

РЕЛАКСАЦИЯ И СДВИГ ЧАСТОТЫ ПРЕЦЕССИИ СПИНА ОТРИЦАТЕЛЬНОГО МЮОНА В КРЕМНИИ n -ТИПА

*В.Н.Горелкин**, *В.Г.Гребинник*, *К.И.Грицай*, *В.Н.Дугинов*, *В.А.Жуков*,
И.А.Кривошеев⁺, *Т.Н.Мамедов*, *Б.А.Никольский⁺*, *В.Г.Ольшевский*,
В.Ю.Помякушин, *А.Н.Пономарев⁺*, *А.В.Стойков*, *И.Л.Чаплыгин*

*Объединенный институт ядерных исследований
141980 Дубна, Московская обл., Россия*

**Московский физико-технический институт
141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия*

*+Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 февраля 1996 г.

Исследована зависимость остаточной поляризации отрицательных мюонов в кремнии n -типа с концентрацией примесей $(1.6 \pm 0.2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ от температуры в интервале 10–300 К. Измерения проводились во внешнем магнитном поле 0.08 Тл, поперечном к спину мюонов. При температурах ниже 30 К наблюдалась релаксация спина мюона и сдвиг частоты прецессии. Скорость релаксации при 30 К равна $0.25 \pm 0.08 \text{ мкс}^{-1}$. Сдвиг частоты прецессии при 20 К равен $7 \cdot 10^{-3}$. Как скорость релаксации, так и сдвиг частоты прецессии растут с уменьшением температуры. При температурах ниже 30 К скорость релаксации хорошо описывается зависимостью $\Lambda = bT^{-q}$, где $q = 2.8 \pm 0.2$.

PACS: 76.75.+i

В теоретических работах [1,2], посвященных поведению поляризации отрицательных мюонов в конденсированных средах, было обращено внимание на то, что μ^- -SR-метод может оказаться хорошим инструментом для исследования примесных атомов в полупроводниках. Было показано, что использование этого метода позволит исследовать релаксацию магнитных моментов электронных оболочек акцепторных центров и получать, таким образом, информацию о быстрых (10^{-12} – 10^{-8} с) процессах в полупроводниках, константе сверхтонкого взаимодействия примесных атомов, рассеянии носителей заряда на парамагнитных центрах и т.д.

Применение традиционных методов (ЭПР, ДЭПР, ЭСР и др.) для исследования акцепторных центров в полупроводниках со структурой алмаза (Si, Ge) затруднено из-за высокой скорости релаксации магнитных моментов этих центров [3–5]. Структура валентной зоны кремния такова, что в недеформированных кристаллах энергетические уровни акцепторных центров оказываются вырожденными, и поэтому наблюдение ЭПР сигнала возможно только в деформированных образцах, в которых это вырождение снимается [4]. По этой причине данные о результатах, полученных в этой области, например, ЭПР-методом, практически отсутствуют.

Имплантированный в среду отрицательный мюон замедляется и захватывается на высоковозбужденный уровень атома среды. В конденсированной среде за время, меньшее чем 10^{-10} с, мюон совершает Оже и радиационные переходы и достигает основного состояния. При этом мюон сохраняет часть начальной поляризации и псевдоядро ($Z + \mu^-$) оказывается поляризованным

(рассматривается случай, когда спин исходного ядра равен нулю). Экспериментально можно следить за изменением поляризации мюона в течение времени $10^{-8} - 10^{-5}$ с и тем самым изучать сверхтонкие взаимодействия спина псевдоядра с электронной оболочкой.

В случае остановки отрицательного мюона в кремнии образованный мюонный атом является аналогом примесного атома алюминия. Акцепторный уровень для Al в Si лежит в запрещенной зоне и отстоит от потолка валентной зоны на $E_a = 57$ мэВ [6]. Нейтральный мюонный атом в этих условиях будет вести себя аналогично мюонию. Однако проекция момента электронной оболочки акцептора может иметь четыре различных значения [4], и скорость релаксации электронного момента будет значительно выше, чем у мюония.

Скорость затухания поляризации мюона на частоте, близкой к частоте прецессии свободного спина мюона, можно оценить как [7]

$$\Lambda \sim \Omega_{hf}^2 / 4\nu, \quad (1)$$

где Λ – скорость релаксации спина мюона, Ω_{hf} – константа сверхтонкого взаимодействия, ν – скорость релаксации момента электронной оболочки мюонного атома.

Наряду с релаксацией должен наблюдаться парамагнитный сдвиг частоты прецессии спина мюона [2]. Верхний предел ожидаемого значения парамагнитного сдвига можно оценить по следующей формуле:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{g\mu_B}{2\mu_\mu} \cdot \frac{\hbar\Omega_{hf}}{4kT}, \quad (2)$$

где ω_0 – частота прецессии свободного спина мюона, g – фактор Ланде акцепторного центра в кремнии, μ_B – магнетон Бора, μ_μ – магнитный момент мюона; \hbar и k – постоянные Планка и Больцмана.

Как видно из (1), скорость релаксации спина мюона зависит от константы сверхтонкого взаимодействия и от скорости релаксации магнитного момента электронной оболочки акцепторного центра. Таким образом, исследуя поведение спина мюона в полупроводниках, можно получить информацию о сверхтонком взаимодействии акцепторных центров.

Экспериментальные μ^- -SR-исследования в этой области начались недавно в PSI (Швейцария) [8–10] и ОИЯИ [11]. В этих работах было проведено исследование поведения остаточной поляризации отрицательных мюонов в кремнии с собственной проводимостью и в кремнии n - и p -типа в диапазоне температур 4.2–300 К.

В [8,9] было обнаружено, что ниже 30 К остаточная поляризация мюонов уменьшается с понижением температуры, релаксации спина мюона не наблюдается. Впервые релаксация спина мюона была обнаружена в кремнии p -типа с концентрацией примесей $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [11]. При этом величина остаточной поляризации мюонов $P(t=0)$ оказалась постоянной во всем интервале температур. Скорость релаксации при 30 К составляет $(0.18 \pm 0.08) \text{ мкс}^{-1}$ и растет с понижением температуры, превышая 30 мкс^{-1} при 4.2 К. Ниже 30 К скорость релаксации зависит от температуры как $\Lambda = bT^{-q}$, с $q = 2.75$. Аналогичные результаты были получены позже для кремния n - и p -типа с различными концентрациями примесей [10]. В этой же работе экспериментальные данные работ [8,9] были обработаны заново, после чего результаты этих экспериментов также согласовались с [11].

Эксперимент выполнен на мюонном пучке фазотрона ЛЯП ОИЯИ. Мишень была изготовлена из кремния n -типа с концентрацией примесей $(1.6 \pm 0.2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Измерения проводились на μSR -установке ЛЯП ОИЯИ [12] в диапазоне температур 10–300 К, во внешнем поперечном по отношению к начальному направлению спина мюона магнитном поле напряженностью 800 Э. Величина магнитного поля контролировалась ЯМР датчиком, и ее нестабильность за время измерения составила 10^{-4} . Температура мишени стабилизировалась с точностью 0.1 К. Скорость остановок в мишени была приблизительно 10^4 с^{-1} . Электроны распада отрицательных мюонов регистрировались двумя телескопами сцинтилляционных счетчиков, набор статистики составлял около 10^7 событий в каждом измерении.

Временное распределение электронов распада описывалось следующей функцией:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} (1 + a e^{-\Lambda t} \cos(\omega t + \phi)) + \Phi(t) + N_c, \quad (3)$$

где τ – время жизни мюона в $1s$ -состоянии в атоме кремния, a – коэффициент асимметрии пространственного распределения электронов распада; ω, ϕ – частота и начальная фаза прецессии спина мюона; $\Phi(t)$ – член, обусловленный электронами распада от мюонов, остановившихся в счетчике перед мишенью в медном контейнере; N_c – постоянный фон.

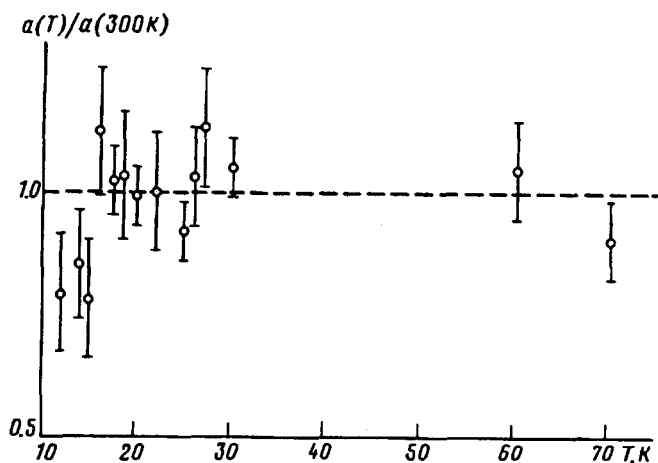


Рис.1. Температурная зависимость коэффициента асимметрии пространственного распределения электронов $\mu \rightarrow e$ -распада в кремнии

На рис.1 представлена зависимость коэффициента асимметрии пространственного распределения электронов $\mu \rightarrow e$ -распада в кремнии от температуры образца. Значение коэффициента асимметрии близко к ожидаемому по теории каскадной деполяризации [13] и практически не зависит от температуры. При комнатной температуре релаксация спина мюона не обнаружена, тогда как при температурах ниже 30 К она отчетливо наблюдается (см. рис.2а). Скорость релаксации при 30 К равна $0.25 \pm 0.08 \text{ мкс}^{-1}$. В области температур ниже 30 К данные по скорости релаксации хорошо описываются зависимостью $\Lambda = bT^{-q}$, где $q = 2.8 \pm 0.2$.

Поведение скорости релаксации поляризации спина мюона в пределах ошибок совпадает с аналогичной зависимостью для образца *p*-типа, исследованного ранее [11].

В отличие от кремния *p*-типа [11], в котором сдвиг частоты прецессии спина мюона не превышал экспериментальных ошибок и был определен только верхний предел: $\Delta\omega/\omega < 10^{-3}$, в данном образце обнаружен anomalously большой для немагнитных материалов сдвиг частоты прецессии спина мюона. При 20 К $\Delta\omega/\omega$ составляет $7 \cdot 10^{-3}$.

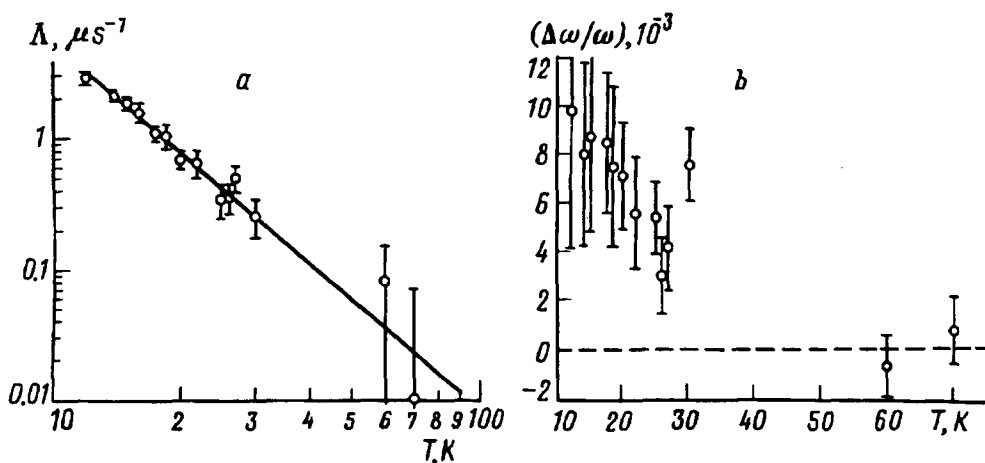


Рис.2. Зависимость скорости релаксации Λ (а) и сдвига частоты прецессии спина мюона $\Delta\omega/\omega$ (б) в кремнии *n*-типа от температуры. $\Delta\omega$ – сдвиг частоты по отношению к ее значению при комнатной температуре (ω). Прямая на рис.а проведена по методу наименьших квадратов

Зависимость $\Delta\omega/\omega$ от температуры показана на рис.2б. Видно, что сдвиг частоты прецессии спина мюона растет с понижением температуры, однако экспериментальные ошибки не позволяют определить аналитическую форму этой зависимости.

Так как кремний является диамагнетиком и наличие примеси ядра Si^{29} , обладающего ядерным магнитным моментом, не может приводить к релаксации спина мюона со скоростью более 10^5 c^{-1} , наблюдаемая релаксация и сдвиг частоты прецессии спина мюона могут быть обусловлены лишь парамагнетизмом электронной оболочки акцепторного центра, образованного мюонным атомом.

В кремнии μAl как акцепторный центр может находиться в ионизованном μAl^{-1} или в неионизованном μAl^0 состояниях. В неионизованном состоянии электронная оболочка мюонного атома обладает отличным от нуля магнитным моментом.

В работе [14] рассмотрена кинетика процессов, происходящих при образовании мюонного атома в кремнии. В рамках предложенной модели мюонный атом образуется в ионизованном μAl^{-1} состоянии. К этому времени вокруг мюонного атома и вдоль трека мюона в пространстве с размерами до 10^{-4} см концентрация дырок и свободных электронов достигает 10^{14} см^{-3} , что обусловлено радиолизом среды при замедлении мюона и образования мюонного атома. Как показано в [14], в этих условиях при $T = 30 \text{ К}$ μAl^{-1} за 10^{-9} с , захватывая дырку, переходит в состояние μAl^0 . Поскольку характерное время

рекомбинации электронов и дырок (см., например, [6]) намного больше времени жизни мюона (среднее время жизни отрицательного мюона в кремнии составляет $0.760 \cdot 10^{-6}$ с), можно полагать, что мюонный атом в кремнии до распада мюона будет находиться в состоянии μAl^0 как в *n*-, так и в *p*-типа кремнии. В этом случае наблюдение релаксации спина мюона на частоте, близкой к частоте прецессии свободного спина во внешнем магнитном поле, возможно, если момент электронной оболочки мюонного атома релаксирует с частотой $\nu \gg \Omega_{hf}$.

Из ЭПР исследований [3] следует, что в недеформированном кристалле кремния скорость релаксации момента электронной оболочки акцепторного центра при $T \geq 4.2\text{K}$ превосходит 10^{10}c^{-1} . В этих условиях зависимость скорости релаксации спина мюона в кремнии от ν описывается формулой (1). Используя значения Λ при 15K и частоты прецессии спина мюона в нулевом внешнем магнитном поле ($\Omega_{hf}/2\pi = 6.5 \cdot 10^8\text{c}^{-1}$ [8]), из формулы (1) получим, что скорость релаксации момента электронной оболочки мюонного атома (акцепторного центра) близка к 10^{12}c^{-1} . Это значение не противоречит вышеприведенному пределу для ν , который следует из ЭПР экспериментов.

Экспериментальное значение сдвига частоты прецессии спина мюона существенно меньше, чем оценка $(\Delta\omega/\omega)$ по формуле (2). Этот факт является естественным, поскольку при настоящих экспериментальных условиях частота прецессии спина электрона во внешнем поле (ω_e) по порядку величины не превышает ширину электронных уровней парамагнитного центра (мюонного атома) с различными проекциями момента. С этой точки зрения представляют интерес измерения в более сильных магнитных полях.

Авторы выражают благодарность В.Г.Фирсову за предоставление образца.

Данная работа выполнена при поддержке Международного научного фонда и Российского правительства (грант JB9100).

-
1. В.Н.Горелкин, В.П.Смилга, ЖЭТФ **66**, 1201 (1974).
 2. В.Н.Горелкин, Л.П.Котова, ЖЭТФ **80**, 1677 (1981).
 3. Дж.Людвиг, Г.Вудбери, *Электронный спиновый резонанс в полупроводниках*, М.: Мир, 1964.
 4. Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, М.: Наука, 1972.
 5. H.Metzner, G.Sulzer, W.Seelinger et al., Phys. Rev. **B42**, 11419 (1990).
 6. *Физические величины*, справочник под редакцией И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова, М.: Энергоатомиздат, 1991.
 7. В.Г.Носов, И.В.Яковлева, ЖЭТФ **3**, 1750 (1962).
 8. M.Koch, K.Maier, J.Major et al., Hyp. Int. **65**, 1039 (1990).
 9. Th.Stammler, R.Abela, Th. Grund et al., Phys. Stat. Solid. **137**, 381 (1993).
 10. W.Beez, T.T.Grund, M.Hampele et al., PSI Newsletter, Annex 1, 125 (1993).
 11. T.N.Mamedov, V.N.Duginov, V.G.Grebinnik et al., Hyp. Int. **87**, 717 (1994); ЯФ **56** (10), 29 (1993).
 12. V.N.Dodokhov, V.N.Duginov, I.A.Gaganov et al., Hyp. Int. **65**, 1167 (1990).
 13. В.А.Джрбашян, ЖЭТФ **36**, 277 (1959); И.М.Шмушкевич, ЖЭТФ **36**, 645 (1959); А.П.Бухвостов, ЯФ **9** (1), 107 (1969).
 14. V.N.Gorelkin, T.N.Mamedov, and D.V.Rubtsov, Book of abstracts 10-th Int. Conf. on Hyperfine Interactions, August 28 - September 1, 1995, Leuven, Belgium, P34-MO.