

УДК 621.383.5

Декогеренция квантовых состояний ансамблевых кубит в кремниевом вычислительном кластере

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

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
г. Минск, Беларусь

Рассчитана скорость декогеренции ансамблевых кубит в виде цепочек изотопа ^{29}Si в кремниевом вычислительном кластере в зависимости от количества атомов n в них и степени когерентности M . Установлено, что скорость декогеренции выше скорости релаксации ядерной поляризации при наличии локального электронного центра, а ее величина снижается с ростом расстояния от кластера до центра. Показано, что скорость релаксации преобладает над скоростью декогеренции либо в отсутствие электронного центра, либо в случае $n=10$ и расстоянии до электронного центра 10 нм.

Введение

Цель данной работы — моделирование декогеренции квантовых состояний ансамблевых кубит в кремниевом вычислительном кластере, содержащем в качестве ансамблевых кубит цепочки магнитного изотопа кремния на краях венциальных граней поверхности.

Интерес к разработке способов вычислений на основе квантовых систем в настоящее время растет. Разработка квантовых алгоритмов, в частности Шора и Гровера [1, 2], обеспечила неоспоримое преимущество применения квантовых вычислений в электронных и оптических системах обработки информации.

При организации квантовых вычислений используются индивидуальное обращение к кубитам и ансамблевое.

Достоинство первого подхода — использование спина отдельного ядра или электрона, а недостаток — необходимость прецизионной сепарации резонансных частот отдельных спинов.

У ансамблевого варианта достоинство в том, что можно использовать современную имеющуюся аппаратуру для контроля и измерения состояния ансамблевых кубит. К недостаткам относятся проблема декогеренции квантовых состояний, скорость которой выше, чем при индивидуальном обращении к кубитам, а также увеличение шума сигнала ансамбля кубит с ростом их числа.

В данной работе рассмотрена кремниевая наноструктура, содержащая цепочки магнитного изотопа ^{29}Si в качестве ансамблевых кубит. Данная структура является модификацией вычислительной структуры, предложенной в работе [3], в которой подложка из кремния ^{28}Si не содержит магнитных изотопов, электрических затворов и

примесей. В качестве кубит используются ядра ^{29}Si со спином $1/2$, которые расположены в относительно изолированных атомных цепочках на поверхности. Технология получения таких цепочек магнитных изотопов кремния на его поверхности представлена в работе [4]. Она предполагает ширину ступенек порядка 15 нм, что обуславливает необходимость разделения резонансных частот кубит в пределах каждой цепочки. Ядра в каждой цепочке изолируются одно от другого значительным градиентом магнитного поля, созданного пленкой диспрозия. Каждое ядро имеет $\sim 10^5$ копий в плоскости, ортогональной к оси цепочки. Запись и считывание информации на ядрах производится с помощью магниторезонансной силовой микроскопии.

Недостаток структуры, предложенной в [3], состоит в том, что для разделения кубит по резонансной частоте необходим градиент магнитного поля, равный порядка 1—2 Тл/мкм, так как кубиты находятся на расстоянии постоянной решетки. Условлена также организация квантовых вычислений, так как разделение частот производится для соседних ядер в решетке, а потом для увеличения чувствительности используются копии ядер во всех цепочках, имеющих данную резонансную частоту. В этом случае возникает необходимость синхронизации, технически достичь которую крайне сложно. Предполагается также использование наноразмерных оптических волноводов для поляризации ядерных спинов, что существенно увеличивает трудоемкость и стоимость изготовления структуры. К тому же магнитные поля приводят к существенной деградации кремниевых метастабильных структур [5], и поэтому возникает

необходимость существенно уменьшить градиент магнитного поля.

Возможность организации квантовых вычислений в значительной степени зависит от скорости декогеренции квантовых состояний, которая в данном случае обусловлена количеством ядер в кубите и временем поперечной релаксации ядерной поляризации. В связи с этим в данной работе проведено моделирование скорости декогеренции квантовых состояний ансамблевых кубит в предложенной вычислительной структуре.

Модель

В целях создания квантовой вычислительной системы, использующей ансамблевый вариант организации вычислений, а также для уменьшения величины магнитного поля и его градиента предложена модификация описанной выше цепочной структуры. Суть ее заключается в том, что цепочки ядерных спинов на ступеньках поверхности кремния используются в качестве ансамблевых кубит, разделение резонансных частот спинов магнитного изотопа ²⁹Si производится между соседними цепочками (рис. 1) [6, 7]. Поляризация ядерных спинов в цепочках осуществляется путем инжекционного возбуждения неравновесных электронов в магнитном поле (без использования оптических волноводов), которые эффективно осуществляют поляризацию ядер ²⁹Si посредством триплетных центров, находящихся в неравновесном спиновом состоянии.

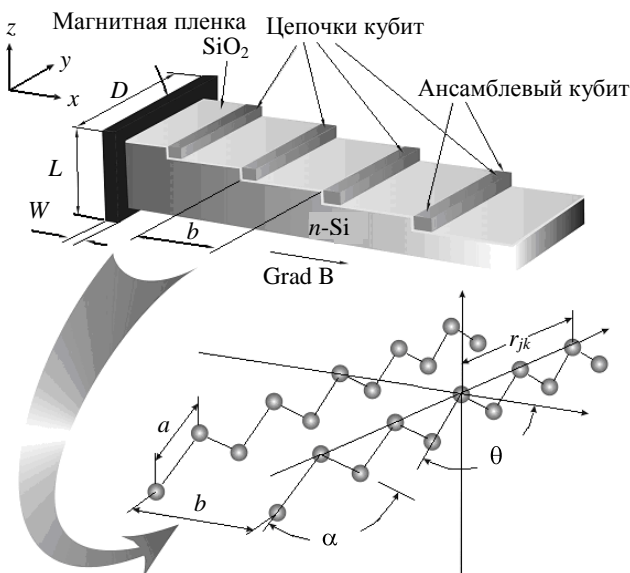


Рис. 1. Структура кремниевого вычислительного кластера

При организации квантовых вычислений требуется разделить резонансные частоты кубит и обеспечить их измеримость, его можно достичь разными способами. Одним из эффективных спо-

собов является использование градиента магнитного поля [8]. С его помощью осуществляется разделение резонансных частот соседних кубит на величину, превышающую частоту их диполь-дипольной связи [6—8].

Рассмотрим систему ансамблей ядерных спинов. С помощью последовательности радиочастотных импульсов (методом ЯМР) или путем оптической накачки повышается взаимосвязь между спинами в отдельных ансамблях ядерных спинов (кластерах). Сами ансамбли при этом оказываются слабо связанными. Описание эволюции системы спинов в этом случае достаточно для рассмотрения только динамики в одном таком кластере с определенным количеством спинов. Предполагается, что система ядерных спинов в таком кластере находится в состоянии с квантовой когерентностью, характеризуемой матрицей плотности $\rho(0)$.

После того как ядра в кластере установились в некотором коррелированном состоянии, происходит релаксация спиновой поляризации ядер в течение времени T_2 под воздействием диполь-дипольных ядерных взаимодействий. Время релаксации диполь-дипольного взаимодействия между спинами ядер описывается гамильтонианом [9]

$$H_{dd} = \sum_{j < k} d_{jk} [3I_z^j I_z^k - (I^j I^k)], \quad (1)$$

где $d_{jk} = \frac{1}{2} h^2 \gamma^2 (1 - 3 \cos^2[\theta_{jk}]) / r_{jk}^3$, r_{jk} , θ_{jk} — соответственно, абсолютное значение и угол между направлением оси z и вектором, соединяющим спины j и k; I — операторы для j-го и k-го спинов; γ — гиромагнитное отношение ядра; I_z^j — z-компонента оператора j-го спина.

Для рассмотрения эволюции диполь-дипольных взаимодействий система спинов подвергается последовательности радиочастотных импульсов [10] или оптической накачке, которая приводит систему к состоянию с высокой степенью ядерной поляризации (соответственно, с высокой степенью квантовой когерентности M).

Дальнейшая эволюция системы спинов описывается соответствующим уравнением для матрицы плотности [9]:

$$\rho(t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H_{dd} t\right) \rho(0) \exp\left(\frac{i}{\hbar} H_{dd} t\right).$$

Результирующая поляризация может быть обнаружена путем измерения свободной индукции, которая пропорциональна величине

$$S(t) \propto \text{Tr}[\rho(t)\rho(0)].$$

Для расчета скорости декогеренции квантовых состояний кластера учитывается только первый член в гамильтониане (1), который соответствует сдвигу фаз при диполь-дипольном взаимодействии. При этом пренебрегаем обменом энергии между спинами, который описывается flip-flop составляющими $(I_x^j I_x^k + I_y^j I_y^k)$. Усеченный Гамильтониан при этом имеет вид [11]

$$H_{dd} = 2 \sum_{j < k} d_{jk} I_z^j I_z^k.$$

Для определения сигнала ЯМР-кластера производится суммирование вкладов сигналов, зависящих от различных степеней когерентности квантовых состояний M (разнице магнитных моментов двух различных состояний кластера). После суммирования получаем выражение для нормализованного сигнала от кластера (кубита), состоящего из определенного количества атомов. Функция изменения сигнала во времени в зависимости от степени когерентности (во втором порядке по времени) есть [9]:

$$S_M(t) = p \exp(-\alpha M^2 t^2) + (1-p) \exp(-\alpha n t^2 / 2), \quad (2)$$

$$\text{где } p = \frac{1}{n} \sum_j d_{jk}^2 / \sum_j d_{jk}^2, \quad (3)$$

($0 < p < 1$) — геометрический параметр, характеризующий степень упорядоченности взаимного расположения ядерных магнитных диполей;

n — число ядер в цепочке;

M — степень когерентности квантовых состояний для ансамбля спинов (кластера) или количество ядер в кластере, чьи состояния когерентны;

$$\alpha = (1/9)M_2; \\ M_2 = (9/4h^2) \sum_j d_{jk}^2 \quad (4)$$

второй момент для ансамбля идентичных взаимодействующих спинов [11].

С учетом (2) выражение для общего сигнала ЯМР имеет вид [10]

$$S(t) = \left(p / \sqrt{n\alpha t^2 - 1} \right) + (1-p) \exp(-\alpha n t^2 / 2).$$

Величина скорости декогеренции $V_{dec} = 1/T_{dec}$ (1/мс) определяется как инверсия времени затухания сигнала $S(t)$ в e -раз ($1/e$) в зависимости от степени когерентности M .

Для каждой зависимости сигнала затухания, взятой при определенном M , выбирается значение времени, при котором амплитуда сигнала меньше первоначальной амплитуды в e -раз.

Совокупность этих значений времени для различных M и есть время декогеренции T_{dec} в зависимости от степени когерентности M .

Пределом времени декогеренции кластера является время релаксации ядерной поляризации T_2 . Для спина 1/2 время поперечной релаксации ядерной поляризации обуславливается только спин-спиновым ядерным (дипольным) взаимодействием. Его значение в кристалле может быть оценено методом моментов [12]. Оно находится как квадратный корень второго момента для большого ансамбля идентичных взаимодействующих спинов и дается в виде [8]

$$T_2 \approx \frac{2h}{A_{nd}\gamma}, \quad (5)$$

$$\text{где } \gamma^2 = \frac{9}{16} \sum_k (1 - 3\cos^2 \theta_{jk})^2 \frac{a^6}{r_{jk}^6}.$$

Сумма по k — это сумма от выбранного ядра до остальных ядер;

r_{jk} — вектор между ядром со спином I_j и другим ядром со спином I_k ;

θ_{jk} — угол между r_{jk} и направлением приложенного магнитного поля;

a — расстояние между двумя соседними ядрами в цепочке;

$A_{nd} = -\mu_0 g_I^2 \mu_N^2 / 4\pi a^3$ — константа диполь-дипольного межядерного взаимодействия, μ_0 — магнитная постоянная, μ_N — магнетон Бора, g_I — g -фактор ядра.

Рассмотрим систему в виде цепочки ядерных спинов и взаимодействующим с ней электроном на некотором расстоянии на парамагнитном центре.

После того как система установилась в некотором высококоррелированном состоянии, она релаксирует в течение времени T_2 под воздействием диполь-дипольных межядерных взаимодействий и сверхтонких взаимодействий (дипольных и контактных) с электроном на локальном центре.

Гамильтониан контактного взаимодействия электрона и ядра [13] будет

$$H_c = A I_z S_z + (S_+ I_- + S_- I_+), \quad (6)$$

где I и S — соответственно, ядерный и электронный спин.

Рассмотрим первый член в гамильтониане (6), который соответствует сдвигу фаз при контактном взаимодействии, и пренебрежем обменом энергии

между спинами, которые описываются flip-flop составляющими ($S_+I_- + S_-I_+$).

Усеченный Гамильтониан [13] имеет вид:

$$H_c = \sum_n A_n I_{zn} S_z.$$

После суммирования получаем выражение для нормализованного сигнала от кластера, состоящего из определенного числа ядер и электрона. Для функции изменения сигнала во времени в зависимости от степени когерентности (во втором порядке по времени) (2) величина (4) считается так:

$$M_2 = n(9/4h^2) \sum_k A_{isk}^2, \quad (7)$$

где A_{is} — константа взаимодействия между электроном на локальном центре и ядром атома в цепочке [13]:

$$A_{is} = \frac{8}{3} g_I g_S \mu_0 \mu_N \eta \frac{1}{r_b^3} e^{-\frac{2 \cdot r_{is}}{r_b}},$$

где η — степень локализации волновой функции в месте расположения ядра (для кремния $\eta = 186$);

r_b — радиус Бора для данной примеси;

r_{is} — расстояние от ядра атома до нейтрального атома-донора с электроном, захваченным на этот донорный атом.

В рассматриваемом случае помещаем электрон в середину цепочки на расстоянии c от ее оси. С учетом симметрии системы величина второго момента (7) будет иметь вид

$$M_2 = \frac{n}{2} (9/4h^2) \sum_k A_{isk}^2,$$

а величина d_{jk} для расчета значения p будет

$$d_{jk} = \frac{1}{2} A_{nd} (1 - 3 \cos^2[\theta_{jk}]) / r_{jk}^3.$$

Представленная модель была использована для численной оценки скорости декогеренции в кластерах магнитных изотопов кремния.

Результаты расчетов

Численное моделирование проводили для кластера с количеством атомов в цепочке n от 10 до 800 для цепочек магнитного изотопа кремния. Расчет проводился при следующих параметрах цепочек: $g_I = 1,111$; $\gamma = 8,65 \cdot 10^6 \text{ А} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}$; $a = 0,235 \text{ нм}$.

Были получены значения параметра p в зависимости от числа атомов в кластере n (рис. 2). Рас-

чет параметра p необходим для оценки степени упорядоченности взаимного расположения ядерных спинов: $p = 0$ (некоррелируемая динамика), $p = 0,26$ (спины частично взаимодействуют между собой), $p = 1$ (100%-ная поляризация). Параметр p не зависит от расстояния до локального центра.

Параметр M_2 необходим для оценки формул (3) и (5). В нашем случае расположение атомов в цепочке строго определено. При использовании кластера спинов влияние соседних атомов много больше по сравнению с атомами, расположенными в цепочке. По этой причине (геометрические параметры) p уменьшается с ростом числа атомов в цепочке на определенном промежутке (см. рис. 2), и потом не изменяется, а M_2 уменьшается (рис. 3). В отличие от сферической конфигурации в расположении атомов [6], где величина p постоянна, величина M_2 незначительно изменяется в зависимости от числа атомов в кластере. Из рис. 3 видно, что начальное значение M_2 в отсутствие локального центра гораздо меньше, чем при наличии его на некотором расстоянии и от цепочки (это обусловлено разными константами сверхтонкого взаимодействия).

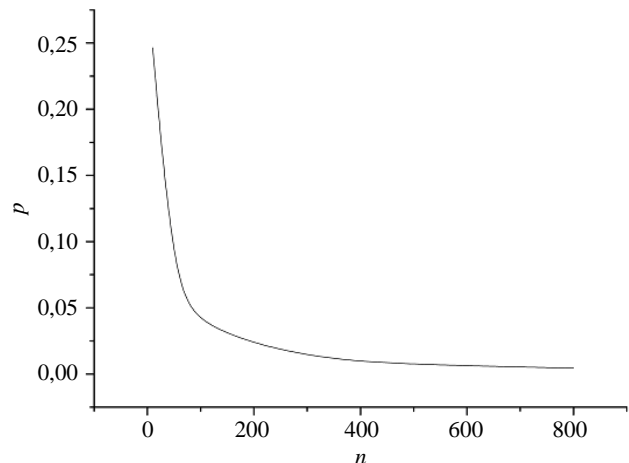


Рис. 2. Зависимость параметра p от числа атомов в кластере n

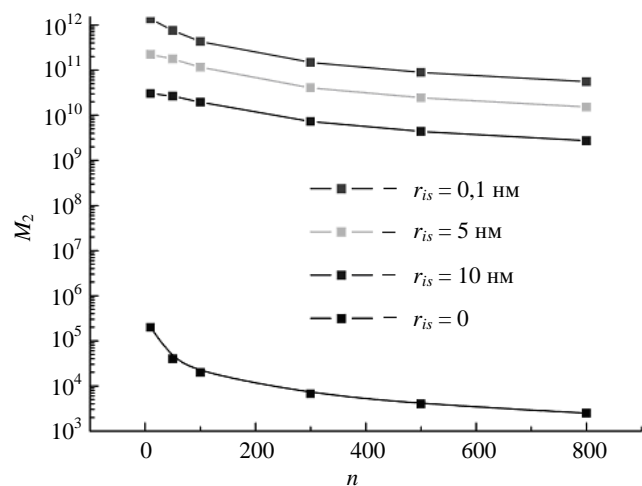
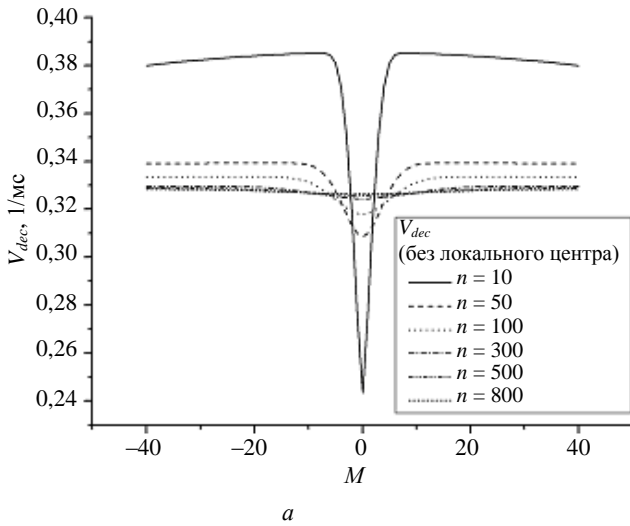


Рис. 3. Второй момент M_2 в зависимости от числа атомов в кластере n и расстояния до электрона на локальном центре r_{is}

Были проведены расчеты скорости релаксации V_R и скорости декогеренции V_{dec} . Скорость релаксации для рассматриваемой конфигурации цепочки $V_R = 1/T_2 = 0,919 \text{ мс}^{-1}$.



На рис. 4, a — z показаны кривые скорости декогеренции в зависимости от степени когерентности M для различных размеров цепочек и расстояния до локального центра.

Рентности, близкой к нулю, скорость декогеренции существенно уменьшается. С ростом степени

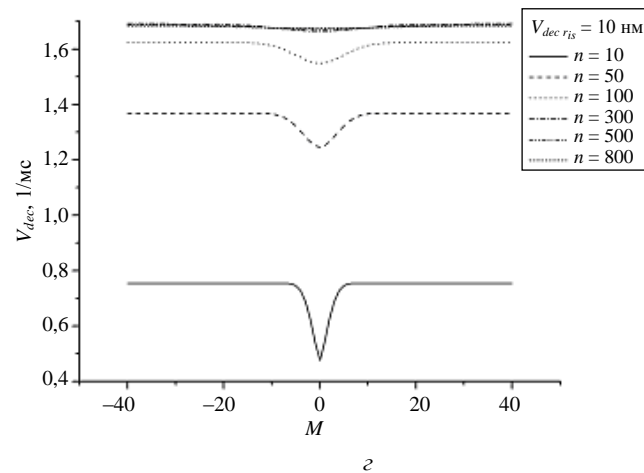
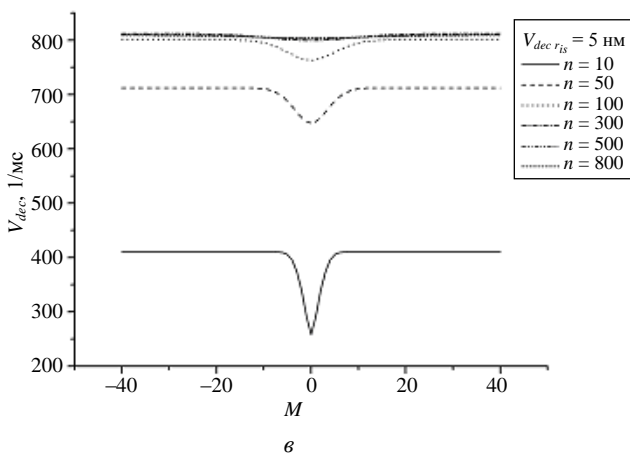
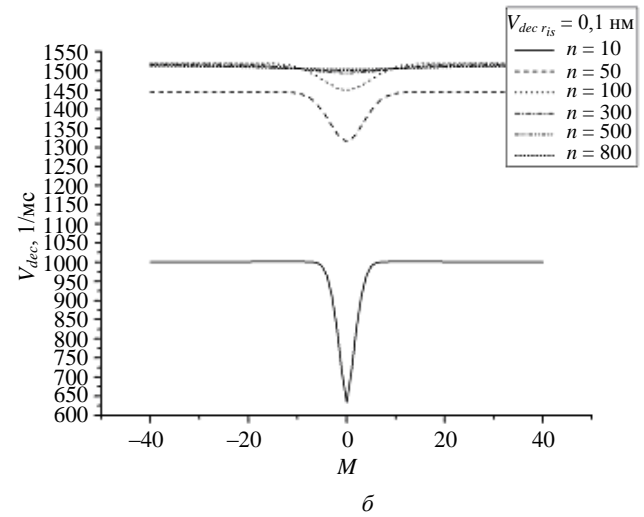


Рис. 4. Скорость декогеренции кластера в зависимости от степени когерентности M : a — без электрона; b — при расстоянии до электрона на локальном центре 0,1 нм; v — 5 нм; z — 10 нм

От степени когерентности зависит возможность измерения состояний кластера. Чем выше степень когерентности, тем выше будет уровень измеряемого сигнала. В области $M \sim 0$ скорость декогеренции V_{dec} минимальна, а затем при определенных значениях M происходит насыщение V_{dec} . Поэтому возникает необходимость выбора между количеством атомов в цепочке и величиной параметра M в целях улучшения измеримости сигнала и получения необходимой (определенной) величины скорости декогеренции. При отсутствии локального электронного центра скорость декогеренции много меньше (в 150—900 раз) по сравнению с кластерами, состоящими из атомов водорода, так как магнитный момент ядер ^{29}Si в пять раз меньше

магнитного момента ^1H , а также по причине выбранной конфигурации расположения атомов.

В результате проведенных расчетов установлено, что с ростом числа атомов кремния в кластере скорость декогеренции растет. При степени когерентности M скорость декогеренции увеличивается и достигает насыщения.

В отсутствие локализованных электронов (см. рис. 4, a) скорость декогеренции в области насыщения падает с ростом числа атомов, а в области $M = 0$ растет во всем диапазоне n . При этом скорость релаксации всегда выше скорости декогеренции при всех значениях n и M . Величина скорости декогеренции в отсутствие электронного центра возрастает от 0,24 до 0,32 мс^{-1} при росте

числа атомов от 10 до 800 и степени когерентности от 1 до 40.

При наличии электронного центра скорость декогеренции с ростом числа атомов растет как в области насыщения, так и в области $M \sim 0$ при $10 \leq n < 200$. В диапазоне $200 \leq n \leq 800$ скорость декогеренции в области насыщения падает с ростом числа атомов, а в области $M \sim 0$ растет (см. рис. 4, б).

Величина скорости декогеренции в отсутствие электронного центра возрастает от 0,24 до 0,32 мс^{-1} при росте числа атомов от 10 до 800 и степени когерентности от 1 до 40.

С уменьшением расстояния от кластера до электронного центра r_{is} скорость декогеренции резко возрастает. При $r_{is} = 0,1$ нм ее величина составляет 625—1525 мс^{-1} , при $r_{is} = 0,5$ нм — 250—820 мс^{-1} , при $r_{is} = 10$ нм — 0,45—1,7 мс^{-1} . Итак, скорость декогеренции V_{dec} больше скорости релаксации V_R при любых значениях n и M и меньше только при $n = 10$.

Таким образом, при определенном увеличении расстояния от кластера до локального центра скорость релаксации преобладает над скоростью декогеренции при фиксированном значении числа атомов в кластере.

Во всех случаях разность между скоростью декогеренции в области насыщения и в области $M \sim 0$ уменьшается. Так, при $n = 10$ в отсутствие локального центра эта разность ΔV_d составляет 0,14 мс^{-1} , при $n = 500$ падает до 0,012 мс^{-1} . При расстоянии до электрона 0,1 нм, при $n = 10$ $\Delta V_d = 375 \text{мс}^{-1}$, а при $n = 50$ $\Delta V_d = 125 \text{мс}^{-1}$.

Заключение

В результате численного моделирования скорости декогеренции в кластерах магнитных изотопов кремния показано, что с ростом числа атомов в кластере скорость декогеренции квантовых состояний растет. С ростом степени когерентности M скорость декогеренции увеличивается и достигает насыщения. При степени когерентности, близкой к нулю, скорость декогеренции существенно уменьшается. С уменьшением расстояния от электронного центра до кластера скорость декогеренции существенно увеличивается.

В отсутствие локализованных электронов скорость декогеренции в области насыщения падает с ростом числа атомов, а в области $M = 0$ растет во всем диапазоне n . При этом скорость релаксации всегда выше скорости декогеренции при всех значениях n и M .

Установлено, что скорость декогеренции выше скорости релаксации при наличии локального центра, и она снижается с ростом расстояния от кластера до центра. И только в отсутствие электрона или при $n=10$ и расстоянии до электронного центра 10 нм скорость релаксации преобладает над скоростью декогеренции.

Таким образом, для вычислительных систем, основанных на цепочках ансамблевых кубит, разделенных с помощью градиента магнитного поля, следует учитывать, что при расчетах времени переключения кубитов из одного состояния в другое надо брать за верхнюю границу времени переключения время релаксации или декогеренции в зависимости от конфигурации цепочки и расстояния до локального центра. Для получения определенных значений времени переключения кластера (или времени измерения состояний кубит) необходимо ограничивать число атомов в кластере до определенного числа, которое надо выбирать согласно требованиям, предъявляемым к возможностям современного оборудования регистрировать сигнал и с учетом наличия или отсутствия локальных центров.

Литература

1. Физика квантовой информации// Под ред. Д. Боумейстера, А. Экерта, А. Цайлингера. — М.: Постмаркет, 2002.
2. Borisenko V. E., Ossicini S. What is What in the Nanoworld. — Wiley-VCH, Weinheim, 2004.
3. Goldman J. R., Ladd T. D., et al.// Appl. Phys. 2000. V. 71-A. P. 11.
4. Shlimak I., Safarov V. I., Vagner I. D.// J. Phys. 2001. V. 13-B. P. 6059.
5. Данилюк А. Л., Нарейко А. И.// Поверхность. 1996. № 9. С. 27.
6. Podryabinkin D. A., Danilyuk A. L. In: Physics, Chemistry and Application of Nanostructures/ Ed. by V. E. Borisenko, S. V. Gaponenko, V. S. Gurin. — Word Scientific Publishing, 2005. P. 323.
7. Подрябинкин Д. А., Данилюк А. Л., Борисенко В. Е.// Докл. БГУИР. 2006. № 5. С. 76.
8. Ladd T. D., Goldman J. R., et al.// Appl. Phys. 2000. V. A-71. P. 27.
9. Fedorov A., Fedichkin L.// J. Phys.: Condens. Matter. 2006. V. 18. P. 3217.
10. Baum J., Munowitz M., Garroway A. N., Pines A.// J. Chem. Phys. 1985. V. 83. P. 2015.
11. Abragam A. The Principles of Nuclear Magnetism: Clarendon Press, 1983.
12. Slichter C. S. Principles of Magnetic Resonance: 3rd edn. — Springer, 1996.
13. Баграев Н. Т., Власенко Л. С.// ФТТ. 1979. Т. 21. № 1. С. 120.

Статья поступила в редакцию 25 октября 2007 г.

Quantum state decoherence of an ensemble qubit in a silicon computing cluster

D. A. Podryabinkin, A. L. Danilyuk, V. E. Borisenko
Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics,
Minsk, Belarus

Decoherence rate of an ensemble qubit in the form of isotope ^{29}Si chains in a silicon computing cluster depending on an amount of atoms n in the chain and a degree of coherence M has been calculated. It has been found that the decoherence rate above the relaxation rate of nuclear polarization in the presence of local electronic centre decreases with an increase of the distance from the cluster to the centre. It is shown, that the relaxation rate dominates over the decoherence rate or in lack of electronic centre, or in a case when $n=10$ and the distance to electronic centre is 10 nm.

УДК 628.953.2+537.533

Поведение кварцевых волоконных световодов под действием наносекундного пучка ускоренных электронов

М. Д. Тарасов, О. Н. Петрушин, Ю. А. Савельев, М. Ю. Тараканов, Ю. С. Шигаев
Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, г. Саров Нижегородской обл., Россия

Пучок электронов с энергией до 400 кэВ, длительностью импульсов на полувысоте 1,5 нс облучает сердцевину кварцевого ступенчатого и градиентного волоконных световодов. Проведено измерение коэффициента потерь света в видимой области спектра путем просвечивания волокна ксеноновой лампой-вспышкой. Показано, что под воздействием ускоренных электронов волокно интенсивно люминесцирует. Доза в 0,01 Гр на длине световода 10 м возбуждает радиолюминесценцию волокна, что приводит регистратор к насыщению и потере полезной информации.

Введение

Кварцевые многомодовые волоконные световоды (ВС) успешно используются для передачи до фотоприемника наносекундных оптических сигналов в видимом [1—3] и ультрафиолетовом [4] диапазонах длин волн. Обычный воздух и ВС можно использовать для регистрации поглощенных доз пучков ускоренных электронов и тормозного излучения [5]. Успешное построение такого метода дозиметрии должно сопровождаться данными как по потерям света в ВС в процессе облучения, так и по радиолюминесценции.

К настоящему времени радиационные дефекты в ВС на длинах волн 0,8—1,3 мкм изучены достаточно подробно [6, 7]. Показано, что ступенчатый

кварц-полимерный ВС на основе чистого SiO_2 более стоек к облучению, чем градиентный, в который для плавного изменения показателя преломления вводят специальные добавки [8]. Согласно данным работы [9] импульсное облучение промышленных градиентных ВС электронным пучком с энергией электронов 0,5 МэВ и дозой 0,36 Мрад при длительности импульса 3 нс приводит к потерям в $2 \cdot 10^4$ дБ/км на длине волны 820 нм, измеренным через 10 мкс после однократного облучения.

Методика исследования

В настоящей работе используются два наиболее распространенных типа многомодовых ВС [10]: