

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 530.145; 539.143.43

В.П. ШАУРО, Д.И. ПЕХТЕРЕВ, В.Е. ЗОБОВ

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДВУХ СПОСОБОВ РЕАЛИЗАЦИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЛОГИЧЕСКИХ ОПЕРАТОРОВ ДЛЯ КВАНТОВОГО КОМПЬЮТЕРА НА КУТРИТАХ

В предлагаемой работе рассматриваются элементарные логические операторы (селективный поворот, преобразование Фурье, контролируемый сдвиг фазы, контролируемое НЕ) для квантового компьютера на трехуровневых системах (кутритах). Осуществлено компьютерное моделирование реализации данных операторов на системе из двух ядерных спинов $I = 1$ на основе методов ядерного магнитного резонанса. Представлены два различных способа реализации оператора контролируемого НЕ: с помощью слабых импульсов радиочастотного магнитного поля, селективных по спин-спиновому взаимодействию, и с помощью сильных импульсов, селективных по квадрупольному взаимодействию. Выполнен расчет зависимости ошибки при реализации от величины параметров взаимодействий, амплитуды переменного поля, длительности импульсов. Сделаны выводы о достоинствах и недостатках каждого из способов при их реализации.

1. Введение

В последнее время возрос интерес к управлению динамикой квантовых систем с целью реализации квантовых алгоритмов [1]. Работа первых квантовых компьютеров была изучена теоретически и экспериментально на базе двухуровневых квантовых систем – кубитов [1]. Однако значительно чаще в природе встречаются многоуровневые квантовые системы. Наиболее перспективными считаются трехуровневые системы, соответственно имеющие три базисных состояния – кутриты [2]. Математически доказано, что любой квантовый алгоритм можно осуществить с помощью одно- и двухкутритных элементарных логических операторов (вентилей). Примером однокутритного вентиля является оператор фурье-преобразования [2]

$$F|j\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{k=0}^2 e^{2i\pi k j/3} |k\rangle. \quad (1.1)$$

Двухкутритным вентилем служит оператор контролируемого НЕ (controlled-NOT or XOR gate) [2]:

$$CNOT_{12} |i\rangle_1 |j\rangle_2 = |i\rangle_1 |i+j \pmod{3}\rangle_2, \quad (1.2)$$

где $|i\rangle_1$ – состояние контролирующего кутрита, а $|j\rangle_2$ – рабочего. К настоящему времени вопрос о реализации этих вентилях теоретически изучен недостаточно. В работе [2] предложен способ их реализации с помощью сильных лазерных импульсов, неселективных по взаимодействию между ионами.

В предлагаемой работе выполняется компьютерное моделирование реализации вентиля CNOT на двух квадрупольных ядрах со спином $I = 1$ с помощью радиочастотного (РЧ) магнитного поля. Дело в том, что на сегодняшний день наиболее значительные результаты по квантовым вычислениям получены с помощью методов ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [1]. Более того, уже реализованы простейшие однокутритные вентили на квадрупольном ядре дейтерия со спином $I = 1$ [3]. Наряду с предложенным в работе [2] способом, рассматривается способ со слабыми РЧ-импульсами, селективными по диполь-дипольному взаимодействию (ДДВ) между ядрами. Такой способ ранее применялся для многокубитных систем [1, 4]. Цель численного моделирования состоит в изучении зависимости ошибки от величин внутренних взаимодействий и параметров РЧ-поля и, в конечном счете, нахождении оптимальных условий для экспериментальной реализации.

2. Система из двух кутритов

Рассмотрим два ядра со спином $I = 1$ с разными гиромагнитными отношениями γ_1 и γ_2 и разными константами квадрупольного взаимодействия q_1 и q_2 в постоянном магнитном поле B_0 , направленном вдоль оси Z . Гамильтониан такой системы имеет вид [5]

$$H_0 = -\omega_1 I_1^z - \omega_2 I_2^z + q_1 \left(I_1^{z^2} - \frac{2}{3} \right) + q_2 \left(I_2^{z^2} - \frac{2}{3} \right) - d \left(2I_1^z I_2^z - \frac{1}{2} I_1^+ I_2^- - \frac{1}{2} I_1^- I_2^+ \right), \quad (2.1)$$

где $\omega_i = B_0 \gamma_i$ – ларморовская частота прецессии в магнитном поле; d – константа ДДВ; I_i^z – оператор проекции спина на ось Z для соответствующего ядра; $I_i^\pm = I_i^x \pm iI_i^y$ – повышающий и понижающий операторы. Энергию будем измерять в частотных единицах и полагать $\hbar = 1$. Взаимодействие с магнитным РЧ-полем B_1 запишется в виде

$$V = -\frac{1}{2} \Omega_1 (e^{-i(\omega t + \varphi)} I_1^- + e^{i(\omega t + \varphi)} I_1^+) - \frac{1}{2} \Omega_2 (e^{-i(\omega t + \varphi)} I_2^- + e^{i(\omega t + \varphi)} I_2^+). \quad (2.2)$$

Здесь $\Omega_i = B_1 \gamma_i$ – амплитуда РЧ-поля; ω – частота поля; φ – фаза.

Следует отметить, что в реальных системах, как правило, $d \ll q$, ω . В качестве примера ядер со спином $I = 1$ можно привести азот ^{14}N и дейтерий ^2H , для которых типичные экспериментальные значения отношения $2d/q$ имеют порядок величины соответственно $\sim 10^{-4}$ и $\sim 10^{-2}$. Данное соотношение между дипольным и квадрупольным взаимодействиями используется далее.

Каждое ядро можно рассматривать как отдельный кутрит, взяв в качестве базиса состояния с различной проекцией спина на выделенную ось:

$$|I^z = 1\rangle = |0\rangle; \quad |I^z = 0\rangle = |1\rangle; \quad |I^z = -1\rangle = |2\rangle. \quad (2.3)$$

По условиям квантовых вычислений мы должны иметь возможность воздействия РЧ-полем на нужные переходы между энергетическими уровнями каждого кутрита. Поэтому ω_i и q_i будем выбирать так, чтобы избежать совпадения частот переходов разных кутритов. В этом случае будет несущественным сдвиг уровней энергии и примешивание к состояниям вычислительного базиса других состояний вследствие поперечной части ДДВ. Состояния, соответствующие девяти неэквидистантным уровням ε_n двухкутритной системы, пронумеруем следующим образом:

$$|1\rangle = |0\rangle |0\rangle, \quad |2\rangle = |0\rangle |1\rangle, \quad |3\rangle = |0\rangle |2\rangle, \quad |4\rangle = |1\rangle |0\rangle, \quad \dots, \quad |8\rangle = |2\rangle |1\rangle, \quad |9\rangle = |2\rangle |2\rangle. \quad (2.4)$$

Для квантово-механического описания динамики системы необходимо решить уравнение Шредингера

$$i \frac{d\Psi}{dt} = (H_0 + V)\Psi. \quad (2.5)$$

Для его решения используем переход во вращающуюся систему координат (ВСК) [5] с помощью следующей замены:

$$\Psi = e^{i\omega t (I_1^z + I_2^z)} \Psi^*.$$

В результате получим уравнение Шредингера (2.5) с эффективным гамильтонианом:

$$\begin{aligned} H &= H_0 + \omega (I_1^z + I_2^z) + e^{-i\omega t (I_1^z + I_2^z)} V e^{i\omega t (I_1^z + I_2^z)} = \\ &= H_0 + \omega (I_1^z + I_2^z) - \frac{1}{2} \Omega_1 (e^{-i\varphi} I_1^- + e^{i\varphi} I_1^+) - \frac{1}{2} \Omega_2 (e^{-i\varphi} I_2^- + e^{i\varphi} I_2^+). \end{aligned} \quad (2.6)$$

При этом исчезает зависимость гамильтониана от времени при действии РЧ-поля и остается зависимость только от амплитуды и фазы этого поля. Фаза определяет направление РЧ-поля в ВСК. При $\varphi = 0$ поле направлено вдоль оси X , при $\varphi = \pi/2$ – вдоль оси Y . Поскольку гамильтониан не зависит от времени, то решение уравнения Шредингера в ВСК получим в следующем виде:

$$\Psi^*(t) = e^{-iHt} \Psi^*(0).$$

Таким образом, оператор эволюции системы будет определяться гамильтонианом (2.6):

$$U(t) = e^{-iHt}. \quad (2.7)$$

Мы можем управлять эволюцией системы, действуя РЧ-полем импульсно, то есть в течение конечного времени $t_{\text{имп}} \gg 1/\omega$. При этом если выбрать частоту переменного поля равной частоте переходов между уровнями энергии $\omega = \omega^{m-n} = \varepsilon_n - \varepsilon_m$, то в первую очередь будут изменяться со-

стояния, соответствующие данным уровням. Такие переходы называют селективными поворотами. Обозначим поворот на угол θ следующим образом:

$$\{\theta\}_\alpha^{m-n}, \quad (2.8)$$

где α – ось поворота; m, n – номера уровней, между которыми осуществляется переход.

Так как для получения оператора CNOT нам необходимо изменять состояния второго кутрита, то длительность импульса определяется амплитудой Ω_2 :

$$t_{\text{имп}} = \theta / (\sqrt{2}\Omega_2). \quad (2.9)$$

3. Реализация вентиля CNOT с помощью слабых импульсов

В базисе (2.4) двухкутритный вентиль CNOT (1.2) будет представлять собой матрицу 9×9 , имеющую блочный вид:

$$\text{CNOT}_{12} = \begin{bmatrix} E & 0 & 0 \\ 0 & A & 0 \\ 0 & 0 & A' \end{bmatrix}, \quad \text{где } A = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (3.1)$$

A' – транспонированная матрица, а E – единичная.

Наиболее очевидный способ получения оператора CNOT состоит в осуществлении РЧ-полем непосредственно тех переходов между состояниями кутритов, которые связаны отличными от нуля матричными элементами в матрице (3.1), т.е. между следующими состояниями:

$$\left[\begin{array}{l} |1\rangle|0\rangle \rightarrow |1\rangle|1\rangle \quad (\varepsilon_4 \rightarrow \varepsilon_5) \\ |1\rangle|1\rangle \rightarrow |1\rangle|2\rangle \quad (\varepsilon_5 \rightarrow \varepsilon_6) \\ |1\rangle|2\rangle \rightarrow |1\rangle|0\rangle \quad (\varepsilon_6 \rightarrow \varepsilon_4) \end{array} \right], \quad \left[\begin{array}{l} |2\rangle|0\rangle \rightarrow |2\rangle|2\rangle \quad (\varepsilon_7 \rightarrow \varepsilon_9) \\ |2\rangle|1\rangle \rightarrow |2\rangle|0\rangle \quad (\varepsilon_8 \rightarrow \varepsilon_7) \\ |2\rangle|2\rangle \rightarrow |2\rangle|1\rangle \quad (\varepsilon_9 \rightarrow \varepsilon_8) \end{array} \right].$$

Переходы (приведены в круглых скобках) осуществляются с помощью селективных поворотов (2.8) на угол π на соответствующей резонансной частоте.

Импульсная последовательность для получения вентиля будет следующая [3]:

$$\{\pi\}_X^{7-8} \rightarrow \{\pi\}_X^{8-9} \rightarrow \{\pi\}_X^{5-6} \rightarrow \{\pi\}_X^{4-5}. \quad (3.2)$$

Стрелки указывают порядок следования импульсов во времени. Эта последовательность обеспечивает повороты не только на разрешенных, но и на запрещенных переходах 7–9 и 4–6. Резонансные частоты РЧ-импульсов в (3.2) будут близки к следующим значениям:

$$\begin{aligned} \omega^{7-8} &= \omega_2 - q_2 - 2d; & \omega^{8-9} &= \omega_2 + q_2 - 2d; \\ \omega^{5-6} &= \omega_2 + q_2; & \omega^{4-5} &= \omega_2 - q_2. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Поперечная часть ДДВ вносит небольшую поправку к резонансным частотам (3.3), которая может быть рассчитана по теории возмущений и составляет $\sim d^2 / (\omega_1 - \omega_2)$. Поскольку близкие частоты в (3.3) различаются на величину $2d$ ($d \ll q$), то условием для селективного воздействия на состояния второго кутрита будет малость амплитуды РЧ-поля по сравнению с константой ДДВ ($\Omega_2 \ll d$).

Время каждого импульса определяется выражением (2.9), где угол $\theta = \pi$.

4. Реализация вентиля с помощью сильных импульсов

Рассмотрим другой способ получения оператора CNOT (3.1) [2]. Этот вентиль можно получить с помощью двух других: однокутритного оператора фурье-преобразования F , действующего на второй спин, и двухкутритного оператора контролируемого сдвига фазы P_{12} :

$$\text{CNOT}_{12} = (E \otimes F)^{-1} P_{12} (E \otimes F). \quad (4.1)$$

Однокутритный оператор преобразования Фурье в матричной форме имеет вид

$$F = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & \frac{-1-i\sqrt{3}}{2} & \frac{-1+i\sqrt{3}}{2} \\ 1 & \frac{-1+i\sqrt{3}}{2} & \frac{-1-i\sqrt{3}}{2} \end{bmatrix}. \quad (4.2)$$

Он преобразуется в блочно-диагональную матрицу 9×9 посредством прямого (тензорного) произведения матриц $E \otimes F$.

Для реализации оператора (4.2) мы использовали импульсную последовательность, полученную А.С. Ермиловым [6]:

$$\left\{ \frac{1}{2} \pi \right\}_Y^{2-3,5-6,8-9} \rightarrow \left\{ 2 \cdot \arctg(\sqrt{2}) \right\}_Y^{1-2,4-5,7-8} \rightarrow \left\{ \pi \right\}_Z^{1-2,4-5,7-8} \rightarrow \left\{ \frac{7}{2} \pi \right\}_Y^{2-3,5-6,8-9}. \quad (4.3)$$

Здесь каждый из импульсов должен действовать сразу на три перехода второго кутрита, резонансные частоты которых различаются на величину $\pm 2d$. Поэтому следует брать РЧ-импульсы с амплитудой, удовлетворяющей условию $d \ll \Omega_2 \ll q_2$, и с частотами

$$\omega^{1-2,4-5,7-8} = \omega_2 - q_2; \quad \omega^{2-3,5-6,8-9} = \omega_2 + q_2. \quad (4.4)$$

Связь между кутритами осуществляется посредством оператора контролируемого сдвига фазы [7]:

$$P_{12} = \exp\left(i \frac{2\pi}{3} N_1 N_2\right). \quad (4.5)$$

Действие оператора состоит в сдвиге фазы состояний на угол, зависящий от состояния кутритов N_1 и N_2 , которые могут принимать значения 0, 1 или 2.

Диагональный оператор P_{12} (4.5) можно выразить через операторы I_1^z и I_2^z на основании соотношения

$$\frac{2\pi}{3} N_1 N_2 = \frac{2\pi}{3} (1 - I_1^z)(1 - I_2^z) = \frac{2\pi}{3} (I_1^z I_2^z - I_1^z - I_2^z + 1). \quad (4.6)$$

После подстановки (4.6) P_{12} преобразуется в произведение трех операторов:

$$P_{12} = \exp\left(i \frac{2\pi}{3} I_1^z I_2^z\right) \exp\left(-i \frac{2\pi}{3} I_2^z\right) \exp\left(-i \frac{2\pi}{3} (I_1^z - 1)\right). \quad (4.7)$$

Первый из них получаем путем свободной эволюции системы с гамильтонианом спин-спинового взаимодействия $H_d = -2dI_1^z I_2^z$ в течение времени

$$t_d = \pi/(3d). \quad (4.8)$$

Для устранения сдвига фазы вследствие квадрупольного взаимодействия время выбираем кратным периоду $2\pi/q_2$ [8]. Второй оператор сводится к действию двух дополнительных Z -импульсов на второй спин:

$$\left\{ \frac{4}{3} \pi \right\}_Z^{2-3,5-6,8-9} \rightarrow \left\{ \frac{4}{3} \pi \right\}_Z^{1-2,4-5,7-8}. \quad (4.9)$$

Третий же оператор представляет собой фазовый множитель, который не оказывает влияния на конечный результат, поэтому он может быть отброшен.

Встречающиеся в схемах (4.3) и (4.9) импульсы с вращением вокруг оси Z на практике (и в наших расчетах) осуществляются с помощью составного Z -импульса [1, 5, 8]:

$$\{\theta\}_Z^{m-n} \equiv \left\{ -\frac{1}{2} \pi \right\}_X^{m-n} \rightarrow \{\theta\}_Y^{m-n} \rightarrow \left\{ \frac{1}{2} \pi \right\}_X^{m-n}.$$

5. Расчет эволюции системы и обсуждение результатов

При моделировании реализации квантовых вентилей методом ЯМР использовался пакет MATLAB версии 7.1. Действие отдельных импульсов на систему рассчитывали по формуле (2.7), подставляя соответствующие длительность импульса и гамильтониан. Перемножение матриц эволюции для каждого импульса дает окончательный результат для импульсной последовательности. Выполнив моделирование действия импульсов на систему для обоих случаев, можно найти ошибку полученного результата по формуле

$$\Delta^2 = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \Delta_i^2, \quad \text{где} \quad \Delta_i^2 = \frac{1}{9} \sum_{m,n=1}^3 (|A_{mn}| - A_{mn}^0)^2. \quad (5.1)$$

Здесь A_{mn} – элементы одного из блоков рассчитанной матрицы оператора CNOT (3.1) или (4.1); A_{mn}^0 – элементы соответствующего блока теоретической матрицы этого оператора; сумма по i – суммарная ошибка для трех блоков.

В качестве параметров взяты относительные величины и за единицу принята сотая доля константы квадрупольного взаимодействия q_2 :

$$\omega_1 = 500; \quad \omega_2 = 300; \quad q_1 = 200; \quad q_2 = 100. \quad (5.2)$$

На рис. 1 для обоих способов реализации приведены графики зависимости ошибки полученного результата от величины амплитуды РЧ-поля и соответствующего полного времени эксперимента, которое складывается из длительностей (2.9) всех импульсов и времени свободной эволюции (4.8) во втором способе.

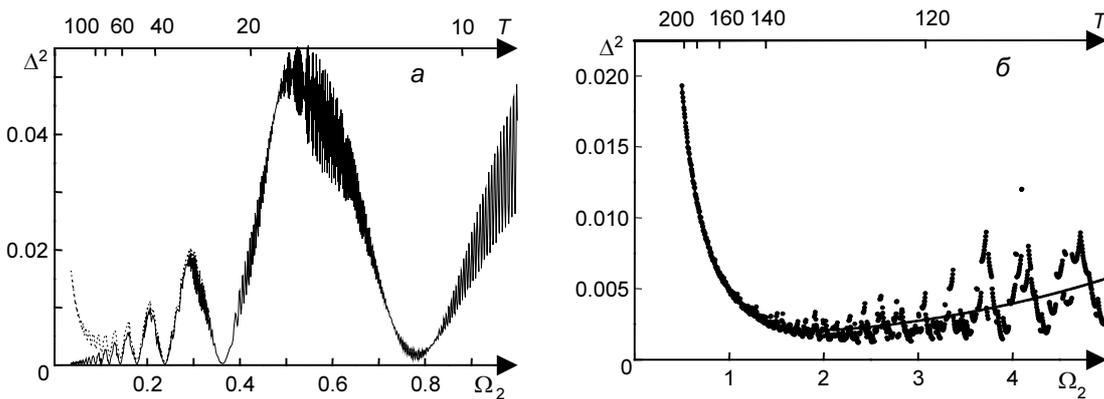


Рис. 1. Зависимость ошибки реализации вентилей CNOT от величины амплитуды РЧ-поля и (или) полного времени эксперимента (верхняя шкала) для первого при $d = 1$ (а) и второго при $d = 0,01$ (б) способов. Сплошной линией (б) показана усредненная кривая, полученная путем аппроксимации рассчитанной зависимости с помощью суммы трех экспонент

Из представленных графиков видно, что ошибка результата в среднем растет при увеличении амплитуды РЧ-поля в обеих реализациях. Это объясняется воздействием импульсов при больших амплитудах поля не только на нужные нам переходы, но и в различной степени на все остальные.

В первом варианте реализации (3.2) наблюдаются ярко выраженные осцилляции ошибки, которая уменьшается до величины $\sim 10^{-3}$ в первом минимуме (на рис.1, а – справа). Данный результат обусловлен особенностью действия РЧ-поля на нерезонансные переходы второго (рабочего) спина при других состояниях контролирующего спина, отличающиеся от резонансных (3.3) на $2d$ из-за спин-спинового взаимодействия. При вращении резонансных переходов второго спина с частотой Ω_2 эти нерезонансные состояния будут вращаться с частотой $\sqrt{\Omega_2^2/2 + d^2}$, тем самым вызывая ошибку. Однако если значение амплитуды таково, что при резонансном повороте спина на угол π нерезонансные состояния прокрутятся на угол, кратный 2π , то ошибка вычислений будет минимальной [4], что и наблюдается на графике. Небольшая ошибка остается от паразитных переходов в первом блоке матрицы CNOT (3.1) с частотами, отличными от резонансных (3.3) на $4d$. Используя соотношение $\Omega_2 = \sqrt{2/3}d$ для первого минимума, получаем для зависимости времени эксперимента от d следующий результат:

$$T = 2\sqrt{3}\pi/d. \quad (5.3)$$

При уменьшении амплитуды РЧ-поля ошибка стремится к нулю (сплошная линия на рис. 1, а) при точной настройке частот с учетом поправок от поперечного ДДВ. Если же слабые импульсы настроены на частоты (3.3) без поправок, то из-за нарушения резонансных условий они перестают выполнять нужные повороты и ошибка возрастает (пунктирная линия на рис. 1, а).

Во втором варианте реализации (4.1) ошибка возрастает при больших амплитудах поля за счет нарушения селективности импульсов по квадрупольному взаимодействию. Наоборот, РЧ-поле малой амплитуды не поворачивает полностью два нужные для выполнения преобразования Фурье уровня (3.3), резонансные частоты которых отличаются от резонансной частоты РЧ-импульса на величину $\pm 2d$, что также приводит к ошибке результата. При совместном действии данных механизмов наблюдается минимум, в котором их влияние на ошибку сравнивается. Зависимость характеристик минимума от d представлена на рис. 2. Резкий рост времени эксперимента при малых d обусловлен ростом времени свободной эволюции системы (4.8), которое становится определяющим при таких d . Тем не менее это время в десятки раз короче времени реализации CNOT первым способом (5.3).

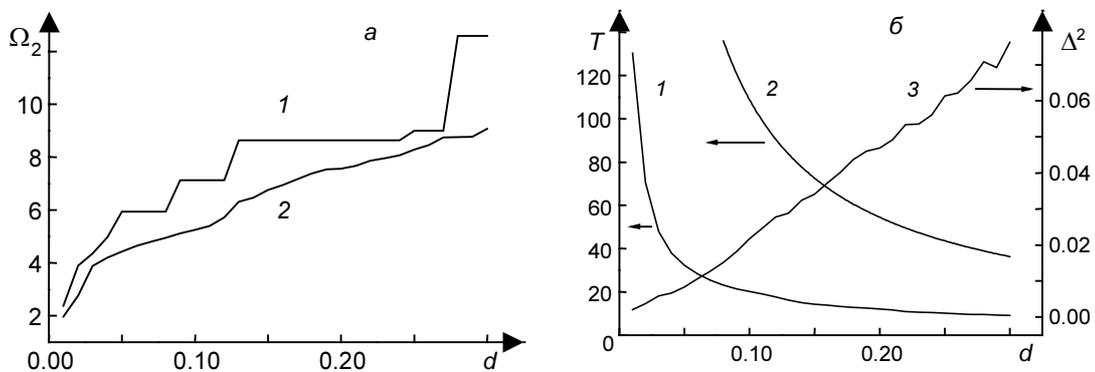


Рис. 2. Зависимость амплитуды РЧ-поля (а), полного времени эксперимента (б, кр. 1) и ошибки (б, кр. 3) в минимуме от величины ДДВ для второго способа. Кривая 1 (а) найдена непосредственно по расчетным зависимостям, тогда как кр. 2 (а), кр. 1 и 3 (б) – по аппроксимирующим зависимостям. Для сравнения показано (кр. 2 (б)) время (5.3)

Выводы

Основной целью моделирования было сравнение времени эксперимента при различных способах реализации вентиля CNOT, так как для успешного проведения опыта на реальной установке необходимо успеть провести всю импульсную последовательность за время, меньшее, чем время релаксации (декогерентизации) системы. Способ, использующий слабые селективные по спиновому взаимодействию импульсы, является более простым, но поскольку необходимы малые амплитуды радиочастотного поля, увеличивается общее время эксперимента (5.3). Во втором способе, основанном на сильных селективных по квадрупольному взаимодействию импульсах, последовательность импульсов гораздо сложнее и добавляется время свободной эволюции системы, но требование селективности импульсов по квадрупольному взаимодействию позволяет увеличить их амплитуды в десятки раз по сравнению с первой реализацией. Длительность эксперимента, таким образом, сокращается в несколько раз. Однако проведенный анализ показал, что при больших значениях d данный способ становится неэффективным из-за возрастания ошибки.

Таким образом, при рассмотрении длительности импульсной последовательности можно сделать вывод, что реализация с помощью сильных импульсов, селективных по квадрупольному взаимодействию, является предпочтительной в системах со слабым ДДВ, где $d/q \sim 10^{-3} - 10^{-4}$. Тогда как в системе с сильным ДДВ ($d/q \sim 10^{-1} - 10^{-2}$), наоборот, более эффективным становится способ реализации с помощью слабых импульсов, селективных по ДДВ.

Полученные результаты помогут выбрать оптимальные условия для экспериментальной реализации вентиля CNOT (1.2) и алгоритмов с его участием, а также алгоритмов на основе квантового преобразования Фурье (1.1), имеющего большое самостоятельное значение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Валиев К.А., Кокин А.А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. – 352 с.
2. Klimov A.B., Guzman R., Retamal J.C., and Saavedra C. // Phys. Rev. A. – 2003. – V. 67. – P. 062313.
3. Das R., Mitra A., Kumar V., and Kumar A. // Int. J. Quantum Inf. – 2003. – V. 1. – P. 387.
4. Berman G.P., Doolen G.D., Lopez G.V., and Tsifrinovich V.I. // Phys. Rev. A. – 2000. – V. 61. – P. 042307.
5. Сликтер Ч. Основы теории магнитного резонанса. – М.: Мир, 1981. – 448 с.
6. Ермилов А.С. Материалы XII Всерос. науч. конф. студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-12). Новосибир. гос. ун-т. – Новосибирск, 2006. – С. 714.
7. Daboul J., Wang X., and Sanders B.C. // J. Phys. A. – 2003. – V. 36. – P. 7063.
8. Das R. and Kumar A. // Phys. Rev. A. – 2003. – V. 68. – P. 032304.

Красноярский госуниверситет
Институт физики СО РАН
E-mail: rsa@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 18.10.06.