

Температурная перенормировка g -фактора электронов проводимости в кремнии

© А.А. Конаков^{†*}, В.А. Бурдов^{†*}, А.А. Ежевский[†], А.В. Сухоруков[†],
Д.В. Гусейнов^{†*}, С.А. Попков[†]

[†] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

^{*} Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 15 апреля 2012 г. Принята к печати 25 апреля 2012 г.)

Теоретически и экспериментально исследуется температурная зависимость g -фактора электронов проводимости в кремнии. Построена теория перенормировки энергии электрона во внешнем магнитном поле за счет взаимодействия с колебаниями решетки. Расчеты показывают, что во 2-м порядке теории возмущений температурная перенормировка электронного g -фактора определяется преимущественно разницей интенсивностей процессов междолинного рассеяния (идущих с сохранением спина) для электронов со спином „вверх“ и спином „вниз“. Экспериментальные исследования образцов кремния n -типа проводимости, проводившиеся методом электронного спинового резонанса, показали практически линейное уменьшение g -фактора электронов проводимости с ростом температуры в широком диапазоне от 80 до 300 К. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

1. Введение

С момента пионерских работ по спиновой инжекции в кремний [1] этот полупроводник привлекает внимание как потенциальный материал спинтроники в силу слабого спин-орбитального взаимодействия, больших времен спиновой релаксации и длин спиновой диффузии электронов проводимости в сравнении с типичными материалами $A^{III}B^V$, такими как арсенид галлия.

Важной характеристикой электронов в системах со спин-орбитальным взаимодействием является их фактор Ландэ (g -фактор), определяющий влияние внешнего магнитного поля на электронные состояния. Знание прецизионного значения g -фактора необходимо для осуществления управляемого воздействия на спиновые состояния возбужденных носителей, что должно лечь в основу работы различных спиновых приборов. Кроме того, исследование g -фактора электронов проводимости позволяет лучше понять физические закономерности, лежащие в основе динамики спиновых возбуждений.

Основным методом экспериментального исследования g -фактора электронов проводимости в кремнии, в силу его непрямоzonности, является метод электронного спинового резонанса (ЭСР), осуществленный впервые, по-видимому, в работе [2]. Прецизионные измерения фактора Ландэ, проведенные в работе [3], показали, что наблюдаемое значение фактора Ландэ „свободных“ электронов в кремнии есть $g = (1.99875 \pm 0.0001)$. Каждая долина зоны проводимости обладает аксиальной симметрией, так что g -фактор является тензором с двумя главными значениями: продольным, g_{\parallel} , и поперечным, g_{\perp} . Наблюдаемое значение фактора Ландэ является результатом усреднения по всем шести долинам

зоны проводимости:

$$g = \frac{1}{3} g_{\parallel} + \frac{2}{3} g_{\perp}. \quad (1)$$

Теоретические расчеты g -фактора электронов проводимости в кремнии впервые проводились в работе [4] с использованием $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -метода, однако результаты расчетов существенно отличались от экспериментальных. Тем не менее, учет вклада орбитально-вырожденных $2p$ -состояний ионных остовов в электронную блоховскую функцию позволил преодолеть это противоречие и получить хорошее согласие с результатами эксперимента [5].

Детальные экспериментальные исследования [6] спигового резонанса электронов проводимости в кремнии n -типа, легированного донорами различной химической природы и в разной концентрации, показали, что g -фактор электронов проводимости является функцией температуры в широком диапазоне от нуля до ~ 300 К. Этот результат подтверждается также экспериментами и расчетами, выполненными нами и представленными в данной работе, и объясняется модуляцией спин-орбитального взаимодействия колебаниями решетки. Далее мы подробно опишем теоретический подход к этой проблеме и сравним результаты расчета с данными эксперимента.

2. Теоретическая модель

Теоретическое исследование температурной зависимости g -фактора электронов проводимости основано на перенормировке энергии электрона, находящегося во внешнем магнитном поле, посредством учета взаимодействия с полем фононов. Используя многочастичный

[†] E-mail: anton.a.konakov@gmail.com

формализм, запишем перенормированную энергию электронных возбуждений колебаниями решетки в виде [7]

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon^{(0)}(\mathbf{k}) + \text{Re}\Sigma^*(\mathbf{k}, \varepsilon), \quad (2)$$

где $\varepsilon^{(0)}(\mathbf{k})$ и $\varepsilon(\mathbf{k})$ — невозмущенная и перенормированная энергии электрона соответственно, $\text{Re}\Sigma^*(\mathbf{k}, \varepsilon)$ — реальная часть неприводимой собственно-энергетической функции, которая для зоны проводимости в ковалентных полупроводниках, таких как кремний, может быть представлена с помощью теории возмущений Рэлея–Шредингера [8]:

$$\text{Re}\Sigma^*(\varepsilon, \mathbf{k}) = \sum_{q\lambda} \sum_{s=\pm 1} \frac{|V_{\mathbf{k}\mathbf{k}+s\mathbf{q}}|^2 [\theta(-s) + sW_{\mathbf{k}+s\mathbf{q}} + N_{q\lambda}]}{\varepsilon^{(0)}(\mathbf{k}) - \varepsilon^{(0)}(\mathbf{k} + s\mathbf{q}) + s\hbar\omega_{q\lambda}(\mathbf{q})}, \quad (3)$$

где $V_{\mathbf{k}\mathbf{k}\pm\mathbf{q}}$ — матричный элемент рассеяния электрона из состояния $|\mathbf{k}\rangle$ в состояние $|\mathbf{k} \pm \mathbf{q}\rangle$ с испусканием (нижний знак) или поглощением (верхний знак) фонона с волновым вектором \mathbf{q} и поляризацией λ , $\hbar\omega_{q\lambda}(\mathbf{q})$ и $N_{q\lambda}$ — энергия и числа заполнения таких фононов, $W_{\mathbf{k}}$ — функция распределения электронов в состоянии с волновым вектором \mathbf{k} и энергией $\varepsilon^{(0)}(\mathbf{k})$, $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда своего аргумента. В дальнейшем всюду будем считать, что числа заполнения электронов и фононов описываются их равновесными значениями, т.е. функциями распределения Ферми–Дирака и Бозе–Эйнштейна соответственно. В выражении (3) мы ограничились поправками 2-го порядка малости по электрон-фононному взаимодействию, что, в силу слабости последнего, достаточно для надежных количественных расчетов и сравнения с экспериментальными данными [9]. Использование „обычной“ квантово-механической теории возмущений позволяет дать следующую простую интерпретацию выражения (2). Перенормировка энергии электрона возникает в результате виртуальных переходов между начальным состоянием $|\mathbf{k}, \varepsilon^{(0)}\rangle$, промежуточным $|\mathbf{k} \pm \mathbf{q}, \varepsilon^{(0)}\rangle$ и конечным $|\mathbf{k}, \varepsilon\rangle$, в котором электрон имеет тот же импульс, что и в начальном состоянии, однако, как это явно указано, обладает уже другой энергией вследствие наличия возмущения.

При учете спин-орбитального взаимодействия электронные состояния перестают быть „чистыми“ по спину [10]. Тем не менее они могут быть описаны обобщенным эффективным спином, определенным в [11]. Квантовые состояния электрона в таком базисе могут быть обозначены как $|\uparrow\rangle$ для эффективного спина вверх и $|\downarrow\rangle$ для спина вниз. В отсутствие внешнего магнитного поля состояния с противоположными проекциями спина обладают одинаковыми энергиями: $\varepsilon_{\uparrow}(\mathbf{k}) = \varepsilon_{\downarrow}(\mathbf{k})$ (крамерсовское вырождение). Во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , ориентированном вдоль одной из долин зоны проводимости, энергия электрона имеет дополнительное зеемановское слагаемое $\sigma g_i \mu_B H$, где $\sigma = \pm 1/2$ — проекции эффективного спина на направление магнитного поля, g_i — главное значение g -тензора, $i = \pm, \parallel$

для поперечной и продольной компонент соответственно, μ_B — магнетон Бора, а электронный волновой вектор \mathbf{k} преобразуется в $\mathbf{K} = \mathbf{k} + e\mathbf{A}/c\hbar$, где \mathbf{A} — векторный потенциал магнитного поля. Компоненты g -тензора необходимо рассматривать, вообще говоря, как функции волнового вектора электрона подобно его кинетической энергии. Однако такое детальное описание в большей степени оправдано в металлах, где электроны заселяют состояния вблизи поверхности Ферми и дисперсия g -фактора существенным образом определяется ее топологией [12], или в узкозонных полупроводниках с сильным спин-орбитальным взаимодействием, таких как InSb, где \mathbf{k} -зависимость фактора Ландэ может быть достаточно заметной даже вблизи минимума зоны проводимости [13]. В кремнии же вследствие слабости спин-орбитального взаимодействия дисперсией g -фактора для состояний вблизи дна зоны проводимости, которые преимущественно заселены электронами, можно пренебречь.

С учетом сказанного уравнение, определяющее перенормировку энергии электрона во внешнем магнитном поле взаимодействием с колебаниями решетки, принимает вид

$$\varepsilon(\mathbf{K}) + \sigma g_i \mu_B H = \varepsilon^{(0)}(\mathbf{K}) + \sigma g_i^{(0)} \mu_B H + \sum_{q\lambda\sigma's=\pm 1} \frac{|V_{\mathbf{K}\sigma\mathbf{K}+s\mathbf{q}\sigma'}^{(i)}|^2 [\theta(-s) + sW_{\mathbf{K}+s\mathbf{q}\sigma'}^H + N_{q\lambda}]}{\varepsilon^{(0)}(\mathbf{K}) + \sigma g_i^{(0)} \mu_B H - \varepsilon^{(0)}(\mathbf{K} + s\mathbf{q}) - \sigma' g_i^{(0)} \mu_B H + s\hbar\omega_{q\lambda}(\mathbf{q})}, \quad (4)$$

где $g_i^{(0)}$ и g_i — невозмущенное и перенормированное главные значения g -тензора соответственно, $V_{\mathbf{K}\sigma\mathbf{K}\pm\mathbf{q}\sigma'}^{(i)}$ — спин-зависимый матричный элемент рассеяния электрона i -й долины из состояния $|\mathbf{K}, \sigma\rangle$ в состояние $|\mathbf{K} \pm \mathbf{q}, \sigma'\rangle$, $W_{\mathbf{K}\sigma}^H$ — числа заполнения электронов в состоянии $|\mathbf{K}, \sigma\rangle$ во внешнем магнитном поле. Как видно, в присутствии спин-орбитального взаимодействия мы учли зависимость матричного элемента рассеяния электрона на фоне от ориентации долины исходного электронного состояния, что, как показано в [14], связано с анизотропией спинового смешивания в кремнии. Эта анизотропия фактически определяет и свойства g -тензора электронов проводимости. Тем не менее сказываться она будет только в случае переворота спина, т.е. $\sigma' = -\sigma$, в то время как при сохранении проекции спина можно полагать $V_{\mathbf{K}\sigma\mathbf{K}\pm\mathbf{q}\sigma}^{(i)} = V_{\mathbf{K}\mathbf{K}\pm\mathbf{q}}$.

Соотношение (4) описывает перенормировку как кинетической энергии электрона, так и зеемановского слагаемого. Поправку к электронному фактору Ландэ можно определить, выделив непосредственно перенормировку зеемановского слагаемого. Для этого, пользуясь стандартным условием малости энергии Зеемана в сравнении с кинетической энергией электрона, разложим ренормализационный член в правой части уравнения (4) в ряд Тейлора по магнитному полю до 1-го порядка малости включительно. Заметим, что малый параметр

содержится как в знаменателе рассматриваемого выражения, так и неявно в числах заполнения электронов. В результате поправка к g -фактору принимает следующий вид:

$$\sigma g_i = \sigma g_i^{(0)} - \sum_{q\lambda} \sum_{s=\pm 1} \frac{|V_{\mathbf{K}\sigma\mathbf{K}+s\mathbf{q}\sigma'}^{(i)}|^2 [\theta(-s) + sW_{\mathbf{K}+s\mathbf{q}} + N_{q\lambda}] (\sigma g_i^{(0)} - \sigma' g_i^{(0)})}{[\varepsilon^{(0)}(\mathbf{K}) - \varepsilon^{(0)}(\mathbf{K}+s\mathbf{q}) + s\hbar\omega_\lambda(\mathbf{q})]^2} + \sum_{q\lambda} \sum_{s=\pm 1} \frac{s |V_{\mathbf{K}\sigma\mathbf{K}+s\mathbf{q}\sigma'}^{(i)}|^2 (dW_{\mathbf{K}+s\mathbf{q}}/d\varepsilon^{(0)}) \sigma' g_i^{(0)}}{\varepsilon^{(0)}(\mathbf{K}) - \varepsilon^{(0)}(\mathbf{K}+s\mathbf{q}) + s\hbar\omega_\lambda(\mathbf{q})}. \quad (5)$$

В первой сумме ненулевыми оказываются члены с $\sigma' = -\sigma$. Во второй же сохраним только слагаемые с $\sigma' = \sigma$, поскольку матричный элемент для рассеяния с переворотом спина много меньше, чем матричный элемент для рассеяния с сохранением спина [14]. В результате перенормировка g -фактора электронов проводимости будет определяться выражением

$$g_i = g_i^{(0)} - 2g_i^{(0)} \times \sum_{q\lambda} \sum_{s=\pm 1} \frac{|V_{\mathbf{K}\uparrow\mathbf{K}+s\mathbf{q}\downarrow}^{(i)}|^2 [\theta(-s) + sW_{\mathbf{K}+s\mathbf{q}} + N_{q\lambda}]}{[\varepsilon^{(0)}(\mathbf{K}) - \varepsilon^{(0)}(\mathbf{K}+s\mathbf{q}) + s\hbar\omega_\lambda(\mathbf{q})]^2} + g_i^{(0)} \sum_{q\lambda} \sum_{s=\pm 1} \frac{s |V_{\mathbf{K}\mathbf{K}+s\mathbf{q}}|^2 dW_{\mathbf{K}+s\mathbf{q}}/d\varepsilon^{(0)}}{\varepsilon^{(0)}(\mathbf{K}) - \varepsilon^{(0)}(\mathbf{K}+s\mathbf{q}) + s\hbar\omega_\lambda(\mathbf{q})}, \quad (6)$$

где $V_{\mathbf{K}\uparrow\mathbf{K}\pm\mathbf{q}\downarrow}^{(i)}$ — матричный элемент рассеяния электрона на фононе с переворотом спина.

Заметим, что выражение (6) фактически содержит \mathbf{K} -дисперсию фактора Ландэ, поскольку ренормализационные слагаемые включают в себя электронный волновой вектор в качестве параметра. Тем не менее для состояний вблизи дна зоны проводимости этой зависимостью можно пренебречь, так же как мы пренебрегли ранее дисперсией g -фактора нулевого приближения, определяемой спин-орбитальным взаимодействием. В связи с этим в (6) заменим волновой вектор \mathbf{K} на вектор \mathbf{k}_i , отвечающий положению минимума зоны проводимости в i -ой долине, после чего соответствующая компонента g -тензора приобретает вид

$$g_i = g_i^{(0)} - 2g_i^{(0)} \times \sum_{q\lambda} \sum_{s=\pm 1} \frac{|V_{\mathbf{k}_i\uparrow\mathbf{k}_i+s\mathbf{q}\downarrow}^{(i)}|^2 [\theta(-s) + sW_{\mathbf{k}_i+s\mathbf{q}} + N_{q\lambda}]}{[\varepsilon^{(0)}(\mathbf{k}_i) - \varepsilon^{(0)}(\mathbf{k}_i+s\mathbf{q}) + s\hbar\omega_\lambda(\mathbf{q})]^2} + g_i^{(0)} \sum_{q\lambda} \sum_{s=\pm 1} \frac{s |V_{\mathbf{k}_i\mathbf{k}_i+s\mathbf{q}}|^2 dW_{\mathbf{k}_i+s\mathbf{q}}/d\varepsilon^{(0)}}{\varepsilon^{(0)}(\mathbf{k}_i) - \varepsilon^{(0)}(\mathbf{k}_i+s\mathbf{q}) + s\hbar\omega_\lambda(\mathbf{q})}. \quad (7)$$

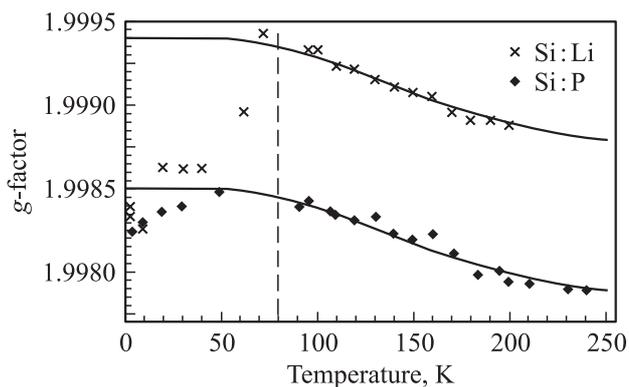
Таким образом, во 2-м порядке теории возмущений перенормировка g -фактора электронов проводимости колебаниями решетки определяется совокупностью двух

слагаемых: первое связано с вкладом процессов рассеяния электронов на фононах с переворотом спина (процессов Эллиотта–Яфета), второе — с неэквивалентностью спин-независимых процессов рассеяния для электронов с противоположной ориентацией спина, т. е. фактически, с перераспределением электронов по энергиям во внешнем магнитном поле (такое перераспределение отвечает за природу парамагнетизма электронов проводимости в металлах [15]). Выражение (7) описывает температурную зависимость $g_i(T)$ компонент электронного g -тензора, которая определяется главным образом числами заполнения электронов и фононов.

Для аналитического расчета температурной зависимости g -фактора всю совокупность виртуальных электронных переходов, определяющих перенормировку фактора Ландэ, можно разделить на внутри- и междолинные процессы. Внутридолинные электронные переходы индуцированы взаимодействием с низкоэнергетичными длинноволновыми акустическими фононами с линейным законом дисперсии $\omega_\lambda(\mathbf{q}) = v_\lambda q$, где v_λ — скорость звука для λ -поляризованных колебаний решетки, которая, как известно [16], составляет $9.0 \cdot 10^5$ и $5.41 \cdot 10^5$ см/с для продольной и поперечной поляризации соответственно. Энергии фононов, участвующих в междолинных процессах, можно считать фиксированными [17]. Закон дисперсии электронов в каждой долине полагается эллипсоидальным с продольной $m_i \approx 0.92m_0$ и поперечной $m_i \approx 0.19m_0$ эффективными массами [18], где m_0 — масса свободного электрона.

Для расчета первого слагаемого в (7) мы пользовались результатами детальных исследований матричных элементов электрон-фононного взаимодействия между состояниями с противоположной ориентацией спина, сделанными в работе [19]. При вычислении второго слагаемого применялись значения бесспиновых деформационных потенциалов, приведенные в работах [20] и [21] для внутри- и междолинных переходов соответственно. В качестве нулевого приближения $g_i^{(0)}$ в уравнении (7) могут быть использованы либо теоретически рассчитанные значения компонент g -тензора электронов проводимости [5], либо измеренные экспериментально при низких температурах [3], поскольку различия между ними малы и фактически не сказываются на характере вычисленной температурной зависимости. Заметим, однако, что фактор Ландэ электронов проводимости в образцах кремния n -типа изменяется в зависимости от концентрации легирующей примеси [22] и ее химической природы [6]. При этом сдвиг g -фактора, возникающий в легированном кремнии, составляет $\sim 0.1\%$ его величины в нелегированных образцах. В связи с этим нам представляется более корректным в качестве усредненного значения $g^{(0)}$ нулевого приближения использовать экспериментально наблюдаемое низкотемпературное значение фактора Ландэ.

Количественные расчеты показывают, что определяющим для температурной поправки к электронному



Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные линии) температурные зависимости электронного g -фактора для образцов кремния, легированных литием (Si:Li) и фосфором (Si:P) с концентрациями $3.7 \cdot 10^{18}$ и $3.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Вертикальная штриховая линия при 80 К показывает условную границу между локализованными и „свободными“ электронами.

g -фактору является вклад второго слагаемого в (7), в то время как процессы Эллиотта–Яфета составляют только $\sim 1\%$ ее величины. Столь существенное отличие связано в первую очередь с низкой интенсивностью процессов переворота спина в сравнении со спин-независимым рассеянием. Кроме того, перенормировка g -фактора определяется преимущественно виртуальными междолинными электронными переходами. Результаты расчетов представлены на рисунке.

3. Сравнение с экспериментальными результатами

Экспериментальные исследования g -фактора электронов проводились методом электронного спинового резонанса (ЭСР) на спектрометре BRUKER-EMXplus-10/12 с гелиевым криостатом и системой контроля температуры (3.8–300 К) ER 4112 HV. Использовались образцы кремния природного изотопного состава, легированные фосфором и литием на уровне $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, причем концентрации доноров обоих типов были близкими, чтобы минимизировать разницу в интенсивностях возможных процессов электронного рассеяния для обоих образцов.

Экспериментальные результаты измерения температурной зависимости g -фактора представлены на рисунке (см. также работу [6]) в совокупности с теоретически рассчитанными кривыми. Как видно, при увеличении температуры от нуля до $T \approx 80 \text{ К}$ имеет место монотонный рост наблюдаемого значения фактора Ландэ. В этом диапазоне электроны остаются еще локализованными на примесных центрах и распределены по состояниям дискретного энергетического спектра, занимая преимущественно уровни $1s$ -состояния: синглетный $1s(A_1)$, дублетный $1s(E)$ и триплетный $1s(T_2)$ [23]. В каждом из них электроны описываются различными значениями

g -фактора, определяемыми главным образом симметрией волновой функции. В таком случае перераспределение электронов между этими состояниями с ростом температуры может приводить к увеличению наблюдаемого значения фактора Ландэ. Более строгое рассмотрение требует, конечно, расчета электронных g -факторов для каждого из указанных дискретных уровней, что, однако, выходит за рамки проблемы, обозначенной в нашей работе, и является вопросом дальнейших исследований.

При более высоких температурах доноры становятся преимущественно ионизованными и электроны делокализуются. При этом качественным образом меняются форма наблюдаемой кривой ЭСР и температурная зависимость положения максимума поглощения — с ростом температуры максимум практически линейно сдвигается в область более низких значений. Диапазоны, соответствующие преимущественной локализации электронов на своих донорах и преимущественной ионизации примесей, разделены на рисунке вертикальной штриховой линией при температуре $T = 80 \text{ К}$.

Для расчета теоретической температурной зависимости g -фактора электронов проводимости для каждого образца использовались экспериментально установленные нами низкотемпературные значения электронных g -факторов $g^{(0)} \approx 1.9985$ и 1.9994 для случаев легирования фосфором и литием соответственно. Числа заполнения электронов W_k для невырожденного кремния n -типа проводимости, исследовавшегося в работе, рассчитывались аналогично [24]. Построенные теоретические кривые следует, конечно, соотносить с экспериментальными результатами, соответствующими температурному диапазону от 80 К, который, по нашему представлению, отвечает электронам проводимости. Как видно из рисунка, результаты наших расчетов для обоих образцов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Тем не менее теория, представленная в данной работе, не описывает сдвиг положения линии ЭСР при изменении химической природы и концентрации легирующей примеси. Однако понятно, что процессы рассеяния электронов на ионизованных донорах могут приводить к сдвигу g -фактора подобно тому, как это происходит в результате взаимодействия с полем фононов.

4. Заключение

Таким образом, наши расчеты показывают, что температурная зависимость g -фактора электронов проводимости в кремнии определяется главным образом неэквивалентностью для электронов со спином „вверх“ и со спином „вниз“ междолинных виртуальных переходов 2-го порядка, идущих с сохранением спина. Можно сказать, что, несмотря на слабое спин-орбитальное взаимодействие в сравнении с типичными прямозонными полупроводниковыми соединениями $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$, многодолинность зоны проводимости кремния оказывает существенное влияние на его спиновые свойства.

Фактически взаимодействие различных долин приводит к перенормировке g -фактора электронов проводимости и их экспериментально наблюдаемой температурной зависимости в широком диапазоне.

Работа поддержана РФФИ (проект № 12-02-00576), Фондом некоммерческих программ „Династия“ и Министерством образования и науки РФ (проект № 2.4231.2011 и ГК № 16.740.11.0202).

Список литературы

- [1] I. Appelbaum, B. Huang, D.J. Monsma. *Nature*, **447**, 295 (2007).
- [2] A.M. Portis, A.F. Kip, C. Kittel, W.H. Brattain. *Phys. Rev.*, **90**, 988 (1953).
- [3] D.K. Wilson, G. Feher. *Phys. Rev.*, **124**, 1068 (1961).
- [4] L.M. Roth. *Phys. Rev.*, **118**, 1534 (1960).
- [5] L. Liu. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 683 (1961).
- [6] A.A. Ezhevskii, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, S.A. Popkov, A.A. Gusev, V.A. Gavva. *AIP Conf. Proc.*, **1399**, 743 (2011).
- [7] G.D. Mahan. *Many-particle physics* (N. Y., Plenum, 1990).
- [8] P.B. Allen. *Phys. Rev. B*, **18**, 5217 (1978).
- [9] M. Cardona. *Phys. Status Solidi A*, **188**, 1209 (2001).
- [10] R.J. Elliott. *Phys. Rev.*, **96**, 266 (1954).
- [11] Y. Yafet. In: *Solid State Physics*, ed. by F. Seitz, D. Turnbull (N. Y.–London, Academic Press, 1963) v. 14, p. 1.
- [12] A.M. de Graat, A.W. Overhauser. *Phys. Rev.*, **180**, 701 (1969).
- [13] R.A. Isaacson. *Phys. Rev.*, **169**, 312 (1968).
- [14] J.L. Cheng, M.W. Wu, J. Fabian. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 016 601 (2010).
- [15] C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics* (N. Y., Wiley, 1995) p. 433.
- [16] M.V. Fischetti, S.E. Laux. *J. Appl. Phys.*, **80**, 2234 (1996).
- [17] C. Jacobini, L. Reggiani. *Rev. Mod. Phys.*, **55**, 645 (1983).
- [18] J.C. Hensel, H. Hasegawa, M. Nakayama. *Phys. Rev.*, **138**, A225 (1965).
- [19] P. Li, H. Dery. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 107 203 (2011).
- [20] E. Pop, R.W. Dutton, K.E. Goodson. *J. Appl. Phys.*, **96**, 4998 (2004).
- [21] R. Brunetti, C. Jacobini, F. Nava, R. Reggiani. *J. Appl. Phys.*, **52**, 6713 (1981).
- [22] C.F. Young, E.H. Poindexter, G.J. Gerardi, W.L. Warren, D.J. Keeble. *Phys. Rev. B*, **55**, 16 245 (1997).
- [23] A.K. Ramdas, S. Rodriguez. *Rep. Progr. Phys.*, **44**, 1297 (1981).
- [24] D.J. Lepine. *Phys. Rev. B*, **2**, 2429 (1970).

Редактор Л.В. Шаронова

Temperature renormalization of the conduction electron g -factor in silicon

A.A. Konakov^{+,*}, V.A. Burdov^{+,*}, A.A. Ezhevskii⁺,
A.V. Soukhorukov⁺, D.V. Guseinov^{+,*}, S.A. Popkov⁺

⁺ Lobachevsky University of Nizhniy Novgorod,
603950 Nizhniy Novgorod, Russia

^{*} Physico-Technical Research Institute
of Nizhniy Novgorod State University,
603950 Nizhniy Novgorod, Russia

Abstract Temperature dependence of the conduction electron g -factor in silicon is investigated both theoretically and experimentally. Renormalization of the electron energy in the external magnetic field due to electron–phonon interaction is studied theoretically. Our calculations in the second order perturbation theory show, that the temperature renormalization of the electron g -factor is mainly caused by the spin-preserving intervalley scattering of the electrons with opposite spin orientations, whose contributions have opposite signs. Experiments on the electron spin resonance of the n -type Si samples exhibit almost linear decrease of the conduction electron g -factor with increasing temperature from ~ 80 to 300 K. Calculated dependence $g(T)$ is in good agreement with the experimental data.