

УДК 535.32:535.14

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ БЫСТРОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ НА АТОМНО-РЕЗОНАТОРНОЙ СИСТЕМЕ, РЕАЛИЗУЕМЫЙ ОПТИМАЛЬНЫМ ВКЛЮЧЕНИЕМ КОНТРОЛИРУЮЩЕГО ПОЛЯ

© 2022 г. Ю. А. Харламова¹, Н. М. Арсланов¹, С. А. Моисеев¹, *

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Казанский квантовый центр”, “Казанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н. Туполева – КАИ”, Казань, Россия

*E-mail: samoi@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.07.2022 г.

После доработки 15.08.2022 г.

Принята к публикации 22.08.2022 г.

Найден оптимальный плавный режим включения контролирующего поля, обеспечивающий высокую эффективность неадиабатической квантовой памяти в рамановской схеме взаимодействия фотона с трехуровневым атомом в высокодобротном резонаторе. Рассматриваются предложения по улучшению базовых параметров рассматриваемой квантовой памяти при использовании реалистичных экспериментальных параметров.

DOI: 10.31857/S0367676522120158

ВВЕДЕНИЕ

Для квантовых сетей, позволяющих выполнять распределенные квантовые вычисления, необходима передача кодируемых квантовых состояний между сетевыми узлами, что успешно реализуется, используя потоки фотонных кубитов [1–4]. Выполнение разнообразных быстрых операций с фотонными кубитами является актуальной задачей квантовых сетей, решение которой возможно при использовании интегральных волноводных систем. Использование квантовой памяти в таких интегральных системах существенно расширяет возможности квантового процессинга с фотонными кубитами. В качестве квантовой памяти могут использоваться высокодобротные резонаторы с одиночными резонансными атомами, что открывает возможность выполнения дополнительных квантовых операций, используя долгоживущие квантовые состояния атома [5, 6].

Представляет интерес атомно-резонаторная квантовая память, в которой сопоставимы по величине постоянные взаимодействия атома с фотоном в резонаторе и резонатора с внешним волноводом, при которых реализуется максимальная скорость выполнения операций с однофотонными полями. Кроме того, в быстрой квантовой памяти сильнее подавляются эффекты релаксации и необратимые потери в резонаторе, что облегчает точность реализации квантовых операций. К настоящему времени получены обнадеживающие результаты по реализации квантовой памяти на атоме в резонаторе в условиях быстрого неадиабатического взаимодействия с сигнальным фо-

тоном [7–9]. Однако эффективность продемонстрированных протоколов быстрой квантовой памяти пока не превосходит 9% с учетом релаксации и потерь резонатора, и 63% в условиях слабой релаксации и минимальных потерь резонатора [8]. Достижение более высокой практически значимой эффективности такой квантовой памяти остается актуальной проблемой, решению которой посвящается настоящая работа.

Мы разрабатываем протокол высокоэффективной быстрой квантовой памяти на трехуровневом атоме в высокодобротном резонаторе. Ранее нами было показано [10], что использование оптимальной временной формы управляющего лазерного импульса может увеличить эффективность переноса фотонного волнового пакета на долгоживущие состояния атома в разрабатываемом протоколе квантовой памяти практически до 100%. Однако найденное аналитическое решение для временной формы контролирующего поля является сложным для практической реализации и требует дальнейшего совершенствования разрабатываемого протокола квантовой памяти, с поиском более плавного включения контролирующего поля.

ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Возможная интегрально-волноводная схема рассматриваемой квантовой памяти изображена на рис. 1. Оптический волновод переходит в на-нофотонный резонатор, настроенный на частоту

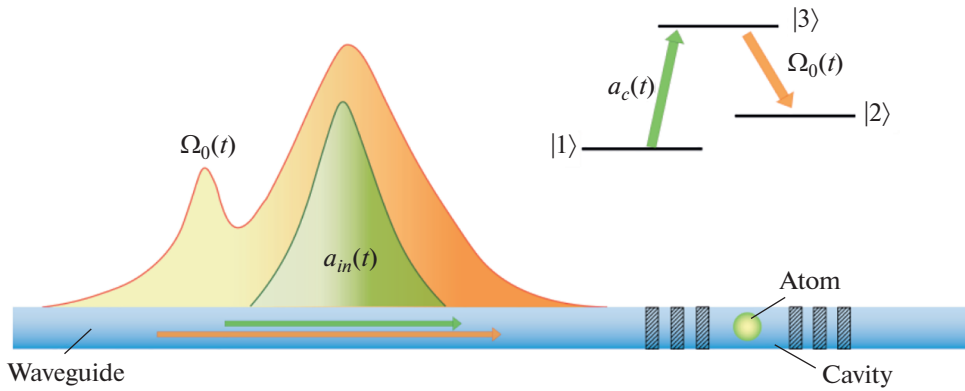


Рис. 1. Принципиальная схема протокола быстрой квантовой памяти: управляющее поле Ω_0 и фотонный волновой пакет $a_{in}(t)$ распространяются по волноводу и взаимодействуют с атомом через моду резонатора a_c . Управляющее поле Ω_0 обеспечивает перевод оптического возбуждения атома на его долгоживущее состояние $|2\rangle$. На вставке показаны атомные состояния и квантовые переходы.

ω_{31} оптического перехода $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ атома, которая совпадает с несущей частотой фотонного волнового пакета. Частота контролирующего поля совпадает с частотой ω_{32} резонансного атомного перехода 2–3 и отстроена от частоты нанофотонного резонатора. В этом случае контролирующее поле будет проходить из волновода через нанофотонный резонатор, не испытывая отражения [11]. Учитывая геометрию нанофотонного резонатора, контролирующее поле может подаваться на атом не по волноводу, под некоторым углом к оси нанорезонатора. В качестве трехуровневого атома может быть использован редкоземельный ион, обладающий большим временем жизни оптической и спиновой когерентности [12]. Неадиабатическое взаимодействие фотона с атомом в высокодобротном резонаторе описывается Гамильтонианом:

$$H = H_a + H_c + H_f + V_{a\Omega} + V_{ac} + V_{fc}, \quad (1)$$

где $H_a = \sum_{m=2}^3 \hbar\omega_{a1}\hat{P}_{mm}$ – гамильтониан трехуровневого атома (ω_{a1} – частота атомного перехода

$|1\rangle \leftrightarrow |m\rangle$), $H_c = \hbar\omega_c\hat{a}_c^+\hat{a}_c$ – гамильтониан моды резонатора (ω_c – частота резонатора), $H_f = \int_0^\infty d\omega\hbar\omega\hat{a}_\omega^+\hat{a}_\omega$ – Гамильтониан волноводной моды, $V_{a\Omega} = \hbar\{\Omega_0(t)\hat{P}_{32}e^{i[\omega_{32}t+\varphi(t)]} + h.c.\}$ – Гамильтониан взаимодействия атома с контролирующим лазерным полем, характеризующимся частотой Раби $\Omega_0(t)$ и фазой $\varphi(t)$ поля, связывающего атомные состояния $|2\rangle$ и $|3\rangle$, $V_{ac} = \hbar g(\hat{a}_c\hat{P}_{31} + \hat{a}_c^+\hat{P}_{13})$ – Гамильтониан взаимодействия атома и резонатора (g – константа связи взаимодействий атом-мода резонатора) и $V_{fc} = \hbar\int_0^\infty d\omega(g_{c\omega}\hat{a}_\omega^+\hat{a}_c + h.c.)$ – Гамильтониан связи между модой резонатора и волноводными модами, где $g_{c\omega}$ – константа взаимодействия моды резонатора и волноводной моды. Поведение исследуемой квантовой системы описывается волновой функцией

$$|\Psi(t)\rangle = \{a_c(t)\hat{a}_c^+ + b(t)\hat{P}_{21} + S(t)\hat{P}_{31} + \int d\omega f_\omega(t)\hat{a}_\omega^+\}|1\rangle \otimes |\emptyset\rangle. \quad (2)$$

Предполагается, что однофотонный волновой пакет передается через волновод в высокодобротный резонатор, содержащий трехуровневый атом, находящийся в основном состоянии $|1\rangle$ (рис. 1) так, что $|\int d\omega|f_\omega(t \rightarrow -\infty)|^2 = 1$ с начальными амплитудами $a_c(t \rightarrow -\infty) = S(t \rightarrow -\infty) = b(t \rightarrow -\infty) = 0$. Используя (2) в уравнении Шрёдингера с Гамильтонианом (1), получаем уравнения для медленно меняющихся амплитуд:

$$\frac{d}{dt}S = -(i\Delta_s + \gamma_s)S - i\Omega_0(t)e^{-i\varphi(t)}b - ig_a a_c, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt}b = -(i\Delta_b + \gamma_b)b - i\Omega_0(t)e^{i\varphi(t)}S, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt}a_c = -\left(i\Delta_c + \frac{\kappa}{2} + \kappa_{loss}\right)a_c - igS + \sqrt{\kappa}a_{in}, \quad (5)$$

где $a_c = a_c(t)e^{i\omega t}$, $S = S(t)e^{i\omega t}$, $b = b(t)e^{i(\omega_2 - \omega)t}$, $a_{in} = a_{in}(t)e^{i\omega t} = -i\frac{g_{c\omega}}{\sqrt{\kappa}}e^{i\omega t}\int d\omega f_\omega(t_0)e^{i\omega(t-t_0)}$, $\int dt a_{in}(t)a_{in}^*(t) = 1$, $\kappa = 2\pi|g_{c\omega}|^2$, $\Delta_s = \omega_{31} - \omega$, $\Delta_b = (\omega_{21} + \omega_\Omega - \omega)$, $\Delta_c = \omega_c - \omega$, для более общего анализа также вводятся феноменологические

константы атомного затухания γ_s, γ_b и затухание в резонаторе κ_{loss} .

Входной импульс представляет собой импульс

гауссовой формы: $a_{in}(t) = \sqrt{\frac{\Delta_f}{\sqrt{\pi}}} e^{-\frac{(\Delta_f t)^2}{2}}$, где Δ_f – спектральная ширина волнового пакета сигнального фотона. При решении дифференциального уравнения первого порядка для частоты Раби $\Omega_0(t)$, полученного из системы уравнений (3)–(5) для случая пренебрежимо слабой релаксации $\gamma_{s,b}t \ll 1$, отсутствия потерь в резонаторе $\kappa_{loss} = 0$ и точных резонансов $\Delta_{s,b,c} = 0$ находим решения для частоты Раби и населенности долгоживущего уровня в условиях отсутствия отражения фотона от резонатора:

$$\begin{aligned} \Omega_0(t) &= \\ &= \frac{2g^2 + \Delta_f^2(-2 + \kappa t + 2\Delta_f^2 t^2)}{\sqrt{c(1 + \text{Erf}(\Delta_f t))e^{\Delta_f^2 t^2} - 4g^2 - (\kappa + 2\Delta_f^2 t)^2}}, \quad (6) \\ |b(t)|^2 &= \frac{\left(2g^2 a_c(t) + \kappa a_c'(t) - 2\sqrt{\kappa} a_{in}'(t) + 2a_c''(t)\right)^2}{4g^2 \Omega_0^2(t)}, \quad (7) \end{aligned}$$

где $c = 2\sqrt{\pi}g^2\kappa/\Delta_f$ определяется из начального условия $|b(-\infty)|^2 = 0$.

Отметим, что решение (7) с учетом $|S(t \rightarrow \infty)|^2 \rightarrow 0$, $|a_c(t \rightarrow \infty)|^2 \rightarrow 0$ дает следующее поведение для вероятности сохранения фотонного пакета в резонаторе с атомом:

$$\begin{aligned} P_{a+c}(\Delta_f, t) &= \\ &= |b(t)|^2 + |S(t)|^2 + |a_c(t)|^2 = \frac{1}{2}(1 + \text{Erf}(\Delta_f t)) \quad (8) \end{aligned}$$

для полной вероятности получить возбуждение в моде атом + резонатор. Таким образом, мы получаем $|b(t \rightarrow \infty)|^2 \rightarrow 1$, что показывает эффективное сохранение фотона в долгоживущем атомном состоянии $|2\rangle$ к концу взаимодействия.

ПАРАМЕТРЫ ОПТИМИЗАЦИИ КОНТРОЛИРУЮЩЕГО ПОЛЯ

Условия согласования (отсутствия отражения фотона) рассматриваемого протокола памяти справедливы только при определенных параметрах взаимодействия. Временная динамика контролирующего лазерного поля $\Omega_0(t)$ для некоторых параметров взаимодействия может иметь сложное поведение – принимать большие значения и затем резко спадать за короткое время. Такие контролирующие импульсы сложно генериро-

вать в реальных экспериментах. В реальных условиях управляющее лазерное поле можно представить в виде $\Omega(t) = F(t)\Omega_0(t)$, где $F(t)$ – функция плавно включающая взаимодействие, которую мы примем в виде $F^2(t) = P_{a+c}(\Delta_{f2}, t - t_2)$, где Δ_{f2}, t_2 – ширина и время включения передаточной функции соответственно – подлежащие определению. Данный выбор функции включения мотивируется выбором схожей временной асимптотики. Важно найти значения параметров Δ_{f2}, t_2 , при которых возможно эффективное сохранение фотона на долгоживущий уровень атома.

Путем численного моделирования было найдено, что $\Delta_{f2} = 3g$ является близким к оптимальному выбору скорости включения контролирующего поля. Также было показано, что оптимальным является следующее соотношение для параметров постоянной связи κ , которая должна в несколько раз превосходить постоянную связи g и ширину спектра Δ_f фотонного волнового пакета [10]. Ниже мы изучаем реализацию оптимального включения для подобных параметров системы ($\kappa \approx 3g$, $\Delta_f \approx 0.5g$). При этом приемлемая плавность функции включения реализуется для $\Delta_{f2} \approx \kappa$.

На рис. 2а приведены результаты расчетов эффективности переноса фотонного волнового пакета на долгоживущий уровень атома в зависимости от времени включения t_2 функции $P_{a+c}(\Delta_{f2}, t - t_2)$ при $\Delta_f = 0.529$, $\kappa = 3.35$, $g = 1$, $\Delta_{f2} = \kappa$. В общем случае контролирующее поле $\Omega(t)$ имеет двугорбый характер, что реализуется при раннем времени включения $t_2 < -3$. С увеличением t_2 первый максимум $\Omega(t)$ исчезает при $t_2 \cong -3$. На рис. 2б представлено поведение переноса состояния фотона на атомные состояния, вероятности возбуждения атома на различные состояния и моды резонатора для момента включения $t_2 \cong -3$. При этом эффективность памяти остается довольно высокой ($|b|^2 = 0.9995$), что достаточно для выполнения квантовых алгоритмов и проведения процедуры коррекции ошибок. Асимптотический режим поведения контролирующего поля адаптирован к временной форме фотонного волнового пакета, что обеспечивает однонаправленный перенос фотона на атомные состояния без отражения в волновод.

Дальнейшее увеличение времени включения t_2 приводит к существенному укорочению переднего фронта контролирующего поля, что сопровождается уменьшением эффективности квантовой памяти. Резкий спад эффективности имеет место при времени включения $t_2 > -1$ ($|b|^2 = 0.9795$ при $t_2 = -1$). Таким образом, мы показываем, что

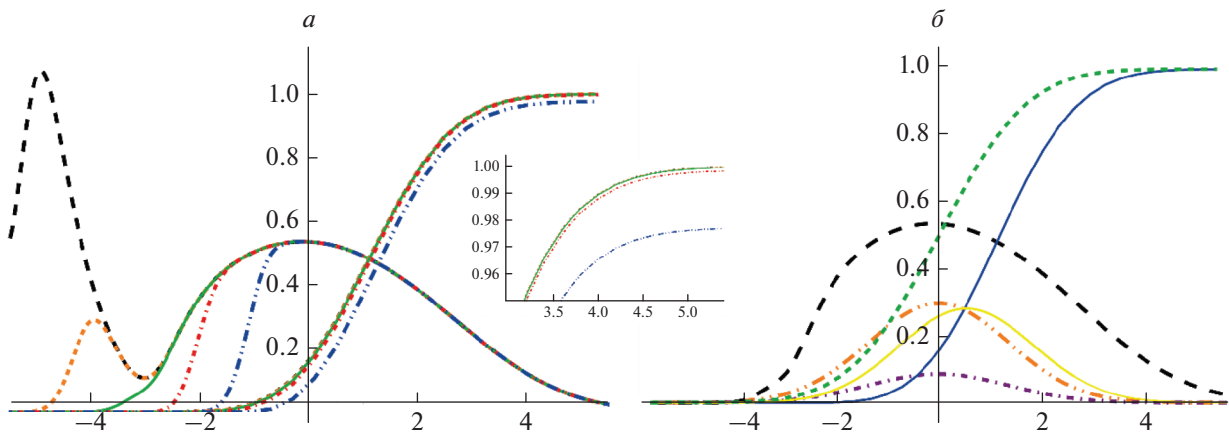


Рис. 2. Поведение внешнего управляющего поля $\Omega(t)$ и $|b(t)|^2$ в зависимости от времени $t \in (t_0, t_1)$ при $\Delta_f = 0.529$, $\kappa = 3.35$, $g = 1$, $\Delta_{f2} = 3$ и разным времени включения t_2 : 1) $t_2 = -5$, $\Omega^{(1)}$ (черная штриховая линия), $|b^{(1)}(t_1)|^2 = 0.9997$, 2) $t_2 = -4$, $\Omega^{(2)}$ (оранжевая пунктирная линия), $|b^{(2)}(t_1)|^2 = 0.9996$, 3) $t_2 = -3$, $\Omega^{(3)}$ (зеленая сплошная линия), $|b^{(3)}(t_1)|^2 = 0.9995$, 4) $t_2 = -2$, $\Omega^{(4)}$ (красная штрих-пунктирная линия), $|b^{(4)}(t_1)|^2 = 0.9981$, 5) $t_2 = -1$, $\Omega^{(5)}$ (синяя двойная штрих-пунктирная линия), $|b^{(5)}(t_1)|^2 = 0.9768$ (а). Поведение системы: входящего поля $a_{in}^2(t)$ (оранжевая двойная штрих-пунктирная линия), поля в резонаторе $|a_c(t)|^2$ (фиолетовая штрих-пунктирная линия), управляющее поле $\Omega(t)$ (черная пунктирная линия), возбужденная мода $|S(t)|^2$ состояния $|3\rangle$ атома (желтая сплошная линия), возбужденная мода $|b(t)|^2$ долгоживущего уровня атома (синяя сплошная линия) и вероятность возбуждения системы атом + резонатор $|b(t)|^2 + |S(t)|^2 + |a_c(t)|^2$ (зеленая пунктирная линия). Параметры: $\Delta_f = 0.529$, $\kappa = 3.35$, $g = 1$, $\Delta_{f2} = 3$, $t_2 = -3$ (б).

можно в значительной степени изменять включение взаимодействия контролирующего лазерного излучения, делая его достаточно плавным, не ослабляя существенно эффективность сохранения состояния фотона на долгоживущее состояние атома.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя аналитическое решение [10], предложен оптимальный режим включения контролирующего лазерного поля для быстрого и эффективного сохранения фотонного волнового пакета на долгоживущем уровне трехуровневого атома в высокочастотном резонаторе. Для предложенного режима показана возможность выбора оптимального времени и скорости включения контролирующего поля, при котором контролирующее поле приобретает вид импульса с плавным передним и задним фронтом, обеспечивающего высокую эффективность для быстрой квантовой памяти волнового пакета фотона с гауссовым временным профилем. Рассмотренная схема быстрой квантовой памяти может быть реализована в интегральной волноводной системе с нанопотонным резонатором.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kimble H.* // Nature. 2008. V. 453. P. 1023.
2. *Xu F., Ma X., Zhang Q. et al.* // Rev. Mod. Phys. 2020. V. 92. Art. No. 025002.
3. *Gleim A.V., Egorov V.I., Nazarov Yu.V. et al.* // Opt. Express. 2016. V. 24. P. 2619.
4. *Bannik O.I., Moiseev E.S.* // Opt. Express. 2021. V. 29. P. 38858.
5. *Wehner S., Elkouss D., Hanson R.* // Science. 2018. V. 362. P. 1.
6. *Reiserer A., Rempe G.* // Rev. Mod. Phys. 2015. V. 87. Art. No. 1379.
7. *Dilley J., Nisbet-Jones P., Shore B.W. et al.* // Phys. Rev. A. 2012. V. 85. Art. No. 023834.
8. *Giannelli L., Schmit T., Calarco T. et al.* // New J. Phys. 2018. V. 20. Art. No. 105009.
9. *Macha T., Urnuela E., Alt W. et al.* // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. Art. No. 053406.
10. *Arslanov N.M., Moiseev S.A.* // J. Russ. Laser Res. 2021. V. 42. P. 378.
11. *Li M., Liang H., Luo R. et al.* // Optica. 2019. V. 6. No. 7. P. 860.
12. *Zhong T., Kindem J.M., Bartholomew J.G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. Art. No. 183603.

Non-adiabatic regime of fast quantum memory on an atomic resonator system implemented by optimal turn on of the control field

Yu. A. Kharlamova^a, N. M. Arslanov^a, S. A. Moiseev^{a, *}

^a *Kazan National Research Technical University, Kazan, 420111 Russia*

**e-mail: samoi@yandex.ru*

An optimal smooth mode of turning on the controlling field is found, which ensures high efficiency of non-adiabatic quantum memory in the Raman scheme of interaction of a photon with a three-level atom in a high-Q resonator. Proposals are considered to improve the basic parameters of the considered quantum memory using realistic experimental parameters.