

Квантовые вычисления на основе однофотонных поляризационных состояний импульсов света, распространяющихся в допированной резонансной среде

А.В.Прохоров, А.П.Алоджанц, С.М.Аракелян

Рассмотрены процессы распространения однофотонных оптических импульсов света в оптических средах, допированных атомами редкоземельных элементов в условиях, которые близки к атомно-оптическому резонансу. Выполнен анализ четырехлучевой поляризационной М-схемы взаимодействия с двумя пробными импульсами и двумя импульсами накачки. Изучены режимы индуцированного кросс-взаимодействия между пробными оптическими импульсами; найдены условия для эффективного управления групповыми скоростями их распространения в среде, что определяется настройками атомно-оптического резонанса. Предложен алгоритм обработки квантовой информации на основе кодирования и управления временными задержками однофотонных импульсов света в такой системе.

Ключевые слова: квантовые вычисления, допированные среды, однофотонные импульсы света.

1. Введение

В настоящее время в квантовой информации все больший практический интерес вызывают схемы, принцип действия которых основан на использовании перепутанных по времени состояний кубитов, чьи базисы кодируются однофотонными импульсами света, хорошо различаемыми по времени регистрации на фотодетекторах [1]. Для получения рассматриваемых состояний часто используют чисто оптические методы преобразования светового поля в интерферометре Маха – Цендера, нелинейных кристаллах и т. д. Это фактически ограничивает область их применения для задач квантовых вычислений, поскольку такие системы статичны в отношении распространяющегося через них оптического излучения и практически не могут быть интегрированы в схемы квантовой обработки информации (см., напр., [2]). Вместе с тем, современные способы обработки и хранения квантовой информации требуют более простого решения для создания логических схем, способных оперировать с большим числом кубитов [3].

В настоящей работе рассмотрен новый способ кодирования/обработки квантовой информации на основе управления относительными временными задержками распространяющихся однофотонных импульсов света в оптической матрице, допированной резонансными к оптическому излучению атомами. Проанализированы эффекты кросс-взаимодействия двух пробных однофотонных световых импульсов в такой среде в присутствии двух управляющих импульсов оптической накачки (М-схема взаимодействия), что позволяет проводить соответству-

ющие преобразования над квантовыми поляризационными состояниями пробных фотонов.

2. Анализ М-схемы взаимодействия в допированной среде

На рис.1 представлена схема энергетических уровней атома ^{59}Pr [4]. Уровни $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ представляют собой подуровни сверхтонкой структуры состояния $^3\text{H}_4$; вспомогательные уровни $|4\rangle, |5\rangle$ связаны с возбужденным состоянием $^1\text{D}_2$. Воздействие света на атомную систему осуществляется следующим образом: два достаточно длительных импульса накачки $E_{c1}(z, t)$ и $E_{c2}(z, t)$ определенной (циркулярной) поляризации $\sigma_{c1, c2}^{+(-)}$ с малыми отстройками их центральной частоты от атомных резонансов δ_1 и δ_2 открывают разрешенные переходы $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$ и $|3\rangle \rightarrow |5\rangle$ соответственно. С некоторой временной задержкой за ними следуют более короткие пробные импульсы $E_{p1}(z, t)$ и $E_{p2}(z, t)$, распространяющиеся под малым углом друг к другу с произвольной циркулярной поляризацией ($\sigma_{p1, p2}^{+(-)}$). Их центральные частоты настроены на точный резонанс по отношению к переходам $|4\rangle \rightarrow |1\rangle$ и $|5\rangle \rightarrow |1\rangle$ соответственно. При определенных условиях в такой М-схеме становится возможным существенное изменение под действием полей накачки дисперсионных свойств атом-

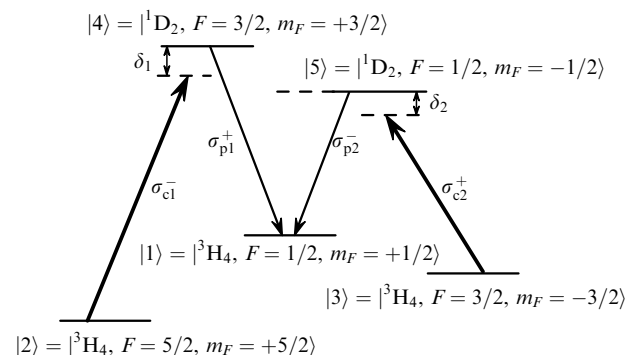


Рис.1. Схема энергетических уровней атома ^{59}Pr .

А.В.Прохоров, А.П.Алоджанц. Владимирский государственный университет, Россия, 600000 Владимир, ул. Горького, 87; e-mail: avprokhorov@vpti.vladimir.ru

С.М.Аракелян. Владимирский государственный университет, Россия, 600000 Владимир, ул. Горького, 87; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9; ГНЦ РФ ФГУП «НПО Астрофизика», Россия, 125424 Москва, Волоколамское ш., 95

Поступила в редакцию 5 июля 2007 г.

ной среды, что приводит к проявлению эффектов кросс-взаимодействия для пробных импульсов света (ср. с [5], [6]). Управляющими параметрами задачи являются интенсивности $I_{c1(c2)}$ импульсов накачки и отстройки δ_1 и δ_2 их центральных частот от резонанса.

Гамильтониан атомно-оптического взаимодействия для рассматриваемой М-схемы имеет вид

$$\begin{aligned} H &= H_{\text{free}} + H_{\text{int}}, \\ H_{\text{free}} &= \hbar[\omega_M |2\rangle\langle 2| + (\omega_M + \omega_G) |3\rangle\langle 3| \\ &\quad + (\omega_M + \omega_L) |4\rangle\langle 4| + (\omega_M + \omega_L - \omega_{G1}) |5\rangle\langle 5|], \\ H_{\text{int}} &= -\hbar[g_{c1} |4\rangle\langle 2| u_1 + g_{c1}^* |2\rangle\langle 4| u_1^* + g_{c2} |5\rangle\langle 3| u_2 \\ &\quad + g_{c2}^* |3\rangle\langle 5| u_2^* + g_{p1} |4\rangle\langle 1| v_1 + g_{p1}^* |1\rangle\langle 4| v_1^* \\ &\quad + g_{p2} |5\rangle\langle 1| v_2 + g_{p2}^* |1\rangle\langle 5| v_2^*], \end{aligned} \quad (1)$$

где $u_{1,2} = \exp[i\mathbf{k}_{c1(c2)}\mathbf{z} - i\omega_{c1(c2)}t]$; $v_{1,2} = \exp[i\mathbf{k}_{p1(p2)}\mathbf{z} - i\omega_{p1(p2)}t]$; ω_M – частота перехода между уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$; ω_G (ω_{G1}) – частота перехода между уровнями $|2\rangle$ и $|3\rangle$ ($|4\rangle$ и $|5\rangle$); ω_L – частота оптического перехода между уровнями $|2\rangle$ и $|4\rangle$; $g_{c1} = |\mu_{24}|A_{c1}/\hbar$ и $g_{c2} = |\mu_{35}|A_{c2}/\hbar$ – частоты Раби управляющих импульсов накачки; $g_{p1} = |\mu_{14}|A_{p1}/\hbar$ и $g_{p2} = |\mu_{15}|A_{p2}/\hbar$ – частоты Раби пробных импульсов; μ_{mn} – дипольные моменты соответствующих переходов (далее мы полагаем, что дипольные моменты для всех оптических переходов одинаковы и составляют $\mu = 0.3 \times 10^{-32}$ Кл·м [5]); $A_{c1(c2)}$, $A_{p1(p2)}$ – медленно меняющиеся амплитуды соответствующих оптических импульсов с центральными частотами $\omega_{c1(c2)}$, $\omega_{p1(p2)}$ и волновыми векторами $\mathbf{k}_{c1(c2)}$, $\mathbf{k}_{p1(p2)}$.

Используем адиабатическое приближение для атомно-оптического взаимодействия в формализме матрицы плотности ρ_{mn} , которая факторизована на одноатомные состояния (см., напр., [7]). С помощью уравнения Лиувилля для усредненных значений матричных элементов ($\rho_{21} = \bar{\rho}_{21}v_1u_1^*$, $\rho_{41} = \bar{\rho}_{41}v_1$ и др.) с начальными условиями $\bar{\rho}_{11} = 1$, $\bar{\rho}_{nm} = 0$, $m \in \{2..5\}$, считая, что с момента взаимодействия пробных импульсов света со средой действие накачки прекратилось (т. е. $\bar{\rho}_{35} = \bar{\rho}_{24} = 0$), получаем следующую систему связанных уравнений, которые будут определять квантовую динамику пробных полей:

$$\begin{aligned} \dot{\bar{\rho}}_{41} &= ig_{p1} + i\bar{\rho}_{21}g_{c1} - i\bar{\rho}_{45}g_{p2} - \bar{\rho}_{41}(\Gamma_1 + \Gamma_4), \\ \dot{\bar{\rho}}_{21} &= -i\bar{\rho}_{21}\delta_1 + i\bar{\rho}_{41}g_{c1}^* - \bar{\rho}_{21}(\Gamma_1 + \Gamma_2), \\ \dot{\bar{\rho}}_{45} &= -i\bar{\rho}_{41}g_{p2}^* + i\bar{\rho}_{15}g_{p1} - \bar{\rho}_{45}(\Gamma_4 + \Gamma_5), \\ \dot{\bar{\rho}}_{51} &= ig_{p2} + i\bar{\rho}_{31}g_{c2} - i\bar{\rho}_{54}g_{p1} - \bar{\rho}_{51}(\Gamma_1 + \Gamma_5), \\ \dot{\bar{\rho}}_{31} &= -i\bar{\rho}_{31}\delta_2 + i\bar{\rho}_{51}g_{c2}^* - \bar{\rho}_{31}(\Gamma_1 + \Gamma_3). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\delta_1 = \omega_{c1} - \omega_L$; $\delta_2 = \omega_{c2} + \omega_G + \omega_{G1} - \omega_L$; $\Gamma_m = \sum_{n=1, n \neq m}^5 \gamma_{mn}$; γ_{mn} характеризуют релаксацию в системе при переходе из состояния $|m\rangle$ в состояние $|n\rangle$. Полагаем, что $\gamma_{51} = \gamma_{41} = \gamma_{31} = \gamma_{42} = \gamma_{\text{opt}}$, $\gamma_{21} = \gamma_{31} = \gamma_{\text{mag}}$, $\gamma_{32} = \gamma_{54} = \gamma_s$. Стационарные решения уравнений (2) для элементов матрицы плотности $\bar{\rho}_{41}$ и $\bar{\rho}_{51}$, соответствующих проб-

ным импульсам (в условиях их кросс-взаимодействия), имеют вид

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_{41} &= \frac{ig_{p1}g_{p2}^2}{(\Gamma_4 + \Gamma_5)A^*} + ig_{p1} \\ &\quad \frac{|g_{c1}|^2}{i\delta_1 + (\Gamma_1 + \Gamma_2)} + \frac{|g_{p2}|^2}{(\Gamma_4 + \Gamma_5)} + \frac{g_{p1}^2g_{p2}^2}{(\Gamma_4 + \Gamma_5)^2A^*} + (\Gamma_1 + \Gamma_4), \\ \bar{\rho}_{51} &= \frac{ig_{p2}g_{p1}^2}{(\Gamma_4 + \Gamma_5)B^*} + ig_{p2} \\ &\quad \frac{|g_{c2}|^2}{i\delta_2 + (\Gamma_1 + \Gamma_3)} + \frac{|g_{p1}|^2}{(\Gamma_4 + \Gamma_5)} + \frac{g_{p1}^2g_{p2}^2}{(\Gamma_4 + \Gamma_5)^2B^*} + (\Gamma_1 + \Gamma_5) \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} A &= -\frac{|g_{p1}|^2}{(\Gamma_4 + \Gamma_5)} - \frac{|g_{c2}|^2}{i\delta_2 + (\Gamma_1 + \Gamma_3)} - (\Gamma_1 + \Gamma_5), \\ B &= \frac{|g_{p2}|^2}{(\Gamma_4 + \Gamma_5)} + \frac{|g_{c1}|^2}{i\delta_1 + (\Gamma_1 + \Gamma_2)} - (\Gamma_1 + \Gamma_4). \end{aligned}$$

В отсутствие одного из пробных импульсов задача сводится к случаю Λ -схемы взаимодействия; решения для $\bar{\rho}_{41}$ (при $g_{p2} = 0$) и $\bar{\rho}_{51}$ (при $g_{p1} = 0$) в точности соответствуют случаю электромагнитной индуцированной прозрачности [5]. Решения (3) определяют следующие выражения для восприимчивостей системы:

$$\chi_{p1} = \frac{N|\mu|^2 \bar{\rho}_{41}}{\hbar\epsilon_0 g_{p1}}, \quad \chi_{p2} = \frac{N|\mu|^2 \bar{\rho}_{51}}{\hbar\epsilon_0 g_{p2}},$$

где N – концентрация атомов ^{59}Pr , а ϵ_0 – электрическая постоянная. При этом показатели преломления $n^{a(b)}$ и коэффициенты поглощения $\alpha^{a(b)}$ допированного кристалла для двух пробных импульсов $E_{p1(p2)}$ света (a соответствует пробному импульсу $p1$, а b – импульсу $p2$) можно представить в следующем виде: $n^{a(b)} \simeq n_{0M} + \frac{1}{2}\text{Re} \chi_{p1(p2)}$, $\alpha^{a(b)} = \alpha_{0M} + k_{p1(p2)}\text{Im} \chi_{p1(p2)}$, где n_{0M} и α_{0M} – показатель преломления и коэффициент поглощения матрицы. В случае $g_{p1} = 0$ обозначим $n^b = n_{\Lambda}^b$, а при $g_{p2} = 0$ обозначим $n^a = n_{\Lambda}^a$.

На рис.2 представлена трехмерная зависимость показателя преломления n^a от частот отстроек $\delta_{1(2)}$. Показа-

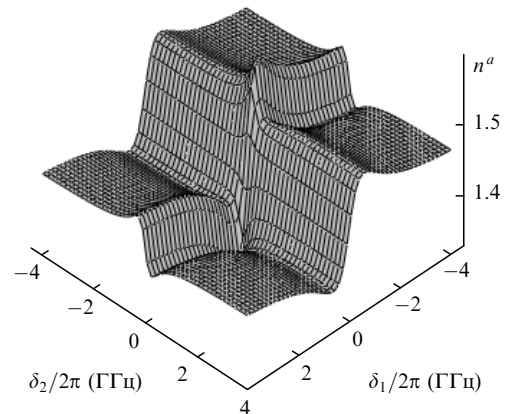


Рис.2. Частотная зависимость показателя преломления n^a для допированной атомами ^{59}Pr (атомная концентрация 0.05 %) матрицы при осуществлении поляризационной М-схемы взаимодействия с оптическими импульсами. Параметры допированных атомов: $\gamma_{\text{opt}} = 43.5$ кГц, $\gamma_{\text{mag}} = 4$ кГц, $\gamma_s = 0.25$ кГц; параметры световых полей: $I_{c1} = 87.9$ кВт/см², $I_{c2} = 36.6$ кВт/см² (при длительностях импульсов $\tau_{c1} = \tau_{c2} = 0.94$ мкс), $I_{p1} = I_{p2} = 4.484$ Вт/см² (при длительностях импульсов $\tau_{p1} = \tau_{p2} = T = 258$ пс); параметры среды: длина $L = 7.5$ мкм, показатель преломления матрицы $n_{0M} = 1.45$.

тель преломления n^a имеет сложную зависимость от обоих параметров δ_1 и δ_2 , что обусловлено эффектом кросс-взаимодействия между пробными импульсами света в данной системе. Это позволяет управлять значениями групповых скоростей распространяющихся пробных импульсов света для осуществления *контролируемых* квантовых преобразований над ними (ср. с [8]).

3. Кодирование и преобразование квантовой информации с однофотонными импульсами света в допированной среде

Для реализации квантовых преобразований, учитывающих поляризационную специфику распространения пробных однофотонных импульсов света, используем следующие обозначения:

$$a_{1(2)}^+ |\text{vac}\rangle = |\sigma_{p1}^{+(-)}\rangle, \quad b_{1(2)}^+ |\text{vac}\rangle = |\sigma_{p2}^{+(-)}\rangle, \quad (4)$$

где $a_{1(2)}^+$ – операторы рождения фотона в моде E_{p1} в различных поляризационных состояниях $|\sigma_{p1}^{+(-)}\rangle$ – с правой (левой) циркулярными поляризациями; аналогично – и для поля E_{p2} . Волновой вектор перепутанного состояния в этом случае имеет вид [9]

$$|\psi\rangle = x_1 |\sigma_{p1}^-\rangle_a |\sigma_{p2}^+\rangle_b + x_2 |\sigma_{p1}^-\rangle_a |\sigma_{p2}^-\rangle_b + x_3 |\sigma_{p1}^+\rangle_a |\sigma_{p2}^+\rangle_b + x_4 |\sigma_{p1}^+\rangle_a |\sigma_{p2}^-\rangle_b, \quad (5)$$

где $x_i = \bar{x}_i \exp(-i\varphi_i)$ – комплексные амплитуды, определяющие вероятности соответствующих базисных состояний, а φ_i – их фазы.

Переход между уровнями $|4\rangle$ и $|1\rangle$ возможен только при использовании фотонов пробного поля E_{p1} , находящихся в состоянии с правой циркулярной поляризацией $|\sigma_{p1}^+\rangle$, а переход между уровнями $|5\rangle$ и $|1\rangle$ – при использовании поля E_{p2} , фотоны которого имеют левую циркулярную поляризацию $|\sigma_{p2}^-\rangle$ (см. рис.1). Тогда, в зависимости от состояния поляризации фотонов в модах пробных полей a и b , времена их задержек $\tau_{a(b)}$ при распространении в среде будут различными. Эти временные задержки определяются соответствующими групповыми скоростями распространения, а последние, в свою очередь, задаются показателем преломления среды (см. рис.2). Разность между этими задержками проявляется в эксперименте как разность времени $\Delta\tau_{ab}$ между двумя последовательными фотоотчетами, регистрируемыми парой фотодетекторов и таймером на выходе из среды. Данную относительную задержку можно представить следующим образом:

$$\Delta\tau_{ab} = \tau_a - \tau_b, \quad (6)$$

где $\tau_{a(b)} = Ln_g^{a(b)}/c$; L – длина активной области перекрытия пробных импульсов в среде;

$$n_g^{a(b)} = n^{a(b)} + \omega_{p1(p2)} \frac{dn^{a(b)}}{d\omega_{p1(p2)}}$$

– групповые показатели преломления.

Таким образом, обсуждаемый эффект индуцированного кросс-взаимодействия проявляется только для состояния $|\sigma_{p1}^+\rangle_a |\sigma_{p2}^-\rangle_b$ на входе в среду, когда оба импульса

участвуют в резонансном атомно-оптическом взаимодействии. Для состояний $|\sigma_{p1}^-\rangle_a |\sigma_{p2}^+\rangle_b$ на входе в среду резонансное взаимодействие света с допированными атомами отсутствует, и динамика распространения пробных импульсов определяется только свойствами матрицы, т. е. показателем преломления n_{0M} . Для состояния $|\sigma_{p1}^-\rangle_a |\sigma_{p2}^-\rangle_b$ имеем $n^a = n_{0M}$, $n^b = n_{\Lambda}^b$, а для случая $|\sigma_{p1}^+\rangle_a |\sigma_{p2}^+\rangle_b$ имеем $n^a = n_{\Lambda}^a$, $n^b = n_{0M}$.

Принципиальный результат проведенного анализа – выявленная зависимость групповых скоростей распространения пробных импульсов от состояний их поляризации – можно использовать для относительной временной кодировки, при которой базисные состояния будут определяться величиной задержки фотоотчетов $\Delta\tau_{ab}$, выраженной в длительностях пробных импульсов (обозначим их через T). Используем следующую кодировку для двухкубитного регистра (с учетом выбранного начального состояния поляризации):

$$\begin{aligned} |00\rangle &= (|\sigma_{p1}^-\rangle_a |\sigma_{p2}^+\rangle_b)_{\text{in}} \rightarrow \Delta\tau_{ab}^{00} = 0, \\ |01\rangle &= (|\sigma_{p1}^-\rangle_a |\sigma_{p2}^-\rangle_b)_{\text{in}} \rightarrow \Delta\tau_{ab}^{01} = T, \\ |10\rangle &= (|\sigma_{p1}^+\rangle_a |\sigma_{p2}^+\rangle_b)_{\text{in}} \rightarrow \Delta\tau_{ab}^{10} = -2T, \\ |11\rangle &= (|\sigma_{p1}^+\rangle_a |\sigma_{p2}^-\rangle_b)_{\text{in}} \rightarrow \Delta\tau_{ab}^{11} = -T. \end{aligned} \quad (7)$$

На рис.3 приведены расчетные зависимости относительных задержек $\Delta\tau_{ab}$ пробных импульсов света от частотных отстроек управляющих импульсов накачки $\delta_{1(2)}$. Поскольку фотон $|\sigma_{p1}^-\rangle_a$ не вызывает резонансного перехода на частоте ω_{p1} , задержка $\Delta\tau_{ab}^{01}$ зависит только от частотной отстройки δ_2 ; аналогично, задержка $\Delta\tau_{ab}^{10}$ зависит только от δ_1 . В формировании относительной задержки $\Delta\tau_{ab}^{11}$ участвуют оба импульса накачки, поэтому она определяется обоими параметрами $\delta_{1(2)}$. Кодирование согласно (7) может быть выполнено в случае выбора следующих значений частотных отстроек от резонанса: $\delta_1/2\pi = 481.5$ МГц, $\delta_2/2\pi = 665$ МГц (см. рис.3).

На рис.4 показана двухкаскадная схема инициализации состояния двухкубитного регистра с последующей его обработкой. В частности, на этапе 1 происходит формирование перепутанного по времени состояния пары кубитов. Затем на этапе 2 полученное перепутанное состоя-

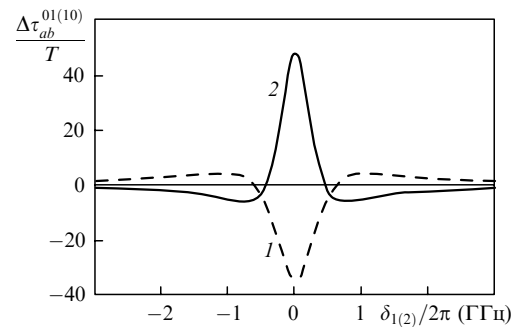


Рис.3. Частотные зависимости для нормированных на длительность пробных импульсов T относительных временных задержек $\Delta\tau_{ab}$ для состояний $|01\rangle = |\sigma_{p1}^-\rangle_a |\sigma_{p2}^-\rangle_b$ (1) и $|10\rangle = |\sigma_{p1}^+\rangle_a |\sigma_{p2}^+\rangle_b$ (2) однофотонных пробных импульсов при их распространении в условиях атомно-оптического взаимодействия в допированной резонансной среде. Параметры допированной среды и пробных импульсов те же, что и для рис.2; параметры накачки: $I_{c1} = 41.75$ кВт/см², $I_{c2} = 59.6$ кВт/см².

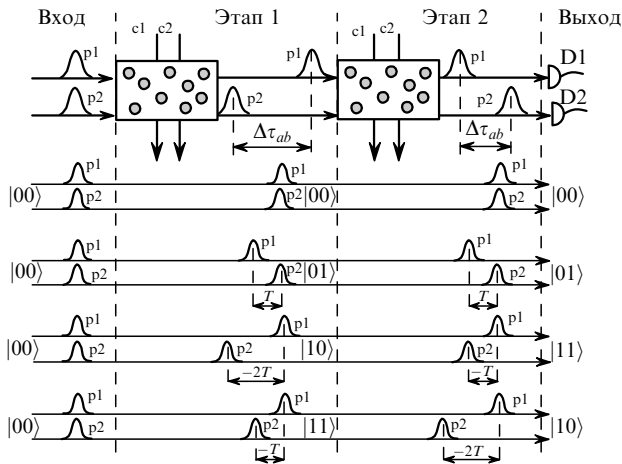


Рис.4. Принципиальная схема для относительного временного кодирования (этап 1) и для реализации квантовой логической операции XOR (этап 2) с использованием кросс-взаимодействия однофотонных импульсов света при реализации М-схемы взаимодействия в двухкаскадной допированной резонансной системе.

ние подается на вход второго допированного кристалла, также реализующего М-схему атомно-оптического взаимодействия. В этой схеме необходим выбор таких настроек для импульсов накачки, которые позволяли бы изменять взаиморасположение перепутанных кубитов a и b во времени, что определяется регулированием групповых скоростей распространения пробных импульсов в системе. Реализация данной принципиальной временной схемы кодирования соответствует определенному логическому преобразованию.

В качестве примера выберем двухкубитную логическую операцию XOR, согласно которой состояние $|10\rangle$ должно переходить в состояние $|11\rangle$ и наоборот, т. е. амплитуды вероятности x_3 и x_4 в (5) должны меняться местами при неизменных x_1 и x_2 (см., напр., [2]). Для осуществления этого требуется сформировать на этапе 2 (см. рис.4) дополнительные временные задержки:

$$\Delta\tau_{ab}^{01} = 0, \quad \Delta\tau_{ab}^{10} = T, \quad \Delta\tau_{ab}^{11} = -T. \quad (8)$$

Тогда конечное состояние системы, регистрируемое по сдвигу двух фотоотчетов на детекторах, задается как $\Delta\tau_{ab}^{00} = 0, \Delta\tau_{ab}^{01} = T, \Delta\tau_{ab}^{10} = -T, \Delta\tau_{ab}^{11} = -2T$. В тех же условиях, что и для (7), выполнение требования (8) может быть реализовано при выборе управляющих параметров $I_{c1} = 41.86$ кВт/см², $I_{c2} = 69.6$ кВт/см², $\delta_1/2\pi = 422.9$ МГц, $\delta_2/2\pi = 732$ МГц. В общем случае различные настройки в рассматриваемой системе, определяемые данными параметрами, задают возможные элементарные логические преобразования над двухкубитным регистром, что делает систему на рис.1 универсальной при реализации задач квантовых вычислений.

4. Заключение

Представленная в настоящей работе пятиуровневая четырехлучевая схема атомно-оптического взаимодействия может быть расширена до многолучевой. При этом для решения актуальной проблемы параллельной обработки квантовой информации с N -кубитным регистром используются множественные межуровневые переходы.

Перспективными здесь являются сложные молекулярные соединения (внедренные, например, в алмазные матрицы), которые характеризуются многообразием электронных переходов и обеспечивают продолжительное время декогеренции [10]. Если твердотельной основой служат сложноструктурированные фотоннокристаллические оптические волокна и другие микро- и наноструктурированные оптические среды, перспективными представляются схемы со сверхкороткими импульсами света, реализующими (благодаря своему широкому спектру) целый набор межуровневых переходов, которые обеспечивают реализацию логических схем, но уже с непрерывными наблюдаемыми [11].

Кроме того, при многофотонном перепутывании необходимо рассматривать пространственную динамику для атомно-оптических взаимодействий в терминах поляритонных состояний (см. также [12]), формируемых в среде. Минимальная длина такой резонансной среды, необходимая для реализации взаимодействия между любой парой N пробных импульсов, определяется соотношением

$$TN < L/|v_g^i|_{\max}, \quad (9)$$

где $|v_g^i|_{\max}$ определяет максимальную из групповых скоростей распространяющихся пробных импульсов света. Соотношение (9) накладывает ограничение на максимальный объем обрабатываемой в такой схеме квантовой информации. Другое ограничение требует выполнения соотношения $T \ll 1/\gamma_{\text{opt}}$, что может быть достигнуто соответствующим охлаждением среды, в которую допируются резонансные атомы в связи с последним условием. Отдельного обсуждения заслуживают отмеченные выше когерентные поляритонные состояния, которые возникают в результате атомно-оптических взаимодействий и которые могут быть ассоциированы с высокотемпературными состояниями для бозе-эйнштейновской конденсации [12].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 04-02-17359 и 05-02-16576) а также ряда проектов в рамках НТП Минобрнауки РФ.

1. Brendel J., Gisin N., Tittel W., Zbinden H. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 2594 (1999).
2. Валиев К.А., Кокин А.А. *Квантовые компьютеры: надежды и реальность* (Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001).
3. Braje D.A., Balic V., Yin G.Y., Harris S.E. *Phys. Rev. A*, **68**, 041801 (R) (2003).
4. Turukhin A.V., Sudarshanam V.S., Shahriar M.S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 023602 (2002).
5. Прохоров А.В., Алоджанц А.П., Аракелян С.М. *Письма в ЖЭТФ*, **80** (12), 870 (2004); Прохоров А.В., Королькова Н.В., Аракелян С.М. *Оптика и спектроскопия*, **99** (4), 638 (2005).
6. Rebic S., Vitali D., Ottaviani C., et al. *Phys. Rev. A*, **70**, 032317 (2004).
7. Васильев Н.А., Трошин А.С. *Известия РАН. Сер. физич.*, **68**, 1277 (2004).
8. Ottaviani C., Rebic S., Vitali D., Tombesi P. *Phys. Rev. A*, **73**, 010301 (R) (2006).
9. Bogdanov Yu.I., Moreva E.V., Maslennikov G.A., et al. *Phys. Rev. A*, **73**, 063810 (2006).
10. Rabeau J.R., Chin Y.L., Prawer S., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 13196 (2005).
11. Braunstein S.L., van Loock P. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 513 (2005).
12. Alodjants A.P., Arakelian S.M., Bagayev S.N., et al. *J. Rus. Laser Res.*, **27**, 400 (2006).