

# Сохранение и восстановление фотонного волнового пакета в резонаторно-волноводной системе в неадиабатическом режиме

Ю.А. Харламова  
Казанский квантовый центр,  
Казанский национальный  
исследовательский университет  
им. А.Н. Туполева  
Казань, Россия  
yuakharlamova@kai.ru

Н.М. Арасланов  
Казанский квантовый центр,  
Казанский национальный  
исследовательский университет  
им. А.Н. Туполева  
Казань, Россия  
narkis@yandex.ru

С.А. Моисеев  
Казанский квантовый центр,  
Казанский национальный  
исследовательский университет  
им. А.Н. Туполева  
Казань, Россия  
samoi@yandex.ru

**Аннотация** — В данной работе теоретически исследуется протокол быстрой квантовой памяти на одиночном атоме в резонаторно-волноводной системе. Оценивается эффективность переноса фотонного волнового пакета на долгоживущее атомное состояние и его восстановление.

**Ключевые слова** — квантовая память, одиночный фотон, трехуровневый атом, неадиабатическая динамика, трехуровневый атом.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовая память является одним из базовых устройств, необходимых для реализации квантовых гейтов, квантового компьютера, а также квантовых коммуникаций на большие расстояния. Использование квантовой памяти в интегральных системах для решения задач квантовых сетей расширяет возможности квантового процессинга с фотонными кубитами. Одной из перспективных схем квантовой памяти является высокодобротный резонатор с одиночным резонансным атомом. Такая схема позволит выполнять дополнительные квантовые операции с помощью использования долгоживущих состояний атома.

Особый интерес представляют протоколы квантовой памяти, реализованные в неадиабатическом режиме [1-3]. Такая быстрая квантовая память позволяет сильнее подавлять эффекты релаксации, а также реализовывать быстрые квантовые операции. В данной работе мы рассматриваем динамику сохранения фотонного волнового пакета и его восстановление с использованием протокола быстрой квантовой памяти на одиночном атоме в резонаторе.

## 2. ПРИНЦИПАЛЬНАЯ СХЕМА

Вариант интегральной резонаторно-волноводной схемы рассматриваемой нами квантовой памяти изображен на рис. 1.

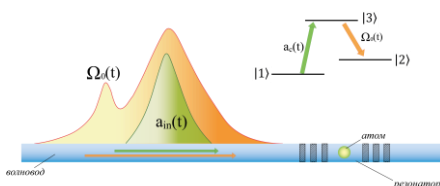


Рис. 1. Принципиальная схема протокола быстрой квантовой памяти. Управляющее поле  $\Omega_0$  переводит возбуждение атома на долгоживущий уровень. На вставке показаны атомные состояния и квантовые переходы

Однофотонный волновой пакет с амплитудой  $a_{in}(t)$  передается через волновод, который переходит в нанофотонный резонатор, настроенный на частоту оптического перехода атома  $\omega_{31}$  – данная частота совпадает с несущей частотой фотонного волнового пакета. Частота контролирующего поля, осуществляющего перенос возбуждения на долгоживущий метастабильный атомный уровень, совпадает с частотой резонансного атомного перехода  $\omega_{32}$ . 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  $H_a$  – Гамильтониан трехуровневого атома,  $H_c$  – Гамильтониан резонаторной моды,  $H_f$  – Гамильтониан мод волновода,  $V_{a\Omega}$  – Гамильтониан взаимодействия атома с контролирующим лазерным полем с частотой Раби  $\Omega(t)$  и фазой поля  $\varphi(t)$ ,  $V_{ac}$  – Гамильтониан взаимодействия атома и резонатора и  $V_{fc}$  – Гамильтониан связи между резонаторной модой и волноводными модами. Поведение исследуемой квантовой системы описывается волновой функцией:

$$|\psi(t)\rangle = \{a_c(t) a_c^+ + b(t) P_{31} + \int d\omega f_\omega(t) a_\omega^+\} |1\rangle \otimes |\mathcal{O}\rangle. \quad (2)$$

Однофотонный волновой пакет передается через волновод в высокодобротный резонатор, содержащий трехуровневый атом, который первоначально находится 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 волновую функцию (2) в уравнении Шредингера с Гамильтонианом (1), получаем уравнения, переходя к медленно меняющимся амплитудам:

$$S' = -(i\Delta_s + \gamma_s)S - i\Omega_0 e^{-i\varphi(t)} b - i g a_c, \quad (1)$$

$$b' = -(i\Delta_b + \gamma_b)b - i\Omega_0 e^{i\varphi(t)} S, \quad (2)$$

$$a_c' = -(i\Delta_c + \kappa/2)a_c - i g S + \sqrt{\kappa} a_{in}, \quad (3)$$

где  $a_c = a_c(t)e^{i\omega t}$ ,  $S = S(t)e^{i\omega t}$ ,  $b = b(t)e^{i(\omega\Omega - \omega)t}$ ,  $a_{in} = a_{in}(t)e^{i\omega t} = -i g_{cw} \sqrt{\kappa} e^{i\omega t} \int d\omega f_\omega(t_0) e^{i\omega(t-t_0)}$ ,  $\int d\omega a_{in}^*(t) a_{in}(t) = I$ ,  $\kappa = 2\pi |g_{cw}|^2$ ,  $\Delta_s = \omega_{31} - \omega_b$ ,  $\Delta_b = \omega_{21} + \omega_\Omega - \omega_b$ ,  $\Delta_c = \omega_c - \omega_b$ ,  $\Omega_0$  – частота Раби,  $\varphi(t)$  – фаза управления лазерным полем, связывающим атомные состояния  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$ , для более общего анализа также вводятся феноменологические константы затухания атомных состояний  $\gamma_s$ ,  $\gamma_b$  и затухание моды резонатора  $\kappa_{loss}$ . Временная форма входного фотонного волнового пакета имеет Гауссову форму со спектральной шириной  $\Delta f$ .

Аналитические решения для населенностей атомных уровней и частоты Раби с учетом отсутствия отражения,

слабом атомном затухании и отсутствии потерь резонатора имеют следующий вид:

$$|S(t)|^2 = 1/g^2 ((-a_c'(t) - \kappa/2 a_c(t))^2 + (\Delta_c a_c(t))^2), \quad (4)$$

$$|b(t)|^2 = -1/g^2 (-a_c'^2(t) + \kappa a_c'(t) a_c(t) + (\Delta_c + \kappa^2/4) a_c^2(t) - a_c^2(t) + \kappa/2 (1 + \text{Erf}[\Delta_c t])), \quad (5)$$

$$\Omega_0^2 = (2g^2 a_c(t) - \kappa a_c'(t) + 2a_c''(t))^2 / 4g^2 |b(t)|^2. \quad (6)$$

Мы рассматриваем динамику в условиях слабой релаксации долгоживущего атомного уровня  $\gamma_b \ll 1$  и точного резонанса  $\Delta_{c,b,s} = 0$ , поскольку именно в этих условиях существует оптимальная область параметров системы.

Исходя из аналитического решения для метастабильного долгоживущего уровня  $|b(t)|^2$  (5) при слабой атомной релаксации  $\gamma_s \ll 1$  и слабых потерях резонатора  $\kappa_{loss}$ , эффективность сохранения волнового пакета близка к 1 ( $|b(t \rightarrow +\infty)|^2 \rightarrow 1$ ).

Однако для экспериментальной реализации необходимо учесть потери системы. Для выбора оптимальной среды и материалов системы необходимо проанализировать влияние потерь резонатора и релаксации атомного уровня на эффективность протокола быстрой квантовой памяти. В этом случае эффективность долгоживущего уровня  $|b(t \rightarrow +\infty)|^2 \rightarrow 1 - \kappa_{loss}/\kappa - (\gamma_s 4\Delta_c^2 + 2\Delta_c^2 + (\kappa - \kappa_{loss})^2) / 2\kappa g^2$ . В условиях экспериментальных параметров [1,2,4] эффективность нашего протокола быстрой квантовой памяти составляет 39% (рис. 2) в условиях, когда константа связи моды резонатора с внешней средой примерно в 2 раза больше константы связи резонаторной моды с атомом  $\kappa \sim 1,9-2,6g$ .

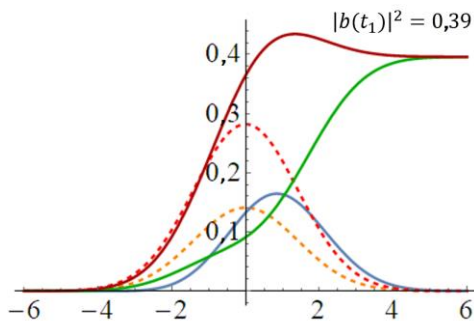


Рис. 2. Поведение населенностей уровней  $|S(t)|^2$  (синяя линия),  $|b(t)|^2$  (зеленая линия), поля в резонаторе  $a_c^2(t)$  (оранжевая линия), входного однофотонного импульса  $a_m^2(t)$  (красная линия) и общей вероятности возбуждения системы  $a_c^2(t) + |b(t)|^2 + |S(t)|^2$  (темно красная линия). Параметры системы:  $(\kappa; \gamma_s; \kappa_{loss}; \Delta_c) = (2g; 0,6g; 0,06g; 0,5g)$

В данном случае мы взяли большее значение  $\kappa$ , чем экспериментальное, и более широкий входной фотонный волновой пакет, поскольку в условиях работы нашего протокола быстрой квантовой памяти оптимальная область наблюдается только в случае корректировки этих двух параметров. При этом, динамика протокола по-прежнему является неадиабатической. Зависимость эффективности сохранения фотонного волнового пакета от потерь системы представлена на рис. 3.

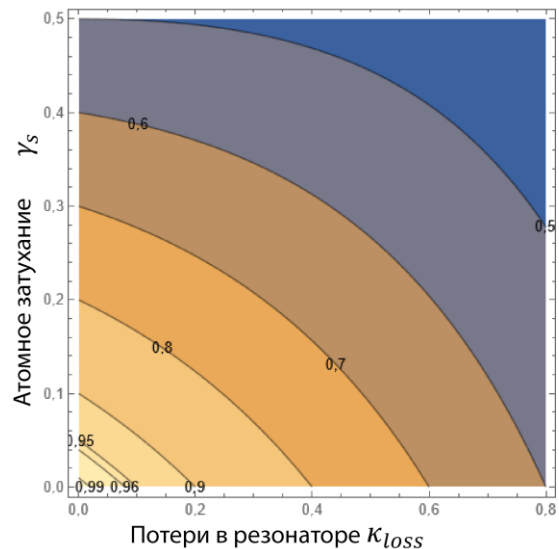


Рис. 3. Зависимость эффективности сохранения фотона  $|b(t_1)|^2$  от затухания атома  $\gamma_s$  и потерь в резонаторе  $\kappa_{loss}$

Таким образом, для нашего протокола квантовой памяти в случае использования атома рубидия даже при наличии идеального резонатора максимально достижимая эффективность составляет 40%. При полном отсутствии релаксации атомного уровня и наличии довольно больших потерь в резонаторе эффективность нашего протокола квантовой памяти может достигать 50%. В случае минимизации всех потерь в системе эффективность стремится к 99%.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для предложенного протокола быстрой квантовой памяти, работающей в неадиабатическом режиме показана возможность выбора оптимальных параметров, также показана высокая эффективность работы протокола в условиях отсутствия потерь системы. В условиях экспериментальных параметров достижимая эффективность составляет 39%, что выше достигнутой эффективности протоколов квантовой памяти, работающих в неадиабатическом режиме, на настоящий момент.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Научные исследования проведены при финансовой поддержке Минобрнауки России Рег. номер НИОКТР 121020400113-1.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Giannelli, L. Optimal storage of a single photon by a single intracavity atom / L.Giannelli, T. Schmit, T. Calarco, C.P. Koch, S.Ritter and G. Morigi // New J. Phys. – 2018. – Vol. 20. – P.105009.
- [2] Macha, T. Nonadiabatic storage of short light pulses in an atom-cavity system / T.Macha, E.Uruñuela, W.Alt, M.Ammenwerth, D.Pandey, H.Pfeifer, and D.Meschede // Phys. Rev. A. – 2020. Vol.101. – P. 053406.
- [3] Arslanov, N.M. Fast Quantum Memory on a Single Atom in a High-Q Cavity / N.M.Arslanov, S.A.Moiseev // Journal of Russian Laser Research. – 2021. – Vol.42. – P. 378-387.
- [4] Körber, M. Decoherence-protected memory for a single-photon qubit / M. Körber, O. Morin, S. Langenfeld // Nature Photonics. – 2018. – Vol.12. – P.18-21.