

УДК 537.9

**ВКЛАД СВЕРХТОНКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ПРОЦЕССЫ СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ
ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В КРЕМНИИ**© 2012 г. *А.В. Сухоруков*¹, *А.А. Ежеский*¹, *А.В. Гусев*², *Д.В. Гусейнов*¹,
*С.А. Попков*¹¹Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского²Институт химии высокочистых веществ РАН, Нижний Новгород

soukhorukov@phys.unn.ru

Поступила в редакцию 03.03.2011

Изучен вклад различных механизмов в скорость спиновой релаксации электронов проводимости в кремнии. Особое внимание уделено механизму, связанному со сверхтонким взаимодействием (СТВ) электронов в с-зоне с ядрами ²⁹Si. Величина вклада СТВ найдена из измерений ширины линии спинового резонанса электронов проводимости в кристаллах кремния, различающихся содержанием ядер изотопа ²⁹Si, и сравнения этой величины с теоретическими оценками, сделанными в приближении модели Першина–Привмана. Экспериментальное нахождение вклада СТВ затруднено тем, что он определяется на фоне эффективных механизмов спиновой релаксации электронов проводимости в кремнии, связанных с рассеянием электронов с переворотом спина на примеси и фононах.

Ключевые слова: моноизотопный кремний, электроны проводимости, электронный спиновый резонанс, спиновая релаксация, спин-орбитальное взаимодействие, сверхтонкое взаимодействие, электронный g-фактор.

Объёмный кремний обладает симметрией пространственной инверсии кристаллической решетки, поэтому наиболее эффективным механизмом спиновой релаксации электронов проводимости в кремнии являются механизмы Эллиотта–Яфета [1, 2], обусловленные рассеянием электронов с переворотом спина на примеси и фононах. На фоне сильных механизмов спиновой релаксации Эллиотта–Яфета и уширения линий электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) электронов проводимости в кремнии сверхтонкое взаимодействие трудно наблюдать при высоких температурах и высоких концентрациях доноров.

В [3] рассматривается вклад различных механизмов в скорость спиновой релаксации электронов проводимости, определяется оптимальный интервал температур и концентраций примеси для нахождения величины вклада сверхтонкого взаимодействия. Так, величина вклада СТВ в ширину линии ЭПР электронов проводимости в кремнии была определена в образцах монокристаллического кремния, которые содержали различные концентрации магнитных ядер изотопа ²⁹Si и имели остаточную примесь фосфора на уровне $(4–6) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при температуре 90 К. При таком содержании примеси и температуре вклад примесного спин-орбитального взаимодействия минимален, при этом большая часть электронов находится в зоне

проводимости. В [4, 5] утверждается, что основная доля электронов возбуждена в зону проводимости только при $T > 150 \text{ К}$, а при более низких температурах в спектры ЭПР вносят вклад локализованные на донорах электроны. Изменение степени локализации можно проследить по температурной зависимости g-фактора электронов проводимости [6]. На рис. 1 представлена зависимость g-фактора электронов проводимости от температуры в образцах природного кремния с различной концентрацией примеси фосфора: ниже и выше n_c – перехода в металлическое состояние. В [6] было показано, что уменьшение g-фактора с ростом температуры при $T > 80 \text{ К}$ обусловлено электронами, возбужденными в с-зону, а в интервале температур 4–80 К рост g-фактора обусловлен вкладом локализованных состояний электронов на донорах для кремния с концентрацией доноров ниже перехода металл–изолятор.

Попытка определения вклада СТВ в спиновую релаксацию электронов проводимости была сделана еще в 1973 году Дьяконовым и Перелем, в работе [7], для случая оптически поляризованных электронов в твердых растворах GaAlAs [8], где все ядра основной решетки обладают спинами, а электроны в условиях экспериментов [8], заброшенные в зону проводимости циркулярно-поляризованным светом, быстро захватываются на мелкие донорные центры,

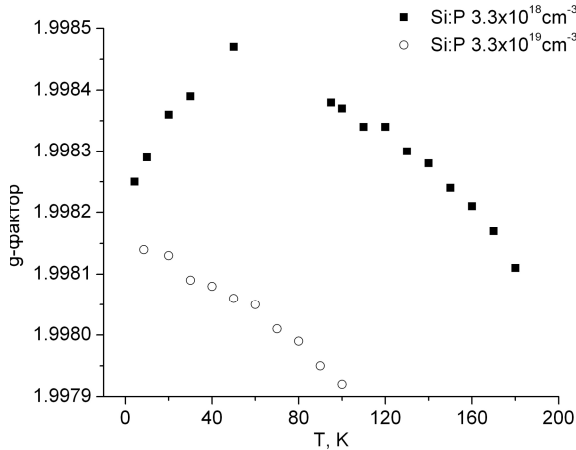


Рис. 1. Зависимость g -фактора электронов проводимости от температуры в образцах природного кремния с различной концентрацией примеси фосфора: ниже (■) и выше (○) перехода в металлическое состояние

в которых область локализации электрона охватывает большое ($\sim 10^5$) число ядер решетки. Спиновая релаксация таких локализованных электронов определяется действием случайных локальных магнитных полей, причиной существования которых может быть, в данном случае, сверхтонкое взаимодействие с ядрами решетки. В рассмотренном Дьяконовым и Перелем случае скорость спиновой релаксации определяется выражением:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{2}{3} \cdot \omega_l^2 \tau_c, \quad (1)$$

где ω_l – частота прецессии спина электрона в локальном поле, τ_c – обратное время корреляции случайного поля. Выражение (1) соответствует динамическому усреднению локальных полей за счёт движения электронов проводимости, что приводит к разрушению тонкой и сверхтонкой структуры. Данная задача была впервые рассмотрена Андерсоном [9].

Другой способ определения вклада СТВ в спиновую релаксацию электронов проводимости был предложен Першиным и Привманом [10]. В его основе лежит полуклассическая модель движения электрона с эффективной массой m^* в полупроводнике. В соответствии с моделью Першина–Привмана скорость спиновой релаксации электронов проводимости, обусловленная сверхтонким взаимодействием, определяется выражением:

$$\tau_s = -\frac{\Delta t}{2 \ln \cos 2a}, \quad (2)$$

где Δt – время между актами взаимодействия, $a = \frac{1}{\hbar} \frac{8\pi}{3} g_0 \mu_B \mu_N |\Psi|^2 \delta t$, δt – время электронно-ядерного взаимодействия, $|\Psi|^2 = |u_0|^2 \Omega_0 / b^2 \lambda$ –

электронная плотность на ядре для волнового пакета размером (b, b, λ) , Ω_0 – объём элементарной ячейки, $|u_0|^2$ – квадрат блоховской волновой функции, причем известно, что для GaAs $|u_0|^2 = 5 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}$, а для кремния $|u_0|^2 \Omega_0 = (186 \pm 12)$ ($|u_0|^2 = 7 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$ для $b = \lambda = 5.43 \text{ \AA}$) [10, 11]. Можно сделать оценки параметров теории, рассматривая выражение для времени спиновой релаксации при взаимодействии электронов проводимости с ядрами для случая $a \ll 1$ и $\tau_s \approx \Delta t / 4a^2$.

Для времени электронно-ядерного взаимодействия используется приближение $\delta t = \lambda / v$, где v – тепловая скорость электрона с энергией kT ($v \sim 10^7 \text{ см/с}$). С учетом зависимости параметра Δt от количества ядер, обладающих ненулевым спином,

$$\Delta t = \frac{\alpha^{-1/3} N_a^{-1/3}}{v} \quad (3)$$

скорость спиновой релаксации определяется выражением:

$$T^{-1} = \frac{4(2\pi)^2 (A \delta t)^2}{\Delta t} = \frac{4(2\pi)^2 A^2 \lambda^2 \alpha^{1/3} N_a^{1/3}}{v}, \quad (4)$$

где A – константа сверхтонкого взаимодействия $\left(A = \frac{8\pi}{3} g_0 \cdot \mu_B \cdot \mu_N |\Psi|^2 \right)$, N_a – плотность атомов.

Когда концентрация ядер ^{29}Si , обладающих магнитным моментом, становится достаточно большой и волновой пакет электрона покрывает несколько ядер, величина Δt теряет смысл, так как $\Delta t / \delta t \rightarrow 1$. В этом случае модель должна быть скорректирована, то есть скорость релаксации должна быть умножена на число взаимодействующих ядер $N = \alpha^{1/3} N_a^{1/3} \lambda$ и определяется выражением:

$$T^{-1} = \frac{4(2\pi)^2 A^2 \lambda^3 \alpha^{2/3} N_a^{2/3}}{v}. \quad (5)$$

Согласно (5) скорость релаксации зависит от размера волнового пакета электрона и доли взаимодействующих ядер в степени $2/3$. В таком случае модель Першина–Привмана совпадает с моделью Андерсона с точностью до константы.

Действительно, в модели (1) нет явной зависимости от концентрации магнитных ядер в том случае, когда не все ядра в кристаллической матрице обладают спином. Если учесть, что на длине волнового пакета электрон эффективно взаимодействует с $N = \alpha^{1/3} \lambda / b_0$ ядрами, для скорости спиновой релаксации получим:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{2}{3} \cdot \omega_l^2 \tau_c = \frac{2}{3} A_0^2 (2\pi)^2 \alpha^{2/3} \frac{\lambda}{v}. \quad (6)$$

На рис. 2 представлена экспериментальная зависимость вклада СТВ в ширину линии элект-

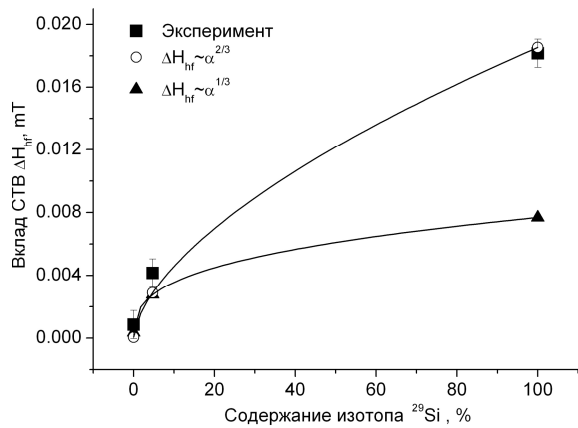


Рис. 2. Зависимость величины вклада СТВ в ширину линии электронов проводимости от содержания ядер изотопа ^{29}Si , при температуре 90 К: ■ – эксперимент, ▲ – модель Першина–Привмана без учёта числа ядер, взаимодействующих с волновым пакетом электрона (4), ○ – модель Першина–Привмана с учётом числа взаимодействующих ядер (5)

тронов проводимости от содержания магнитных ядер ^{29}Si в сравнении с моделью Першина–Привмана. Модель хорошо работает в области низких концентраций магнитных ядер ^{29}Si . В этом случае, согласно модели, за время δt электрон взаимодействует только с одним ядром, а скорость релаксации находится из выражения (4) и не зависит от размера волнового пакета электрона. В области больших концентраций ядер ^{29}Si экспериментальные данные согласуются с модифицированной моделью (5). Вклад сверхтонкого взаимодействия в скорость

спиновой релаксации электронов проводимости в кремнии составил 0.0181 ± 0.0005 мТл для кремния, обогащенного изотопом ^{29}Si .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-00964), РНП (проект № 2.1.1/1634), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

Список литературы

1. Elliott R.J. // Phys. Rev. 1954. Vol. 96. P. 266.
2. Yafet Y. g-Factors and Spin-Lattice Relaxation of Conduction Electrons in Solid State Physics. Vol. 14 / Edited by F. Seitz and D. Turnbull. New York: Academic Press, 1963. P. 2.
3. Сухоруков А.В., Ежевский А.А., Гусев А.В. и др. // Вестник ННГУ. 2010. № 5. Ч. 2. С. 335.
4. Wu M.W., Jiang J.H., Weng M.Q. Spin dynamics in semiconductors // Physics Reports. 2010. Vol. 493. P. 61.
5. Cheng J.L., Wu M.W., Fabian J. // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 104. P. 016601.
6. Ezhevskii A.A., Soukhorukov A.V., Guseinov D.V. et al. // ICPS-30 July 25–30. 2010. Coex, Seoul, Korea, AIP Conference Proceeding Series 1399. P. 743.
7. Дьяконов М.И., Перель В.И. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. В. 1(7). С. 362.
8. Берковиц В.Л., Екимов А.И., Сафаров В.И. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. В. 1(7). С. 346.
9. Anderson P.W. // J. Phys. Soc. of Jap. 1954. Vol. 9. N. 3. P. 316.
10. Pershin Y.V., Privman V. // Nano Letters. 2003. Vol. 3. P. 695.
11. Shulman R.G., Wyluda B.J. // Nuclear Phys. Rev. Lett. 1956. Vol. 103. P. 1127.

CONTRIBUTION OF HYPERFINE INTERACTION TO THE PROCESSES OF SPIN RELAXATION OF CONDUCTION ELECTRONS IN SILICON

A.V. Sukhorukov, A.A. Ezhevskii, A.V. Gusev, D.V. Guseinov, S.A. Popkov

The contribution of different mechanisms to spin relaxation processes of conduction electrons has been investigated. Particular attention is paid to the mechanism associated with the hyperfine interaction (HFI) of the conduction electrons with ^{29}Si nuclei. The HFI contribution is found by measuring the conduction-electron spin resonance linewidth in silicon crystals with different content of ^{29}Si nuclei followed by its comparison with the theoretical estimations made in the approximation of the Pershin–Privman model. Experimental determination of the HFI contribution is complicated by the fact that it is defined on the background of effective mechanisms of spin relaxation of conduction electrons in silicon associated with the electron spin-flip scattering on impurity and phonons.

Keywords: monoisotopic silicon, conduction electrons, electron spin resonance, spin relaxation, spin-orbit coupling, hyperfine interaction, electronic g-factor.