

540-95



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-540

P14-95-540

В.Н.Горелкин¹, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай, В.Н.Дугинов,
В.А.Жуков, И.А.Кривошеев², Т.Н.Мамедов,
Б.А.Никольский², В.Г.Ольшевский, В.Ю.Помякушин,
А.Н.Пономарев², А.В.Стойков, И.Л.Чаплыгин

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

Направлено в журнал «Письма в ЖЭТФ»

¹Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская область, 141700, Россия
²РНЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова 1, Москва, 123182, Россия

1 Введение

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, 4, 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.

Имплаптированный 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 за времена $10^{-8} - 10^{-5}$ 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].

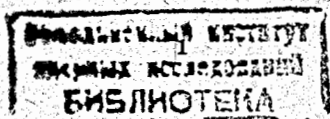
Нейтральный мюонный атом в этих условиях будет вести себя аналогично мюонию. Однако проекция момента электронной оболочки акцептора может иметь четыре различных значения [4] и скорость релаксации электронного момента будет значительно выше, чем у мюония.

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

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

где Λ - скорость релаксации спина мюона, $\Omega_{\text{гг}}$ - 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:

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

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, 9, 11] и ОИЯИ [10]. В этих работах было проведено исследование поведения остаточной поляризации отрицательных мюонов в кремнии с собственной проводимостью и в кремнии *p*- и *r*-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 наблюдалось. Впервые релаксация спина мюона была обнаружена в кремнии *r*-типа с концентрацией примесей $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [10]. 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 *p*- и *r*-типа с различными концентрациями примесей [11]. В этой же работе экспериментальные данные работ [8, 9] были обработаны заново, после чего результаты этих экспериментов также согласуются с [10].

2 Постановка эксперимента

Эксперимент выполнен на мюонном пучке фазотрона ЛЯП ОИЯИ. Мишень была изготовлена из кремния *p*-типа с концентрацией примесей $(1.6 \pm 0.2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Измерения проводились на μ SR-установке ЛЯП в диапазоне температур 10 – 300 К, во внешнем поперечном по отношению к начальному направлению спина мюона магнитном поле напряженностью 800 Эрстед. 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.

3 Результаты и их обсуждение

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 электронов распада; ω , ϕ – частота и начальная фаза прецессии спина мюона; $\Phi(t)$ – член, обусловленный электронами распада от мюонов, остановившихся в счетчике перед мишенью и медном контейнере; N_c – постоянный фон.

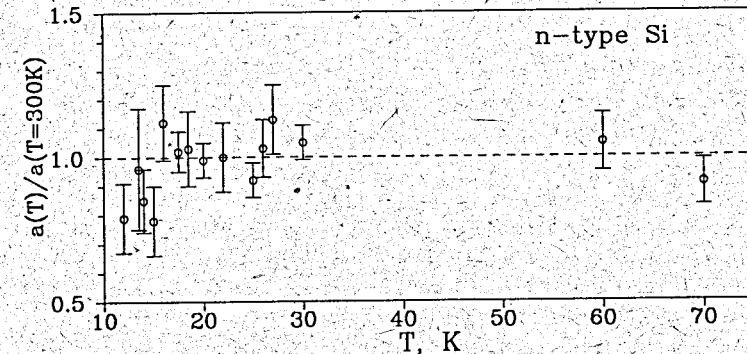


Рис. 1: Температурная зависимость коэффициента асимметрии пространственного распределения электронов $\mu \rightarrow e$ распада в кремнии.

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 деполаризации [12] 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.2-а). 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 *r*-типа, исследованного ранее [10].

В отличие от кремния *r*-типа [10], 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 $7 \cdot 10^{-3}$.

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

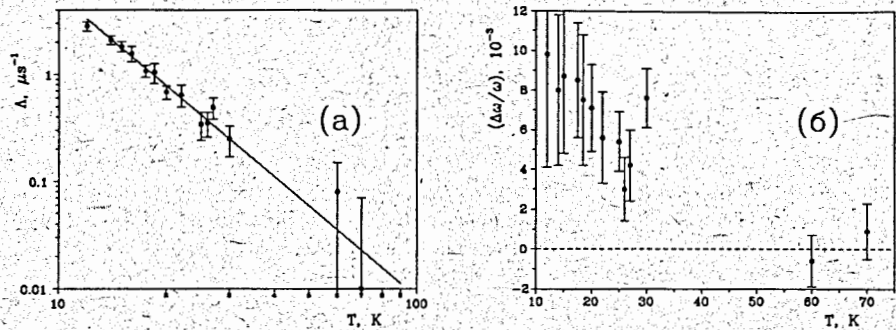


Рис. 2: Зависимость скорости релаксации Λ (а) и сдвига частоты прецессии спина мюона $\Delta\omega/\omega$ (б) в кремнии п-типа от температуры. $\Delta\omega$ – сдвиг частоты по отношению к ее значению при комнатной температуре.

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 [13] 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} cm^{-3} , что обусловлено радиолизом среды при замедлении мюона и образовании мюонного атома. Как показано в [13], в этих условиях при $T = 30 \text{ K}$ μAl^{-1} за 10^{-9} с, захватывал 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 п- так и в р-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 $\nu \gg \Omega_{\text{HF}}$.

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 15 K и частоты прецессии спина мюона в нулевом внешнем магнитном поле ($\Omega_{\text{HF}}/2\pi = 6.5 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$ [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).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [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 et al., Phys.Rev. B, 42, 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 et al., Nур. Int. 65, 1093 (1990).

- [9] Th. Stammer, R. Abela, Th. Grund et al., Phys. Stat. Solid, **137**, 381 (1993).
- [10] T.N. Mamedov, V.N. Duginov, V.G. Grebinnik, K.I. Gritsaj et al., Нур. Int. **87**, 717 (1994); Ядерная Физика, **56**, вып.10, 29 (1993).
- [11] W. Beez, T.T. Grund, M. Hampele, et.al., PSI Newsletter, Annex 1, 125 (1993).
- [12] В.А. Джрбашян, ЖЭТФ, **36**, 277 (1959); И.М. Шмушкевич, ЖЭТФ, **36**, 645 (1959); А.П. Бухвостов, Ядерная Физика, **9**, вып.1, 107 (1969).
- [13] V.N. Gorelkin, T.N.Mamedov, D.V.Rubtsov, Book of abstracts 10-th Int.Conf. on Hyperfine Interactions August 28 – September 1, 1995, Leuven, Belgium, P34-MO.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1995 года