

из текущей литературы**РЕЛАКСАЦИЯ СПИНА МЮОНА В КРИСТАЛЛАХ С ДЕФЕКТАМИ***A.I. Морозов, A.C. Сигов*

(Московский институт радиотехники, электроники и автоматики)

(Статья поступила 29.04.93 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение (75).
 2. Релаксация спина мюона в чистом кристалле (76). 2.1. Механизм диффузии. 2.2. Скорость релаксации.
 3. Взаимодействие мюона с точечными дефектами (78).
 4. Релаксация спина мюона в кристалле с ловушками (79). 4.1. Диффузия мюона. 4.2. Релаксация спина мюона.
 5. Анализ экспериментальных данных (82). 5.1. Ниобий. 5.2. Ванадий. 5.3. Алюминий. 5.4. Медь. 5.5. Тантал. 5.6. Висмут.
 6. Заключение (87).
- Список литературы (87).

1. Введение. Для обозначения явлений мюонного спинового резонанса, вращения спина мюона и его релаксации используют одну и ту же аббревиатуру μSR . μSR — эффективный метод исследования локальных магнитных полей и их временной зависимости в кристаллах. Он позволяет определить ряд важных характеристик магнетиков и сверхпроводников. Описанию техники μSR -эксперимента посвящено большое число работ (см., например, обзоры [1, 2]). Поляризованный пучок положительных мюонов, возникающих в результате распада π -мезонов, падает на образец. Попадая в образец, мюон термализуется за времена порядка $10^{-12} - 10^{-13}$ с.

Под действием случайных магнитных полей происходит деполяризация мюонов. Зависимость поляризации мюонов от времени $P(t)$ определяется по асимметрии вылета позитрона, возникающего в результате распада мюона на позитрон, электронное нейтрино и мюонное антинейтрино

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

с характерным временем $\tau_\mu = 2,2$ мкс.

В случае измерений в поперечном магнитном поле (перпендикулярном первоначальной поляризации пучка) по зависимости $P(t)$ определяют частоту прецессии и скорость релаксации спина мюонов, а при измерении в продольном и, в частности, нулевом

магнитном поле — только последнюю.

Однако для получения информации о локальных магнитных полях необходимо знать о поведении мюона в кристалле: захвачен ли он ловушкой или перемещается по кристаллу.

Качественно положительный мюон легко представить себе как очень легкий изотоп водорода, который сохраняет свою подвижность в идеальном кристалле даже в области самых низких температур туннелируя квантовым образом из одного эквивалентного междоузлия в другое.

В случае быстрого движения мюона по кристаллу случайное поле, действующее на его спин, эффективно усредняется и скорость релаксации падает. Это хорошо известный эффект сужения линии резонанса вследствие движения.

В немагнитных металлах на спин мюона действует магнитное поле дипольных моментов ядер матрицы, которое остается практически неизменным за время наблюдения. Причем поля, действующие на мюон в соседних междоузлиях, практически некоррелированы. В этом случае наибольшая скорость релаксации будет наблюдаться, когда мюон в продолжении всего своего времени жизни после термализации, вплоть до распада, находится в одном и том же междоузлии.

В последние годы получены экспериментальные данные о частоте прыжков водорода между соседними эквивалентными междоузлиями в матрице металла. Поскольку мюон в девять раз легче протона, частота прыжков для него должна быть на много большей. Даже если принять в качестве оценки для этой величины минимальное значение полученное для водорода, то окажется, что за время наблюдения, составляющее величину порядка 10 мкс, никакой заметной релаксации спина произойти не может.

Из этого следует вывод, что наблюдаемая в реальных кристаллах релаксация спина мюона связана с неидеальностью кристалла, т.е. с наличием в нем ловушек. Как будет показано ниже, роль ловушки может играть любой дефект кристаллической решетки. При понижении температуры ниже некоторого характерного значения в равновесном состоянии мюон с подавляющей вероятностью должен быть захвачен ловушкой.

Однако исходное пространственное распределение мюонов является неравновесным. Согласно предположению "стандартной модели" мюон после термализации с равной вероятностью занимает любое из эквивалентных междуузлий. Поэтому важную роль играет соотношение между временем захвата мюона ловушкой и временем релаксации его спина в ней.

Анализ экспериментальных данных μ SR в чистых металлах показывает, что практически все они могут быть объяснены, если предположить, что причиной релаксации спина мюона является захват его точечными дефектами. При этом имеет важное значение возможность создания точечным дефектом нескольких минимумов энергии (ловушек) для мюона, отличающихся глубиной. Причем для попадания в ловушку мюону зачастую требуется преодолеть потенциальный барьер. В этом случае доля мюонов, захваченных такими ловушками, будет заметной только при температурах, для которых вероятность преодоления потенциального барьера достаточно высока.

С помощью μ SR при определенных условиях можно изучать квантовую диффузию мюона. Эта возможность в случае металлов является практически уникальной (другой объект исследования — гидриды металлов), так как девятикратное уменьшение массы по сравнению с водородом многократно увеличивает квантовый вклад в коэффициент диффузии мюонов. Мы обсудим, какие данные о коэффициенте диффузии можно извлечь из результатов μ SR-эксперимента.

В разделе 2 мы рассмотрим поведение мюона в чистом кристалле. В разделе 3 описано взаимодействие мюона с точечными дефектами и возникающие при этом связанные состояния. Раздел 4 посвящен описанию релаксации спина мюона в кристалле с ловушками, а раздел 5 — сравнению с экспериментальными данными. В заключении приведены выводы работы и наши предложения.

2. Релаксация спина мюона в чистом кристалле.

2.1. Механизмы диффузии. Рассмотрим сначала характер движения мюона в гипотетическом бездефектном кристалле. В области самых низких

температур мюон квантовым образом туннелирует из одного эквивалентного междуузлия в другое и может быть описан на языке блоховских волн. Характерная ширина зоны для водорода в ниобии, найденная на основании экспериментов по поглощению ультразвука и неупругому рассеянию нейтронов составляет 1 — 10 К [3, 4]. В силу девятикратного уменьшения массы по сравнению с водородом ширина зоны мюона $\zeta = 2z\epsilon_0$, где z — число ближайших эквивалентных междуузлий, а ϵ_0 — туннельный матричный элемент для мюона, должна быть существенно большей и достигать величины нескольких десятков градусов. В чистом металле длина свободного пробега мюона в области зонного движения обусловлена его рассеянием на электронах проводимости. Эти процессы были рассмотрены в работах [5—7]. В области температур $T > \zeta$ время свободного пробега мюона τ равно

$$\tau^{-1} = 2\pi gT/\hbar, \quad (1)$$

где $g \approx 2N(0)V_0^2$; $N(0)$ — плотность электронов на поверхности Ферми, а V_0 — амплитуда рассеяния электрона на мюоне. Для характерных металлических значений $N(0)$ и V_0 величина $g \sim 0,1\text{--}1$.

Оценим величину коэффициента диффузии мюонов D , используя кинетическое соотношение

$$D = \langle v^2 \rangle \tau_{tr}/3, \quad (2)$$

где $\langle v^2 \rangle$ — средний квадрат скорости движения мюонов, а τ_{tr} — транспортное время свободного пробега мюона. При $T > \zeta$ величина $\tau_{tr} \sim \tau$, а $\langle v^2 \rangle = \zeta^2 d^2/\hbar^2$, где d — межатомное расстояние. Тогда [6, 7]

$$D = \zeta^2 d^2/gT\hbar. \quad (3)$$

Взаимодействие электронов с мюоном приводит также к перенормировке ширины зоны мюона в металле — электронному поляронному эффекту [8]. Перенормированная величина ζ равна

$$\zeta = \zeta_0 [\max(T, \zeta_0)/E_0]^\beta, \quad (4)$$

где ζ_0 — ширина зоны мюона в отсутствие взаимодействия с электронами, E_0 — ширина зоны электронов проводимости, а $\beta \sim g$. Поэтому при $T > \zeta$ температурная зависимость коэффициента диффузии имеет вид [8]

$$D \sim T^{2\beta - 1}, \beta \ll 1.$$

В области температур $T \ll \zeta$ согласно [6, 7]

$$\tau^{-1} = 2\pi gT^2/\hbar\zeta, \quad (5)$$

$$\tau_{tr} \sim \tau, \text{ а } \langle v^2 \rangle = T\zeta d^2/\hbar^2;$$

следовательно,

$$D = \zeta^2 d^2/gT\hbar \sim T^{-1}, \quad (6)$$

так как ζ уже не зависит от T при $T < \zeta$.

В случае полуметаллов зависимость $D(T)$ оказывается более сложной [7]. В сверхпроводящей фазе

вследствие образования щели Δ в спектре электронных возбуждений время свободного пробега, обусловленное рассеянием на них мюона, $\tau_{\text{СП}}$ равно [5]

$$\tau_{\text{СП}} = \tau [1 + \exp(\Delta/T)]/2, \quad (7)$$

и величина $\max(T, \zeta_0)$ в формуле (4) заменяется на $\max(T, \zeta_0, \Delta)$ [9].

Таким образом, при $T \ll \Delta$ в сверхпроводнике рассеяние мюонов электронами становится несущественным, поскольку число электронных возбуждений экспоненциально мало, и основную роль, как и в диэлектриках, начинает играть рассеяние на фононах. Поскольку при $T \ll \Theta$, где Θ — температура Дебая, длина свободного пробега квантовой частицы, обусловленная рассеянием на фононах, намного превосходит межатомное расстояние d [10, 11], то в чистом сверхпроводнике в области температур $T \ll \Delta$ имеет место зонное движение мюонов. При этом коэффициент диффузии мюонов зависит от температуры как [10, 11]

$$D \sim T^{-9}. \quad (8)$$

Вернемся теперь к рассмотрению движения мюона в нормальном металле. С ростом температуры при $T > T'_0$ величина τ^{-1} превосходит ζ , и длина свободного пробега мюонов становится меньше межатомного расстояния. При этом описание на языке блеховских функций становится некорректным.

При дальнейшем увеличении температуры для $T > T_h > T'_0$ можно рассматривать диффузию мюона как марковский процесс квантовых перескоков между соседними междуузлиями [12]. Для более высоких температур основным механизмом диффузии становится классический надбарьерный механизм. Последовательное описание коэффициента диффузии в области $T'_0 < T < T_h$ отсутствует.

Рассмотрение коэффициента диффузии легкой частицы в металле с учетом взаимодействия как с электронами, так и с фононами было проведено в работе [8].

В области температур $T \ll \Theta$ роль взаимодействия с фононами сводится к полярному сужению зонных мюонов:

$$\zeta_0 = \zeta_{00} \exp(-S), \quad (9)$$

где ζ_{00} — ширина зоны в отсутствие взаимодействия с фононами, а S — безразмерная константа связи мюона с фононами:

$$S = u^2/w_0^2, \quad (10)$$

где u — смещение атома решетки из узда, ближайшего к мюону, а w_0 — амплитуда нулевых колебаний атома.

В области температур $0,1\Theta < T < \Theta$ имеет место резкий рост коэффициента диффузии, обусловленный быстрым ростом скорости квантового перескока

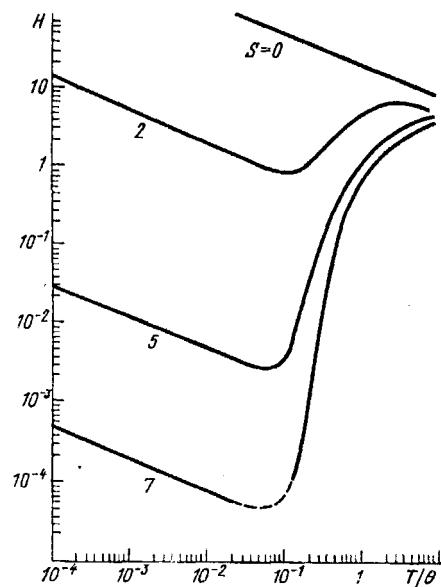


Рис. 1. Зависимость нормированной частоты прыжков от температуры при $\beta = 0,3$ и $E_0/\theta = 100$.

(прыжка) между соседними междуузлиями. При $T > \Theta$ квантовая диффузия приобретает активационный характер, как в случае диэлектриков.

Компактное аналитическое выражение для вероятности перескока с учетом взаимодействия как с электронами, так и с фононами отсутствует, а результаты численного расчета, проведенного в [8] приведены на рис. 1.

Мы можем оценить максимальную величину времени между двумя перескоками τ_h^{\max} , как

$$\tau_h^{\max} = \hbar T_{\min} / ze_0^2, \quad (11)$$

где T_{\min} — температура, отвечающая минимальной вероятности скачка (см., рис. 1). Величина $T_{\min} = 0,1\Theta$.

2.2. Скорость релаксации. Рассмотрим теперь скорость релаксации спина мюона в каждой из указанных выше температурных областей. В немагнитном металле релаксация обусловлена диполь-дипольным взаимодействием магнитного момента мюона с магнитными моментами ядер матрицы, а характерное время релаксации в области зонного движения определяется, как время рассеяния блеховской волны с переворотом спина, обусловленного этим взаимодействием [13]. Аналогичная задача для электрона проводимости в полупроводнике была рассмотрена в работе [14].

В случае некоррелированных ядерных спинов время релаксации спина мюона τ_s определяется формулой

$$\begin{aligned} \tau_s^{-1}(\mathbf{k}) = & \frac{2\pi}{\hbar\Omega} \int |V_{1/2, -1/2}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')|^2 \times \\ & \times \delta(\epsilon(\mathbf{k}) - \epsilon(\mathbf{k}')) \frac{d\mathbf{k}'}{(2\pi)^3}, \end{aligned} \quad (12)$$

где \mathbf{k} и \mathbf{k}' — начальный и конечный квазимпульсы мюона, Ω — объем элементарной ячейки, $\epsilon(\mathbf{k})$ — закон дисперсии мюона, а $V_{1/2,-1/2}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ — амплитуда рассеяния мюона на отдельном ядре с переворотом спина.

Если $T > \zeta$, то характерные к порядка бриллюэновского импульса k_b и по порядку величины τ_s равно $\tau_s^{-1} = \sigma_0 \hbar / \zeta$, (13)

где σ_0^{-1} — время релаксации мюона в отсутствие диффузии, $\sigma_0 \sim \langle \delta H \rangle$, где $\langle \delta H \rangle$ — характерная величина флукутации магнитного поля.

Зависимость $\tau_s(T)$ в этой области температур обусловлена температурной зависимостью ζ (см. формулу (4)). Таким образом,

$$\tau_s^{-1} = \frac{\sigma_0^2 \hbar}{\xi_0} \left(\frac{T}{E_0} \right)^{-\beta}. \quad (14)$$

При $T \ll \zeta$ характерный тепловой импульс мюона $\mathbf{k} \sim k_b(T/\zeta)^{1/2}$. В этом случае из (12) получаем [13]

$$\tau_s^{-1} = \sigma_0^2 \hbar T^{1/2} / \zeta^{3/2}. \quad (15)$$

Такая же зависимость $\tau_s(T)$ была предсказана в работе Кондо [15] на основе предположения о виде корреляционной функции дипольного поля.

Для характерных значений $\sigma_0 \sim 10^5 - 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\zeta \sim 1 \text{ мэВ}$, $\beta \sim 0,1$, $T \sim 1 - 10 \text{ К}$ и $E_0 \sim 10^4 - 10^5 \text{ К}$ мы получаем оценку $\tau_s \gtrsim 10 \text{ с}$, что на много порядков превосходит время наблюдения $t_h \sim 10 \text{ мкс}$. Следовательно, релаксация спина мюона в чистом металле в области низких температур должна быть экспериментально ненаблюдаемой.

В области температур, где диффузия мюонов представляет собой последовательность нескоррелированных прыжков из междоузлия в междоузлие, зависимость поляризации мюонов от времени в случае эксперимента в поперечном магнитном поле описывается формулой [16]

$$P(t) \equiv P(0)G(t) = \\ = P(0) \exp \left\{ -2\sigma_0^2 \tau_h^2 \times \right. \\ \left. \times [\exp(-t/\tau_h) - 1 + (t/\tau_h)] \right\}. \quad (16)$$

В случае $\tau_h \sigma_0 \gg 1$ $G(t)$ принимает гауссову форму

$$G(t) = \exp(-\sigma_0^2 t^2), \quad (16a)$$

а при $\tau_h \sigma_0 \ll 1$ описывается лоренцианом

$$G(t) = \exp(-2\sigma_0^2 \tau_h t). \quad (16b)$$

При этом предполагается, что дипольные поля, действующие на спин мюона в соседних междоузлиях, не скоррелированы.

Для случая релаксации в нулевом магнитном поле простое аналитическое выражение для функции $G(t)$ при произвольном соотношении между σ_0 и τ_h отсутствует. В предельном случае $\sigma_0 \tau_h \gg 1$ $G(t)$

описывается формулой Кубо и Тойабе [17]

$$G(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}(1 - 2\sigma_0^2 t^2) \times \\ \times \exp(-\sigma_0^2 t^2). \quad (17)$$

Для измерений как в продольном, так и в поперечном магнитном поле скорость релаксации τ_s^{-1} спина мюона в области прыжковой диффузии можно представить в виде

$$\tau_s^{-1} = 2\sigma_0^2 \tau_h (2\sigma_0 \tau_h + 1)^{-1}. \quad (18)$$

Оценим величину τ_s^{-1} для максимального значения τ_h^{\max} , даваемого формулой (11):

$$\tau_s^{-1} = 2\sigma_0^2 \hbar T_{\min} / \zeta \epsilon_0. \quad (19)$$

Для приведенных выше значений σ_0 и ζ и $T_{\min} \sim 20 - 50 \text{ К}$ получаем значение $\tau_s \sim 0,1 - 10 \text{ с}$, намного превосходящее время наблюдения.

Таким образом, наблюдение релаксации спина мюона в чистом металле оказывается возможным только в случае, когда величина ϵ_0 для мюона в металле составляет аномально малую величину $\epsilon_0 \lesssim 10^{-3} \text{ К}$.

Для реальных значений $\epsilon_0 \sim 1 - 10 \text{ К}$ наблюдение спиновой релаксации мюона в идеальном кристалле невозможно.

3. Взаимодействие мюона с точечными дефектами. На основании рассмотрения, проведенного в предыдущем разделе, можно сделать вывод, что наблюданная в эксперименте релаксация спина мюона обусловлена наличием в кристалле ловушек, роль которых играют любые точечные дефекты в металле [18, 19].

Конечно, мюон может быть захвачен и дислокацией, и плоским дефектом кристаллической решетки. Однако в этом случае у него остается возможность быстрого перемещения вдоль дислокации или в плоскости двумерного дефекта упаковки. Поэтому эффект усреднения случайного поля, действующего на спин мюона, при этом не устраняется.

Дальнодействующая часть потенциала взаимодействия мюона с точечным дефектом (как и между любыми двумя точечными дефектами) складывается из упругого взаимодействия, т. е. косвенного взаимодействия через акустические фононы, и взаимодействия через фриделевские осцилляции электронной плотности, создаваемые дефектами, т. е. косвенного взаимодействия через электроны проводимости:

$$W(\mathbf{R}) = W_{\text{упр}}(\mathbf{R}) + W_{\text{эл}}(\mathbf{R}). \quad (20)$$

Обе этих дальнодействующих составляющих спадают с расстоянием \mathbf{R} между мюоном и дефектом, как R^{-3} .

Упругое взаимодействие на расстоянии $R \gg d$ имеет вид

$$W_{\text{упр}}(\mathbf{R}) = W(\mathbf{n})\Omega/R^3, \quad (21)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$, а $W(\mathbf{n})$ изменяет знак при изменении направления вектора \mathbf{n} относительно кристаллографических осей.

Взаимодействие через фриделевские осцилляции электронной плотности в борновском приближении можно представить, как

$$W_{\text{эл}}(\mathbf{R}) = N(0)\Omega V_0(2k_F) V_1(2k_F) \cos(2k_F R) \times \\ \times (2\pi\tilde{\epsilon}^2(2k_F)R^3)^{-1}, \quad (22)$$

где k_F — импульс Ферми электронов, $V_1(\mathbf{k})$ — амплитуда рассеяния электрона на точечном дефекте, а $\tilde{\epsilon}(\mathbf{k})$ — диэлектрическая проницаемость металла.

Для $R \sim d$ оба взаимодействия имеют при характерных для металлов значениях физических величин порядок энергии $\tilde{W} = 0,01 - 0,1$ эВ. В силу значкопеременности "cos $(2k_F R)$ " и $W(\mathbf{n})$ независимо от знака короткодействующей части взаимодействия между мюоном и точечным дефектом имеется набор междуузлий с $W(\mathbf{R}) < 0$, причем состояние с наибольшей энергией связи W_0 находится на расстоянии $R \sim d$ от дефекта. Таким образом, любой точечный дефект в металле создает для мюона большое число связанных состояний.

Разность энергий мюона, локализованного в междуузлиях i и j , определяется, как

$$\xi_{ij} = \sum_m (W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_m) - W(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_m)), \quad (23)$$

суммирование происходит по всем точечным дефектам, \mathbf{r}_m — их координаты, а \mathbf{r}_{ij} — координаты междуузлий. Среднеквадратичный сбой энергий соседних междуузлий, вызванный наличием в кристалле хаотически распределенных примесей с концентрацией x , порядка

$$\langle(\xi^2)\rangle^{1/2} = x\tilde{W}$$

и при $x \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ может быть намного меньше ξ и не препятствовать зонному движению мюона вдали от дефекта.

Исследуем равновесное пространственное распределение мюонов в кристалле с дефектами. Очевидно, что при высокой температуре мюоны равновероятно распределены по междуузлиям данного сорта, а при низкой температуре находятся в связанном состоянии с наименьшей энергией.

Оценим температуру захвата мюонов дефектами T_0 , исходя из следующей простой модели [18]. Среднее значение $W(\mathbf{n})$ по единичной сфере равно нулю, а $\cos(2k_F R)$ быстро осциллирует с характерным периодом порядка d . Поэтому мы предположим, что в сферическом слое радиусом R и толщиной dR , опи-

санном вокруг дефекта, имеется $4\pi R^2 dR/\Omega$ состояний, энергия которых равновероятно распределена в интервале от $-\tilde{W}\Omega/R^3$ до $+\tilde{W}\Omega/R^3$. Минимальное расстояние между мюоном и дефектом $r_{\min} \sim d$, а максимальное $r_{\max} \sim x^{-1/3}d$. Вероятность частице находиться в выбранном сферическом слое равна

$$dw(R) = \int_{-\infty}^{\infty} dEA \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \theta\left(\frac{\tilde{W}\Omega}{R^3} - |E|\right) \times \\ \times \frac{2\pi R^5 dR}{\Omega^2 \tilde{W}} = \frac{4\pi T A R^5 dR}{\Omega^2 \tilde{W}} \operatorname{sh} \frac{\tilde{W}\Omega}{TR^3}, \quad (24)$$

где A находится из условия нормировки. Данная модель учитывает наличие большого числа связанных состояний для мюона, но не включает в рассмотрение многочастичные эффекты. Для $T \gg T_0$ среднее расстояние между мюоном и дефектом $\langle r \rangle \sim r_{\max}$, а при $T \ll T_0$ величина $\langle r \rangle \sim r_{\min}$. Переход от одного предельного случая к другому происходит в интервале температур $T_0 / |\ln x|$ вблизи температуры

$$T_0 = W_0 / |\ln x|. \quad (25)$$

Основную роль в случае потенциала (20) играют состояния с наименьшей энергией, а факт наличия большого числа связанных состояний играет несущественную роль при определении T_0 . Доля мюонов, находящихся в состояниях с энергией $W(\mathbf{R}) < -T$, равна

$$\alpha = 1 - \left[1 + \gamma x \left(\frac{T}{W_0} \right)^2 \exp \frac{W_0}{T} \right]^{-1}, \quad (26)$$

где $\gamma \sim 1$. При $T \gg T_0$ α практически равно нулю, а при $T \ll T_0$ с экспоненциальной точностью равно 1.

4. Релаксация спина мюона в кристалле с ловушками.

4.1. Дифузия мюона. Рассмотрим вначале характер движения мюонов в кристалле с дефектами. Как уже отмечалось выше, существует область кристалла, в которой характерные значения

$$W_i = \sum_m W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_m) \cdot \xi_{ij}$$

не превосходят ξ . В этой области пространства при $T \geq \xi$ поведение мюона не отличается качественно от его поведения в чистом кристалле. Необходимо только учесть дополнительный механизм рассеяния мюона на неоднородностях кристаллической решетки. При малых концентрациях дефектов эта область занимает собой весь объем кристалла за исключением шаров радиусом

$$\tilde{r} = d(\tilde{W}/\xi)^{1/3}, \quad (27)$$

описанных вокруг каждого дефекта. Поскольку $\cos(2k_F R)$ быстро осциллирует на атомных расстояниях, величина ξ_{ij} сравнивается с ξ практически на той же границе.

Вблизи дефекта, когда $|W_i|, |\xi_{ij}| > \zeta$, движение мюона носит характер переходов между состояниями, с хорошей точностью локализованными в соответствующих междуузлиях. Неэквивалентность междуузлий делает возможными однофононные процессы перехода между ними. Вероятность перехода из междуузлия i в соседнее кристаллографически неэквивалентное междуузлие данного типа j по порядку величины равна [20]

$$(\tau_{ij,h}^{-1})_{ph} = \epsilon_0^2 \xi_{ij} \tilde{E} \times \times \left\{ \hbar \theta^3 [1 - \exp(-\xi_{ij}/T)] \right\}^{-1}, \quad (28)$$

где \tilde{E} — энергия атомного масштаба, а

$$\epsilon_0 = \epsilon_{00} [\max(T, \epsilon_{00}, \xi_{ij})/E_0]^\beta, \quad (29)$$

ϵ_{00} — затравочное значение туннельного матричного элемента.

При $T \gg |\xi_{ij}|$ величина $(\tau_{ij,h}^{-1})_{ph} \sim T^{1+2\beta}$. Пренебрегая величиной $\beta < 1$, мы получаем зависимость $(\tau_{ij,h}^{-1})_{ph} \sim T$, которая практически всегда интерпретировалась экспериментаторами, как наблюдение однофононных процессов. Однако такую же температурную зависимость $\tau_{ij,h}$ дают переходы между междуузлиями, обусловленные взаимодействием мюона с электронами. В этом случае [21, 22]

$$(\tau_{ij,h}^{-1})_{el} = 4\pi\beta\epsilon_0^2 \times \times \left\{ \hbar \xi_{ij} [1 - \exp(-\xi_{ij}/T)] \right\}^{-1}. \quad (30)$$

При $T \gg |\xi_{ij}|$ величина $(\tau_{ij,h}^{-1})_{el}$ также пропорциональна температуре, а отношение скоростей перехода порядка

$$(\tau_{ij,h}^{-1})_{ph}/(\tau_{ij,h}^{-1})_{el} \sim \xi_{ij} \tilde{E} / 4\pi\beta\Theta^3. \quad (31)$$

В области температур $T \ll \Theta$ основным механизмом, обуславливающим переходы мюона между междуузлиями в нормальном металле, является взаимодействие с электронами проводимости, поэтому наблюдение зависимости $\tau_h^{-1} \sim T$ не является свидетельством в пользу однофононного механизма.

В сверхпроводнике при $T \ll \Delta$, когда число электронных возбуждений экспоненциально мало, фононный механизм перехода может стать определяющим.

4.2. Релаксация спина мюона. Исследуем теперь релаксацию спина мюона в кристалле с дефектами. В силу возникающей неэквивалентности междуузлий и различного характера движения мюонов вдали и вблизи от дефекта нельзя описывать поведение их поляризации на основании формулы типа (16) с одним характерным временем τ_h . К сожалению, в ряде работ [23, 24] вместо измеряемой в эксперименте зависимости скорости релаксации спина мюона от температуры $\lambda(T)$ приведена только рассчитанная в указанной модели зависимость $\tau_h(T)$.

4.2.1. Модель двух состояний. В основе этой модели лежит предположение о том, что мюон может находиться попеременно или в свободном, или в захваченном состоянии. Каждое состояние характеризуется своей скоростью релаксации: σ_f и σ_{tr} соответственно. Характерное время захвата мюона ловушкой равно τ_1 , характерное время высвобождения из нее равно τ_2 , а концентрация ловушек равна x [25].

Очевидно, что в рамках этой модели большое число связанных состояний, создаваемых одним дефектом, заменяется одной эффективной ловушкой.

Рассмотрим функцию релаксации $G(t)$ в рамках данной модели:

$$G(t) = \sum_{n=1}^{\infty} (G_{n,f}(t) + G_{n,tr}(t)), \quad (32)$$

где функции $G_{n,f}(t)$ и $G_{n,tr}(t)$ подчиняются следующим рекуррентным соотношениям:

$$G_{1,f}(t) = (1 - x(0)) \exp(-t/\tau_1) G_{0,f}(t); \quad (33)$$

$$G_{1,tr}(t) = x(0) \exp(-t/\tau_2) G_{0,tr}(t); \quad (34)$$

$$G_{n+1,f}(t) = \frac{1}{\tau_2} \int_0^t G_{n,tr}(u) \exp[-(t-u)/\tau_1] \times \times G_{0,f}(t-u) du; \quad (35)$$

$$G_{n+1,tr}(t) = \frac{1}{\tau_1} \int_0^t G_{n,f}(u) \exp[-(t-u)/\tau_2] \times \times G_{0,tr}(t-u) du, \quad (36)$$

и описывают релаксацию спина группы мюонов, n -й раз находящихся в свободном и захваченном состоянии соответственно. В случае релаксации в поперечном магнитном поле функция $G_{0,f(tr)}(t)$ дается формулой (16а), а для релаксации в нулевом магнитном поле — формулой (17) [26].

Величина $x(0)$ представляет собой долю захваченных мюонов в начальный момент времени (сразу после термализации). Согласно стандартной модели, величина $x(0)$ пропорциональна числу междуузлий, являющихся ловушками, т.е. $x(0) = x$ и в областях $\ll 1$ пренебрежимо мала.

Система уравнений для случая, когда в силу рассмотренных в разделе 2 причин релаксации спина свободного мюона можно пренебречь, получается из (32)–(36) при $G_{0,f}(t) \equiv 1$. Решение системы уравнений (32)–(36) находится методом преобразования Лапласа [25]. Оптимальные значения параметров $\sigma_f, \sigma_{tr}, \tau_1$ и τ_2 находятся путем сравнения экспериментальных зависимостей $G(t)$ с расчетными.

Однако, как показано в работе [13, 27], существует область температур, в которой выражение для скорости релаксации спина мюона λ может быть получено аналитически.

В рамках стандартной модели исходное простран-

ственное распределение мюонов является неравновесным, так как в равновесии мюон с большей вероятностью занимает междуузлие, отвечающее ловушке. Если время τ_1 намного меньше времени релаксации спина мюонов τ_s , то пространственное распределение релаксирует к равновесию значительно быстрее спина мюона и его в процессе исследования релаксации спина можно считать термодинамически равновесным. Тогда, в силу эргодичности, доля захваченных мюонов x равна

$$\begin{aligned} x &= \tau_2 / (\tau_1 + \tau_2) = \\ &= 1 - [1 + x \exp(W_0/T)]^{-1}, \quad (37) \end{aligned}$$

где W_0 — энергия связи мюона в ловушке, а скорость релаксации спина мюонов в модели двух состояний определяется выражением

$$\tau_s^{-1} = x \tau_{s,tr}^{-1} + (1 - x) \tau_{s,f}^{-1}. \quad (38)$$

Величина скорости релаксации в свободном состоянии $\tau_{s,f}^{-1}$ пренебрежимо мала, а скорость релаксации в захваченном состоянии дается формулой (18), где $\sigma_0 \equiv \sigma_{tr}$ и $\tau_h \equiv \tau_2$.

Предполагая, что τ_2 имеет обычную экспоненциальную зависимость от T вида

$$\tau_2 = \tau_0 \exp(W_0/T), \quad (39)$$

где $\tau_0 = \text{const}$, мы можем ввести характерную температуру T_1 , для которой $\tau_2(T_1)\sigma_{tr} = 1$:

$$T_1 = W_0 / |\ln(\sigma_{tr}\tau_0)|. \quad (40)$$

Если $T_1 < T_0$, т.е.

$$x \gg \sigma_{tr}\tau_0, \quad (41)$$

то условие эргодичности выполняется для всего температурного диапазона, а существенный рост τ_s^{-1} с понижением температуры происходит при $T = T_1$, когда $x = 1$, а

$$\tau_s^{-1} = \tau_{s,tr}^{-1} = 2\sigma_{tr}^2\tau_2(2\sigma_{tr}\tau_2 + 1)^{-1}. \quad (42)$$

Зависимость $\tau_s^{-1}(T)$ имеет вид, изображенный на рис. 2, и практически не изменяется с концентрацией ловушек вплоть до нарушения неравенства (41).

В противном случае, когда $T_1 > T_0$ ($x \ll \sigma_{tr}\tau_0$), эргодичность можно использовать в области высоких температур $T > T^*(\tau_s(T^*) = \tau_1)$, а во всем интересующем нас диапазоне $T \leq T_1$ неравновесность пространственной функции распределения мюонов является существенной. Для получения информации о скорости релаксации спинов мюонов в этом интервале температур было проведено численное моделирование и найдено решение системы уравнений (32)–(36) для широкого интервала значений τ_1 и τ_2 (в ед. σ_{tr}^{-1}). Скорость релаксации λ определялась путем аппроксимации функции $G(t)$ функциями $\exp(-\lambda^2 t^2)$ и $\exp(-\lambda t)$ [26].

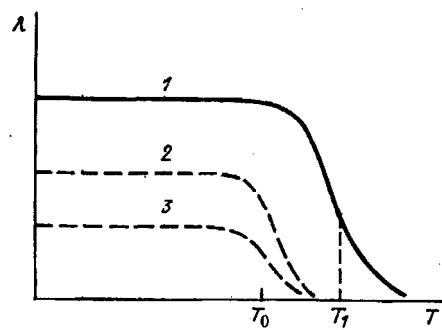


Рис. 2. Теоретическая зависимость скорости релаксации спина мюона от температуры в случаях $T_1 < T_0$ (1) и $T_0 < T_1$ (2,3); $x^{(2)} > x^{(3)}$

Во всей исследованной области значений τ_1 и τ_2 с точностью порядка 10% величина λ хорошо аппроксимируется формулой

$$\begin{aligned} \lambda &= [\tau_1 + \tau_s]^{-1} = \left\{ \tau_1 + \right. \\ &\quad \left. + [(1 + \tau_2)(1 + 2\sigma_{tr}\tau_2)/2(\tau_2\sigma_{tr})^2] \right\}^{-1}. \quad (43) \end{aligned}$$

Поскольку при моделировании не использовался конкретный вид функций $\tau_1(T)$ и $\tau_2(T)$, формула (43) применима при произвольной зависимости τ_1 и τ_2 от температуры.

При $T < T_1$, когда $\sigma_{tr}\tau_2 \gg 1$,

$$\lambda = \left\{ \tau_1 + [(\tau_1 + \tau_2)/\tau_2\sigma_{tr}] \right\}^{-1}, \quad (44)$$

и рост λ с понижением температуры будет наблюдаться при $T = T_0$. Для $T < T_0$ величина $\tau_2 \gg \tau_1$, σ_{tr}^{-1} и высвобождением мюона из ловушки можно пренебречь. Тогда

$$\lambda = (\tau_1 + \sigma_{tr}^{-1})^{-1}. \quad (45)$$

В случае $\tau_1 = \text{const}$, $\tau_0 = \text{const}$ зависимость $\lambda(T)$ изображена на рис. 2. Поскольку $\tau_1^{-1} \sim x$, величина λ , отвечающая низкотемпературному плато, растет с концентрацией ловушек и выходит на постоянное значение, равное σ_{tr} , при $\tau_1 \ll \sigma_{tr}^{-1}$. Если же τ_1 зависит от температуры, то по температурной зависимости λ ниже T_0 можно восстановить функцию $\tau_1(T)$ и сделать некоторые выводы о температурной зависимости коэффициента диффузии мюона в металле.

Вместе с тем следует отметить, что в реальном металле, как будет показано ниже, время τ_1 не есть характерное время встречи мюона с ловушкой, так как не каждая встреча с дефектом заканчивается захватом мюона в ловушку. Поэтому данные $\mu\delta R$ не дают, к сожалению, прямой информации о величине коэффициента диффузии в чистом металле.

4.2.2. Выход за рамки "модели двух состояний".

Рассмотрим, какие качественные моменты не учитывает исследованная выше модель. Как уже отмечалось выше, каждый дефект создает вокруг себя большое число связанных состояний. Ловушкой

можно считать междуузлие с энергией $W_i < -T$. Отметим тот факт, что если в области более высоких температур основной вклад в релаксацию мюона вносит ближайший к дефекту самый глубокий минимум, то при низких температурах мюон оказывается захваченным в междуузлии, достаточно удаленном от дефекта. При этом квадрупольное взаимодействие с дефектом становится существенно более слабым. С этим может быть связана трудность в идентификации типа междуузлия, в котором локализуется мюон. Если в области высоких температур тип междуузлия определяется однозначно, то при низких температурах этого сделать не удается [28], или данные эксперимента интерпретируются как изменение типа междуузлия [29—31].

Поскольку энергия взаимодействия мюона с дефектом достаточно быстро спадает с расстоянием от него, может оказаться, что самый глубокий минимум энергии отделен от следующего по глубине, но менее глубокого минимума (или минимумов) достаточно высоким потенциальным барьером (рис. 3). В этом случае менее глубокий минимум может служить ловушкой только при низких температурах, если он вообще попадает в область сильных статических сбоев уровней энергии $|r_i - r_m| < \tilde{r}$.

Потенциальный барьер оказывается проницаемым для мюона только при достаточно высоких температурах, а в области низких температур мюон с подавляющей вероятностью отражается от него. Поэтому захват мюона в глубокий минимум энергии и релаксация спина мюона наблюдаются в области высоких температур. С дальнейшим повышением температуры скорость релаксации λ падает из-за уменьшения времени высвобождения мюона из ловушки τ_2 . Характерный вид зависимости $\lambda(T)$ в этом случае изображен на рис. 4. Низкотемпературное плато на зависимости $\lambda(T)$ обусловлено вкладом менее глубокого минимума энергии и может отсутствовать, если он попадает в область слабых статических сбоев уровней. Такая зависимость $\lambda(T)$ наблюдалась в Al и Au с примесью Gd и Er [32—34].

При наличии большого числа минимумов вблизи

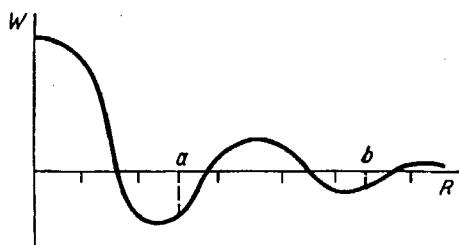


Рис. 3. Потенциал, действующий на мюон со стороны дефекта. На оси R отмечены положения, отвечающие минимумам потенциала матрицы металла

дефекта температурная зависимость $\lambda(T)$ становится еще более сложной.

С нашей точки зрения количественное теоретическое описание релаксации спина мюона в металле с дефектами в случае $\tau_1 \gtrsim \sigma_{tr}^{-1}$ возможно только на основе математического моделирования, включающего расчет энергии междуузлий вокруг дефекта и скоростей релаксации спина мюона в них, а также моделирование движения мюона в металле с дефектами.

В области больших концентраций, когда $\tau_1 \ll \sigma_{tr}^{-1}$, в эксперименте наблюдается зависимость $\lambda(T)$, изображенная на рис. 2 для случая $T_1 < T_0$. Как уже отмечалось, τ_1 может существенно зависеть от температуры, и условие $\tau_1 \ll \sigma_{tr}^{-1}$ может нарушиться при $T < T_1 < T_0$.

5. Анализ экспериментальных данных. В этом разделе мы проанализируем экспериментальные данные по μ SR в металлах и покажем, что практически все они могут быть непротиворечивым образом интерпретированы в рамках единого подхода, объясняющего наблюдаемую релаксацию спина мюона захватом его ловушками.

5.1. Ниобий. Релаксации спина мюона в ниобии посвящено большое число работ [28, 29, 35—41]. Зависимость наблюдаемой скорости релаксации от концентрации и вида примесей позволила сделать вывод, что релаксация спина мюонов в ниобии (а также в ряде других исследованных металлов, кроме меди) обусловлена наличием ловушек [42]. Современные данные о величине ϵ_0 для водорода в ниобии [3, 4] полностью подтверждают этот вывод.

Температурные зависимости скорости релаксации спина мюона в ниобии приведены на рис. 5, 6.

Характерной особенностью ниobia является наличием минимума $\lambda(T)$ в районе 20 К. В случае большой концентрации примесей этот минимум пропадает, и зависимость $\lambda(T)$ приобретает вид, изображенный на рис. 2 (кривая 1).

В принципе, наличие этого минимума может быть объяснено двумя способами. Во-первых, можно

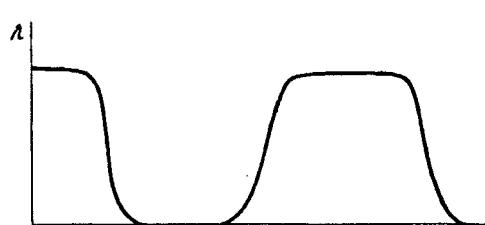


Рис. 4. Зависимость скорости релаксации спина мюона от температуры при наличии двух типов связанных состояний (a и b на рис. 3), разделенных потенциальным барьером

предположить, что в районе 20 К имеет место максимум τ_1 , причем $\tau_1^{\max} \gtrsim \sigma_{tr}^{-1}$. Во-вторых, можно исходить из того, что имеются два сорта ловушек различной глубины. Высоко- и низкотемпературная части плато отвечают захвату мюона в ловушки с большей и меньшей энергией связи, соответственно. Минимум $\lambda(T)$ обусловлен наличием вокруг более глубокой ловушки потенциального барьера. При $T \sim 20$ К мюон уже не может преодолеть этот барьер и попасть в глубокую ловушку, а менее глубокая ловушка, хотя и захватывает мюон, но время τ_2 пребывания в ней мало по сравнению с σ_{tr}^{-1} , что и приводит к малому значению λ , т.е. имеет место ситуация, изображенная на рис. 4, но провал между высокотемпературным плато занимает узкий интервал температур.

Чтобы сделать выбор между этими двумя гипотезами, Петцингер предложил провести измерения в нулевом магнитном поле и исследовать асимптотику функции релаксации $G(t)$ [43]. Если мюон попадает в ловушку и остается в ней все время наблюдения, то значение $G(t)$ стремится к $1/3$ с ростом t . Если же мюон скачет из ловушки в ловушку, то $G(t)$ стремится к нулю с ростом t . Проведенные измерения показали, что в области плато мюон остается в ловушке все время измерений, а при $T = 18,5$ К, в области

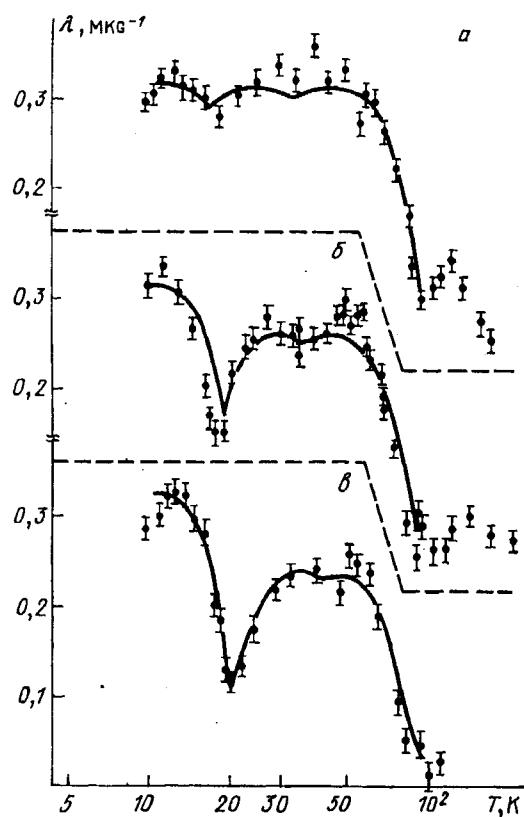


Рис. 5. Зависимость скорости релаксации спина мюона от температуры в ниобии [37]. α — 3700 ppm N, O, C. β — Менее 60 ppm N, O, C. γ — 10–20 ppm N, O, C

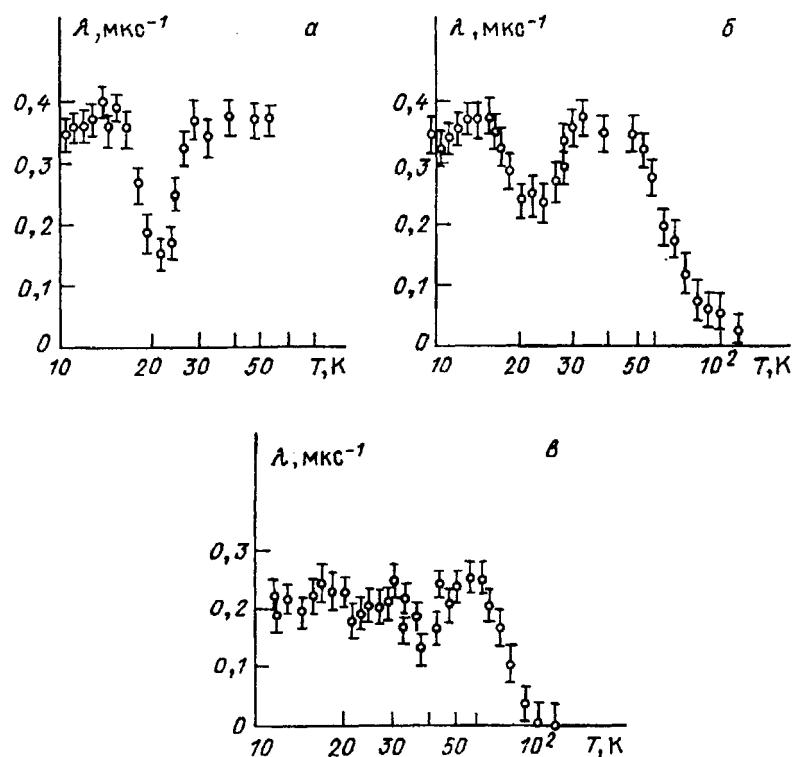


Рис. 6. Зависимость скорости релаксации спина мюона от температуры в ниобии с примесью кислорода [38]

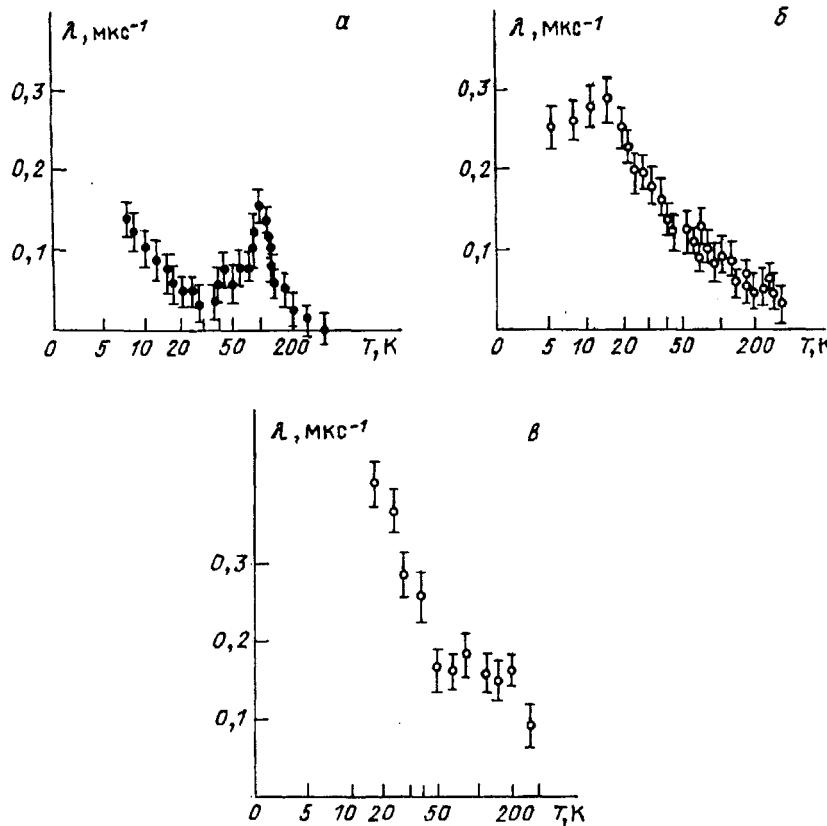


Рис. 7. Зависимость скорости релаксации спина мюона от температуры в ванадии [46] с различной концентрацией примесей. *a* — 15 ppm O. *b* — 500 ppm O. *c* — 0,5 ат. % примесей

убывания скорости релаксации с температурой, $G(t)$ стремится к нулю с ростом t [40]. Таким образом, падение λ после низкотемпературного плато обусловлено уходом мюона из ловушки (падением времени τ_2), а не ростом времени захвата.

В работе [41] сделано предположение, что наличие двух сортов ловушек обусловлено присутствием двух типов примесей (N и Ta), но возможно, что в силу осциллирующего характера взаимодействия мюона с точечным дефектом оба минимума энергии создаются одним и тем же дефектом.

Исчезновение минимума $\lambda(T)$ с ростом концентрации дефектов связано как с падением времени τ_1 ($\tau_1 \sim x^{-1}$), так и с возникновением новых типов минимумов энергии для мюона, обусловленных действием двух (и более) близко расположенных дефектов. Попадание в эти минимумы не связано с преодолением высокого потенциального барьера, а глубина достаточна для того, чтобы τ_2 при $T \sim 20$ К намного превосходило бы значение σ_{tr}^{-1} .

В работе [36] было показано, что в области высокотемпературного спада $\lambda(T)$ величина $G(t)$ хорошо описывается формулой (16) в предположении, что

$$\tau_h^{-1} = \nu_0 \exp(-E_a/T),$$

где $\nu_0 = 10^{9.2 \pm 0.2} \text{ с}^{-1}$, $aE_a = 50 \pm 2 \text{ мэВ}$.

Используя формулу (30) для τ_2 , мы получаем следующую оценку для величины ϵ_0 при туннелировании мюона из глубокого минимума в соседнее междоузлие $\epsilon_0 = 2 - 3$ К. О том, что этот переход представляет собой квантовое туннелирование, а не надбарьерный прыжок, свидетельствует малая величина ν_0 . В случае надбарьерного прыжка она была бы порядка локальной фононной частоты. Если же выход из ловушки, в основном, обусловлен однофононными процессами, то для оценки ϵ_0 следует использовать формулу (28).

5.2. Ванадий. Релаксация спина мюона в ванадии была исследована менее подробно, чем в ниобии. В частности, измерения проводились только на поликристаллических образцах [29, 44—47].

Температурная зависимость скорости релаксации для ванадия, содержащего различное количество примесей [46], изображена на рис. 7.

Характерной чертой μ sR в ванадии с малой концентрацией дефектов является наличие резкого максимума скорости релаксации в районе 80—100 К. Отсутствие плато на зависимости $\lambda(T)$, а также тот факт, что температура, отвечающая высокотемпературному спаду $\lambda(T)$, увеличивается с ростом концентрации дефектов, свидетельствует, что в ванадии с низкой концентрацией дефектов реализуется случай $T_0 < T_1$.

Первоначальный рост λ с понижением температуры обусловлен ростом доли мюонов, захваченных ловушкой, а спад после достижения максимума при 80—100 К — возрастанием времени τ_1 с понижением температуры, обусловленным наличием перед ловушкой потенциального барьера.

Нарастание λ при дальнейшем понижении температуры связано с наличием менее глубоких минимумов, как и в случае ниобия. "Залечивание" минимума $\lambda(T)$, имевшего место при 30 К, с ростом концентрации примесей [46, 47] имеет ту же природу, что и для ниобия. Тот факт, что и в области низких температур не наблюдается плато на зависимости $\lambda(T)$, говорит о том, что $\tau_1(T) \geq \sigma_{tr}^{-1}$ и в области $T < 30$ К.

5.3. Алюминий. Алюминий — металл, наиболее исследованный методом μ SR [26, 30, 31, 48—56]. Его отличительной чертой является отсутствие наблюдаемой релаксации в чистом алюминии. Это связано как с высокой чистотой образцов, так и с меньшей глубиной минимумов энергии, создаваемых примесями в алюминии.

Характерная зависимость $\lambda(T)$ в алюминии с малым количеством примесей Ag, Li, Mg, Mn [52] изображена на рис. 8. Она аналогична таковой для ванадия, т.е. в алюминии также реализуется случай $T_0 < T_1$. С ростом концентрации дефектов скорость релаксации растет и зависимость $\lambda(T)$ приобретает вид, изображенный на рис. 2 (кривая 1) [48, 50, 52].

Минимум на зависимости $\lambda(T)$ в районе $T_{min} = 2 - 4$ К, как и в ванадии, связан с наличием двух типов минимумов энергии различной глубины. Причем, поскольку в чистом алюминии $\lambda(T) = 0$, то мы можем с уверенностью констатировать, что оба типа минимумов создаются одним и тем же дефектом.

Различная природа минимумов, в которых находится мюон при температурах выше и ниже T_{min} , подтверждается различием в величине градиента электрического поля, действующего на мюон в ловушке [30], что интерпретируется обычно, как переход мюона из тетрапоры в октапору [30, 31], но может быть связано с тем, что менее глубокий минимум расположен дальше от дефекта, играющего роль ловушки [30].

То, что зависимость $\lambda(T)$ при $T < T_{min}$ обусловлена температурной зависимостью τ_1 (см. формулу (45)), доказывает μ SR-эксперименты, проведенные в нулевом магнитном поле в сверхпроводящем алюминии [55, 56]. Переход в сверхпроводящее состояние при $T = T_c$ уменьшает величину τ_1 , так как в сверхпроводящей фазе уменьшается как перенормировка величины ϵ_0 , так и число электронных возбуждений, что ведет к увеличению времени свободного

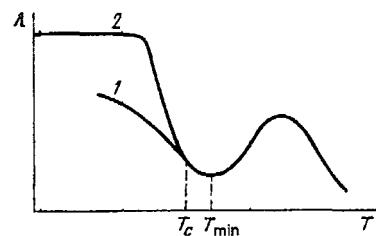


Рис. 8. Зависимость скорости релаксации спина мюона от температуры в алюминии. 1 — нормальный металл, 2 — сверхпроводник

пробега мюона (формула (7)). В результате в сверхпроводящей фазе τ_1 становится меньше σ_{tr}^{-1} и $\lambda(T)$ выходит на постоянное значение при $T < T_c$ (см. рис. 8).

Сравнение же зависимости $\tau_1(T)$ с предсказаниями теории для коэффициента диффузии в идеальном кристалле не дает, по нашему мнению, подтверждения или опровержения последней, так как вероятность захвата мюона при встрече с дефектом также зависит от T , что приводит к экспоненциальному возрастанию τ_1 в случае наличия перед ловушкой потенциального барьера. Поэтому по зависимости $\tau_1(T)$ нельзя непосредственно сделать вывод о зависимости коэффициента диффузии мюона от температуры в чистом металле.

5.4. Медь. Релаксация спина мюона в меди исследовалась в работах [23, 24, 29, 50, 57—64]. Если в случае больших концентраций примеси зависимость $\lambda(T)$ описывается кривой, изображенной на рис. 2, то в чистой меди ниже $T = 2$ К наблюдается падение λ с понижением температуры, а при $T < 0,5$ К имеет место низкотемпературное плато $\lambda(T)$ [50, 60, 62]. Эта зависимость изображена на рис. 9.

Обычно эту зависимость интерпретируют, как диффузию мюона в чистом веществе без ловушек. У этой интерпретации имеется, по нашему мнению, ряд непреодоленных трудностей:

1. Для объяснения малой скорости перехода из

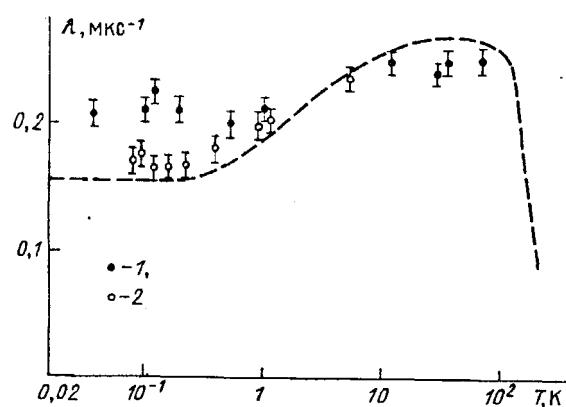


Рис. 9. Зависимость скорости релаксации спина мюона от температуры в меди до (1) и после (2) очистки [62]

междоузлия в междоузлие необходимо, как было показано выше, предполагать, что в меди величина $\epsilon_0 \lesssim 10^{-3}$ К, т.е. на много порядков меньше, чем в других металлах.

2. Экспоненциальный согласно экспериментальным данным спад $\lambda(T)$ в районе 100 К [57, 29] интерпретируют, как проявление некогерентной диффузии, обусловленной взаимодействием с фононами. При этом

$$\tau_h^{-1} = \nu_0 \exp(-E_a/T).$$

Но экспоненциальная зависимость от температуры для величины τ_h имеет место при $T > \Theta$ [8, 12], а температура Дебая для меди $\Theta_{Cu} = 315$ К. Наблюдают же экспоненциальную зависимость при $T \sim 100$ К.

3. Спад $\lambda(T)$ с понижением температуры ниже 2 К объясняется появлением когерентной диффузии. Скорость этой диффузии растет с понижением температуры. Однако остаются неясными причины возникновений низкотемпературного плато при $T < 0,5$ К.

Альтернативное объяснение, исходящее из предположения, что наблюдаемая скорость релаксации обусловлена ловушками, снимает первые два вопроса. Предполагая, что, как и в случае ниобия, наблюдаемая частота прыжков есть τ_2^{-1} , и, используя данные работ [57, 29] для ν_0 и E_a ($\nu_0 = 40,7 \pm 3,8$ МГц, $E_a = 48,4 \pm 1,5$ мэВ согласно работе [57] и $\nu_0 = 44 \pm 10$ МГц, $E_a = 53,4 \pm 3,6$ мэВ согласно работе [29]) из формулы (30) получаем значение $\epsilon_0 = 0,5 - 1$ К.

Наблюданное при $T < 2$ К убывание $\lambda(T)$ с понижением температуры, как мы предполагаем, аналогично минимуму $\lambda(T)$ в ниобии при $T \approx 20$ К и имеем ту же причину. Мюон уже не успевает за время наблюдения попасть в глубокий минимум, а время τ_2 для менее глубокого минимума сравнимо с σ_{tr}^{-1} . Это подтверждается характером зависимостей $G(t)$, снимаемых в нулевом магнитном поле [24, 64]. В области $30 \text{ K} < T < 100 \text{ K}$ величина $G(t)$ при больших t стремится к значению $1/3$, что свидетельствует о локализации мюона в одном междоузлии, а при $T < 30 \text{ K}$ $G(T) \rightarrow 0$, что говорит о переходе мюона из междоузлия в междоузлие. Введение примесей устраняет спад $\lambda(T)$ в меди, так же как и минимум $\lambda(T)$ в ниобии [61].

Если наша интерпретация верна, то при дальнейшем понижении температуры снова должна наблюдаться статическая функция релаксации, стремящаяся при больших t к $1/3$. Вопрос о природе спиновой релаксации в меди требует дальнейших исследований.

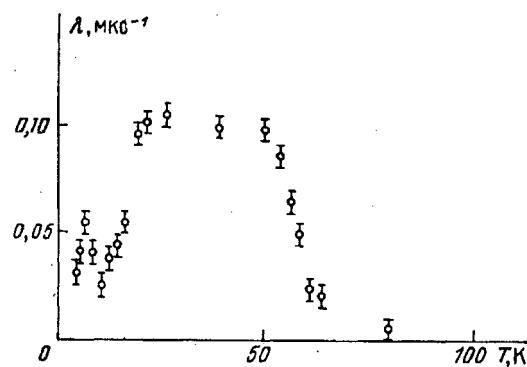


Рис. 10. Зависимость скорости релаксации спина мюона от температуры в тантале [39]

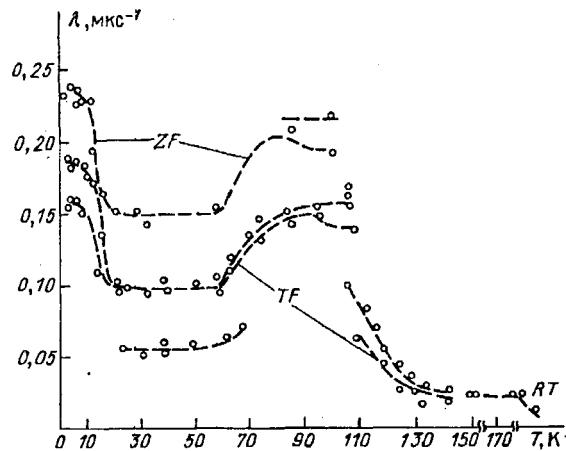


Рис. 11. Зависимость скорости релаксации спина мюона от температуры в висмуте в нулевом (ZF) и поперечном (TF) поле при различных ориентациях образца [69]; RT — при комнатной температуре

5.5. Тантал. Изучению μ SR в тантале посвящено существенно меньше работ, чем в случае меди и алюминия [29, 39, 45, 65].

Как и для меди, в случае большой концентрации примесей наблюдается зависимость $\lambda(T)$ типа, изображенной на рис. 2, а в чистом тантале — зависимость, изображенная на рис. 10 [39]. Спад $\lambda(T)$ в районе 10 — 20 К подробно не исследован, но представляется вполне вероятным, что его природа такая же, как и у минимума $\lambda(T)$ в ниобии. На основанных работы [65] о величине $\nu_0 = 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ и $E_a = 42$ мэВ, полученных при аппроксимации зависимости $G(t)$ формулой (16) в районе 50 К, можно аналогично случаю Nb и Cu оценить величину туннельного матричного элемента, ϵ_0 оказывается порядка 4 — 5 К.

5.6. В и с м у т . Исследование μ SR в висмуте посвящены работы [61, 66—69]. Наблюдаемая зависимость скорости релаксации от температуры изображена на рис. 11. Она характеризуется наличием двух плато при $T < 10$ К и при $90 < T < 100$ К [67]. Эти участки отвечают мюону, быстролокализующемуся в ловушке и остающемуся там все время измерения.

Уменьшение скорости релаксации в области $20 < T < 80$ К, как и в ниобии, связано: а) с наличием вокруг более глубокого минимума энергии потенциального барьера, б) с недостаточно большой величиной энергии связи в менее глубоком минимуме.

Различие в наблюдаемой величине градиента электрического поля для температур, отвечающих низко- и высокотемпературному плато, обусловлено различным расстоянием междуузлия, в котором локализован мюон, от точечного дефекта — ловушки. Как и в ниобии, при допировании образца провал на зависимости $\lambda(T)$ исчезает [61]. Поскольку висмут является полуметаллом и величина $N(0)$, а следовательно, и g в висмуте малы, то время τ_2 привысвобождении из менее глубокого минимума обусловлено одиночнонными процессами (формула (28)), а высвобождение из глубокого минимума, скорее всего, происходит надбарьерным путем, о чем свидетельствуют большие значения $\nu_0 = 1,44 \cdot 10^{11}$ Гц и $E_a = 128$ мэВ, полученные при аппроксимации $G(t)$ в области 100—200 К формулой (16) с $\tau_h^{-1} = \nu_0 \exp(-E_a/T)$ [69, 67].

6. Заключение. Таким образом, мы показали, что наблюдаемая в эксперименте релаксация спина мюона в металлах (или, по крайней мере, в большинстве из них) обусловлена захватом мюона ловушкой, роль которой может играть любой точечный или протяженный дефект кристаллической решетки.

Поскольку взаимное расположение мюона и ловушки является важным фактором, существенно влияющим на скорость релаксации спина мюона, для получения количественной информации о локальных магнитных полях и о квантовой диффузии мюона в металле представляется необходимым:

1. Проведение μ SR-исследований в сверхчистых металлах, содержащих контролируемую концентрацию определенной примеси, с целью изучения температурных и концентрационных зависимостей скорости спиновой релаксации.

2. Изучение этих образцов в нулевом и (или) продольном магнитном поле, чтобы по зависимости $G(t)$ определить, в какой области температур мюон остается в ловушке все время наблюдения.

3. Выделение путем сравнения температурных зависимостей скорости релаксации спина мюона в нормальной и сверхпроводящей фазах металла вклада электронов в скорость захвата мюона ловушкой.

4. Численное моделирование процесса релаксации спина мюона в металле с дефектами, исходя из рассчитанного потенциала взаимодействия мюона с дефектом и созданного дефектом распределения междуузлий по энергиям.

5. Получение методом численного моделирования температурной зависимости вероятности захвата мюона ловушкой, когда мюон находится на границе области сильных статических сбоев уровней энергии в междуузлиях, и выделение из наблюдаемой зависимости $\tau_1(T)$ температурной зависимости коэффициента диффузии в чистом кристалле.

6. Определить, какой из минимумов энергии, служащих ловушкой при захвате мюона в ниобии при meisами кислорода и азота, отвечает образованно двухуровневой системы, и сравнить полученные данные с результатами экспериментальных исследований водорода в ниобии [3, 4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Karlsson E. Phys. Rep. 1982, **82**, 272.
2. Cox S.F.J. J. Phys. C. 1987, **20**, 3187.
3. Neumaier K., Steinbinder D., Wipf H. et al. Zs. Phys. B. 1989, **76**, 359.
4. Morr H., Muller A., Weiss G. et al. Phys. Rev. Lett. 1989, **63**, 2084.
5. Морозов А.И. ЖЭТФ. 1979, **77**, 1471.
6. Morosov A.I., Sigov A.S. Sol. State Commun. 1985, **53**, 31.
7. Jackle J., Kehr K.W. J. Phys. F. 1983, **13**, 753.
8. Kondo J. Physica B. 1984, **126**, 377.
9. Морозов А.И., Сигов А.С. ФНТ. 1987, **13**, 606.
10. Андреев А.Ф., Лифшиц И.М. ЖЭТФ. 1969, **56**, 2057.
11. Андреев А.Ф. УФН. 1976, **118**, 251.
12. Зырянов П.С., Клингер М.И. Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках, М., Наука, 1976.
13. Morosov A.L., Sigov A.S. J. Phys. Condens. Matter. 1990, **2**, 505.
14. Абрагамс Е. — Электронный спиновой резонанс в полупроводниках. М., ИЛ, 1962. С. 157.
15. Kondo J. Hyperfine Int. 1986, **31**, 117.
16. McMullen G., Zaremba E. Phys. Rev. B. 1978, **18**, 3026.
17. Kubo R., Toyabe T. — Magnetic Resonance and Relaxation. Amsterdam, North-Holland, 1967. P. 810.
18. Морозов А.И., Сигов А.С. ЖЭТФ. 1989, **95**, 170.
19. Morozov A.I., Sigov A.S. Sol. State Commun. 1988, **67**, 841.
20. Jackle J., Piche L., Arnold W., Hunklinger S. J. Non-Cryst. S. 1976, **20**, 365.
21. Sugimoto H. J. Phys. Soc. Japan. 1986, **55**, 1687.
22. Каган Ю., Прокофьев Н.В. ЖЭТФ. 1986, **90**, 2176.
23. Kadono R., Matsuzaki T., Nagamine K. et al. Phys. Lett. A. 1985, **109**, 61.
24. Kadono R., Imazato J., Matsuzaki T. et al. Phys. Rev. B. 1989, **39**, 23.
25. Kehr K. W., Honig G., Richter D. Zs. Phys. B. 078, **32**, 49.
26. Sato E., Hatono T., Suzuki Y. et al. Hyperfine Int. 1984, **17**, 203.
27. Берзин А.А., Морозов А.Я., Сигов А.С. ФНТ. 1991, **33**, 1161.
28. Gygax N.R., Hintermann A., Ruegg W. et al. Hyperfine Int. 1984, **17**, 177.
29. Schilling H., Camani M., Gygax N.F. et al. Hyperfine Int. 1981, **8**, 675.
30. Hartmann O., Karlsson E., Lindgren B. et al. Hyperfine Int. 1984, **17**, 197.
31. Hartmann O., Karlsson E., Wackelgard E. et al. Phys. Rev. B. 1988, **37**, 4425.
32. Kohn S., Brown J.A., Heffner R.H. et al. Hyperfine Int. 1979, **6**, 283.
33. Heffner R.H. Hyperfine Int. 1981, **8**, 655.
34. Schillaci M.E., Hutson R.L., Heffner R.H. et al. Hyperfine Int. 1981, **8**, 663.
35. Borghini M., Niinikoski T.O., Soulie J.C. et al. Phys. Rev. Lett. 1978, **40**, 1723.
36. Birnbaum H.K., Camani M., Fiory A.T. et al. Phys. Lett. A. 1978, **65**, 435.

37. Niinikoski T.O., Hartmann O., Karlsson E. et al. *Hyperfine Int.* 1979, **6**, 229.
38. Brown J.A., Heffner R.H., Leon M, et al. *Hyperfine Int.* 1979, **6**, 233.
39. Metz H., Orth H., zu Putlitz G. *Hyperfine Int.* 1979, **6**, 271.
40. Boecema C., Heffner R.H., Hutson R.L. et al. *Phys. Rev. B.* 1982, **26**, 2341.
41. Hartmann O., Karlsson E., Wapplinger R. et al. *Phys. Rev. B.* 1983, **27**, 1943.
42. Petzinger K.G. *Hyperfine Int.* 1981, **8**, 639.
43. Petzinger K.G. *Phys. Lett. A.* 1980, **75**, 225.
44. Fiory A.T., Lynn K.G., Parkin D.M. et al. *Phys. Rev. Lett.* 1978, **40**, 968.
45. Hartmann O., Karlsson E., Norlin O. et al. *Hyperfine Int.* 1978, **6**, 237.
46. Heffner R.H., Brown J.A., Mutson R.L. et al. *Hyperfine Int.* 1979, **4**, 824.
47. Гребенник В.Г., Гуревич И.И., Жуков В.А. и др. *ЖЭТФ.* 1981, **80**, 298.
48. Kossler W.J., Fiory A.T., Lankford W.F. et al. *Phys. Rev. Lett.* 1978, **41**, 1558.
49. Kossler W.J., Fiory A.T., Lankford W.F. et al. *Hyperfine Int.* 1979, **6**, 295.
50. Hartmann O., Karlsson E., Norlin L.O. et al. *Phys. Rev. Lett.* 1980, **44**, 337.
51. Brewer J.H., Koster E., Schenk A. et al. *Hyperfine Int.* 1981, **8**, 671.
52. Kehr K.W., Richter D., Welter J.M. et al. *Phys. Rev. B.* 1982, **26**, 567.
53. Hatono T., Suzuki Y., Doyama M. et al. *Hyperfine Int.* 1984, **17**, 211.
54. Him B., Kossler W.J., Kempton J.R. *Hyperfine Int.* 1986, **31**, 211.
55. Hartmann O., Karlsson E., Harris S. et al. *Phys. Lett. A.* 1989, **142**, 504.
56. Kadono R., Kiefl R.F., Kreitzman S.R. et al. *Hyperfine Int.* 1990, **64**, 737.
57. Gurevich I.L., Meleshko E.A., Muratovo E.A. et al. *Phys. Lett. A.* 1972, **40**, 143.
58. Camani M., Fleming D.G., Gygax F.N. et al. *Hyperfine Int.* 1979, **6**, 265.
59. Hartmann O., Norlin L.O., Yaouanc A. et al. *Hyperfine Int.* 1981, **8**, 533.
60. Chappert J., Yaouanc A., Hartmann O. et al. *Sol. State Commim.* 1982, **44**, 13.
61. Барсов С.Г., Гемалов А.Л., Гребинник В.Г. и др. *ЖЭТФ.* 1983, **85**, 341.
62. Welter J.-M., Richter D., Hempelmann R. et al. *Zs. Phys. B.* 1983, **52**, 303.
63. Kadono R., Imazato J., Nishiyama K. et al. *Hyperfine Int.* 1984, **17**, 109.
64. Luke G.M., Brewer J.H., Kreitzman S.R. et al. *Phys. Rev. B.* 1991, **43**, 3284.
65. Shilling H., Camani M., Gygax N.F. et al. *Phys. Lett. A.* 1978, **67**, 231.
66. Гребинник В.Г., Гуревич И.И., Жуков В.А. и др. *Письма ЖЭТФ.* 1977, **25**, 322.
67. Baumann D., Gygax F.N., Lippelt E. et al. *Hyperfine Int.* 1986, **31**, 53.
68. Kadono R., Nishiyama K., Nagamine K. et al. *Phys. Lett. A.* 1988, **132**, 195.
69. Gygax F.N., Hitti B., Lippelt E. et al. *Zs. Phys. B.* 1988, **71**, 473.