

УДК 004.3

И.Д. ВОЙТОВИЧ*, В.М. КОРСУНСКИЙ*

СПИНТРОНИКА И ЕЕ ВКЛАД В ЭЛЕМЕНТНУЮ БАЗУ ИНФОРМАТИКИ. Ч. 3

*Институт кибернетики имени В.М. Глушкова НАН Украины, Киев, Украина

Анотація. Розкрито внесок спінтроники в розробку квантових процесорів і нейрокомп'ютерів.

Ключові слова: квантові процесори на основі електронного спінового та ядерного магнітного резонансу, магніторезистивна порогова логіка, спіновий кубіт, спінтронний аналог нейрона.

Аннотация. Раскрыт вклад спинтроники в разработку квантовых процессоров и нейрокомпьютеров.

Ключевые слова: квантовые процессоры на основе электронного спинового и ядерного магнитного резонанса, магниторезистивная пороговая логика, спиновый кубит, спинтронный аналог нейрона.

Abstract. This paper considers contribution of spintronics to the development of quantum processors and neurocomputers.

Keywords: quantum processors based on electron spin and nuclear magnetic resonance, magneto-threshold logic, spin qubit, spintronic analog of a neuron.

Будущая информатика рождается сегодня

1. Введение

Статья состоит из трех частей. В предыдущих частях [1, 2] мы ознакомились с такими вкладами спинтроники в наноэлектронную элементную базу информатики, как магниторезистивные считывающие головки и магниторезистивная энергонезависимая «универсальная» память, с такими основными понятиями спинтроники, как спин-поляризованный электрический ток, магнитный спин-ток, явление спин-транспортного перемагничивания ферромагнетиков, а также с разными видами спинтронной логики. В части 3 мы расскажем о вкладе спинтроники в создание нейрокомпьютеров и квантовых процессоров.

2. Магниторезистивная пороговая логика – новая наноэлектронная элементная база для нейрокомпьютеров

Возможность целенаправленно изменять электрическое сопротивление магниторезистивных ячеек и пороговый характер спин-транспортного перемагничивания (СТП) сделали их перспективными и для построения на их основе устройств так называемой «пороговой» логики [3, 4]. В ней используются «пороговые» логические вентили (англ. Threshold Logic Unit, TLU), являющиеся упрощенным аналогом биологических нейронов (рис. 1а).

Их входные и выходные сигналы являются двоичными, но внутри происходит относительно сложная обработка сигналов. Каждому входному сигналу (x_i) ставится в соответствие его удельный вес w_i (действительное число), характеризующий степень его значимости. Сигналы, умноженные на их удельный вес, складываются, и результат сравнивается с установленным на основании предыдущего опыта порогом w_{Π} . Выходом вентиля является логическая «1», если $\sum x_i w_i \geq w_{\Pi}$, либо логический «0», если $\sum x_i w_i < w_{\Pi}$. Удельный вес того или иного входа могут задавать магниторезистивные ячейки, электро-

проводность которых зависит от направлений намагничённости фиксированного и свободного ферромагнитных элементов. При параллельной ориентации намагничённости электропроводность относительно высока, при антипараллельной – значительно меньше.

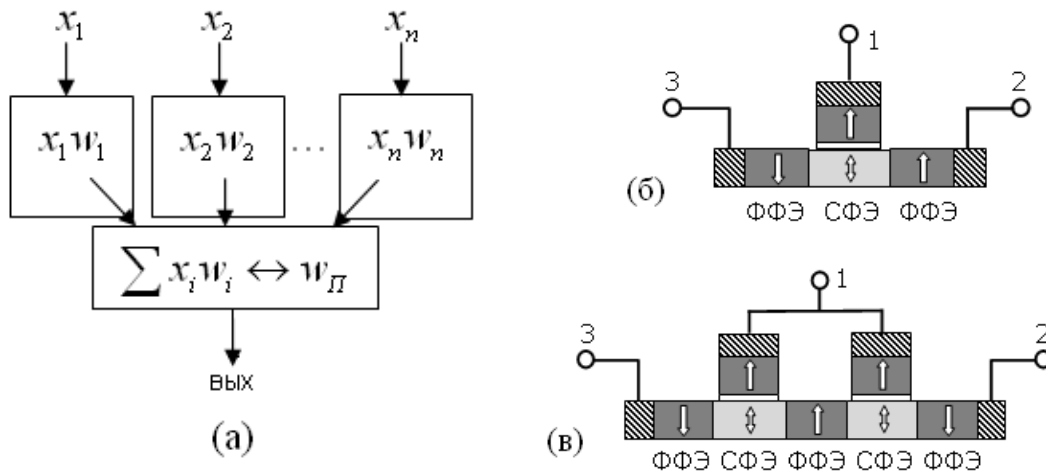


Рис. 1: а – функциональная схема порогового элемента («искусственного нейрона»); б и в – структура магниторезистивного элемента с двумя и четырьмя значениями электропроводности

На рис. 1б показана структура магниторезистивной ячейки, в которой нижний ферромагнитный слой состоит из двух фиксированных ферромагнитных элементов (ФФЭ) и одного свободного (СФЭ). Пропуская импульс электрического тока того или иного направления между электродами 2 и 3, можно перемагнитить СФЭ параллельно или антипараллельно к верхнему ФФЭ. Это состояние запоминается, и в дальнейшем электропроводность G между электродами 1 и 2 (или 1 и 3) остается заданной – высокой или низкой.

На рис. 1в показана структура магниторезистивной ячейки, в которой нижний ферромагнитный слой состоит из трех фиксированных ферромагнитных элементов (ФФЭ) и двух свободных (СФЭ). Пропуская импульс электрического тока того или иного направления между электродами 1, 2 и 3, каждый из СФЭ можно независимо перемагнитить параллельно или антипараллельно к намагничённости соответствующего верхнего ФФЭ. Состояния обоих СФЭ запоминаются, и в дальнейшем электропроводность G между электродом 1 и электродом 2 (или 3) остается заданной и может иметь уже одно из 4 значений. Увеличивая число фиксированных и свободных ферромагнитных элементов, можно построить магниторезистивные ячейки с 8, 16 и т.д. разными значениями электропроводности. Но для практики обычно достаточно 2-4 значений. Отметим, что размеры этих ферромагнитных элементов составляют примерно $20 \times 2 \times 60$ нм, и каждый из них представляет собой один единственный магнитный домен. Следовательно, размеры магниторезистивной ячейки на рис. 1в составляют около $100 \times 2 \times 60$ нм. Это наноразмерный элемент.

Одна из новейших функциональных схем магниторезистивного порогового вентиля на 3 входа показана на рис. 2 [5].

Входы здесь являются двухканальными и биполярными: каждый состоит из двух ветвей: «+» и «-». Когда на вход подается логическая «1», то на ветвь «+» приходит импульс напряжения положительной полярности и одновременно на ветвь «-» – импульс отрицательной полярности. Отсутствие импульсов означает логический «0». И ко входу «+», и ко входу «-» подключена своя магниторезистивная ячейка. В шине сложения (ШС) токи UG_{i+} и UG_{i-} , протекающие сквозь эти ячейки, вычитаются.

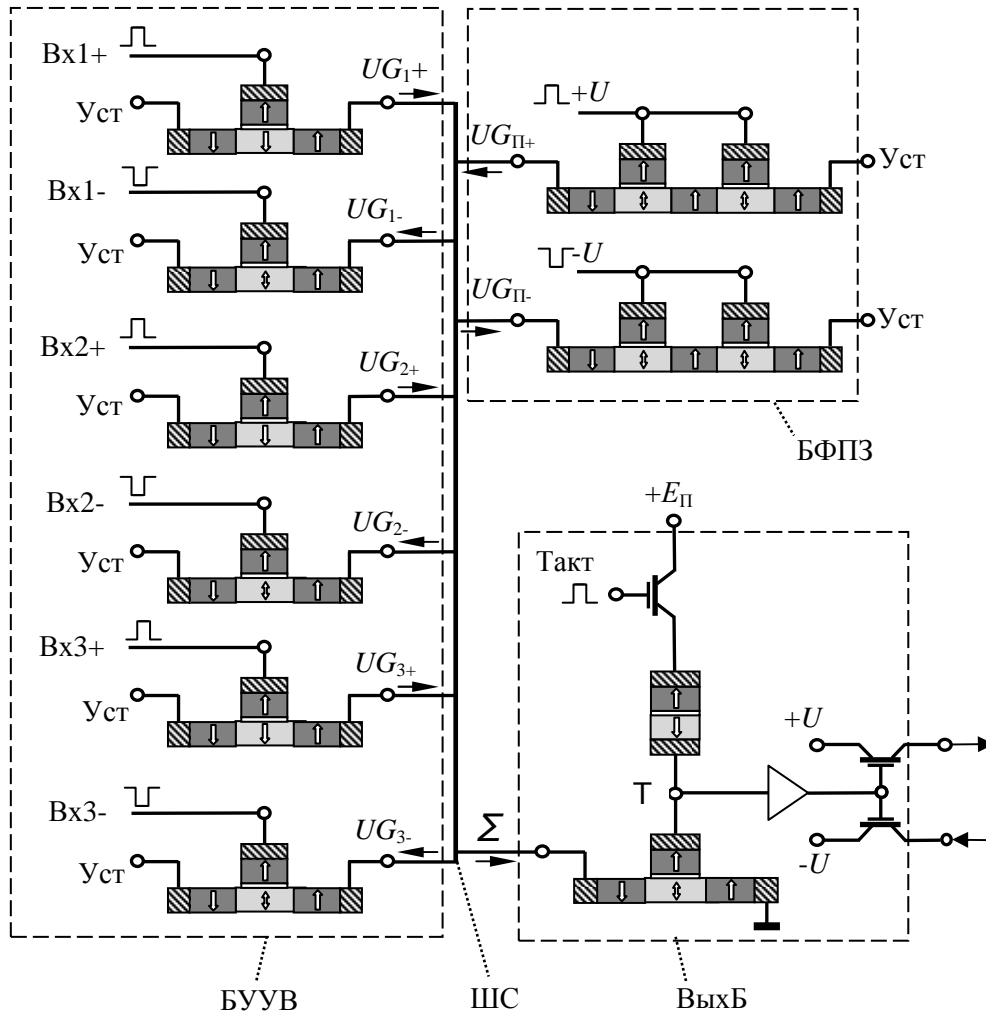


Рис. 2. Схема магниторезистивного порогового вентиля (искусственного нейрона) на 3 входа

Все вместе 6 магниторезистивных ячеек левого столбца составляют блок умножения входных сигналов на их удельные веса (БУУВ). К ШС подключены также выходы двух магниторезистивных ячеек правого столбца, составляющих вместе блок формирования порогового значения (БФПЗ). Из этих ячеек в шину сложения втекают токи $UG_{\Pi+}$ и $UG_{\Pi-}$, где $G_{\Pi+}$ и $G_{\Pi-}$ – электропроводности соответствующих магниторезистивных ячеек, каждая из которых может иметь одно из 4 значений. Эти значения, как и значения всех G_{i+} и G_{i-} ($i=1, 2, 3$), предварительно устанавливаются и при необходимости могут быть изменены через входы ввода уставок (Уст).

Из ШС в выходную магниторезистивную ячейку втекает суммарный (Σ) ток

$$\Sigma = U[x_1(G_{1+} - G_{1-}) + x_2(G_{2+} - G_{2-}) + x_3(G_{3+} - G_{3-}) + (G_{\Pi+} - G_{\Pi-})]. \quad (1)$$

Если этот ток превышает пороговое значение тока СТП свободного ферромагнитного элемента, то последний перемагничивается в другое состояние. Потенциал точки Т при этом существенно изменяется, и на выходе выходного блока (ВыхБ) формируется другой сигнал.

Как видно из формулы (1), описанная организация позволяет задавать и использовать не только положительные, но и отрицательные (когда $G_{i-} > G_{i+}$) весовые коэффициен-

ты и сдвигать порог срабатывания нейрона как в положительном, так и в отрицательном направлении.

Магниторезистивный пороговый вентиль размерами примерно 500 x 300 нм функционирует при следующих параметрах сигналов: $U \approx 50$ мВ; пороговый ток СТП ≈ 2 мкА; паразитная емкость внутренних межсоединений порядка 10 фФ; энергия срабатывания вентилля около 20 аДж; частота тактовых импульсов порядка 1 ГГц.

Это новая наноэлектронная элементная база, открывающая второе дыхание для работ по созданию и применению нейрокомпьютеров, в которых используется стиль обработки информации, выбранный живой природой. Не исключено, что именно такая элементная база позволит успешно претворить в жизнь амбициозный проект "Человеческий мозг", стартовавший недавно в швейцарской Лозанне [6–8]. Совмещение логики и памяти, возможности самообучения и самонастройки в процессе функционирования, массовый параллелизм обработки информации, начиная уже с самого низкого системного уровня, – очень привлекательные особенности этого стиля. О том, насколько это интересно и важно, можно прочитать, например, в [9–14].

3. Вклад спинтроники в разработку квантовых процессоров

Спинтроника сделала весомый вклад и в разработку квантовых процессоров – нового мощного средства обработки информации с использованием неслыханного до сих пор квантового параллелизма. Принципы и преимущества квантовых вычислений, понятие кубита и его свойства, смысл квантовых логических операций над кубитами уже описаны в статье [15].

Прежде чем ознакомиться с предложенными конструкциями квантовых процессоров на основе явления спинового магнитного резонанса, следует напомнить сведения о поведении ядра или элементарной частицы с ненулевым спином и соответственно с ненулевым магнитным моментом во внешнем магнитном поле.

Спин атомного ядра, электрона или спиновая система атома уже с 90-х гг. XX в. рассматривался как один из наиболее естественных вариантов реализации кубита. На рис. 3 показана энергетическая схема простейшего спинового кубита с наименьшим полуцелым спином $s = 1/2$ во внешнем магнитном поле с индукцией \vec{B} . Такой кубит имеет два базовых состояния. Считается, что нижний уровень энергии соответствует состоянию $|0\rangle$, а верхний – состоянию $|1\rangle$. Маленькими стрелками показана ориентация магнитного момента $\vec{\mu}$ кубита в каждом базовом состоянии.

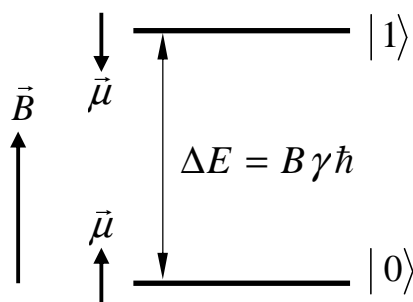


Рис. 3. Энергетические уровни спинового кубита ($s = 1/2$) в постоянном магнитном поле \vec{B} и кодирование базовых состояний

Квантовая система, как известно, может находиться не только в базовых, но и в смешанных, гибридных, состояниях. В таких состояниях ориентация магнитного момента

кубита относительно постоянного магнитного поля \vec{B} задается двумя углами (θ, φ) , которые отсчитываются от направления магнитного поля так, как это принято в сферической системе координат. Влияние постоянного магнитного поля \vec{B} на магнитный момент $\vec{\mu}$ кубита при наличии у микрочастицы механического момента вращения ($\hbar s$, \hbar – приведенная постоянная Планка) вызывает прецессию магнитного момента вокруг направления магнитного поля с частотой

$$f_{\text{ЛР}} = B\gamma, \quad (2)$$

которую называют ларморовой. Здесь γ – так называемое гиромагнитное отношение для данной частицы. Из-за прецессии азимутальный угол φ магнитного момента $\vec{\mu}$ в лабораторной системе координат не является фиксированным, а все время изменяется по закону

$$\varphi = \varphi_0 + 2\pi f_{\text{ЛР}} t. \quad (3)$$

Разные гибридные состояния кубита с одинаковым углом θ различаются начальной фазой φ_0 .

Кроме постоянного магнитного поля \vec{B} , которое считается продольным, на спиновый кубит можно подействовать переменным поперечным магнитным полем $\vec{b}(t)$. В некоторых методиках ядерного магнитного резонанса (ЯМР) для создания такого переменного поперечного магнитного поля используют 2 пары катушек с ортогональными осями. Такие катушки условно показаны на рис. 4 слева.

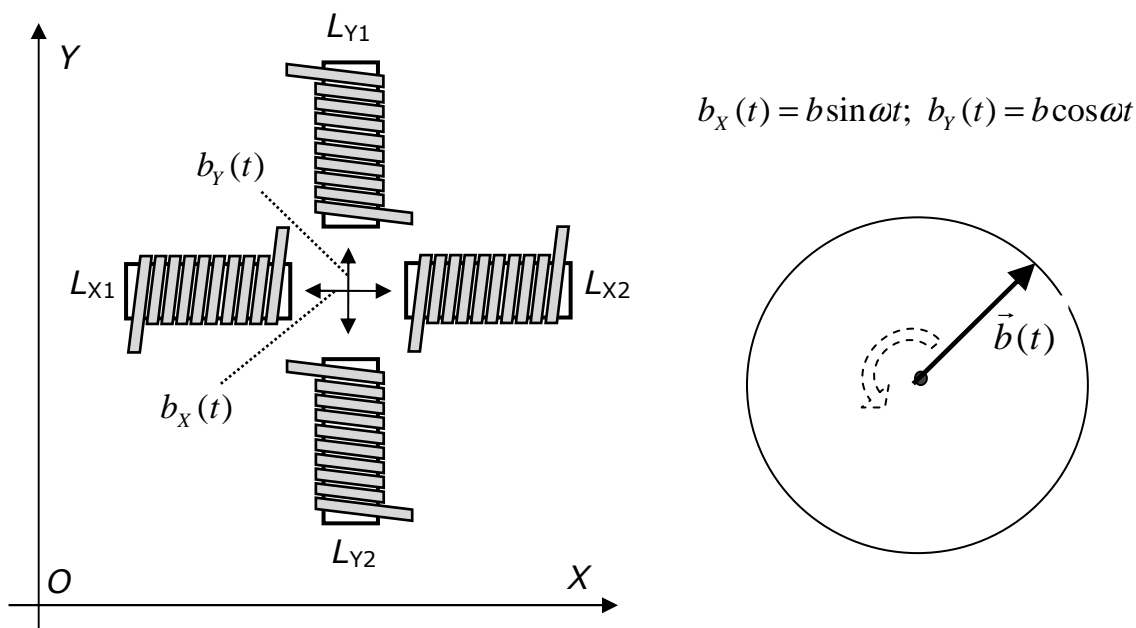


Рис. 4. Слева – схема создания переменного магнитного поля в плоскости OXY . Справа – условное изображение поперечного магнитного поля $\vec{b}(t)$ с круговой поляризацией

Если сквозь обмотки катушек L_{X1} и L_{X2} пропускать переменный электрический ток с круговой частотой ω , то в зазоре между сердечниками этих катушек создается переменное магнитное поле $b_x(t) = b \sin(\omega t)$ такой же частоты, ориентированное вдоль оси OX . Если пропускать переменный электрический ток с круговой частотой ω сквозь обмотки

катушек L_{Y1} и L_{Y2} , то в зазоре между их сердечниками создается переменное магнитное поле $b_y(t) = b \cos(\omega t)$ такой же частоты, ориентированное вдоль оси OY . Если частоты и амплитуды магнитных полей $b_x(t)$ и $b_y(t)$ одинаковы, а сдвиг фаз между ними равен $\pi/2$, то в сумме они образуют магнитное поле $\vec{b}(t)$ с круговой поляризацией (рис. 4 справа). Вектор магнитной индукции \vec{b} равномерно вращается в плоскости OXY с угловой скоростью ω , оставаясь все время ортогональным к вектору \vec{B} постоянного магнитного поля кубита, который направлен вдоль оси OZ . В случае резонанса, когда угловая частота ω поперечного магнитного поля с круговой поляризацией точно равняется угловой частоте ларморовой прецессии $\omega_{\text{ЛП}} = 2\pi f_{\text{ЛП}}$, вектор магнитной индукции \vec{b} вращается с такой же частотой, как и магнитный момент $\vec{\mu}$ кубита.

Поэтому в подвижной системе координат (ПСК), вращающейся с угловой скоростью $\omega_{\text{ЛП}}$ вокруг оси OZ , вектор магнитной индукции \vec{b} неподвижен. Из-за этого в ПСК вокруг вектора \vec{b} тоже начинается дополнительная прецессия магнитного момента $\vec{\mu}$ с частотой

$$f_p = b\gamma, \quad (4)$$

которую называют частотой Раби. Как правило, $|\vec{b}| \ll |\vec{B}|$, и поэтому частота Раби f_p намного меньше частоты ларморовой прецессии $f_{\text{ЛП}}$ и обычно лежит в радиочастотном диапазоне.

На рис. 5 слева показан случай, когда момент включения радиочастотного импульса (относительно фазы ларморовой прецессии) выбран так, чтобы в ПСК вектор магнитной индукции \vec{b} был направлен перпендикулярно к вектору Блоха OM (определяющему квантовое состояние кубита) и его проекции ON на координатную плоскость OXY .

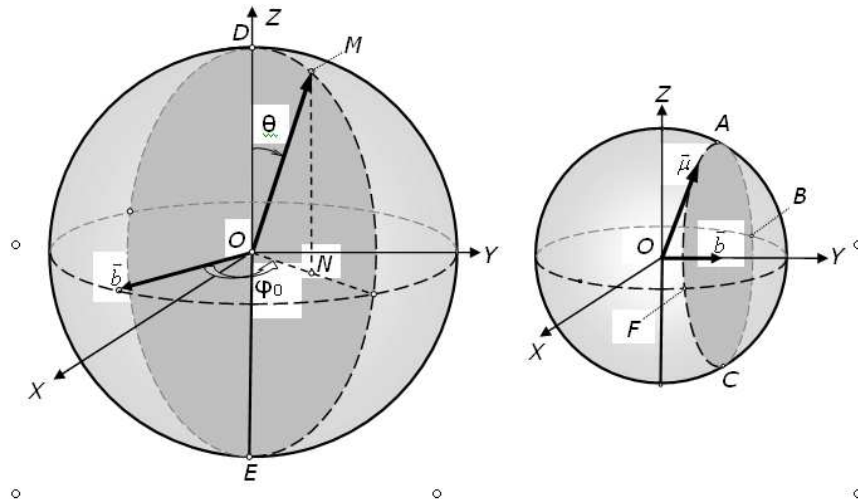


Рис. 5. Схема прецессии магнитного момента $\vec{\mu}$ (вектор OM) в ПСК вокруг вектора магнитной индукции \vec{b} : слева – в случае, когда $\vec{b} \perp \vec{\mu}$; справа – в случае, когда $\vec{b} \parallel OY$

Направление OM совпадает с направлением магнитного момента $\vec{\mu}$. Поскольку вектор OM перпендикулярен к \vec{b} , то прецессия Раби в данном случае происходит так, что конец M перемещается вдоль большого круга $DMED$, выделенного штриховой линией.

Поэтому изменяется лишь угол θ , азимутальный угол φ_0 остается в ПСК неизменным.

Если длительность импульса резонансного поперечного магнитного поля $\vec{b}(t)$ равна

$$\tau_\pi = \pi / \omega_p = 1 / (2\pi f_p), \quad (5)$$

то за время его действия магнитный момент $\vec{\mu}$ спинового кубита поворачивается вокруг вектора магнитной индукции \vec{b} точно на угол π . Такой резонансный радиочастотный импульс называют пи-импульсом (π -импульсом или 180° -импульсом). Аналогично резонансные радиочастотные импульсы с длительностью, которая обеспечивает поворот магнитного момента $\vec{\mu}$ точно на углы $\pi/2$, $\pi/4$ и т.д., называют соответственно $\pi/2$ -импульсом (90° -импульсом), $\pi/4$ -импульсом (45° -импульсом) и т.д.

На рис. 5 справа показан другой случай, когда радиочастотный импульс включается в такой момент времени, когда направление вектора \vec{b} совпадает с направлением оси ОУ в ПСК. В этом случае прецессия Раби магнитного момента $\vec{\mu}$ в ПСК происходит так, что конец вектора перемещается вдоль малого круга ABCFA, выделенного штриховой линией. В ходе такой прецессии одновременно изменяются оба угла (θ, φ_0) . Регулируя длительность радиочастотного импульса, можно согласованно изменить эти углы в пределах окружности ABCFA.

Таким образом, регулируя момент включения и продолжительность импульса резонансного поперечного магнитного поля $\vec{b}(t)$, можно довольно точно манипулировать ориентацией магнитного момента $\vec{\mu}$ и, следовательно, состоянием спинового кубита, то есть выполнить над кубитом любую квантовую логическую операцию. В частности, в случае, изображенном на рис. 5 слева, π -импульс приводит к инверсии квантового состояния спинового кубита, то есть выполняет над ним квантовую логическую операцию отрицания.

Уже найдены и хорошо отработаны в экспериментах стандартные последовательности радиочастотных импульсов для выполнения таких квантовых логических операций, как инверсия фазы, преобразование Адамара и т.д.

Когда частота колебаний в импульсах поперечного магнитного поля $\vec{b}(t)$ значительно отличается от резонансной для данного спинового кубита, то такие импульсы практически не влияют на состояние этого кубита. Они вызывают лишь незначительные по амплитуде периодические колебания магнитного момента $\vec{\mu}$ на вынужденной частоте, которые прекращаются сразу после выключения импульса. Это обстоятельство позволило, во-первых, в большинстве случаев упростить генератор поперечного магнитного поля, используя лишь одну пару катушек. Ведь магнитное поле с линейной поляризацией можно рассматривать как сумму двух полей с круговой поляризацией $\vec{b}_1(t)$ и $\vec{b}_2(t)$ одинаковой амплитуды, вращение в которых происходит в противоположных направлениях. В ПСК вектор \vec{b}_1 оказывается неподвижным, а вектор \vec{b}_2 вращается в противоположную сторону с удвоенной угловой скоростью, вследствие чего не влияет на состояние кубита.

Во-вторых, тот факт, что радиоимпульсы с частотой, которая не является резонансной, не влияют на состояние кубита, позволяет манипулировать разными спиновыми кубитами независимо, если их резонансные частоты отличаются на величину, значительно превышающую частоту Раби.

3.1. Кремниевый ЯМР квантовый процессор в варианте Кейна

Эскиз структуры квантового процессора, предложенного в 1998 г. Б. Кейном [16], показан на рис. 6.

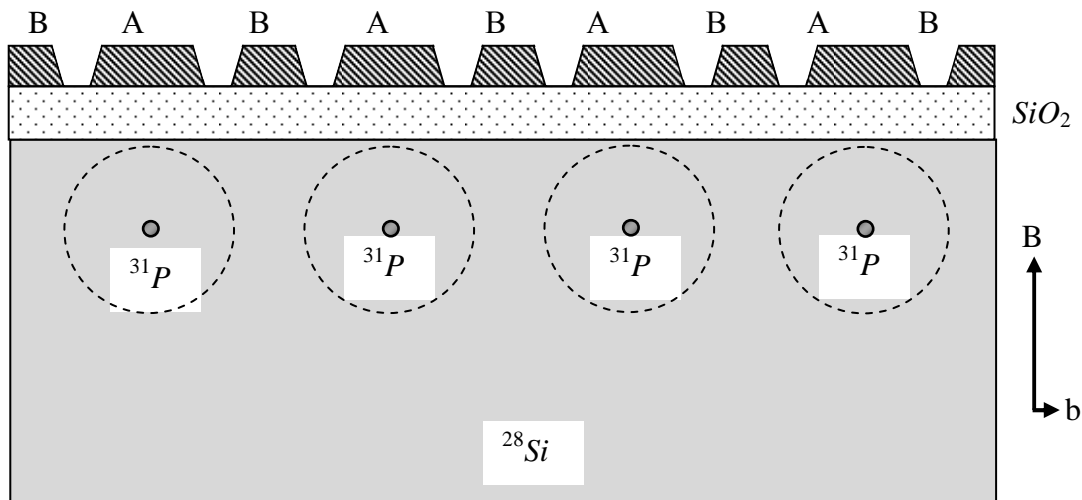


Рис. 6. Эскиз структуры ЯМР квантового процессора, предложенного Б. Кейном

Роль спиновых кубитов в этом квантовом процессоре играют ядра атомов стабильного изотопа фосфора ^{31}P со спином $\frac{1}{2}$. Конструктивной основой процессора является пластина изотопно чистого кремния (^{28}Si), ядра атомов которого имеют нулевой спин. В естественном кремнии обычно содержится приблизительно 4,7% изотопа ^{29}Si , ядра атомов которого имеют спин $\frac{1}{2}$. Они могут неконтролируемо взаимодействовать с кубитами, нарушая процессы квантовых преобразований. Поэтому этот нежелательный изотоп должен быть удален так, чтобы его концентрация в пластине не превышала 0,01%. Такой кремний называют «бесспиновым».

Атомы фосфора ^{31}P вводят в кремний путем ионной имплантации на заданную небольшую глубину (≈ 10 нм), располагая их (с помощью нанолитографии и маски из тяжелого металла) на одинаковых расстояниях порядка 20 нм друг от друга.

В постоянном магнитном поле с индукцией $B=3$ Тл резонансная частота $f_{\text{ЯМР}}$ прецессии спина ядра ^{31}P составляет порядка 100 МГц, то есть попадает в радиодиапазон электромагнитных волн.

Четыре из 5 электронов внешней оболочки атома фосфора образуют регулярные ковалентные связи с соседними атомами кремния. Их спины попарно скомпенсированы. Внешний же, 5-й, электрон размещается на локальном примесном донорном уровне с достаточно большим радиусом атомной орбитали (АО), которая на рис. 6 условно показана в виде круга. На самом деле АО тянется и дальше, так что АО соседних атомов фосфора слегка перекрываются. Спиновый магнитный момент этого внешнего электрона не скомпенсирован. Он взаимодействует и с внешним магнитным полем, и с магнитным моментом ядра ^{31}P , и с собственным орбитальным магнитным моментом, и с магнитными моментами соседних атомов.

После имплантации атомов фосфора ^{31}P поверхность кремния окисляют. На окисле над каждым атомом фосфора ^{31}P формируют металлический электрод А, электрически изолированный от подложки и от других электродов слоем оксида (SiO_2). Электроды А, расположенные с таким же периодом, как и атомы фосфора, используются для индивидуального управления кубитами.

Если на электрод А подать положительный электрический потенциал, то АО 5-го электрона под действием этого потенциала несколько деформируется и смещается в

сторону электрода (рис. 7, посередине).

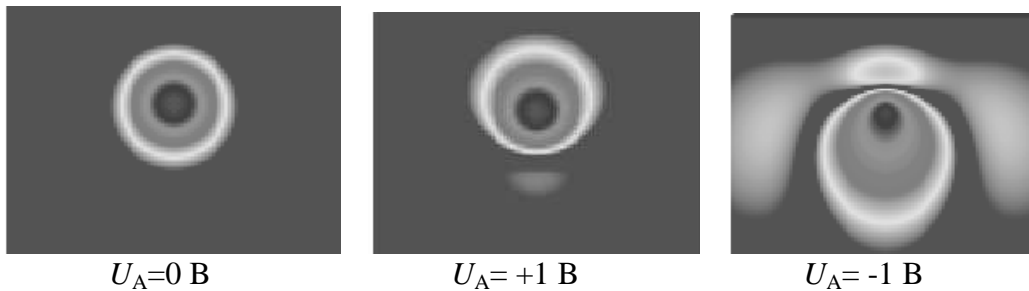


Рис. 7. Результаты квантово-механического расчета атомной орбитали 5-го электрона атома фосфора ^{31}P при разных значениях электрического потенциала на управляющем электроде А

Если же подать отрицательный потенциал, то АО смещается в противоположную сторону и еще больше деформируется (рис. 7, справа). Из-за этого изменяется энергия взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным моментом этого электрона, и соответственно изменяется резонансная частота прецессии спина ядра ^{31}P . При потенциале $U_A = -1 \text{ В}$, например, резонансная частота уменьшается от 100 МГц (при $U_A=0$) до приблизительно 50 МГц. Это изменение вполне достаточно для «развязки» резонансных частот многих соседних кубитов.

Спиновый магнитный момент 5-го электрона в постоянном магнитном поле \vec{B} тоже может быть ориентирован параллельно или антипараллельно направлению поля. Для того, чтобы все такие электроны под действием тепловых колебаний не могли неконтролируемо переходить из одного состояния в другое и тем самым нарушать состояние ядерного спина, рабочая температура кристалла не должна превышать 0,1 К. При столь низких температурах донорные атомы ^{31}P всегда остаются не ионизированными, а ориентация спина их 5-го электрона может изменяться лишь при взаимодействии с резонансным электромагнитным полем.

Взаимодействие ядерных магнитных моментов с электронными приводит к тому, что, спустя некоторое время, все ядерные магнитные моменты ориентируются в том же направлении, что и электронные спины. Это используют, в частности, для «инициализации» квантового регистра, то есть для перевода всех «ядерных» кубитов в базовое состояние $|0\rangle$.

Для выполнения квантовой логической операции над отдельным кубитом на соответствующий электрод А подают определенный потенциал и дальше с помощью последовательности радиоимпульсов с частотой, резонансной именно при этом потенциале, осуществляют требуемую логическую операцию. Другие кубиты, имеющие существенно другие резонансные частоты, на эти манипуляции не откликаются. Интенсивность радиоимпульсов такова, что амплитуда вектора магнитной индукции \vec{b} составляет лишь порядка 1 мТл (при постоянном магнитном поле 2-3 Тл). Независимые однокубитные логические операции удается выполнять на разных частотах даже одновременно над несколькими кубитами, если подавать на соответствующие им электроды А разные потенциалы.

Для выполнения двухкубитных квантовых логических операций используют металлические электроды В, размещенные над промежутками между атомами ^{31}P (рис. б). Когда на такой электрод подают положительный потенциал, то внешние атомные орбитали двух соседних с ним атомов ^{31}P сдвигаются, вытягиваются в направлении к этому электроду и, благодаря этому, начинают значительно сильнее перекрываться. Образуется достаточно связанная система уже из 4-х спинов: двух ядерных и двух

электронных. Она имеет свои резонансные частоты, зависящие от потенциала на электроде В. С помощью соответствующей последовательности радиоимпульсов с заранее известными резонансными частотами удастся выполнять над парами соседних кубитов двухкубитные логические операции «контролируемое отрицание» (Controlled-NOT), обмен квантовых состояний (SWAP) и прочее. Если подать положительные потенциалы на 2 соседних электрода В, то начинают существенно взаимодействовать между собой АО сразу трех соседних атомов ^{31}P , благодаря чему, используя последовательности радиоимпульсов с соответствующими резонансными частотами, удастся выполнять и трехкубитные квантовые логические операции: «контролируемое отрицание» (Controlled-NOT), операцию Тоффли и т.д. Детальный механизм выполнения таких операций, требуемые последовательности радиочастотных импульсов здесь описываться не будут, так как они довольно громоздки и интересны лишь специалистам в данной узкой области.

Считывание конечного состояния спиновых кубитов на ядрах атомов фосфора ^{31}P после завершения процесса квантовых вычислений оказалось совсем не простой задачей. Предложено несколько путей ее решения. Большинство из них предусматривает передачу состояния основного кубита с помощью квантовой логической операции SWAP на специальный считывающий кубит, расположенный рядом. Затем с помощью электромагнитных взаимодействий спиновое состояние ядра атома передается на состояние спина внешнего электрона этого атома. И уже данное состояние считывается. В одном из вариантов для этого используют одноэлектронный транзистор.

Описанный ЯМР квантовый процессор позволяет реализовать довольно большие квантовые регистры. Например, линейка из двух тысяч кубитов, расположенных с периодом 20 нм, имеет длину лишь 40 мкм. Положительной стороной такого квантового процессора является также и то, что все кубиты одинаковы, и в то же время с использованием электродов А и В имеется возможность индивидуально управлять каждым кубитом и небольшими группами кубитов. Ядерные спины атомов ^{31}P хорошо изолированы от окружающей среды, и при сверхнизких температурах ($\leq 0,1$ К) их квантовое состояние является достаточно стабильным.

Однако в экспериментах пока что удалось без сбоев выполнять 10^4 и более квантовых логических операций только на квантовых регистрах с ограниченным числом кубитов. Основной причиной сбоев является неточность выполнения логических операций над кубитами. Управляющие потенциалы, которые подаются на электроды А и В извне, всегда, пусть и совсем незначительно, но все-таки искажаются тепловыми флуктуациями. Из-за этого расчетная частота радиоимпульсов несколько отличается от фактической резонансной частоты ЯМР кубитов. При малом расхождении частот вектор $\vec{b}(t)$ радиочастотного импульса уже не является неподвижным в ПСК, а медленно поворачивается, что вносит изменения в точность выполнения квантовых логических операций. Не являются абсолютно точными также длительность радиочастотных импульсов и моменты их включения. Небольшие, казалось бы, незначительные неточности быстро накапливаются при росте количества кубитов в квантовом регистре и с ростом числа последовательных логических операций (то есть при увеличении длины программы вычислений). И управиться с нарастанием декогерентизации пока что не удалось.

3.2. Ансамблевый ЯМР квантовый процессор

В варианте Кейна сигналы от одноэлектронных транзисторов при считывании конечного состояния кубитов оказались слабыми, что предопределяет значительные погрешности считывания. Чтобы повысить надежность считывания, была предложена идея ансамблевого ЯМР квантового процессора [17]. Она заключается в том, что на пластине бесспинового кремния создается не один ряд, а много параллельных рядов спиновых кубитов – целый

ансамбль квантовых регистров. Принцип их расположения иллюстрирует рис. 8. Здесь, в проекции сверху, показан один из участков пластины кремния, на котором видны 5 строк атомов ^{31}P по 8 атомов в каждой строке. На самом деле каждая строка довольно длинная и может состоять из 1–2 тысяч кубитов. Это отдельный квантовый регистр. Строк тоже может быть не 5, а несколько тысяч. Образованные ими квантовые регистры функционируют параллельно, одинаково и независимо друг от друга. Для управления их работой, как и в варианте Б. Кейна, используют металлические электроды А и В, проложенные над одноименными кубитами сквозь весь массив. На рис. 8 они показаны в виде заштрихованных полосок. Если, например, в ансамбле используются 10 тысяч строк, расположенных с периодом 30 нм, то на пластине кремния они занимают область шириной 0,3 мм, то есть легко размещаются между полюсами пары катушек, с помощью которых создается поперечное магнитное поле.

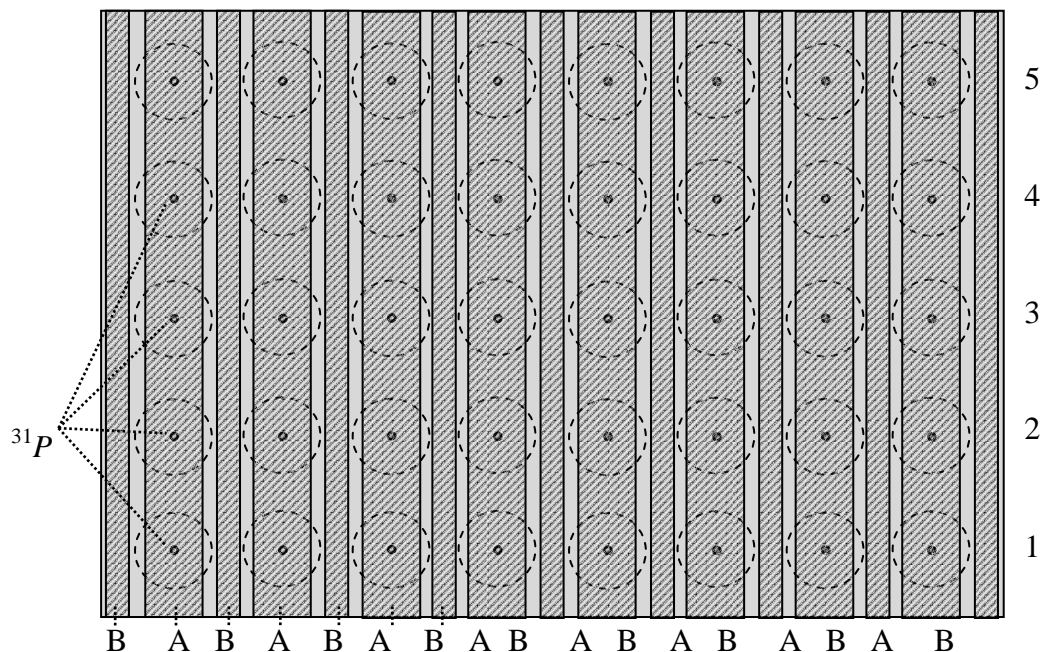


Рис. 8. Расположение кубитов (атомов фосфора ^{31}P) в ансамблевом ЯМР квантового процессора, вид сверху

Большое количество параллельно функционирующих квантовых регистров значительно облегчает задачу считывания их конечного состояния. Ведь в одинаковом конечном состоянии оказываются сразу тысячи одноименных кубитов. И их состояние становится возможным измерять с помощью хорошо отработанных методов. Параллельная работа целого ансамбля одинаковых квантовых регистров позволяет также, благодаря усреднению, уменьшить влияние многих технологических неточностей, например, некоторых незначительных технологических отклонений в расположении атомов ^{31}P , в ширине управляющих электродов и т.д.

Тем не менее управляющие потенциалы и радиоимпульсы резонансного магнитного поля, с помощью которых выполняются квантовые логические операции над кубитами, остаются общими и одинаково влияют на все аналогичные кубиты. Эти незначительные отклонения приводят к накоплению одинаковых ошибок. И параллельная работа тысяч квантовых регистров не уменьшает влияние декогерентизации.

3.3. ЯМР квантовый процессор на основе атомов, капсулированных в фуллеренах

В 2011 г. [18] был предложен другой вариант ЯМР квантового процессора, в котором в

качестве кубитов используются атомы со спином ядра $I = 1/2$, капсулированные внутри фуллерена [19]. Такими кубитами могут быть, например, атомы изотопов азота ^{15}N или фосфора ^{31}P , капсулированные внутри фуллерена C_{60} . Изолированные углеродной оболочкой от окружения, эти атомы не являются химически связанными, а остаются в достаточной мере свободными. У самой молекулы C_{60} суммарный ядерный и суммарный электронный спин равны нулю, и поэтому молекула фуллерена не реагирует на внешнее магнитное поле.

Атомы ^{15}N и ^{31}P могут иметь лишь два значения ядерного магнитного квантового числа: $m_I = \pm 1/2$. А суммарный электронный спин у каждого из названных свободных атомов $S = 3/2$. Поэтому магнитное квантовое число электронной оболочки такого атома может принимать 4 разных значения $m_S = \pm 1/2; \pm 3/2$. Во внешнем магнитном поле основной энергетический уровень капсулированного внутри фуллерена атома расщепляется на 8 разрешенных энергетических уровней, как показано на рис. 9а. Штриховыми стрелками показаны разрешенные ($\Delta m_S = \pm 1$) электронные переходы между этими энергетическими уровнями, а пунктирными стрелками – разрешенные ядерные переходы ($\Delta m_I = \pm 1$).

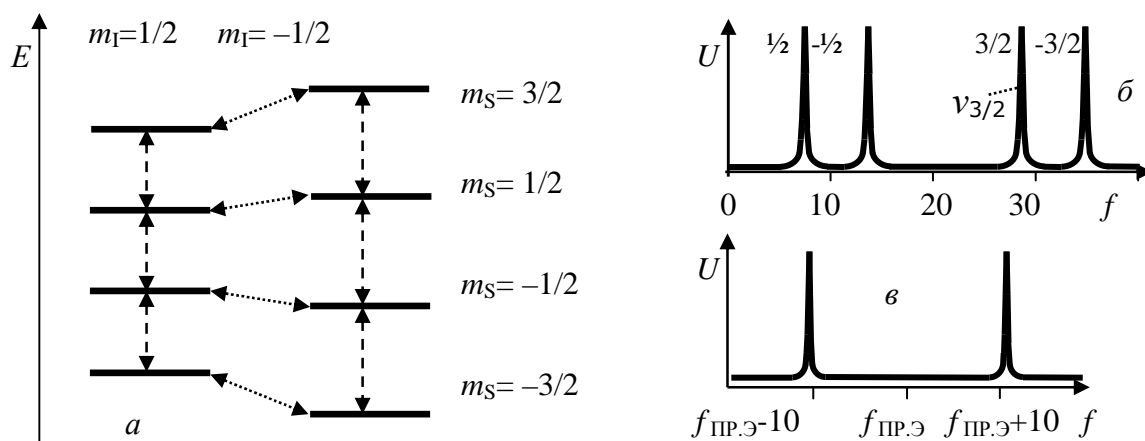


Рис. 9а – схема энергетических уровней молекул $^{15}\text{N}@C_{60}$ и $^{31}\text{P}@C_{60}$ в магнитном поле и разрешенных переходов между ними; б – спектр ЯМР, частота в МГц; в – спектр ЭСР (в гигагерцевом диапазоне)

Во внешнем магнитном поле с индукцией $B=1$ Тл резонансная частота $f_{\text{ПР.Э}}$ прецессии магнитного момента электронов составляет приблизительно 28 ГГц. Резонансная частота $f_{\text{ПР.Я}}$ прецессии магнитного момента ядра существенно зависит от ориентации магнитного момента электронов, то есть от значения магнитного квантового числа m_S . Спектр ядерного магнитного резонанса для $^{15}\text{N}@C_{60}$ в магнитном поле с индукцией $B=1$ Тл показан на рис. 9б. Вдоль горизонтали отложена частота в мегагерцах. Как видим, ЯМР наблюдается в радиочастотной области спектра. В спектре ЯМР присутствуют 4 резонансных пика, соответствующих разрешенным ядерным переходам, обозначенным на рис. 9а пунктирными стрелками. Частота, при которой наблюдается каждый пик, является частотой прецессии магнитного момента ядра при соответствующем значении квантового числа m_S , указанного рядом с пиком.

Спектр электронного спинового резонанса (ЭСР), показанный на рис. 9в, наблюдается в микроволновой области спектра вблизи частоты $f_{\text{ПР.Э}} \approx 28$ ГГц. В нем наблюдаются лишь 2 резонансных пика, соответствующих разрешенным электронным переходам, обозначенным на рис. 9а штриховыми стрелками. Расстояние между ними

порядка 20 МГц очень мало по сравнению с $f_{\text{ПР.Э}}$. Левый пик наблюдается, когда магнитный момент ядра находится в состоянии $m_I = -1/2$ (ориентирован в направлении магнитного поля), правый – в состоянии $m_I = +1/2$ (ориентирован навстречу магнитному полю).

Квантовый регистр состоит из цепочки молекул $^{15}\text{N}@C_{60}$ или $^{31}\text{P}@C_{60}$, иммобилизованных на диэлектрической подложке и выстроенных в одну линию с периодом расположения 3,5 нм (рис. 10, вверху). Внешнее постоянное однородное магнитное поле ориентировано вдоль вертикали.

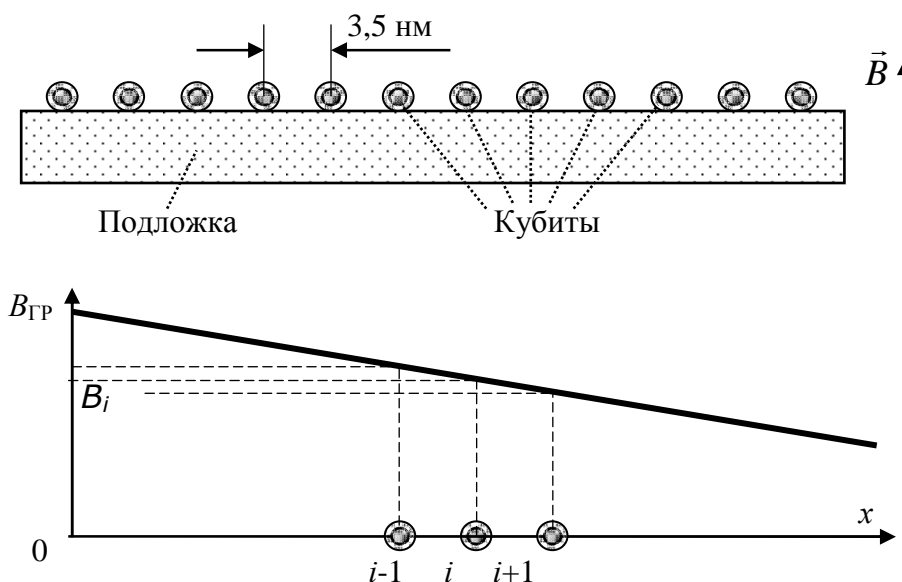


Рис. 10. Вверху – организация квантового регистра из молекул $^{15}\text{N}@C_{60}$ или $^{31}\text{P}@C_{60}$; внизу – зависимость магнитной индукции от координаты

Кроме однородного, создается также постоянное градиентное магнитное поле $B_{\text{ГР}}$. Характер зависимости магнитной индукции в нем от координаты показан на рис. 10 внизу. На каждый кубит действует свое по величине дополнительное магнитное поле. И, согласно формуле (2), каждый кубит имеет свою частоту электронного спинового резонанса. Величина градиента магнитного поля подобрана так, чтобы резонансные частоты соседних кубитов отличались на величину порядка 40 МГц, достаточную для того, чтобы состоянием каждого кубита можно было манипулировать независимо.

Квантовое состояние каждого кубита определяется пространственной ориентацией магнитного момента ядра. За базовое состояние $|0\rangle$ принимается ориентация в направлении магнитного поля ($m_I = -1/2$), а за базовое состояние $|1\rangle$ – ориентация против направления магнитного поля ($m_I = +1/2$). Кроме квантового состояния, различают еще 2 режима работы кубитов: пассивный и активный. Пассивным называют режим, когда $m_S = -3/2$, активным – когда $m_S = +3/2$. Они существенно отличаются по частоте ЯМР (рис. 9б). При низких температурах обычно $m_S = -3/2$, и все кубиты находятся в пассивном режиме.

Если надо выполнить однокубитную квантовую логическую операцию над i -м кубитом, то сначала этот кубит переводят в активный режим. Для этого используют микроволновой π -импульс на частоте $f_{\text{ПР.Э}}$, соответствующей значению магнитного поля B_i в точке расположения этого кубита. Другие кубиты на этот импульс не откликаются, так как имеют другую резонансную частоту ЭСР. После действия этого микроволнового импульса

магнитный момент электрона поворачивается на угол π и значение m_s изменяется с $(-3/2)$ на $(+3/2)$. Время надежного пребывания электрона в таком состоянии уже при температуре 5К превышает 1с, а при более низких температурах становится еще более длительным. В активном режиме с помощью импульсов поперечного магнитного поля на частоте $f_{3/2}$ (рис. 9б) можно выполнить любые квантовые логические операции над магнитным моментом ядра. Другие кубиты на такие радиоимпульсы не реагируют, так как находятся в пассивном режиме и имеют существенно другую резонансную частоту. После завершения квантовых логических операций над магнитным моментом ядра с помощью еще одного микроволнового π -импульса магнитный момент электрона еще раз поворачивают на угол π и значение m_s изменяется с $(+3/2)$ на $(-3/2)$, благодаря чему кубит возвращается в пассивный режим. Далее таким же образом можно выполнять квантовые логические операции над следующим кубитом.

Для выполнения двухкубитных квантовых логических операций используют взаимодействие электронных магнитных моментов соседних кубитов. Именно для этого и было выбрано столь малое расстояние между кубитами (3,5 нм). Детальный механизм выполнения таких операций является многостадийным и довольно громоздким. Поэтому описывать его в деталях мы не будем. Разработаны детальные последовательности манипуляций, требуемых для выполнения всех основных двухкубитных, а также некоторых трехкубитных и многокубитных квантовых логических операций.

Несомненными преимуществами этого варианта ЯМР квантового процессора являются его молекулярно малые размеры и то, что здесь удалось обойтись совсем без управляющих электродов. Ядерные магнитные моменты хорошо изолированы молекулами фуллерена от многих посторонних влияний. Однако за отсутствие электродов здесь приходится расплачиваться заметным увеличением числа манипуляций (микроопераций, то есть микроволновых и радиоимпульсов), требуемых для выполнения квантовых логических операций. А это приводит к более быстрому накоплению отклонений в состоянии кубитов, обусловленных неточностью выполнения отдельных манипуляций, то есть к росту скорости декогерентизации. Пока еще не решенной в этом варианте проблемой остается и считывание конечного состояния кубитов из-за их малости и близости друг к другу.

3.4. Квантовый процессор на основе электронного спинового резонанса

Из-за сравнительно низкой частоты прецессии ядерных спинов (порядка 100 МГц) и соответственно малой частоты Раби (порядка 100 кГц), с которой происходит поворот магнитных моментов ядер во время выполнения квантовых логических операций, квантовые процессоры на ЯМР работают относительно медленно. Частота прецессии в условиях электронного спинового резонанса (ЭСР) в магнитных полях порядка 2–3 Тл в сотни раз выше и составляет 50–80 ГГц. Поэтому квантовые логические операции на электронных спиновых кубитах выполняются на порядок величины быстрее.

Структура одного из предложенных квантовых процессоров на основе ЭСР показана в сечении на рис. 11 [20]. На подложке из кремния (Si) с кристаллографической ориентацией $\langle 001 \rangle$ методом молекулярно-лучевой эпитаксии наращивают следующие монокристаллические слои толщиной по 10–20 нм: сначала переходной (буферный) слой Si-Ge, потом слой $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$.

Задачей буферного слоя (Буф) является постепенное увеличение концентрации германия и минимизация механического напряжения, возникающего вследствие изменения периода кристаллической решетки при возрастании доли германия в твердом растворе Si-Ge. В слое $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$, который называют D1-слоем, формируют полевые транзисторы (ПТ), которые в дальнейшем будут использованы для считывания состояния электронного спина. Каналы проводимости этих транзисторов проходят перпендикулярно к плоскости ри-

сунка. Далее наращивают В-слой с составом $\text{Si}_{0,23}\text{Ge}_{0,77}$ и D2-слой с составом $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$. В последний методом ионной имплантации вводят донорные атомы фосфора ^{31}P так, чтобы они были размещены точно над каналами транзисторов (ПТ). Затем эпитаксиально наращивают Т-слой с составом $\text{Si}_{0,15}\text{Ge}_{0,85}$ и снова В-слой с составом $\text{Si}_{0,23}\text{Ge}_{0,77}$. В завершение наращивают слой германия (Ge), на котором формируют управляющие электроды Эл, точно над атомами ^{31}P .

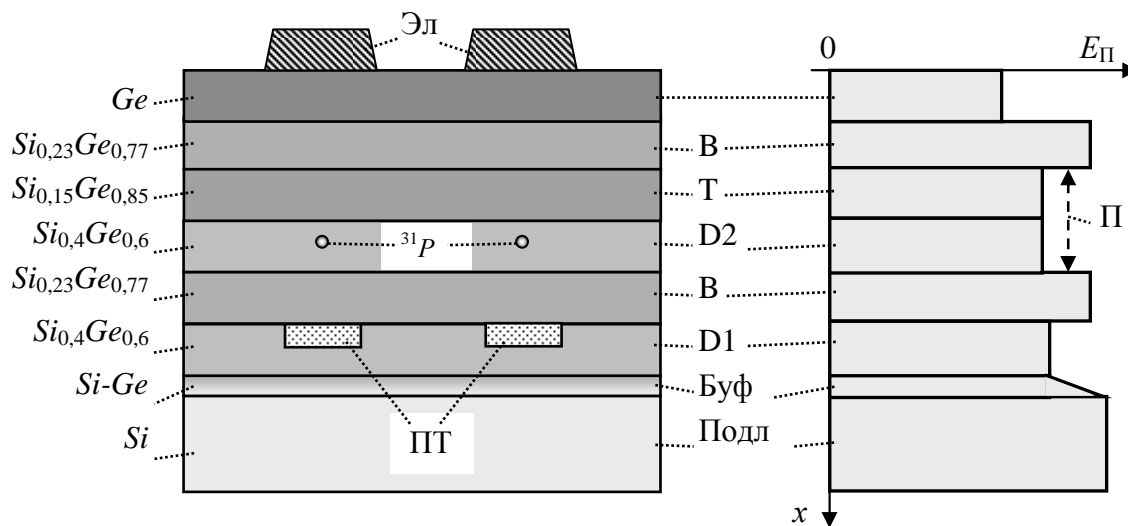


Рис. 11. Структура полупроводникового квантового процессора на основе ЭСР.
Справа – положение дна зоны проводимости в разных слоях гетероэпитаксиальной структуры:
П – потенциальная яма («ловушка») для электронов

Как и в кристалле кремния, 4 внешних электрона атомов фосфора ^{31}P образуют здесь ковалентные химические связи с соседними атомами кремния или германия. Их спины взаимно скомпенсированы. А спиновый магнитный момент 5-го внешнего электрона как раз и играет здесь роль кубита. (В отличие от кубитов на магнитном моменте ядра атома ^{31}P). Радиус атомной орбитали (АО) этого электрона в твердом растворе $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ намного превышает размеры его АО в чистом кремнии, и поэтому атомы фосфора ^{31}P (то есть спиновые кубиты) могут взаимодействовать и располагаться на значительно больших расстояниях друг от друга. При периоде расположения 100 нм квантовый регистр из 2000 кубитов имеет длину приблизительно 0,2 мм.

Последовательность наращиваемых слоев В, D2, Т и В специально выбрана так, чтобы обеспечить выполнение двух важных требований. Одно из них – сделать так, чтобы донорные электроны кубитов оказались в потенциальной яме – «ловушке», не позволяющей им перемещаться по вертикали за границы В-слоев. Именно при таком составе, как в В-слоях ($\text{Si}_{0,23}\text{Ge}_{0,77}$), дно зоны проводимости располагается выше всего. Соответствующая энергетическая диаграмма показана на рис. 11 справа. Энергия, соответствующая положению дна зоны проводимости, отложена здесь вдоль горизонтальной оси. А вдоль вертикальной оси (сверху вниз) отложена координата. Пунктирными линиями показано соответствие значений координаты и гетероэпитаксиальных слоев. Видно, что В-слои в такой гетероструктуре и в самом деле образуют потенциальные барьеры для электронов. При толщине свыше 20 нм их высота, составляющая около 20 мэВ, является непреодолимой для электронов при температуре ниже 1 К. Образовавшаяся потенциальная «ловушка» на рис. 11 справа обозначена буквой П.

Вторым важным требованием является то, что изменения электрического потенциала на управляющем электроде (Эл) должны существенно влиять на резонансную частоту соответствующего кубита. Используется тот известный из экспериментов факт, что при

переходе от D2-слоя с составом $Si_{0,4}Ge_{0,6}$ к механически более напряженному T-слою с другим составом ($Si_{0,15}Ge_{0,85}$) значительно – от 1,995 до 1,563 – изменяется так называемый g-фактор, определяющий величину гиромагнитного отношения γ для электронов. Благодаря этому можно изменять и частоту прецессии спинового магнитного момента электрона.

Когда на управляющий электрод Эл подается положительный электрический потенциал, под его влиянием атомная орбиталь внешнего электрона соответствующего кубита деформируется и смещается из D2-слоя в T-слой, вследствие чего изменяется резонансная частота его прецессии в магнитном поле. Зависимость резонансной частоты от потенциала U на управляющем электроде для одной из экспериментальных конструкций квантового процессора в магнитном поле с индукцией 2 Тл показана на рис. 12.

Здесь выделяются 3 области значений потенциала:

область 1 – малые (а также отрицательные) значения, при которых АО внешнего электрона сосредоточена в основном в D2-слое структуры, где фактор $g=1,995$, и поэтому резонансная частота практически не изменяется;

область 2 – относительно малых значений потенциала, при котором АО внешнего электрона уже заметно смещается в T-слой, вследствие чего резонансная частота существенно зависит от потенциала;

область 3 – область насыщения, когда приложенный потенциал уже такой, что АО внешнего электрона практически целиком смещена в T-слой, дальнейшему ее смещению в направлении электрода мешает барьерный B-слой, и поэтому резонансная частота практически тоже не зависит от потенциала.

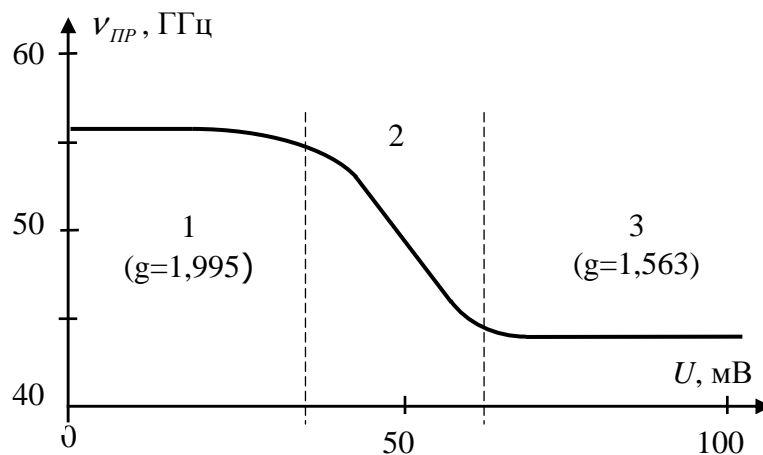


Рис. 12. Характер зависимости частоты ЭСР от потенциала на управляющем электроде

Для выполнения квантовой логической операции над отдельным кубитом на соответствующий управляющий электрод Эл (рис. 11) подают потенциал со значением внутри области 2 (рис. 12). Далее, с помощью серии радиоимпульсов с частотой, резонансной именно при этом потенциале, выполняют требуемую логическую операцию. Другие кубиты, имеющие существенно другие резонансные частоты, на эти радиочастотные манипуляции не откликаются. Независимые однокубитные логические операции, как и в случае ЯМР квантового процессора, удается выполнять на разных частотах одновременно над несколькими кубитами, если подать на соответствующие им управляющие электроды разные потенциалы внутри области 2.

Для выполнения двухкубитных квантовых логических операций на металлические электроды Эл над двумя соседними атомами ^{31}P подают электрический потенциал из области 3. АО внешних электронов обоих атомов практически целиком смещаются в T-

слой и значительно расширяются по сравнению с их размерами в D2-слое из-за значительного уменьшения энергии их электростатического взаимодействия с остовами атомов ^{31}P . Благодаря этому соседние АО намного сильнее перекрываются, образуется достаточно связанная система из двух электронных спинов, которая имеет свои резонансные частоты. С помощью соответствующей последовательности микроволновых импульсов с заведомо известными резонансными частотами над парами соседних кубитов выполняют заданные двухкубитные логические операции (Controlled-NOT, SWAP и др.). Если подать положительные потенциалы на три соседних электрода Эл, то начинают существенно взаимодействовать между собой внешние АО сразу трех соседних атомов ^{31}P , благодаря чему, используя последовательности микроволновых импульсов с соответствующими резонансными частотами, можно выполнять и трехкубитные квантовые логические операции (CNOT, операцию Тоффоли и т.д.).

Считывание состояния кубитов после окончания квантовых вычислений осуществляют с помощью полевых транзисторов ПТ, сформированных в слое D1 (рис. 11). Канал проводимости такого транзистора, размещенный точно под атомом ^{31}P , хорошо ощущает зарядовое состояние этого атома. Для считывания квантовое состояние магнитного спинового момента электрона с помощью манипуляций с потенциалом и радиочастотными импульсами передают на зарядовое состояние атома, что и фиксируется на выходе полевого транзистора. Хотя изменения электрического тока сквозь такой транзистор незначительны (порядка 1 нА), при температуре ниже 1 К этого достаточно для надежного считывания.

Описанный квантовый процессор на основе электронного спинового резонанса имеет следующие преимущества над полупроводниковыми ЯМР квантовых процессоров:

- не требуется тщательная изотопная очистка кремния;
- снижаются требования к нанолитографическим процессам;
- требуется лишь одна система управляющих электродов;
- квантовые логические операции выполняются в сотни раз быстрее;
- упрощается процесс считывания информации после завершения квантовых вычислений.

Однако и в этом варианте спинового квантового процессора не удалось преодолеть декогерентизацию настолько, чтобы в квантовом регистре, состоящем из многих сотен кубитов, достигалось безошибочное выполнение 10^4 – 10^5 квантовых логических операций. Но работы в направлении создания спиновых квантовых процессоров продолжают [21].

4. Заключительные замечания

В трех частях данной статьи мы рассмотрели в основном только самые важные достижения спинтроники. За пределами статьи остались еще многие интересные вопросы, определяющие ее дальнейшее развитие. Это, в частности, различные варианты спиновых транзисторов [22–27], спин-поляризованный ток в полупроводниках и гетероструктурах [28–32], методы оптической поляризации электронных спинов и приборы, основанные на их использовании [28, 29, 33–36].

В последние десятилетия синтезируется и изучается широкий спектр магнитных полупроводников [37–41], в частности, так называемых разбавленных магнитных полупроводников (РМП), легированных марганцем или другими магнитными атомами, а также нанокompозитные ферромагнитные полупроводники, в состав которых входят магнитные структуры пониженной размерности – наночастицы, нанопроволоки или квантовые плоскости из ферромагнетиков. Инжекция в полупроводник спин-поляризованного тока из ферромагнитных полупроводников намного эффективнее и степень его спин-поляризации может быть намного выше, вплоть до 100%.

Используя эти достижения, уже удалось создать, например, спинтронные светодиоды [42] и прототипы спиновых аккумуляторов [43, 44]. Промышленно выпускаются спин-

тронные светодиоды на основе р-п-перехода в AlGaAs, излучение которых циркулярно поляризовано. Это весьма ценно для ряда высокотехнологических применений и существенно расширяет возможности кодирования информации. Спин-аккумулятор запасает энергию в виде намагниченности ферромагнитных наночастиц, которые в процессе эксплуатации постепенно размагничиваются. Для восстановления их надо снова намагнитить в ином направлении. Зарядка такого аккумулятора не требует гальванического контакта, так что он может стать эффективным источником электропитания для спинтронных схем, в том числе вживляемых в тело человека.

5. Выводы

1. Предложен и исследован вариант магниторезистивного порогового вентиля на 3 входа, являющийся упрощенным аналогом биологического нейрона. Имея размеры около 500 x 300 нм, он может работать на тактовой частоте порядка 1 ГГц, рассеивая за один такт энергию около 20 аДж. Эта новая наноэлектронная элементная база может открыть «второе дыхание» работам по созданию и применению нейрокомпьютеров. Не исключено, что именно такая элементная база позволит успешно претворить в жизнь проект "Человеческий мозг", стартовавший недавно в швейцарской Лозанне. Совмещение логики и памяти, массовый параллелизм обработки информации, начиная уже с самого низкого системного уровня, – очень привлекательные особенности этого стиля.
2. Спинтроника сделала весомый вклад и в разработку квантовых процессоров. Всесторонне изучены свойства спиновых кубитов, разработаны способы выполнения над ними функционально полного набора квантовых логических операций. Предложены, реализованы и экспериментально изучены кремниевый ЯМР квантовый процессор, ансамблевый ЯМР квантовый процессор, ЯМР квантовый процессор на основе атомов, капсулированных в молекулах фуллерена, квантовый процессор на основе электронного спинового резонанса. И хотя пока что не удалось достичь бесбойного выполнения 10^4 – 10^5 квантовых логических операций в регистрах из 10^3 кубитов, работы в этом перспективном направлении продолжаются.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Войтович И.Д. Спинтроника и ее вклад в элементную базу информатики. Ч. 1 / И.Д. Войтович, В.М. Корсунский // Математичні машини і системи. – 2014. – № 1. – С. 3 – 21.
2. Войтович И.Д. Спинтроника и ее вклад в элементную базу информатики. Ч. 2 / И.Д. Войтович, В.М. Корсунский // Математичні машини і системи. – 2014. – № 2. – С. 3 – 21.
3. Айзенберг Н.Н. Многозначная пороговая логика / Н.Н. Айзенберг, Ю.Л. Иваськив. – Киев: Наукова думка, 1977. – 148 с.
4. Куссуль Э.М. Ассоциативные нейроподобные структуры / Куссуль Э.М. – Киев: Наукова думка, 1992. – 140 с.
5. Sharad M. Ultra-low Energy Programmable Magnetic Threshold Logic / M. Sharad, D. Fan, K. Roy // IEEE Magnetic Letters. – 2013. – 5 p. (submitted).
6. <https://www.humanbrainproject.eu>.
7. http://en.wikipedia.org/wiki/BRAIN_Initiative.
8. <http://habrahabr.ru/post/196732>.
9. Уоссермен Ф. Нейрокомпьютерная техника / Уоссермен Ф. – М.: Мир, 1992. – 352 с.
10. Галушкин А.И. Некоторые исторические аспекты развития элементной базы вычислительных систем с массовым параллелизмом (80-е и 90-е годы) / А.И. Галушкин // Нейрокомпьютер. – 2000. – № 1. – С. 68 – 82.
11. Нейрокомпьютеры: архитектура и схемотехника / В.А. Шахнов, А.И. Власов, А.С. Кузнецов [и др.]. – М.: Изд-во «Машиностроение», 2000. – 64 с.
12. Терехов В.А. Нейросетевые системы управления / Терехов В.А., Ефимов Д.В., Тюкин И.Ю. – М.: Высшая школа, 2002. – 184 с.

13. Нейрокомпьютеры: от программной к аппаратной реализации / М.А. Аляутдинов, А.И. Галушкин, П.А. Казанцев [и др.]. – М.: «Горячая линия – Телеком», 2008. – 152 с.
14. Нейрокомпьютерная парадигма и общество / Под ред. Ю.Ю. Петрунина. – М.: Изд-во Московского университета, 2012. – 304 с.
15. Войтович І.Д. Перспективи квантових обчислень з використанням надпровідності / І.Д. Войтович, В.М. Корсунський // Математичні машини і системи. – 2008. – № 4. – С. 23–56.
16. Kane B. A silicon-based nuclear spin quantum computer / B. Kane // Nature. – 1998. – Vol. 393. – P. 133–145.
17. Кокин А.А. Твердотельные квантовые компьютеры на ядерных спинах / Кокин А.А. – Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2004. – 204 с.
18. Ju C. An endohedral fullerene-based nuclear spin quantum computer / C. Ju, D. Suter, J. Du // Physics Letters A. – 2011. – Vol. 375. – P. 1441–1444.
19. Войтович І.Д. Вуглецева наноелектронна елементна база інформатики. Ч.1 / І.Д. Войтович, В.М. Корсунський, Ф.Т. Лаврик // Математичні машини і системи. – 2013. – № 1. – С. 3–13.
20. Electron-spin-resonance transistors for quantum computing in silicon-germanium heterostructures / R. Vrijen, E. Yablonovitch, K. Wang [et al.] // Phys. Rev. A. – 2000. – Vol. 62. – doi: 012306.
21. Electroelastic Hyperfine Tuning of Phosphorus Donors in Silicon / L. Dreher, T. A. Hilker, A. Brandlmaier [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 106. – doi: 037601.
22. Datta S. Electronic analog of the electro-optic modulator / S. Datta, B. Das // Appl. Phys. Lett. – 1990. – Vol. 56. – P. 665–667.
23. High current gain silicon-based spin Transistor / C.L. Dennis, C. Sirisathitkul, G.J. Ensell [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2003. – Vol. 36. – P. 81–87.
24. Huang B. Coherent Spin Transport through a 350 Micron Thick Silicon Wafer / B. Huang, D.J. Monsma, I. Appelbaum // Phys. Rev. Letters. – 2007. – Vol. 99. – doi: 177209.
25. Ohno M. Datta-Das type spin-field effect transistor in non-ballistic regime / M. Ohno, K. Yoh // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 77. – doi: 045323.
26. Spin transistor based on double tunnel junctions using halfmetallic Co_2MnSi electrodes / Y. Ohdaira, M. Oogane, H. Naganuma [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2010. – Vol. 200. – doi: 052019.
27. Dash S. P. Towards Spin Injection into Silicon. PhD Thesis / S.P. Dash. – Max-Planck-Institut fuer Metallforschung. – Stuttgart, 2007. – 312 с.
28. Dyakonov M. I. (ed.) Spin Physics in Semiconductors / Dyakonov M. I. – Berlin: Springer. – 2008. – 416 с.
29. Спинтроника. Научная сессия Отделения физических наук РАН, 3 февр. 2010 г. // Успехи физических наук. – 2010. – Т. 180, №7. – С. 759–780.
30. Антонов А.В. Процессы спинового транспорта в наноструктурах “ферромагнитный полупроводник – немагнитный полупроводник” / А.В. Антонов, К.Г. Никифоров, Г.Г. Бондаренко // Перспективные материалы. – 2010. – № 4. – С. 21–25.
31. Дорохин М.В. Измерение поляризационных характеристик излучения наногетероструктур: учебно-методическое пособие / М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2011. – 81 с.
32. Дорогань В.Г. Спін-поляризовані електрони в електроніці майбутнього / В.Г. Дорогань, Ф.В. Моцний // Український фізичний журнал. – 2004. – Т. 49 (12). – С. 1174–1187.
33. Александров Е.Б. Современные оптические методы квантовой магнитометрии / Е.Б. Александров, А.К. Вершовский // Успехи физических наук. – 2009. – Т. 179, № 6. – С. 605–637.
34. Towards Clinical MCG with Room-Temperature Sensors / G. Lembke, M. Stumpf, S. N. Erné [et al.] // Biomag 2010, Dubrovnik. IFMBE Proceedings. – 2010. – Vol. 28. – P. 62–65.
35. Griffith W. C. Femtotesla atomic magnetometry in a microfabricated vapor cell / W. C. Griffith, S. Knappe, J. Kitching // Optics Express. – 2010. – Vol. 18, N 26. – P. 27167–27172.
36. Shah V. K. A Compact, High Performance Atomic Magnetometer for Biomedical Applications / V. K. Shah, R. T. Wakai // arXiv.org > physics > arXiv:130. – P. 2357–2013.
37. Нагаев Э.Л. Физика магнитных полупроводников / Нагаев Э.Л. – М.: Наука, 1979. – 431 с.
38. Данилов Ю.А. Магнитные полупроводниковые структуры для приборов спинтроники / Ю.А. Данилов // Вестник РГРТУ. – 2009. – № 4. – 6 с.

39. Lee Y.F. Epitaxial integration of dilute magnetic semiconductor Sr₃SnO with Si (001) / Y.F. Lee, F. Wu, R. Kumar // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol. 103 (11). – doi: 112101.
40. Никифоров К.Г. Многокомпонентные магнитные полупроводники / Никифоров К.Г. – Калуга: Изд-во КГПУ им. К.Э. Циолковского, 2000. – 176 с.
41. Иванов В. А. Разбавленные магнитные полупроводники и спинтроника / В.А. Иванов // Академия наук СССР. Известия. Сер. Физическая. – 2007. – Т. 71, N 11. – С. 1651 – 1653.
42. Данилов Ю.А. Основы спинтроники: учебн. пособ. / Данилов Ю.А., Демидов Е.С., Ежевский А.А. – Нижний Новгород, 2009. – 173 с.
43. Gate-controllable spin battery / W. Long, Q.-F. Sun, H. Guoa [et al.] // Appl. Phys. Letters. – 2003. – Vol. 83, N 7. –P. 1397 – 1399.
44. Electromotive force and huge magnetoresistance in magnetic tunnel junctions / P. Hai, S. Ohya, M. Tanaka [et al.] // Nature. – 2009. – Vol. 458. – P. 489 – 492.

Стаття надійшла до редакції 11.11.2013