

УДК 539.143.5

Инжекционная поляризация спинов ядер ^{29}Si в кремниевых наноструктурах

Д. А. Подрябинкин, А. Л. Данилюк, В. Е. Борисенко

Получены уравнения и произведен расчет поляризации ядер в цепочках изотопа кремния ^{29}Si в матрице ^{28}Si . Поляризация обусловлена сверхтонким взаимодействием спинов ядер с возбужденными триплетными центрами. Предсказана возможность возникновения самоподдерживающейся поляризации ядерных спинов. Установлено, что при варьировании внешним магнитным полем происходит скачкообразное изменение количества поляризованных ядер до 600 раз. Аналогичный скачок величиной до 40 раз возникает также с ростом темпа инъекции носителей заряда.

PACS: 31.15.ap, 76.70.Nb

Ключевые слова: кремниевая наноструктура, поляризация, изотоп ^{29}Si , триплетный центр.

Введение

Изучение поведения электронных и ядерных спинов в наноструктурах при возбуждении их электронной подсистемы актуально при конструировании спинтронных систем обработки информации и организации квантовых вычислений. Для этих целей из-за недостаточной чувствительности традиционных методов радиоспектроскопии применяют оптические и электрические методы поляризации и детектирования [1—3]. Использование электрических методов для метрологии и управления ансамблями спинов ведет к полноценной интеграции спиновых систем в полупроводниковую электронику [4]. С этой точки зрения перспективна поляризация спинов ядер, управляемая возбуждением электронной подсистемы. Например, в кремнии она обусловливается сверхтонким взаимодействием (СТВ) ядер ^{29}Si с донорными или триплетными центрами [5—7].

В первом случае существенная величина поляризации ядер достигается при возбуждении электронной подсистемы циркулярно-поляризованным светом кремния, содержащего донорные и акцепторные центры.

Во втором случае — при возбуждении неполяризованным светом в магнитном поле. При этом степень ядерной поляризации достигает 5—8 % концентрации ядер кремния за счет СТВ с возбужденными триплетными центрами типа Si—S1 [7]. Использование этого эффекта представляется перспективным для электронного управления ядерной поляризацией в кремниевых наноструктурах.

Цель данной работы — моделирование поляризации спинов ядер кремния ^{29}Si в кремниевых наноструктурах при их взаимодействии с триплетными состояниями с учетом создаваемого ядрами ^{29}Si магнитного поля.

Модель

Оптическая поляризация ядер (ОПЯ) возникает в кремнии как при освещении циркулярно-поляризованным светом, так и неполяризованным светом. Величина и направление возникающей при оптической накачке ядерной поляризации зависит от легирования кремния примесями. Это связано с различным видом сверхтонкого взаимодействия электронов, локализованных на мелких и глубоких примесных уровнях, с ядрами. При этом использование циркулярно-поляризованного света приводит к значительно большей степени поляризации ядер, чем облучение кремния неполяризованным светом в магнитном поле. Причина в том, что с помощью циркулярно-поляризованного света можно создать значительно большее отклонение степени поляризации фотовозбужденных электронов от ее равновесного бальцовского значения.

Эксперименты по ОПЯ, проведенные с кремнием, содержащим структурные дефекты, которые

Подрябинкин Денис Аркадьевич, научный сотрудник.
Данилюк Александр Леонидович, ведущий научный сотрудник.
Борисенко Виктор Евгеньевич, профессор.
Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники.
Беларусь, 220013, Минск, ул. П. Бровки, 6.
Тел. 8-10-(375 17) 293-88-69.
E-mail: arm@tut.by; danilyuk@nano-center.by

Статья поступила в редакцию 27 сентября 2010 г.

образуются при радиационном облучении, пластической деформации, термообработке, показали, что степень ОПЯ не зависит от поляризации света накачки и, следовательно, от спиновой поляризации возбуждаемых светом электронов в зону проводимости. Степень поляризации ядер ^{29}Si в этом случае одинакова как при освещении образцов неполяризованным светом, так и циркулярно-поляризованным светом [7]. Второй характерной особенностью поведения ОПЯ в кремнии с дефектами решетки является наличие максимума поляризации ядер при определенных значениях магнитного поля, в котором производится освещение.

Сложные структурные дефекты, содержащие оборванные связи, при захвате фотовозбужденных электронов могут образовывать парамагнитные центры со спином $S = 1$. Такие триплетные возбужденные метастабильные состояния наблюдались в кремнии методом ЭПР [5] для дефектов алюминий/вакансия [8] и кислород/вакансия [9].

В данной работе рассматривается кремниевая наноструктура для квантовых вычислений, представленная на рис. 1. Она представляет собой модификацию структуры, предложенной в [10], и содержит цепочки атомов магнитного изотопа ^{29}Si в качестве ансамблевых кубит [11, 12]. Технология получения таких цепочек описана в [13]. Поверхность обрабатывают таким образом, чтобы слои кремния выступали на поверхности в виде vicinalных граней с расстоянием между ними порядка 2—7 нм [14, 15]. На грани наносят один слой ^{29}Si и закрывают все защитным слоем SiO_2 .

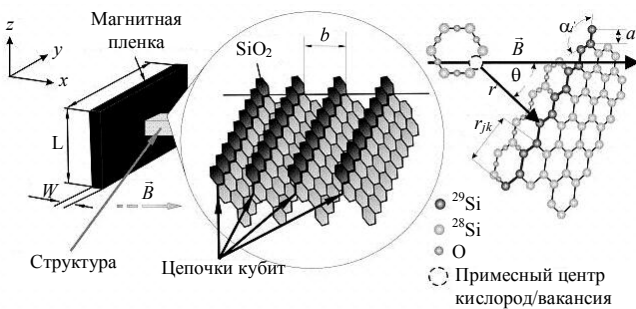


Рис. 1. Ступенчатая кремниевая наноструктура для квантовых вычислений

Над цепочкой-кубитом располагают примесный центр. Разделение кубит по резонансным частотам достигается за счет градиента магнитного поля [14], создаваемого магнитным материалом (диспрозием), нанесенным на поверхность цепочной структуры. С помощью последовательности радиочастотных импульсов (методом ЯМР) или путем оптической накачки повышается взаимосвязь между спинами в отдельных ансамблях ядерных спинов (кластерах). Сами кубиты при этом оказываются слабо связанными из-за вы-

бранного расстояния между ними. Такое расстояние между цепочками оптимально для разделения резонансных частот ансамблевых кубит магнитным полем и в то же время не настолько большое для ухудшения взаимодействия между цепочками-кубитами [14—16]. Запись и считывание информации с кубит производится с помощью магнито-резонансной силовой микроскопии.

Рассмотрим взаимодействие ядер ^{29}Si , имеющих спин $I = 1/2$, с триплетным парамагнитным центром со спином $S = 1$, находящимся в неравновесном спиновом состоянии. Расстояние между атомами в цепочке $a = 0,235$ нм.

Релаксация спинов ядер кремния определяется только магнитными взаимодействиями с электронами и парамагнитными центрами, а квадрупольная релаксация отсутствует.

При облучении светом в постоянном магнитном поле триплетный центр захватывает спин-ориентированный фотовозбужденный электрон. Этот электрон через СТВ влияет на спин ядра ^{29}Si . При малых расстояниях r от электронного центра до ядра атома диполь-дипольное взаимодействие пренебрежительно мало по сравнению с контактным взаимодействием. На больших расстояниях от триплетного центра диполь-дипольное взаимодействие начинает превосходить контактное взаимодействие. Это существенно влияет на процессы оптической поляризации ядер [5].

Сверхтонкое взаимодействие ядер с электронами, локализованными на примесных центрах, уменьшается с ростом r и на определенном расстоянии δ вероятность переориентации спина ядра ^{29}Si за счет сверхтонкого взаимодействия с электроном, локализованным на примесном центре, становится равной вероятности переориентации спина при взаимодействии с соседним ядром ^{29}Si . Последнее взаимодействие является ответственным за распространение ядерной поляризации на все ядра решетки (диффузия ядерного спина). Таким образом, в процессе оптической поляризации сначала за очень короткое время (несколько секунд) намагничивается некоторая сфера радиусом δ ядер ^{29}Si , окружающих примесный центр, а затем намагниченность, задаваемая определенной спиновой поляризацией ядер ^{29}Si , благодаря диффузии распространяется по всей цепочке атомов ^{29}Si . Определенное выше расстояние δ является радиусом диффузии ядерного спина.

Если δ достаточно велико, то диполь-дипольное взаимодействие, которое медленно спадает с увеличением r , чем контактное, может оказаться определяющим. Если увеличить напряженность магнитного поля \mathbf{H}_0 , то радиус диффузии δ начнет уменьшаться и перейдет в область малых r , где превалирует контактное взаимодействие, что при-

ведет к изменению знака поляризации при увеличении магнитного поля [5, стр. 125].

Контактное взаимодействие ядер с триплетным центром со спином $S = 1$ описываем гамильтонианом [6, 17], который с учетом поля $\mathbf{H}_N = h_N \langle \mathbf{I} \rangle$, создаваемого ядрами на электроне, имеет вид:

$$\mathbf{H} = g_S \mu_B \mathbf{H}_0 \mathbf{S} + g_S \mu_B h_N \langle \mathbf{I} \rangle \mathbf{S} + D[S_z^2 - (1/3)\mathbf{S}^2] + E(S_x^2 - S_y^2) + \hbar A \mathbf{S} \mathbf{I}, \quad (1)$$

где μ_B — магнетон Бора;

g_s — g -фактор электрона триплетного центра;

h_N — максимальное поле ядер на электроне.

Здесь $g_S \mu_B \mathbf{H}_0 \mathbf{S} + D[S_z^2 - (1/3)\mathbf{S}^2] + E(S_x^2 - S_y^2)$ — описывает зеемановское взаимодействие спина S с магнитным полем и тонкую структуру спектра ЭПР, связанную с диполь-дипольным взаимодействием двух электронов, локализованных на дефекте;

$\hbar A \mathbf{S} \mathbf{I}$ — описывает сверхтонкое взаимодействие спина \mathbf{S} с ядерным спином \mathbf{I} ;

D и E — параметры тонкой структуры центра;

$\hbar = h / 2\pi$ — постоянная Планка;

\mathbf{S} — спин электрона;

\mathbf{I} и $\langle \mathbf{I} \rangle$ — ядерный спин и его среднее значение;

S_x, S_y, S_z — пространственные компоненты электронного спина;

A — константа электронно-ядерного спинового взаимодействия;

\mathbf{H}_0 — вектор внешнего магнитного поля.

Предполагая, что собственные спиновые функции триплетного состояния можно представить в форме линейных комбинаций, запишем секулярное уравнение для гамильтониана (1) согласно [17], из которого получаем кубическое уравнение для собственных значений W_i этого уравнения:

$$W^3 + pW + q = 0, \quad (2)$$

где

$$p = -\left[(g\mu_B)^2 (H_x + h_N \langle I_x \rangle)^2 + (g\mu_B)^2 (H_y + h_N \langle I_y \rangle)^2 + (g\mu_B)^2 (H_z + h_N \langle I_z \rangle)^2 + (1/3)D^2 + E^2 \right] < 0;$$

$$q = (D/3) \left[(g\mu_B)^2 (H_x + h_N \langle I_x \rangle)^2 + (g\mu_B)^2 (H_y + h_N \langle I_y \rangle)^2 - 2(g\mu_B)^2 (H_z + h_N \langle I_z \rangle)^2 + (2/9)D^2 - 2E^2 \right].$$

При условии $Q = (p/3)^3 + (q/2)^2 < 0$ справедливо тригонометрическое решение уравнения (2), которое согласно [18] имеет вид [19]:

$$W_1 = 2\sqrt{-p/3} \cos(\alpha/3),$$

$$W_{2,3} = -2\sqrt{-p/3} \cos[(\alpha/3) \pm (\pi/3)],$$

$$\text{где } \cos \alpha = -q \left(\sqrt{-(p/3)^3} \right)^{-1}.$$

Полученные в работе уравнения позволяют рассчитать энергии триплетных состояний и квадраты коэффициентов волновых функций с учетом поля ядер в случаях, если внешнее поле не параллельно ни одной из осей триплетного центра.

Для магнитного поля, параллельного какой-либо оси триплетного центра, выражения для энергий триплетных состояний упрощаются. Если поле параллельно оси z , т. е. $H \parallel Oz$, то согласно [17, 18] энергии состояний для рассматриваемого случая имеют вид:

$$W_{1,3} = (D/3) \pm E\sqrt{1+a_E^2}, \quad W_2 = -2D/3,$$

где с учетом поля ядер коэффициент

$$a_E = g\mu_B (H_z + h_N \langle I_z \rangle) / E.$$

Если поле параллельно оси x , т. е. $H \parallel Ox$, имеем:

$$W_{1,2} = -\frac{D-3E}{6} \pm \frac{(D+E)}{2} \sqrt{1+a_{Dx}^2},$$

$$W_3 = (D/3) - E,$$

где $a_{Dx} = 2g\mu_B (H_x + h_N \langle I_x \rangle) / (D+E)$.

Если поле параллельно оси y , т. е. $H \parallel Oy$, получаем:

$$W_1 = (D/3) + E,$$

$$W_{2,3} = -\frac{D+3E}{6} \mp \frac{(D-E)}{2} \sqrt{1+a_{Dy}^2},$$

где $a_{Dy} = 2g\mu_B (H_y + h_N \langle I_y \rangle) / (D-E)$.

Если поле составляет с осью z не очень большой угол $\theta \leq \pi/6$, то энергии триплетных состояний имеют вид [7]:

$$W_1 = (D/3) + h_z,$$

$$W_{2,3} = -(1/2)[(D/3) + h_z \pm \sqrt{(h_z - D)^2 - 2\sin^2 \theta \cdot h_z^2}].$$

Ядерная поляризация возникает за счет СТВ спинов ядер с возбужденными триплетными состояниями, находящимися в неравновесном спиновом состоянии [6, 7]. Рассмотрим изотропное СТВ, гамильтониан которого имеет вид [7, 20]:

$$\mathbf{H}_{HFI} = \hbar[S_z I_z + (1/2)(S_+ I_- + S_- I_+)],$$

где члены $S_+ I_-$ и $S_- I_+$ соответствуют переходам с одновременными изменениями проекций электронного и ядерного спинов $\Delta m_S = \pm 1$ и $\Delta m_I = -(\pm 1)$. Такие переходы происходят в результате модуляции СТВ.

Для численной оценки поляризации нами были взяты формулы из [19] для случаев, когда магнитное поле параллельно оси z триплетного центра и когда поле составляет с осью z не очень большой угол θ .

Выражение для степени ядерной поляризации для случая, когда поле составляет с осью z не очень большой угол θ при условии, что $P_n \gg P_{n0}$:

$$P_{nz} = F(P_{nz}) = \left(\frac{b}{2}\right) \times \frac{\mu [(H_z / H_D) + a_D P_{nz}]^2}{3\mu [(H_z / H_D) + a_D P_{nz}]^2 + 4[(H_z / H_D) + a_D P_{nz} - 1]^2}, \quad (3)$$

где $b = 3f[\tau_S / (\tau + \tau_S)]\Gamma_S$;
 $\Gamma^+, \Gamma^0, \Gamma^-$ — темпы заселения триплетных уровней $|+1\rangle, |0\rangle, |-1\rangle$ $\Gamma = (\Gamma^+ - \Gamma^0) / (\Gamma^+ + \Gamma^0 + \Gamma^-)$;
 τ — время жизни триплетного состояния;
 τ_S — время его спиновой релаксации;
 f — фактор утечки ядерной поляризации;
 $\mu = 2 \sin^2 \theta$;
 H_z — внешнее магнитное поле;
 $H_D = (g\mu_B)^{-1} D$ — поле, характеризующее тонкую структуру центра;
 P_n — текущая поляризация;
 P_{n0} — равновесное значение ядерной поляризации.

Для случая, когда внешнее поле и поле ядер параллельно оси z , нами получено:

$$P_{nz} = 2b[(H_z / H_E) + (h_N / 2H_E)P_{nz}]^2 \times \left(4 + 3[(H_z / H_E) + (h_N / 2H_E)P_{nz}]^2\right)^{-1}, \quad (4)$$

где $H_E = (g\mu_B)^{-1} E$.

Аналогично для случаев, когда эти поля параллельны осям x и y :

$$P_{nx,y} = 2b \left[\frac{H_{x,y}}{(H_D \pm H_E)} + [h_N / (H_D \pm H_E)] P_{nx,y} \right]^2 \left(4 + 3 \left[\frac{H_{x,y}}{(H_D \pm H_E)} + [h_N / (H_D \pm H_E)] P_{nx,y} \right]^2 \right)^{-1}.$$

Уравнения (3)—(5) определяют стационарные значения степени ядерной поляризации при СТВ ядер с триплетными центрами во внешнем поле с учетом поля ядер для случаев, когда направление этого поля параллельно осям центра или составляет не очень большой угол с осью z . Полученные уравнения справедливы для кремниевых наноструктур, содержащих возбужденные триплетные центры со спином $S = 1$. Эти центры эффективно возникают на оборванных связях атомов кремния в наноструктуре Si/SiO₂ или в нанокристаллитах кремния с размером 2—3 нм при наличии инжекции неравновесных носителей заряда, скорость которой определяет время жизни триплетного состояния и темпы заселения его уровней.

Результаты расчетов и их обсуждение

Проведено моделирование степени инжекционной поляризации ядерных спинов в кремниевом вычислительном кластере, содержащем в качестве ансамблевых кубит цепочки магнитного изотопа кремния ²⁹Si (кластеры ядерных спинов) при СТВ ядер ²⁹Si с возбужденными триплетными состояниями на примесном центре. Рассмотрено влияние внешнего магнитного поля H_z , а также параметров, характеризующих тонкую структуру центра H_D , поле ядер h_N и темпа инжекции b на величину ядерной поляризации. Обнаружено, что наблюдаются скачки степени ядерной поляризации (фазовые переходы) при варьировании этими параметрами.

На рис. 2 приведена зависимость степени поляризации ядер ²⁹Si от параметров a_D при различных значениях b . С увеличением a_D наблюдается резкий рост (скачок) степени поляризации в области значений 0—10, который затем переходит в плавное уменьшение величины поляризации примерно в 2 раза. С ростом поля ядер h_N скачок поляризации наступает при меньших темпах инжекции и вместе с этим уменьшается амплитуда скачка. С ростом a_D от 5 до 9 при $H_z / H_D = -1$ скачок смещается от $b = 2,3$ до $b = 1,2$, а амплитуда скачка P_n падает от 0,4 до 0,2 (см. рис. 1).

На рис. 3 приведены зависимости величины ядерной поляризации от значений параметра b , определяющего темп инжекции. С увеличением значения b происходит рост степени поляризации, сопровождающийся скачком. Величина поляризации ядер в отличие от предыдущего случая при этом после скачка не убывает, а наоборот, возрастает. С изменением внешнего магнитного поля H_z / H_D в области от +0,5 до -1,5 при постоянном значении $a_D = 5$ наблюдается смещение скачка в

сторону больших значений параметра b , а именно, от 1 до 2,5. Амплитуда скачка при этом растет от 0,1 до 0,5 (см. рис. 3, а). Влияние параметра a_D при этом состоит в уменьшении амплитуды скачка: при $H_z/H_D = -1$ рост a_D в области от 5 до 9 приводит к уменьшению поляризации от 0,4 до 0,2, как видно из рис. 3, б.

На рис. 4 приведены зависимости степени поляризации ядер от величины приведенного поля H_z/H_D . Установлено, что при увеличении H_z/H_D в области от -2 до $+2$ наблюдается сначала слабое падение поляризации, потом резкий скачок и снова слабое падение. С ростом a_D (от 1 до 5) скачок начинается раньше ($H_z/H_D = 0,3 \div 2,3$), причем на максимальную амплитуду скачка это не влияет ($P_n = 0,67$). С ростом b (от 1 до 4) скачок начинается раньше ($H_z/H_D = 0,1 \div -2,4$) и растет амплитуда ($P_n = 0,17-0,67$).

Установлено, что при постоянном значении параметра a_D изменение H_z/H_D в области от -3 до $+3$ приводит к немонотонному изменению поляризации ядер: сначала наблюдается слабое падение поляризации, потом резкий скачок и затем опять монотонное падение. Рост величины a_D в области от 1 до 5 приводит к тому, что скачок поляризации сдвигается в область отрицательных значений параметра H_z/H_D : от $+0,3$ до $-2,3$, как видно из рис. 3, а. Максимальная амплитуда скачка при этом не меняется ($P_n = 0,67$). Рост величины параметра b в диапазоне от 1 до 4 при постоянном a_D приводит к тому, что скачок поляризации сдвигается в область отрицательных значений отношения H_z/H_D , а именно, от $0,1$ до $-2,4$, как видно из рис. 4, б. При этом наблюдается также рост амплитуды скачка поляризации от 0,17 до 0,67.

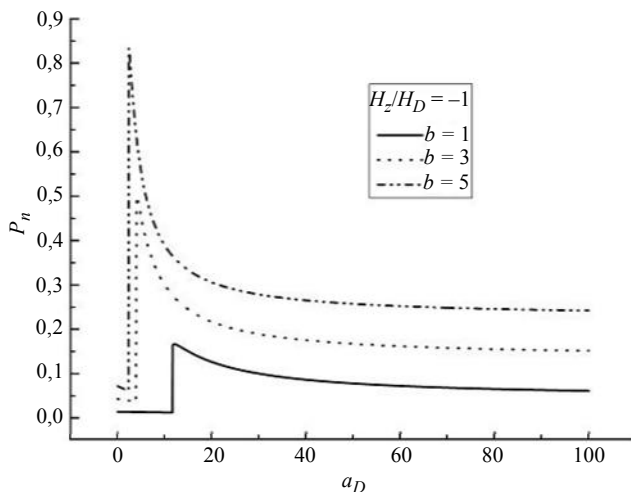


Рис. 2. Степень поляризации ядер ^{29}Si в зависимости от параметра, характеризующего тонкую структуру триплетного центра (с учетом поля ядер) a_D и параметра b , зависящего от темпа инжекции

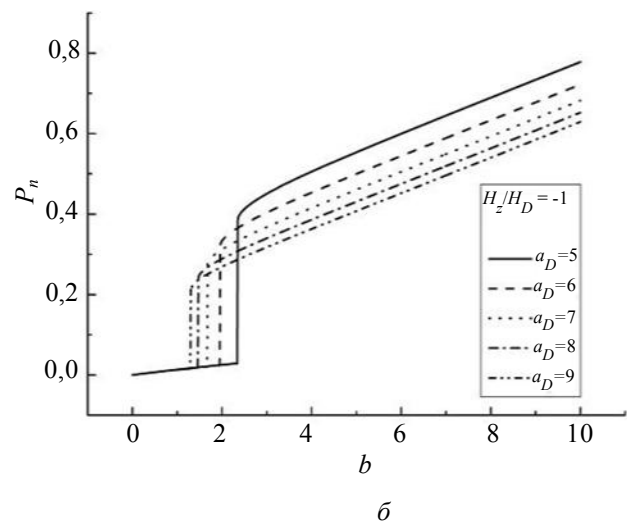
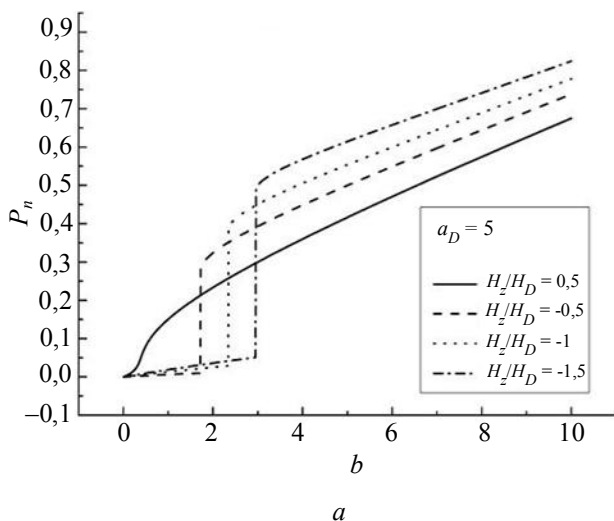


Рис. 3. Степень поляризации ядер ^{29}Si в зависимости от параметра b , зависящего от темпа инжекции: а — варьируется H_z/H_D ; б — варьируется a_D

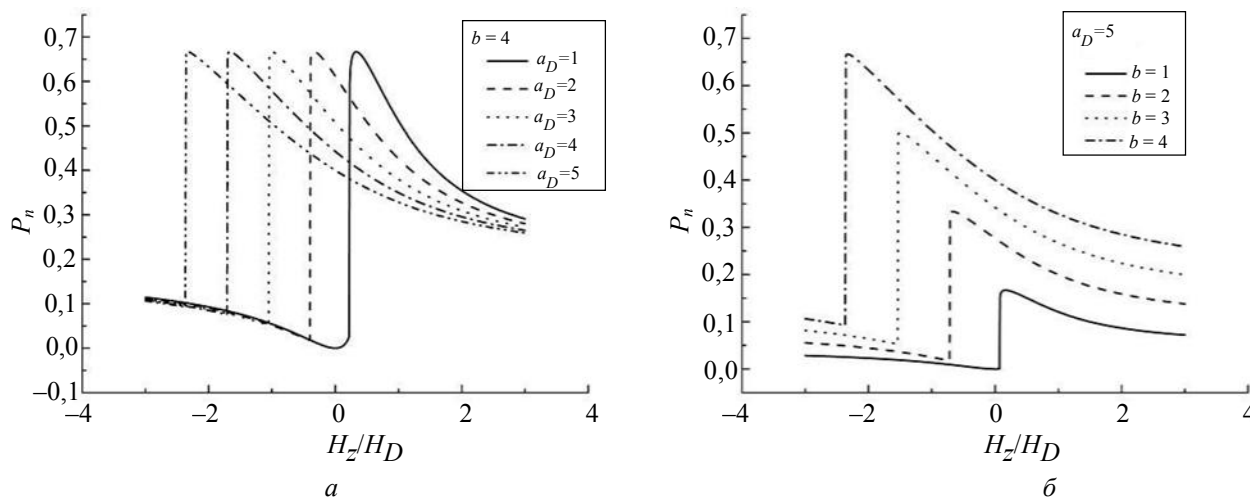


Рис. 4. Степень поляризации ядер ²⁹Si в зависимости от параметров H_z/H_D :
 а — варьируется a_D ; б — варьируется b

На рис. 5 приведены зависимости величины ядерной поляризации от величины параметра a_E , который определяет тонкую структуру триплетного центра. При увеличении a_E в области от 0 до 100 имеет место плавное уменьшение поляризации ядер, затем резкий скачок до насыщения величины поляризации.

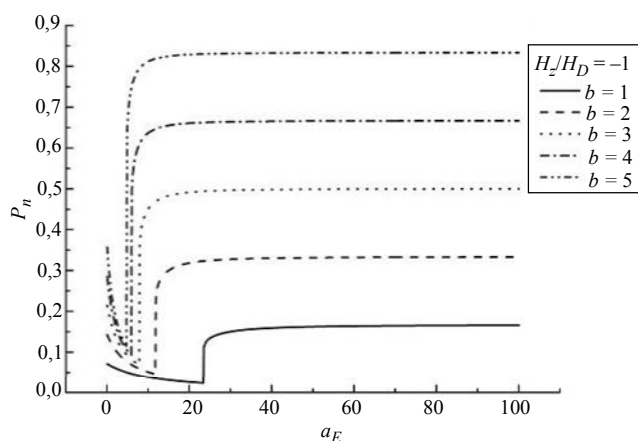


Рис. 5. Степень поляризации ядер ²⁹Si в зависимости от параметра a_D

При увеличении a_E в диапазоне от -50 до 100 кривая поляризации идет ровно, затем в определенном месте, зависящем от параметров, происходит плавный спад, а потом резкий подъем до того же уровня, что был до спада. С ростом b от 1 до 5 при $H_z/H_E = -1$ наблюдается увеличение амплитуды поляризации (от 0,17 при $b = 1$ до 0,84 при $b = 5$) и смещение скачка поляризации в область меньших значений a_E . При $b = 1$ скачок происходит при $a_E = 24$, при $b = 5$ уже при $a_E = 7$.

Исследование влияния отношения H_z/H_E на поляризацию показало, что его изменение приводит к сдвигу скачка поляризации. При $b = 3$ изме-

нение H_z/H_E с величины +0,25 до -10 сдвигает положение скачка поляризации от $a_E \sim 0$ ($P_{nz} = 0,02$) до $a_E = 31$ ($P_{nz} = 0,27$).

Из полученных результатов исследования влияния параметров a_D, H_z, H_D, h_N, b на поляризацию ядер следует, что при их варьировании в определенных диапазонах возникают скачки степени ядерной поляризации. Так, с ростом a_D скачок наблюдается в области 0—10, который уширяется с уменьшением параметра b . С ростом b скачок возникает на фоне роста поляризации. Изменение приведенного поля H_z/H_D меняет уширение скачка, а варьирование параметрами a_D и b сдвигает положение скачка по оси H_z/H_D . При увеличении параметра a_E в области от 20 до 100 наблюдается плавное уменьшение поляризации ядер, затем резкий скачок до насыщения величины поляризации.

Для достижения максимальной поляризации ядер поле ядер на электроны должно быть больше (по крайней мере, в 10 раз) поля, характеризующего тонкую структуру центра. Внешнее магнитное поле должно быть направлено в противоположную сторону полю ядер и полю тонкой структуры центра. Магнитное поле желательно сделать в полтора раза больше поля тонкой структуры центра.

Заключение

В результате численного моделирования степени инжекционной поляризации ядерных спинов изотопа кремния ²⁹Si в кремниевом вычислительном кластере установлено, что этот процесс определяется главным образом сверхтонким взаимодействием спинов ядер этого изотопа с возбужденным триплетным центром, расположенным

около цепочки ^{29}Si . Имеется возможность возникновения самоподдерживающейся поляризации спинов ядер, инициированной внешним магнитным полем. При варьировании внешним магнитным полем происходит скачкообразное изменение количества спин-поляризованных ядер до 600 раз. Аналогичный скачок величиной до 40 раз возникает также с ростом темпа инжекции носителей заряда.

Максимального значения поляризации $P_n = 0,83$ можно добиться при $b = 5$, $H_z / H_D = 1,5$, $a_D = 9$, т. е. при варьировании h_N от 50 до 200 Э. H_D должно составлять от 3,5 до 14,5 Э, а H_z может варьироваться от 5,25 до 21,75 Э.

Рассмотренный эффект и полученные результаты могут быть использованы для создания памяти на ядерных спинах, управляемой электрическими потенциалами, а также при организации квантовых вычислений.

Л и т е р а т у р а

1. Оптическая ориентация /Под ред. Ф. Майера, Б. П. Захарчени. — Л.: Наука, 1989.
2. Kikkawa J. M., Awschalom D. D. // Science. 2000. V. 287. P. 473.
3. Brandt M. S., Ready S. E., Boyce J. B. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. P. 188.

4. Захарчени Б. П., Коренев В. Л. // УФН. 2005. Т. 175. С. 629.
5. Баграев Н. Т., Власенко Л. С. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 1. С. 120.
6. Баграев Н. Т., Власенко Л. С. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 2186.
7. Власенко Л. С. // Известия АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 3. С. 469.
8. Watkins G. D. // Phys. Rev. 1967. V. 155. P. 802.
9. Brower K. L. // Ibid. 1971. V. B4. P. 1968.
10. Goldman J. R., Ladd T. D. et al. // Appl. Phys. 2000. V. 71-A. P. 11.
11. Подрябинкин Д. А., Данилюк А. Л. // Инженерный Вестник. 2006. Т. 1(21)/3. С. 301.
12. Podryabinkin D. A., Danilyuk A. L. // Physics, Chemistry and Application of Nanostructures/ Ed. by V. E. Borisenko, S. V. Gaponenko, V. S. Gurin / Minsk, Belarus, 24—27 May 2005. Singapore: Word Scientific Publishing. 2005. P. 323.
13. Shlimak I., Safarov V. I., Vagner I. D. // J. Phys. 2001. V. 13-B. P. 6059.
14. Подрябинкин Д. А., Данилюк А. Л. // Известия Белорусской Инженерной Академии. 2004. Т. 2(18)/2. С. 61.
15. Подрябинкин Д. А., Данилюк А. Л. // Там же. 2005. Т. 1(19)/5. С. 115.
16. Подрябинкин Д. А., Данилюк А. Л., Борисенко В. Е. // Прикладная физика. 2008. № 4. С. 20.
17. Мак-Глинн С., Адзуми Т., Киносита М. Молекулярная спектроскопия триплетного состояния. — М.: Мир, 1972.
18. Kottis P., Lefebvre R. // J. Chem. Phys. 1964. V. 41. P. 379.
19. Данилюк А. Л., Борисенко В. Е. // Журнал прикладной спектроскопии. 2006. Т. 73. № 5. С. 647.
20. Абрагам А. Ядерный магнетизм. — М.: Иностранная лит-ра, 1963.

Injection polarization of the ^{29}Si nuclear spin in silicon nanostructures

D. A. Podryabinkin, A. L. Danilyuk, V. E. Borisenko

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, 6 P. Browka str., Minsk, 220013, Belarus

E-mail: arm@tut.by

We have derived the equations and calculated polarization of the nuclei in the chains of the silicon isotope ^{29}Si in a matrix of the ^{28}Si ones. The polarization is caused by the hyperfine interaction of nuclei with spins of excited triplet centers. The possibility of a self-sustaining nuclear spin polarization has been predicted. It was found that an abrupt change in the number of polarized nuclei occurs up to 600 times at varying an external magnetic field. A similar 40 times jump occurs with the increase of the charge carrier injection rate.

PACS: 31.15.ap, 76.70.Hb

Keywords: silicon nanostructures, polarization, isotope ^{29}Si , triplet's center.

Bibliography — 20 references.

Received September 27, 2010