

УДК 130.145

КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ И АТОМ-ПОЛЕВЫЕ ПЕРЕПУТАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В МОДЕЛИ ТИПА ДЖЕЙНСА-КАММИНГСА

© 2013 М.С. Русакова,¹ Е.К. Башкиров²

Исследовано атомно-полевое перепутывание в системе двух атомов, приготовленных в различных начальных состояниях, в модели Джейнса-Каммингса с вырожденными двухфотонными переходами с зависящим от интенсивности поля параметром атомно-полевого взаимодействия. Показано, что учет неконстантности параметра атомно-полевого взаимодействия для некоторых начальных состояний атомов приводит к ослаблению или исчезновению эффекта мгновенной смерти перепутывания, а также к изменению времени распутывания.

Ключевые слова: двухатомная модель, невырожденные двухфотонные переходы, атомное перепутывание, мгновенная смерть перепутывания, зависящий от интенсивности параметр атомно-полевого взаимодействия.

Введение

В современной лазерной физике большое внимание уделяется исследованию многофотонных процессов [1]. Важным шагом в изучении механизмов многофотонного взаимодействия излучения с веществом явилась экспериментальная реализация двухфотонного одноатомного микромазера на ридберговских переходах в микроволновом резонаторе (см. ссылки в [1]). Важным обобщением модели двухфотонного микромазера является невырожденный двухфотонный двухмодовый мазер, представляющий собой двухуровневый ридберговский атом, взаимодействующий посредством невырожденных двухфотонных переходов с двумя различными модами квантового электромагнитного поля в высокочастотном резонаторе. Особенностью невырожденного двухмодового мазера является возможность использования одной моды поля для модуляции, усиления и контроля за интенсивностью другой моды. В настоящее время имеется большое количество работ, посвященных теоретическому исследованию свойств такого мазера на основе невырожденной двухмодовой двухфотонной модели Джейнса-Каммингса, а также ее простей-

¹Русакова Маргарита Сергеевна (ruma@samsu.ru, r.margarita@gmail.com), кафедра информатики и вычислительной математики Самарского государственного университета, 443011, Российская Федерация, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

²Башкиров Евгений Константинович (bash@samsu.ru), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, Российская Федерация, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

ших обобщений, учитывающих наличие штарковского сдвига уровней, двух атомов и др. Для указанных модели рассматривались: динамика средних населенностей и среднего числа фотонов, восстановление и затухание осцилляций Раби, сжатие, статистика и корреляции мод поля, фазовые свойства поля, влияние диссипации и др. [1]. В случае когда в резонаторе находится несколько фотонов, следует ожидать, что поглощение и испускание атомами фотонов должно существенно изменить константу атом-фотонного взаимодействия. В этом случае при записи гамильтониана взаимодействия атомов и поля необходимо учесть зависимость константы атом-фотонного взаимодействия от интенсивности поля. Особенности динамики атомной и полевой систем для невырожденной одно- и двухатомной двухфотонной моделей Джейнса-Каммингса с зависящей от интенсивности константой диполь-фотонного взаимодействия исследовалась в последние годы в целом ряде работ [2; 3].

Еще одним важным направлением в исследовании свойств одно- и двухатомных моделей Джейнса-Каммингса является изучение особенностей создания и контроля атом-полевых состояний в таких моделях. Как хорошо известно, перепутанные квантовые состояния являются основным ресурсом квантовой информатики и физики квантовых вычислений [4]. Интерес к изучению динамики перепутанных состояний в одно- и многоатомных моделях Джейнса-Каммингса особенно возрос в связи с их экспериментальной реализацией на нейтральных атомах и ионах в резонаторах и ловушках, искусственных атомах на квантовых точках и примесях в твердых телах, сверхпроводящих системах [5]. В настоящее время активно обсуждается вопрос об использовании таких систем в качестве логических элементов квантовых компьютеров [6].

Одним из наиболее очевидных кандидатов на роль кубитов являются нейтральные атомы. Кубиты, закодированные на атомных уровнях, могут быть приготовлены с помощью оптической накачки и лазерного охлаждения и могут управляться с помощью электромагнитного излучения. Нейтральные атомы хорошо подходят на роль кубитов также из-за их слабого взаимодействия с окружающей средой, что приводит к длинным временам когерентности. Они могут быть охлаждены до температур в нК и заперты в оптических ловушках в очень больших количествах в цепочки, созданные лазерными лучами (оптические решетки). Захват и манипуляция атомов могут быть выполнены с высокой точностью. В последнее время удалось также реализовать адресацию и считывание для отдельных кубитов. В то время как однокубитные логические элементы могут быть легко реализованы, создание двух- и многокубитных запутанных логических элементов на нейтральных атомах представляет собой весьма существенную проблему, потому что атомы взаимодействуют очень слабо друг с другом. В частности, для полярных молекул атомов Ридберга [4] возможно использование диполь-дипольного взаимодействия для создания двухкубитных логических элементов. Перспектива генерации многокубитных запутанных перепутанных состояний вместе с возможностью локальной адресации и измерения делает нейтральные атомы весьма обещающими объектами для физики квантовых вычислений. Для нейтральных атомов удалось реализовать как атом-атомные, так и атом-полевые перепутанные состояния, в частности атом-полевые перепутанные состояния Гринберга-Хорна-Цайлингера [7].

В реальных условиях квантовые системы всегда взаимодействуют с окружением. Такое взаимодействие обычно приводит к декогерентности. Поэтому увеличение времени когерентности является одной из фундаментальных проблем квантовой информатики. Однако возникающие в квантовых системах перепутанные состояния оказываются нестабильными даже в отсутствие взаимодействия окру-

жения. В частности, в случае атомов, взаимодействующих с электромагнитным полем в высокочастотных резонаторах и ловушках, нестабильность атомных перепутанных состояний обусловлена осцилляциями Раби. Для стабилизации атомного перепутывания предлагалось использовать взаимодействие атомов с окружением специального вида: сжатый вакуум, резонаторы низкой добротности, белый оптический шум и др. [4]. Однако пока такие окружения невозможно реализовать экспериментально. Поэтому исследование более простых механизмов, позволяющих частично стабилизировать атомные и атом-полевые перепутанные состояния, является весьма актуальной. В частности, при использовании определенных начальных атомных состояний удается уменьшить число распутываний состояний атомов и поля на периоде осцилляций Раби. В настоящей работе мы исследуем данную проблему на примере двухкубитной системы с невырожденными двухфотонными переходами и зависящей от интенсивности поля константой взаимодействия.

Динамика атом-полевого перепутывания в двухатомной модели Джейнса-Каммингса с невырожденными двухфотонными переходами в идеальном резонаторе в случае интенсивного начального когерентного поля исследована в нашей работе [8]. Представляет значительный интерес обобщить полученные результаты на случай модели с зависящей от интенсивности поля константой атом-полевого взаимодействия. В настоящей работе нами исследована динамика атом-полевого перепутывания в двухатомной модели Джейнса-Каммингса с невырожденными двухфотонными переходами в идеальном резонаторе в случае интенсивного начального когерентного состояния поля. Рассмотрение проведено как на основе анализа точного решения полной волновой функции атом-полевой энтропии, так и с помощью концепции линейной атомной энтропии.

1. Модель и базовые уравнения

Рассмотрим два идентичных двухуровневых атома, резонансно взаимодействующих с двумя модами квантового электромагнитного поля посредством вырожденных двухфотонных переходов в идеальном резонаторе. Гамильтониан такой системы в представлении взаимодействия может быть записан в виде [3]

$$H_2 = \hbar g \sum_{j=1}^2 \left(\sqrt{a_1^+ a_1} \sqrt{a_2^+ a_2} R_j^- + a_1 \sqrt{a_1^+ a_1} a_2 \sqrt{a_2^+ a_2} R_j^+ \right), \quad (1)$$

где a_i (a_i^+) – операторы уничтожения (рождения) фотонов в i -й моде поля ($i=1, 2$), R_j^+ (R_j^-) – повышающий (понижающий) атомные операторы для j -го атома ($j=1, 2$), g – эффективная константа невырожденного двухфотонного атом-полевого взаимодействия. Предполагая, что атомы в начальный момент времени находятся в суперпозиции чистых атомных состояний, а поле – в двухмодовом когерентном состоянии, полная волновая функция системы "атомы+поле" может быть представлена в начальный момент времени в виде

$$|\Psi(0)\rangle = (\alpha |e, e\rangle + \beta |g, g\rangle + \gamma |e, g\rangle + \delta |g, e\rangle) \times \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} C_{n_1} C_{n_2} |n_1\rangle |n_2\rangle. \quad (2)$$

Здесь $C_n = e^{-\bar{n}/2} e^{in\varphi} \bar{n}^{n/2} / \sqrt{n!}$, где \bar{n} – среднее число фотонов в моде поля в начальный момент времени, φ – фаза поля, а $|e\rangle$, $|g\rangle$ – основное и возбужденное состояния индивидуального атома.

Решая уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial |\Psi\rangle}{\partial t} = H |\Psi\rangle$$

для рассматриваемой модели и выбранного начального состояния системы (2), можно найти точное значение волновой функции в виде:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} (A_{n_1 n_2}(t) |e, e\rangle + B_{n_1 n_2}(t) |g, g\rangle + C_{n_1 n_2}(t) |e, g\rangle + D_{n_1 n_2}(t) |g, e\rangle) |n_1, n_2\rangle, \quad (3)$$

где коэффициенты имеют вид

$$\begin{aligned} A_{n_1 n_2}(t) &= \frac{2\alpha C_{n_1} C_{n_2}}{\Omega_1^2} (X_1 (n_1 + 1) (n_2 + 1) \cos \Omega_1 t + X_2 (n_1 + 2) (n_2 + 2)) + \\ &+ \frac{2\beta C_{n_1+2} C_{n_2+2}}{\Omega_1^2} X_2^2 (\cos \Omega_1 t - 1) - i \frac{(\gamma + \delta) C_{n_1+1} C_{n_2+1}}{\Omega_1} (n_1 + 1) (n_2 + 1) \sin \Omega_1 t, \\ B_{n_1 n_2}(t) &= \frac{2\beta C_{n_1} C_{n_2}}{\Omega_2^2} (X_4 (n_1 - 1) (n_2 - 1) + X_3 n_1 n_2 \cos \Omega_2 t) + \\ &+ \frac{2\alpha C_{n_1-2} C_{n_2-2}}{\Omega_2^2} X_3 X_4 (\cos \Omega_2 t - 1) - i \frac{(\gamma + \delta) C_{n_1-1} C_{n_2-1}}{\Omega_2} X_3 \sin \Omega_2 t, \\ C_{n_1 n_2}(t) &= -i \frac{\alpha C_{n_1-1} C_{n_2-1}}{\Omega_3} X_3 \sin \Omega_3 t - i \frac{\beta C_{n_1+1} C_{n_2+1}}{\Omega_3} (n_1 + 1) (n_2 + 1) \sin \Omega_3 t + \\ &+ \frac{1}{2} (\gamma - \delta + (\gamma + \delta) \cos \Omega_3 t) C_{n_1} C_{n_2}, \\ D_{n_1 n_2}(t) &= -i \frac{\alpha C_{n_1-1} C_{n_2-1}}{\Omega_3} X_3 \sin \Omega_3 t - i \frac{\beta C_{n_1+1} C_{n_2+1}}{\Omega_3} (n_1 + 1) (n_2 + 1) \sin \Omega_3 t + \\ &+ \frac{1}{2} (\delta - \gamma + (\gamma + \delta) \cos \Omega_3 t) C_{n_1} C_{n_2}, \end{aligned}$$

здесь $\Omega_1(n_1, n_2) = \sqrt{2(X_1(n_1 + 1)(n_2 + 1) + X_2(n_1 + 2)(n_2 + 2))} = \Omega_2(n_1 + 2, n_2 + 2) = \Omega_3(n_1 + 1, n_2 + 1)$ – частоты осцилляций Раби, $X_1(n_1, n_2) = \sqrt{n_1 n_2 (n_1 + 1) (n_2 + 1)} = X_2(n_1 - 1, n_2 - 1) = X_3(n_1 + 1, n_2 + 1) = X_4(n_1 + 2, n_2 + 2)$.

В общем случае волновая функция системы (3) не может быть представлена в виде произведения векторов состояний атомной и полевой частей, что означает существование атомно-полевого перепутывания. Исследуем вначале особенности атом-полевого перепутывания в рассматриваемой системе "атомы+поле", изучая поведение полной волновой функции. Учитывая, что резонаторное поле первоначально приготовлено в когерентном состоянии с высокой интенсивностью, исследуем вначале временное поведение собственных векторов полуклассического гамильтониана взаимодействия атомов с полем. Полуклассический гамильтониан взаимодействия для рассматриваемой модели можно записать в виде

$$H_{SC} = \hbar g \left(\sqrt{v_1^* v_1} v_1^* \sqrt{v_2^* v_2} v_2^* (R_1^- + R_2^-) + v_1 \sqrt{v_1^* v_1} v_2 \sqrt{v_2^* v_2} (R_1^+ + R_2^+) \right). \quad (4)$$

Собственные функции полуклассического гамильтониана взаимодействия (4) есть

$$\begin{aligned} |\Phi_1\rangle &= \frac{1}{2} \left[e^{2i(\varphi_1 + \varphi_2)} |+, +\rangle + |-, -\rangle + e^{i(\varphi_1 + \varphi_2)} (|+, -\rangle + |-, +\rangle) \right], \\ |\Phi_2\rangle &= \frac{1}{2} \left[e^{2i(\varphi_1 + \varphi_2)} |+, +\rangle + |-, -\rangle - e^{i(\varphi_1 + \varphi_2)} (|+, -\rangle + |-, +\rangle) \right], \\ |\Phi_3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[-e^{2i(\varphi_1 + \varphi_2)} |+, +\rangle + |-, -\rangle \right], \quad |\Phi_4\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|+, -\rangle - |-, +\rangle]. \end{aligned}$$

Исследуем вначале асимптотическое поведение полной волновой функции системы при условии, что атомы приготовлены в одном из собственных состояний полуклассического гамильтониана (4).

Если атомы в начальный момент времени будут находиться в одном из данных собственных состояний полуклассического гамильтониана, а поле в начальный момент времени будет приготовлено в когерентном состоянии большой интенсивности, то эволюция вектора состояния такой системы описывается следующей асимптотикой:

$$\begin{aligned}
|\Phi_1\rangle|v_1, v_2\rangle &\rightarrow \frac{1}{2} \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} C_{n_1} C_{n_2} |n_1\rangle|n_2\rangle e^{-i\Omega_2(n_1, n_2)t} \times \\
&\times \left\{ e^{2i(\varphi_1 + \varphi_2)} e^{-8igt(n_1 + n_2)} |+, +\rangle + |-, -\rangle + \right. \\
&+ \left. e^{i(\varphi_1 + \varphi_2)} e^{-4igt(n_1 + n_2)} (|+, -\rangle + |-, +\rangle) \right\}, \\
|\Phi_2\rangle|v_1, v_2\rangle &\rightarrow \frac{1}{2} \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} C_{n_1} C_{n_2} |n_1\rangle|n_2\rangle e^{i\Omega_2(n_1, n_2)t} \times \\
&\times \left\{ e^{2i(\varphi_1 + \varphi_2)} e^{8igt(n_1 + n_2)} |+, +\rangle + |-, -\rangle - \right. \\
&- \left. e^{i(\varphi_1 + \varphi_2)} e^{4igt(n_1 + n_2)} (|+, -\rangle + |-, +\rangle) \right\}, \\
|\Phi_3\rangle|v_1, v_2\rangle &\rightarrow |\Phi_3\rangle|v_1, v_2\rangle, \quad |\Phi_4\rangle|v_1, v_2\rangle \rightarrow |\Phi_4\rangle|v_1, v_2\rangle.
\end{aligned}$$

В моменты времени

$$t_{dis} = \frac{\pi m}{2g}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

состояния $|\Phi_1\rangle$ и $|\Phi_2\rangle$ возвращаются к своему начальному виду.

Если атомы в начальный момент времени приготовлены в состоянии $|\Phi_1\rangle$ или $|\Phi_2\rangle$, а поле – в когерентном состоянии большой интенсивности, то зависимость параметра атомно-полевого взаимодействия от интенсивности поля приводит к тому, что атомы и поле сильно перепутаны в течение почти всего времени взаимодействия (волновая функция системы для произвольных моментов времени не может быть представлена в виде произведения векторов состояний атомной и полевой подсистем). Это поведение волновой функции сильно отличается от случая, рассмотренного в работе [8], где для собственных функций полуклассического гамильтониана система всегда оставалась в неперепутанном состоянии. Тем не менее для рассматриваемой в настоящей работе системы можно ожидать серию эффекта внезапной смерти перепутывания в моменты времени (5), когда атомная часть приготовлена при $t = 0$ в линейной суперпозиции $|\Phi_1\rangle$ и $|\Phi_2\rangle$:

$$|\Psi\rangle_S = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+, -\rangle + |-, +\rangle) = e^{i(\varphi_1 + \varphi_2)} \frac{1}{\sqrt{2}} (|\Phi_1\rangle - |\Phi_2\rangle)$$

(обозначим его как S -состояние) и

$$|\Psi\rangle_B = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{2i(\varphi_1 + \varphi_2)} |+, +\rangle + |-, -\rangle \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\Phi_1\rangle + |\Phi_2\rangle)$$

(будем в дальнейшем ссылаться на него как на B -состояние). При этом поле в указанные моменты времени является когерентной суперпозицией двух макроскопических состояний, которая обычно носит название "кот Шредингера".

Из точного выражения для волновой функции (3) мы можем также получить условия распутывания состояний атомов и поля для любого чистого начально-

го состояния атомов. Однако такой анализ представляет собой весьма нетривиальную математическую задачу и будет являться предметом нашей следующей работы.

Таким образом, анализ асимптотического поведения полной волновой функции позволил определить нам времена распутывания состояний атомов и поля для начальных атомных состояний вида $|\Psi_S\rangle$ и $|\Psi_B\rangle$. Полученные результаты отличаются от тех, что были получены нами ранее для двухатомной вырожденной двухфотонной модели Джейнса-Каммингса с не зависящей от интенсивности константой атом-полевого взаимодействия. В указанном случае для S - и B -состояний наблюдаются две серии времен распутывания.

Дополним аналитические исследования особенностей атом-полевого распутывания, проведенные для рассматриваемой модели с помощью анализа полной волновой функции, численным моделированием параметра перепутывания – линейной атомной энтропии. В настоящее время в квантовой информатике известно большое число критериев перепутывания квантовых подсистем. В данной работе для оценки степени перепутывания атомов и поля мы воспользуемся линейной атомной энтропией [9]. Для рассматриваемой модели с гамильтонианом (1) линейная атомная энтропия может быть записана в виде

$$\begin{aligned}
S = 1 - Tr(\rho_{AT}^2) = 1 - & \left[\left(\sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} A_{n_1 n_2} A_{n_1 n_2}^* \right)^2 + \left(\sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} B_{n_1 n_2} B_{n_1 n_2}^* \right)^2 + \right. \\
& + \left(\sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} C_{n_1 n_2} C_{n_1 n_2}^* \right)^2 + \left. \left(\sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} D_{n_1 n_2} D_{n_1 n_2}^* \right)^2 + \right. \quad (6) \\
& + 2 \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} A_{n_1 n_2} B_{n_1 n_2}^* \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} B_{n_1 n_2} A_{n_1 n_2}^* + 2 \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} C_{n_1 n_2} D_{n_1 n_2}^* \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} D_{n_1 n_2} C_{n_1 n_2}^* + \\
& + 2 \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} A_{n_1 n_2} C_{n_1 n_2}^* \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} C_{n_1 n_2} A_{n_1 n_2}^* + 2 \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} A_{n_1 n_2} D_{n_1 n_2}^* \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} D_{n_1 n_2} A_{n_1 n_2}^* + \\
& \left. + 2 \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} B_{n_1 n_2} C_{n_1 n_2}^* \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} C_{n_1 n_2} B_{n_1 n_2}^* + 2 \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} B_{n_1 n_2} D_{n_1 n_2}^* \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} D_{n_1 n_2} B_{n_1 n_2}^* \right].
\end{aligned}$$

На рис. показана временная зависимость линейной атомной энтропии, вычисленной для различных начальных состояний атомной подсистемы. Поведение линейной атомной энтропии для состояний S и B (рис. а) полностью согласуется с аналитическим вычислением волновой функции, сделанным в предыдущем разделе. Из рис. а хорошо видно, что у рассматриваемой системы при выбранных начальных состояниях атомов имеется всего одна серия времен распутывания, точно соответствующих формуле (5). Ввиду нелинейности рассматриваемой модели анализ поведения полной волновой функции системы (3) и сравнение результатов аналитических расчетов с результатами численного моделирования линейной атомной энтропии, представленными на рис. б, как уже отмечалось выше, будет выполнен в нашей следующей работе.

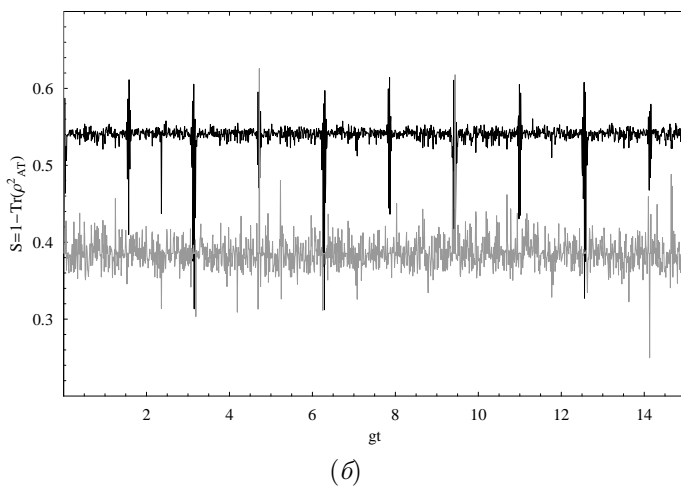
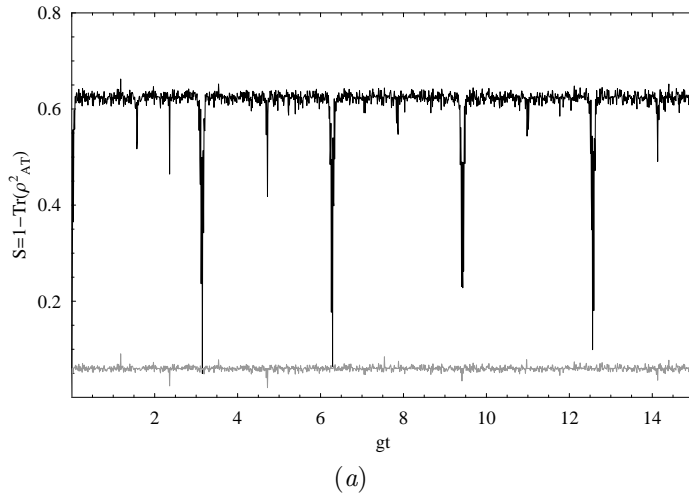


Рис. Поведение линейной атомной энтропии для начальных атомных состояний: $a - \sqrt{\frac{1}{2}}(|+, -\rangle + |-, +\rangle)$; $b - |+, +\rangle$. Начальное число фотонов $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 50$ и фаза когерентного состояния $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$. Серым цветом для наглядности показано временное поведение населенности верхних уровней

Заключение

Таким образом, в настоящей работе был проведен асимптотический анализ временного поведения полной волновой функции системы для некоторых начальных состояний атомов. Обнаружено, что для начальных состояний, являющихся собственными значениями полуклассического гамильтониана взаимодействия, и их суперпозиций система демонстрирует особую динамику, связанную с периодическим переходом атомно-полевой системы в чистое неперепутанное состояние или состояние, близкое к нему. Для таких начальных условий рассмотрена динамика полной волновой функции и определена возможность ее факторизации на вектора состояний для атомной и полевой подсистем. Также для данных начальных

условий рассчитан период перехода системы в перепутанное состояние. Анализ временного поведения полной волновой функции дополнен численным моделированием линейной атомной энтропии для различных начальных состояний атомов. При этом показано полное соответствие результатов обоих подходов при описании динамики атом-полевого перепутывания системы в случае начального "симметричного" S - или "антисимметричного" B -состояний атомов.

Литература

- [1] Dell'Anno F., De Siena S., Illuminati F. Multiphoton quantum optics and quantum state engineering // *Physics Reports*. 2006. V. 428. P. 53–168.
- [2] Singh S., Amrita. Exact Solutions for Jaynes-Cummings Models with Non-degenerate Two-Photon Transitions in the Ladder Configuration // *Int. J. Theor. Phys.* 2012. V. 51. P. 838–851.
- [3] Singh S., Ooi C.H.R., Amrita. Dynamics for two atoms interacting with intensity-dependent two-mode quantized cavity fields in the ladder configuration // *Phys. Rev. A*. 2012. V. 86. P. 023810.
- [4] Schumacker D., Westmoreland M.D. *Quantum Processes, Systems, and Information*. N.Y.: Oxford University Press, 2010. 469 p.
- [5] Buluta I., Ashhab S., Nori F. Neutral and artificial atoms for quantum computation // *Rep. Prog. Phys.* 2011. V. 74 P. 104401.
- [6] Quantum computers / T.D. Ladd [et al.] // *Nature*. 2010. V. 464. P. 45–53.
- [7] Step-by-step engineered multiparticle entanglement / A. Rauschenbeutel [et al.] // *Science*. 2000. V. 288. P. 2024–2028.
- [8] Bashkirov E.K., Rusakova M.S. Atom-field entanglement in two-atom Jaynes-Cummings model with nondegenerate two-photon transitions // *Opt. Comm.* 2008. V. 281. P. 4380–4386.
- [9] Gea-Banacloche J. Collapse and revival of the state vector in the Jaynes-Cummings model: an example of state preparation by a quantum apparatus // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 65(27). P. 3385–3388.

Поступила в редакцию 1/VI/2013;
в окончательном варианте — 1/VI/2013.

QUANTUM COMPUTATIONS AND ATOM-FIELD ENTANGLED STATES IN JAYNES-CUMMINGS GENERALIZED MODEL

© 2013 M.S. Rusakova³ E.K. Bashkirov⁴

Atom-field entanglement in two-atom system in different initial states in Jaynes-Cummings model with degenerate two photon transition with dependant from intensity of the field of parameter of atom-field interaction is considered. It is shown that consideration of discontency of parameter of atom-field interaction for some initial states of atoms leads to damping or collapse of instant death of entanglement effect and changes of disentanglement time.

Key words: two-atom model, nondegenerate two photon transitions, atomic entanglement, instant death of entanglement, dependant from intensity parameter of atom-field interaction.

Paper received 1/VI/2013.

Paper accepted 1/VI/2013.

³Rusakova Margarita Sergeevna (ruma@samsu.ru, r.margarita@gmail.com), the Dept. of Informatics and Computational Mathematics, Samara State University, Samara, 443011, Russian Federation.

⁴Bashkirov Evgeniy Konstantinovich (bash@samsu.ru), the Dept. of General and Theoretical Physica, Samara State University, Samara, 443011, Russian Federation.