой релаксации $P(t)$.

Известен вид релаксационной функции $G_1(t; \sigma_1, \nu)$ для мюонов, диффундирующих с частотой ν /7,8/:

$$G_1(t; \sigma_1, \nu) = \exp\left\{-\left(\frac{\sigma_1}{\nu}\right)^2 (e^{-\nu t} + \nu t - 1)\right\}. \quad /3/$$

Релаксация происходит в случайном магнитном поле междоузельных пор, характеризуемом определенной выше величиной среднеквадратичного разброса σ_1 , аналогичной ширине линии ЯМР. Из /3/ следует, что поляризация неподвижных мюонов, остановившихся в междоузлиях решетки, релаксирует по закону

$$G_2(t; \sigma_1) = G_1(t; \sigma_1, \nu \rightarrow 0) \approx \exp\left\{-\frac{1}{2}\sigma_1^2 t^2\right\}. \quad /4/$$

При этом спиновая релаксация мюонов, захваченных в ловушки, где магнитные поля, вообще говоря, характеризуются другим значением параметра $\sigma = \sigma_2$, описывается функцией $G_2(t; \sigma_2)$.

Далее пренебрежем процессами "выбивания" мюона из ловушки, что можно сделать в интересующей нас области низких температур $T < T_1$. Предположительно для висмута и ниобия $T_1 \approx 100$ К. Учитывая, что доля от полного числа мюонов, первоначально /при $t = 0$ / попавшая в объем кристалла, не занятый ловушками, равна $(1 - c^*)$, получим функцию релаксации $P'(t; t')$ в произвольный момент наблюдения $t \geq 0$ для мюонов, захваченных в ловушки в некоторый фиксированный момент времени $t' > 0$, в виде

$$P'(t; t') = (1 - c^*) G_1(t; \sigma_1, \nu) \theta(t' - t) + c^* G_2(t; \sigma_2) + (1 - c^*) G_1(t'; \sigma_1, \nu) G_2(t - t'; \sigma_2) \theta(t - t'). \quad /5/$$

Здесь $\theta(t)$ - обычным образом определяемая ступенчатая функция времени. Поскольку $G_1(0; \sigma_1, \nu) = G_2(0; \sigma_2) = 1$, то выполняется необходимое условие $P'(0; t') = 1$.

Если s - определенная выше частота захвата, то плотность вероятности распределения момента захвата t' для ансамбля мюонов равна

$$w(t') = s e^{-st'}.$$

Интегрируя /5/ по времени t' с плотностью $w(t')$, получим наблюдаемую функцию релаксации в виде

$$P(t) = \int_0^\infty dt' w(t') P'(t; t') = (1 - c^*) e^{-st} G_1(t; \sigma_1, \nu) + c^* G_2(t; \sigma_2) + (1 - c^*) s \int_0^t dt' e^{-st'} G_1(t'; \sigma_1, \nu) G_2(t - t'; \sigma_2). \quad /6/$$

4. Отметим, что аналогичная простая стохастическая модель предложена и развита в работах /8,9/. Далее, основываясь на /6/, получим функции релаксации при различных скоростях диффузии, достигаемых с изменением температуры Т образца.

а/ Предположим, что на характерном времени наблюдения $t \leq \tau_{\mu}$ мюон практически не совершает прыжков, т.е. $\nu < r_{\mu}^{-1} = 0,5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. При этом $G_1(t; \sigma_1, \nu) \approx G_2(t; \sigma_1)$, а также $st \ll 1$, и из /6/ следует

$$P(t) \approx (1 - c^*) G_2(t; \sigma_1) + c^* G_2(t; \sigma_2) \approx G_2(t; \sigma_1). \quad /7/$$

б/ Допустим, что мюон начинает диффундировать, но не очень быстро, так что $\nu > r_{\mu}^{-1}$ и еще мала вероятность захвата в ловушки, $st \ll 1$. При этом функция /6/ принимает вид

$$P(t) \approx G_1(t; \sigma_1, \nu), \quad /8/$$

где отброшены малые члены, пропорциональные $c^* \ll 1$. С дальнейшим ростом ν поляризация /8/ описывается экспоненциальным законом

$$P(t) \approx \exp\left\{-\frac{\sigma_1^2}{\nu} t\right\}. \quad /9/$$

в/ Если скорость диффузии настолько велика, $\nu \gg r_{\mu}^{-1}$, что становятся заметными эффекты захвата в ловушки, $st \sim 1$, то функция релаксации /6/ принимает вид

$$P(t) = (1 - c^*) \exp\{-st - \sigma_1^2 \nu^{-1} t\} + c^* \exp\left\{-\frac{1}{2} \sigma_2^2 t^2\right\} + (1 - c^*) s \int_0^t dt' \exp\left\{-st' - \sigma_1^2 \nu^{-1} t' - \frac{1}{2} \sigma_2^2 (t - t')^2\right\}. \quad /10/$$

Заметим, прежде всего, что в силу сделанных в данном пункте предположений выполняется $\sigma_1^2 \nu^{-1} \ll s$. Вводя интеграл вероятности определением

$$\operatorname{erf} x \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt,$$

из /10/ получаем выражение для $P(t)$ в виде

$$P(t) = e^{-st} \left\{ 1 + \frac{c^*}{\sqrt{2}} \left(\frac{s}{\sigma_2} \right) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{s}{\sigma_2} \right)^2 t^2} \left[\operatorname{erf} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sigma_2 t - \frac{s}{\sigma_2} \right) \right] + \operatorname{erf} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{s}{\sigma_2} \right) \right] \right] \right\}. \quad /11/$$

Как видно, в данном интервале значений ν релаксация определяется двумя параметрами, σ_2 и s , и не зависит от σ_1 и ν по той простой причине, что при быстрой диффузии деполаризация мюонов происходит, в основном, только после захвата их в ловушки. Нетрудно также получить, что функция /11/ эквивалентно представима в виде ряда

$$P(t) = e^{-st} + \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{1}{2} \right)^n \frac{(2n)!}{n!} \left(\frac{\sigma_2}{s} \right)^{2n} \left\{ \sum_{k=0}^{2n} (-1)^k \frac{1}{k!} (st)^k - e^{-st} \right\}. \quad /12/$$

Воспользовавшись неравенством

$$\left| e^{-st} - \sum_{k=0}^{2n} (-1)^k \frac{(st)^k}{k!} \right| < \frac{1}{(2n)!} (st)^{2n}, \quad n = 0, 1, \dots,$$

для n -го слагаемого под знаком суммы можно дать следующую верхнюю оценку

$$\left| \left(\frac{1}{2} \right)^n \frac{(2n)!}{n!} \left(\frac{\sigma_2}{s} \right)^{2n} \left\{ \sum_{k=0}^{2n} (-1)^k \frac{(st)^k}{k!} - e^{-st} \right\} \right| < \frac{1}{n!} \left(\frac{1}{2} \right)^n (\sigma_2 t)^{2n}. \quad /13/$$

Это показывает, что практически, ограничиваясь несколькими первыми членами ряда в /12/, можно с заданной точностью описать поляризацию $P(t)$ при любом времени наблюдения. К примеру, в висмуте, где величина σ_2 относительно мала / $\sigma_2 \sim \sigma_1 \sim 0,2 \text{ мкс}^{-1}$ /, можно ограничиться двумя первыми членами ряда ($n=0,1$) и получить

$$P(t) \approx 1 - \left(\frac{\sigma_2}{s} \right)^2 \left(1 - st + \frac{1}{2} s^2 t^2 - e^{-st} \right). \quad /14/$$

Причем оценка показывает, что для $t \leq \tau_{\mu}$ величина отброшенных членов не превышает значения 10^{-2} .

г/ С дальнейшим ростом скорости диффузии имеем $\nu t \gg st \gg 1$. Учитывая, что при этом основной вклад в /6/ дает последнее слагаемое, подынтегральное выражение в котором отлично от нуля лишь на времени $t' < s^{-1} \ll \tau_{\mu}$, получим

$$P(t) \approx G_2(t; \sigma_2).$$

5. Итак, с ростом скорости диффузии процесс спиновой релаксации мюонов описывается единым выражением /6/, из которого вытекает последовательность практически полезных функций а/-г/. Рассматриваемая нами модель предполагает одну из возможностей: либо

частота диффузионных скачков ν растет с увеличением температуры за счет подбарьерных или надбарьерных переходов активационного типа, либо рост ν происходит с уменьшением температуры, если осуществляются когерентные подбарьерные переходы мюона. Современная микроскопическая теория диффузии легких частиц в кристалле не дает априорных предсказаний о типе механизма диффузии частицы в конкретном веществе. Для выяснения этого вопроса в случае висмута мюонный эксперимент может быть повторен при различных температурах в интервале $T < 100$ К. Наблюдаемые при этом временные зависимости спиновой поляризации $P(t)$ должны быть последовательно обработаны на основе выражений $a/\pm g/$, в которые входят четыре подгоночных параметра: σ_1 , σ_2 , ν и s . Обработка экспериментальных спектров даст постоянные численные значения двух из них, σ_1 и σ_2 , а также зависимости двух других $\nu = \nu(T)$ и $s = s(T)$ от температуры. Согласно /2/, следует ожидать линейности $s(T) = a \cdot s^* \cdot \nu(T)$ во всем интервале $T < T_1$.

В частности, если в основе наблюдаемой аномалии в висмуте лежит когерентный механизм диффузии мюонов, то функции /7/-/9/ опишут релаксацию слева от минимума $\Lambda(T_m)$, а функции /11/, /12/ и /15/ - справа от этого минимума при подходящих значениях подгоночных параметров. При другом механизме диффузии последовательность описания будет обратной. Аналогичный эксперимент может быть повторен и с ниобием.

Автор выражает благодарность В.А.Жукову, Т.Н.Мамедову и В.И.Селиванову за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гребинник В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, с.322.
2. a/ Birnbaum H.K. et al. Phys.Rev., 1978, B17, p.4143; б/ Borhini M. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.1723.
3. Flynn C.P., Stoneham A.M. Phys.Rev., 1970, B1, p.3966.
4. Kagan Yu.M., Klinger M.I. J.Phys.C, 1974, 7, p.2791.
5. Petzinger K.G. Phys.Lett., 1980, A75, p.225.
6. Voeckema C. et al. Phys.Rev., 1982, B26, p.2341.
7. Абрагам А. Ядерный магнетизм, ИЛ, М., 1963.
8. Гребинник В.Г. и др. ЖЭТФ, 1975, 68, с.1548.
9. Kehr K.W., Richter D., Honig G. Hyperfine Interact., 1979, 6, p.219.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 декабря 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
Д1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-385	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д7-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**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. 14-82-878
К выяснению механизма диффузии положительных мюонов в висмуте

Предлагается способ идентификации механизма диффузии положительных мюонов в кристаллическом висмуте, в котором ранее наблюдалась аномалия температурной зависимости скорости спиновой релаксации мюонов. Обсуждаются два возможных механизма: некогерентные переходы активационного типа и когерентные квантовые переходы мюона, характеризующиеся существенно различным их поведением с изменением температуры. Предполагается, что аномалия обусловлена влиянием ловушек - примесей и дефектов в кристаллическом образце, способных захватить мюон и, таким образом, исключить его дальнейшее диффузионное движение. На основе простой стохастической модели выведены функции поперечной спиновой релаксации $P(t)$ мюонов в сильном магнитном поле для различных скоростей диффузии мюонов и их захватов в ловушки. Полученные зависимости $P(t)$ предлагается сравнить с наблюдаемыми в эксперименте временными зависимостями поляризации мюонов с целью выбора одного из двух механизмов диффузии, лежащего в основе наблюдаемой аномалии в висмуте.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Yushankhai V. Yu. 14-82-878
On Identification of Diffusion Mechanism of Positive Muons in Bismuth

The transverse spin relaxation function of positive muons diffusing in a metal lattice is calculated on the basis of simple stochastic model. The inhomogeneities capable of capturing muons and restricting the process of diffusion motion are assumed to be present in the specimen. Results are suggested to be used for making clear the diffusion mechanism of muons in bismuth in the temperature range where the anomaly of the spin relaxation rate of muons was obtained earlier.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.