

## Эффекты сильного поля в системе двух взаимодействующих ридберговских атомов

И. А. Буренков, О. В. Тихонова<sup>1)</sup>

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 декабря 2010 г.

После переработки 4 февраля 2011 г.

Исследована динамика ионизации двух взаимодействующих ридберговских атомов в сильном лазерном поле. Каждый из атомов рассмотрен в модели “два дискретных уровня + континуум”. Исследованы квазиэнергетические состояния (КЭС) для этой системы, описывающие атомы “одетые полем”. Показано, что одно из КЭС отвечает формированию устойчивого к ионизации состояния атомов, что приводит к режиму интерференционной стабилизации, первоначально обнаруженной в случае отдельных атомов [M.V. Fedorov and A.M. Movsesian, J. Phys. B **21**, L155 (1988)]. Предложены методы создания перепутанных состояний в данной системе и исследована динамика перепутанности в процессе взаимодействия с лазерным полем.

В связи с бурным развитием квантовой оптики в последнее время все больший интерес представляют многочастичные задачи, описывающие системы кубитов, управляемые внешними полями [1]. Существует множество различных квантовых систем, моделирующих кубиты [1]. Одним из возможных вариантов является использование в этом качестве ридберговских атомов. Обычно связь атомов в задачах квантовой оптики осуществляется посредством общего резервуара (микрорезонатора, ловушки), а когерентный контроль системы производится за счет взаимодействия с внешним лазерным импульсом [2]. Однако более широкие возможности возникают в случае дальнедействующего взаимодействия атомов друг с другом, что легко обеспечить для высоко возбужденных ридберговских состояний [3, 4]. При этом использование внешнего управляющего поля может привести к значительной ионизации атомной системы. Одним из возможных решений этой проблемы является использование сильного поля, реализующего режим подавления ионизации ридберговских атомов по интерференционному механизму [5–7].

В данной работе аналитически исследована ионизация в сильном лазерном поле двух взаимодействующих ридберговских атомов, находящихся на расстоянии, много меньшем, чем характерный размер локализации электронов в исследуемых ридберговских состояниях. Каждый из атомов рассмотрен в модели “два дискретных уровня + континуум” и учте-

ны эффективные в сильном поле рамановские переходы  $\Lambda$ -типа между дискретными состояниями через континуум [5–7]. Найдены квазиэнергетические состояния (КЭС), характеризующие “одетые” состояния системы с учетом как лазерного поля, так и взаимодействия между атомами. Проанализировано возникновение режима интерференционной стабилизации. Предложены методы создания и удержания перепутанных состояний [8, 9] в такой системе под действием сильного лазерного поля.

**Аналитическая модель.** Заметим, что в настоящее время в эксперименте удается удерживать сильно возбужденные атомы на достаточно малых расстояниях друг от друга [4, 10]. В общем случае динамика таких двух близкорасположенных взаимодействующих атомов может быть описана в рамках нестационарного уравнения Шредингера:

$$i\hbar\partial_t\psi(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, t) = \left[ \hat{H}_A + \hat{H}_B + \hat{V}_A + \hat{V}_B + \hat{W}_{AB} \right] \psi. \quad (1)$$

Здесь  $\psi(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, t)$  – волновая функция (ВФ) электронной подсистемы двух атомов, зависящая от времени, а индексами А и В обозначены операторы, действующие только на ВФ атомов А и В, соответственно. В случае малого удаления атомов друг от друга взаимодействие между ними играет существенную роль, при этом гамильтонианы  $\hat{H}_A$  и  $\hat{H}_B$ , равно как и функции нулевого приближения, следует трактовать в приближении самосогласованного поля для двухцентрового потенциала, а  $\hat{W}_{AB}$  представляет собой корреляционное взаимодействие атомов друг с другом,  $\hat{V} = -(\hat{\mathbf{d}} \cdot \boldsymbol{\varepsilon})$  – оператор взаимодействия каждо-

<sup>1)</sup> e-mail: ovtikhonova@mail.ru

го из атомов с лазерным полем в дипольном приближении. При решении задачи (1) каждый из атомов рассматривался в модели “два дискретных уровня + континуум”, причем для анализа роли взаимодействия, а также рамановских переходов  $\Lambda$ -типа между дискретными состояниями через континуум четность связанных состояний полагалась одинаковой и обеспечивающей ненулевое значение матричных элементов оператора взаимодействия между ними.

Решение задачи (1) может быть найдено разложением по полной системе двухэлектронных базисных функций с учетом симметризации состояний по перестановке электронов. Отметим, что малость расстояния между атомами по сравнению с характерными размерами “ридберговских орбит” означает, что интеграл перекрытия  $\langle \varphi(\mathbf{r}) | \varphi(\mathbf{r}-\mathbf{R}) \rangle \approx 1$  и обеспечивает симметричность ВФ в случае одинаковых состояний двух электронов. В рамках рассмотренной модели решение уравнения (1) может быть записано в виде

$$\begin{aligned} \Psi = & \sum_k C_{kk} \psi_{kk} \chi_\alpha + C_{01}^+ \Psi_{01}^+ \chi_\alpha + C_{01}^- \Psi_{01}^- + \\ & + \sum_k \int dE (C_{kE}^+ \Psi_{kE}^+ \chi_\alpha + C_{kE}^- \Psi_{kE}^-) + \\ & + \iint dE d\varepsilon (C_{E\varepsilon}^+ \Psi_{E\varepsilon}^+ \chi_\alpha + C_{E\varepsilon}^- \Psi_{E\varepsilon}^-), \end{aligned} \quad (2)$$

где члены в первой строке отвечают тому, что оба атома находятся в связанном состоянии, во второй строке – один из атомов в связанном состоянии, а другой в континууме, а в третьей строке – оба атома в континууме. При этом суммарная ВФ записана с учетом симметризации по перестановке электронов с использованием базиса Дике для спиновых состояний:

$$\begin{aligned} \chi_s^{-1} = & | \downarrow \downarrow \rangle; \chi_s^0 = \frac{|\uparrow \downarrow \rangle + |\downarrow \uparrow \rangle}{\sqrt{2}}; \chi_s^1 = | \uparrow \uparrow \rangle; \\ \chi_\alpha = & \frac{|\uparrow \downarrow \rangle - |\downarrow \uparrow \rangle}{\sqrt{2}}; C_{\alpha\beta}^- = \sum_{S_z} C_{\alpha\beta}^{S_z} \chi_s^{S_z}, \end{aligned} \quad (3)$$

и пространственных состояний:

$$\psi_{kk} = \varphi_k \phi_k, \quad \Psi^\pm = \frac{\varphi_0 \phi_1 \pm \varphi_1 \phi_0}{\sqrt{2}}, \quad (4)$$

где для упрощения обозначений одинаковые невозмущенные ВФ состояний атомов  $A$  и  $B$  обозначены разными символами:

$$\varphi_k = \varphi_k(\mathbf{r}_A), \quad \phi_k = \varphi_k(\mathbf{r}_B).$$

В приближении адиабатического исключения континуума [7] не сложно получить систему уравнений для амплитуд связанных состояний, причем система

уравнений для пространственно симметричной части ВФ

$$\begin{aligned} i\dot{C}_{00} = & (2E_0 - i\Gamma + W)C_{00} + WC_{11} + \frac{2W - i\Gamma}{\sqrt{2}}C_{01}^+, \\ i\dot{C}_{11} = & WC_{00} + (2E_1 - i\Gamma + W)C_{11} + \frac{2W - i\Gamma}{\sqrt{2}}C_{01}^+, \\ i\dot{C}_{01}^+ = & \frac{2W - i\Gamma}{\sqrt{2}}(C_{00} + C_{11} + \sqrt{2}C_{01}^+) + (E_0 + E_1)C_{01}^+, \end{aligned} \quad (5)$$

оказывается расцепленной с системой уравнений для антисимметричных пространственных состояний:

$$i\dot{C}_{01}^{-(S_z)} = (E_0 + E_1 - i\Gamma)C_{01}^{-(S_z)}, \quad (6)$$

что фактически есть выражение запрета интеркомбинаций, возникающее непосредственно за счет учета фермионной симметрии исследуемой системы. Уравнения (5), (6) записаны с использованием следующих обозначений:

$$\begin{aligned} \Gamma = \Gamma_{n,n'} = & 2\pi \frac{V_{n,E} V_{E,n'}}{2}, \\ V_{\alpha,\beta} = & -\varepsilon \langle \alpha | \hat{\mathbf{d}} | \beta \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

$$W = \langle \alpha | \hat{W}_{AB} | \beta \rangle.$$

При этом для простоты все элементы тензора  $\Gamma_{n,n'}$  и матричные элементы  $\langle \alpha | \hat{W}_{AB} | \beta \rangle$  считались одинаковыми. Таким образом, динамику триплетных и синглетных состояний можно рассматривать независимо.

Заметим, что из (6) следует, что антисимметричная пространственная ВФ  $\Psi^-$  является одним из КЭС в присутствии межатомного взаимодействия и внешнего поля и отвечает быстрому экспоненциальному распаду триплетных состояний в сильном лазерном поле с постоянной распада  $\Gamma$ . Однако данный результат обусловлен рассмотрением только двух ридберговских состояний для каждого атома и не имеет места в реальных ридберговских системах.

В случае учета большего числа дискретных состояний для каждого атома уравнение (6) превращается в систему взаимосвязанных уравнений для целого набора антисимметричных по пространству состояний. Такая ситуация приведет к возникновению интерференционной стабилизации и для пространственно антисимметричных ВФ. В этом случае динамика системы будет более сложной, но и более богатой, а исследование перепутанности в такой системе требует аккуратного анализа с использованием коэффициента корреляции  $K$  [11, 12]. Для синглетных состояний,

как будет показано ниже, стабилизация имеет место и в случае учета всего лишь двух дискретных состояний. Поэтому далее будем анализировать только решение системы (5).

**Квазиэнергетические состояния.** Для решения системы (5) удобно перейти в базис состояний, которые с учетом их зависимости от непрерывной координатной переменной можно рассматривать как обобщение белловских состояний [1]:

$$\Phi^{\pm} = \frac{\varphi_0\phi_0 \pm \varphi_1\phi_1}{\sqrt{2}}, \quad \Psi^{\pm} = \frac{\varphi_0\phi_1 \pm \varphi_1\phi_0}{\sqrt{2}} \quad (8)$$

и сделать замену:

$$C_{\alpha}(t) = a_{\alpha}(t)e^{-i(E_0+E_1-i\Gamma)t}e^{-i\tilde{\gamma}t}. \quad (9)$$

Тогда получим задачу на собственные значения и собственные функции с определителем:

$$\begin{vmatrix} -\tilde{\gamma} & -\Delta & 0 \\ -\Delta & 2W - \tilde{\gamma} & 2W - i\Gamma \\ 0 & 2W - i\Gamma & 2W - \tilde{\gamma} \end{vmatrix} = 0, \quad (10)$$

где  $\Delta = E_1 - E_0$  – разность энергий атомных уровней.

**Случай сильного поля.** В режиме сильного поля ( $\Gamma \gg W$ ,  $\Gamma \gg \Delta$ ) в нулевом порядке по  $W$  получим следующие значения квазиэнергий (КЭ):

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= E_0 + E_1 - i\Gamma, \\ \gamma_+ &= E_0 + E_1 - i\Gamma + i\sqrt{\Gamma^2 - \Delta^2}, \\ \gamma_- &= E_0 + E_1 - i\Gamma - i\sqrt{\Gamma^2 - \Delta^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Отметим, что в отсутствие взаимодействия ( $W = 0$ ) задача распадается на случай двух независимых атомов в лазерном поле, и КЭ (11) фактически являются суммой КЭ отдельных атомов, полученных в [7]. При этом КЭ  $\gamma_0$  является вырожденной и совпадает с КЭ антисимметричных пространственных состояний (6), а  $\gamma_+$  отвечает состоянию, все более стабильному с ростом интенсивности лазерного поля. То есть в системе возможно подавление ионизации по интерференционному механизму [5–7]. В отсутствие взаимодействия волновые функции КЭС также являются произведением КЭС отдельных атомов или суперпозицией этих произведений, учитывающей требования фермионной симметрии:

$$\begin{aligned} \Psi_0^{QE} &= \frac{1}{\sqrt{1 + \Delta^2/\Gamma^2}}\Phi^- + \frac{i\Delta}{\Gamma\sqrt{1 + \Delta^2/\Gamma^2}}\Psi^+, \\ \Psi_{\pm}^{QE} &= \frac{\pm i\sqrt{\Gamma^2 - \Delta^2}}{\Gamma\sqrt{2}}\Phi^+ + \frac{i}{\sqrt{2}}\Psi^+ + \frac{\Delta}{\Gamma\sqrt{2}}\Phi^-, \end{aligned} \quad (12)$$

при этом в пределе сильных полей одно из КЭС, соответствующее  $\gamma_0$ , асимптотически приближается к белловскому состоянию  $\Phi^-$ , а другие два становятся факторизованными:

$$\Psi_{\mp}^{QE} \xrightarrow{\Gamma \gg \Delta} \frac{(\phi_0 \pm \phi_1)(\varphi_0 \pm \varphi_1)}{2} = \Psi^{\pm\pm}. \quad (13)$$

Поскольку только  $\gamma_+$  обеспечивает более медленный распад, то можно ожидать, что для любого начального состояния динамика ионизации на начальных временах будет определяться быстрым распадом за счет состояний  $\Psi_-^{QE}$  и  $\Psi_0^{QE}$ , а затем будет соответствовать распаду КЭС  $\Psi_+^{QE}$ , который будет происходить медленно в режиме сильного поля. Действительно, рис.1 свидетельствует о значительном заселении свя-

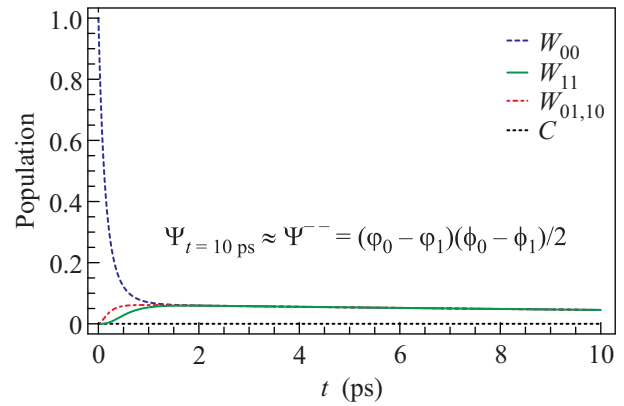


Рис.1. Эволюция и перепутанность системы двух двухуровневых атомов в случае, когда взаимодействием атомов можно пренебречь по сравнению с взаимодействием с внешним полем для  $\Gamma = 10\Delta$  (На всех рисунках  $W_{00}$ ,  $W_{01} = W_{10}$ ,  $W_{11}$  – вероятности обнаружить систему в основном, первом и втором возбужденных состояниях соответственно,  $C$  – concurrence,  $\Delta = \text{Re}(1/49^2 - 1/50^2)$  – разница энергий атомных уровней)

занных состояний и их медленном распаде на больших временах, при этом ВФ, характеризующая неионизованные состояния двух атомов, соответствует  $\Psi_+^{QE}$  (12). Возникающие в сильном поле КЭС  $\Psi^{\pm\pm}$  связаны с экспериментальным базисом посредством унитарного преобразования с матрицей, эквивалентной матрице поворота на угол  $\pm\pi/4$ , поэтому сильное поле фактически выступает в роли проектора в базис “повернутый” на  $\pi/4$ , что в определенном смысле аналогично пластинке “ $\lambda/4$ ” для фотонных состояний.

**Квазиэнергии с учетом взаимодействия.** В общем случае решение задачи на собственные значения (10)

приводит к гораздо более громоздким выражениям для корней возникающего кубического уравнения:

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= -\frac{3Q^2 + 4W^2 + 3\Delta^2 - 4WL + L^2}{3L}, \\ \gamma_- &= \frac{3(1+i\sqrt{3})Q^2 + 4(1+i\sqrt{3})W^2 + 3(1+i\sqrt{3})\Delta^2 + 8WL + (1-i\sqrt{3})L^2}{6L}, \\ \gamma_+ &= \frac{3(1+i\sqrt{3})Q^2 + 4(1+i\sqrt{3})W^2 + 3(1+i\sqrt{3})\Delta^2 + 8WL + (1+i\sqrt{3})L^2}{6L}, \end{aligned} \quad (14)$$

где для сокращения математической записи использованы следующие обозначения:  $Q = 2W - i\Gamma$  и

$$L^3 = -36Q^2W + 16W^3 + 18W\Delta^2 + \sqrt{4(-3Q^2 - 4W^2 - 3\Delta^2)^3 + (-36Q^2W + 16W^3 + 18W\Delta^2)^2}.$$

В пределе сильных полей и с учетом взаимодействия ( $\Gamma \gg W$ ,  $\Gamma \gg \Delta$ ) приближенные значения квазиэнергий принимают довольно простой вид:

$$\begin{aligned} \gamma_0 &\approx E_0 + E_1 - i\Gamma + o(\Delta^2) + o(W^2), \\ \gamma_- &\approx E_0 + E_1 + 2(2W - i\Gamma) + o(\Delta^2) + o(W^2), \\ \gamma_+ &\approx E_0 + E_1 + o(\Delta^2) + o(W^2). \end{aligned} \quad (15)$$

Однако в общем случае динамика системы с учетом взаимодействия атомов оказывается более богатой: за счет КЭ  $\gamma_-$  межатомное взаимодействие приводит к эффективному квазипериодическому переселению двухатомных состояний с периодом, пропорциональным энергии взаимодействия (частые осцилляции на рис.2), медленные модуляции, как будет по-

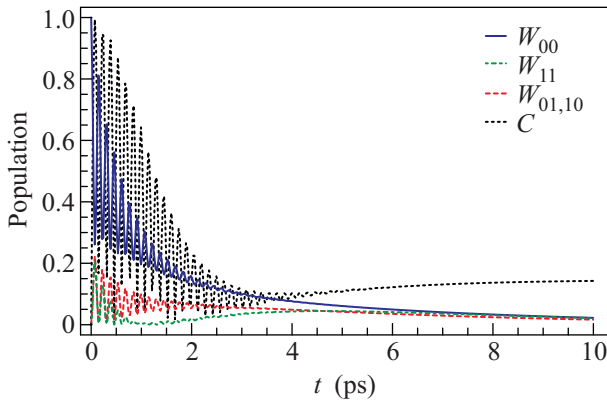


Рис.2. Эволюция системы двух взаимодействующих двухуровневых атомов в сильном поле, если в начальный момент времени атомы находятся в основном состоянии ( $W = 30\Delta$ ,  $\Gamma = 2\Delta$ )

казано далее, определяются разностью энергий атомных уровней  $\Delta$ , а взаимодействие с полем приводит к распаду связанных состояний. Однако при наличии взаимодействия система также выходит на стабильное относительно ионизации состояние, даже в не-

слишком сильных полях (рис.2). В значительно более сильном поле (рис.3) осцилляции, связанные с меж-

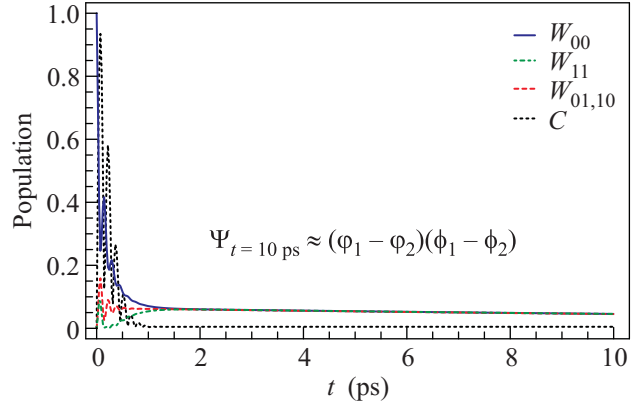


Рис.3. Эволюция системы двух взаимодействующих двухуровневых атомов в сильном поле, если в начальный момент времени атомы находятся в основном состоянии ( $W = 30\Delta$ ,  $\Gamma = 10\Delta$ )

атомным взаимодействием, очень быстро затухают, так как квазиэнергии  $\gamma_0$  и  $\gamma_-$  содержат не только действительную часть, пропорциональную взаимодействию, но и мнимую добавку, отвечающую за ионизацию системы. В сильном поле система переходит в состояние, очень близкое к КЭС  $\Psi_+^{QE} \xrightarrow{\Gamma \rightarrow \infty} \Psi^{--}$ , полученному без взаимодействия (12), и устойчивого по отношению к ионизации, что означает превалирующую роль сильного поля в определении динамики системы на больших временах (рис.3).

**Перепутывание в системе двух ридберговских атомов.** Выше было продемонстрировано, что исследуемая система проявляет частичную устойчивость к ионизации, то есть в процессе взаимодействия с лазерным полем часть населенности остается в связанных состояниях в течение достаточно долгого времени. Поэтому представляет интерес проанализировать степень перепутанности связанных состояний системы двух атомов.

В общем случае ВФ некоторого состояния двухчастичной системы без учета симметрии имеет вид

$$\Psi = C_{00}\phi_0\phi_0 + C_{01}\phi_0\phi_1 + C_{10}\phi_1\phi_0 + C_{11}\phi_1\phi_1. \quad (16)$$

Произведем следующие преобразования:

$$\Psi = C_{00}\phi_0(\phi_0 + \frac{C_{01}}{C_{00}}\phi_1) + C_{10}\phi_1(\phi_0 + \frac{C_{11}}{C_{10}}\phi_1); \quad (17)$$

если  $C_{01}/C_{00} = C_{11}/C_{10} = \alpha$ , то ВФ факторизуется:

$$\Psi = (\phi_0 + \alpha\phi_1)(C_{00}\phi_0 + C_{10}\phi_1). \quad (18)$$

Такое состояние называется перепутанным. Таким образом, имеем условие факторизации ВФ (16):

$$C_{00}C_{11} - C_{01}C_{10} = 0, \quad (19)$$

которое может быть использовано для оценки перепутанности двухчастичной системы.

В то же время перепутанность такой системы можно вычислить строго с использованием матрицы плотности системы, пользуясь известными мерами перепутанности [8, 11, 12]. В частности, число Шмидта выражается через редуцированную матрицу плотности системы следующим образом [11, 12]:

$$K^{-1} = \text{Tr}\{\rho_r^2\}. \quad (20)$$

Можно показать, что для состояния (16) такая процедура с использованием координатной матрицы плотности приводит к выражению

$$K^{-1} = 1 - 2|C_{00}C_{11} - C_{01}C_{10}|^2, \quad (21)$$

с учетом известной связи между числом Шмидта и консиггенсе  $C$  [13, 14] можно получить:

$$C = \sqrt{2(1 - K^{-1})} = 2|C_{00}C_{11} - C_{01}C_{10}|. \quad (22)$$

Таким образом, вычисление параметра Шмидта для ВФ (16) с использованием координатной матрицы плотности в точности приводит к известному выражению для консиггенсе двухкубитного состояния, полученного в [15].

Кроме того, величина консиггенсе (22) с точностью до нормировочной двойки совпадает с условием факторизации (19). На самом деле анализ меры перепутанности необходимо проводить по полной ВФ с учетом ее симметрии и спиновой части [14]. В общем случае консиггенсе задается довольно громоздким выражением, в ряде случаев физический смысл имеет только параметр Шмидта  $K$ , характеризующий корреляции в системе. В случае анализа только симметричных по пространству состояний ( $C_{01} = C_{10}$ ) можно получить выражение для консиггенсе связанных пространственных состояний системы двух атомов:

$$C_S = 2|C_{00}C_{11} - C_{01}^2|. \quad (23)$$

Полученное выражение совпадает с результатом, полученным в [14] для консиггенсе фотонных кутритов. Таким образом, по критериям перепутанности и факторизации исследованное состояние изоморфно кутритам, хотя и характеризуется более высокой размерностью. В случае учета спиновой (антисимметричной) части суммарной ВФ параметр Шмидта

$K_{SA}$ , вычисленный по полной ВФ, факторизуется и равен произведению чисел Шмидта для пространственной и спиновой частей ВФ:

$$K_{SA} = 2K_S. \quad (24)$$

Данный результат также аналогичен выражению, полученному для фотонных кутривтов в [14].

Согласно рис.1 и 3, взаимодействие с сильным лазерным полем приводит к формированию факторизованного состояния и разрушению перепутанности по пространственным координатам в двухатомной системе. Однако в случае не очень сильного поля с учетом взаимодействия между атомами формируется состояние, характеризующееся ненулевой перепутанностью достаточно продолжительное время (рис.2), что достигается только за счет одновременного воздействия поля и межатомного взаимодействия.

Обратимся к случаю, когда взаимодействие с достаточно сильным полем приводит к “выживанию” только КЭС  $\Psi^{--}$ . Рассмотрим систему после выключения внешнего поля; для этого возьмем состояние  $\Psi^{--}$  в качестве начального и найдем его эволюцию при  $\Gamma = 0$ . Тогда в случае, когда энергия межатомного взаимодействия гораздо больше разницы энергий рассматриваемых ридберговских состояний ( $W \gg \Delta$ ), КЭ могут быть вычислены в следующем виде:

$$\begin{aligned} \gamma_0 &\approx E_0 + E_1 + 4W + o(\Delta^2), \\ \gamma_+ &\approx E_0 + E_1 + \Delta/\sqrt{2} + o(\Delta^2), \\ \gamma_- &\approx E_0 + E_1 - \Delta/\sqrt{2} + o(\Delta^2). \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь начальное состояние  $\Psi^{--}$  представимо в виде суперпозиции только двух КЭС:

$$\begin{aligned} \Psi_-^{QE} &= \frac{\Psi^{--} - \Phi^-}{\sqrt{2}} e^{-\frac{i}{\hbar}\gamma_- t}, \\ \Psi_+^{QE} &= \frac{\Psi^{--} + \Phi^-}{\sqrt{2}} e^{-\frac{i}{\hbar}\gamma_+ t}, \end{aligned} \quad (26)$$

отвечающих приближенным квазиэнергиям  $\gamma_+$  и  $\gamma_-$  (25), что приводит к тому, что населенности различных состояний не испытывают частых осцилляций, определяемых энергией межатомного взаимодействия, и динамика населенности состояния  $\Psi^{--}$  имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} W_{\Psi^{--}} &= \frac{1}{2} \left| \langle \Psi^{--} | \Psi_-^{QE} e^{-\frac{i}{\hbar}\gamma_- t} + \Psi_+^{QE} e^{-\frac{i}{\hbar}\gamma_+ t} \rangle \right|^2 = \\ &= \cos^2 \left( \frac{t\Delta}{\hbar\sqrt{2}} \right), \end{aligned} \quad (27)$$

таким образом происходит плавный обмен населенностью между данным состоянием и белловским состоянием  $\Phi^-$  (которое также является суперпозицией этих КЭС) с периодом, соответствующим энергии  $\Delta\sqrt{2}$  (рис.4), что для высоковозбужденных ридбер-

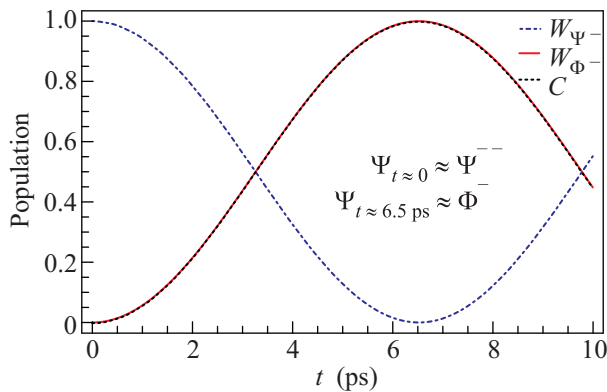


Рис.4. Эволюция состояния  $\Psi^{--}$ , сформировавшегося за счет взаимодействия двух ридберговских атомов с сильным лазерным излучением, после выключения поля и формирование белловского состояния  $\Phi^-$ . Coincidence в данном случае в точности совпадает с населенностью белловского состояния

говских состояний составляет порядка 10 пс и во много раз превышает длительности ультракоротких лазерных импульсов и период оптического поля. Это означает, что в рассмотренной системе можно создать белловское состояние, существующее достаточно длительный промежуток времени. Кроме того, динамику населенностей этих состояний в данном случае нетрудно зарегистрировать экспериментально (хотя измерения в белловском базисе атомов представляют нерешенную проблему): в схеме эксперимента типа “pump-probe” первый интенсивный лазерный импульс должен перевести систему в состояние  $\Psi^{--}$ , а по ионизационному отклику системы на интенсивный второй импульс можно определить населенность состояний  $\Psi^{--}$  и  $\Phi^-$ , так как первое является стабильным по отношению к процессу ионизации в сильном поле. Вероятность ионизации системы как функция задержки между лазерными импульсами как раз даст временную динамику заселения состояния  $\Phi^-$  (рис.4), что фактически позволяет извлечь фазу между КЭС, задающими эти состояния. Также эти измерения могут быть использованы для определения характерного номера ридберговских состояний в возбужденном пакете состояний, так как период колебаний населенности стабильного состояния пропорционален  $\Delta$  или, в случае большого числа высоких ридберговских состояний, соответствует кеплеровскому периоду системы.

Таким образом, представленное в данной работе аналитическое решение для системы двух взаимодействующих ридберговских атомов, управляемых интенсивным внешним лазерным полем, явным образом свидетельствует о возможности экспериментального наблюдения интерференционной стабилизации в многочастичной системе. При этом учет фермионной симметрии двухэлектронной ВФ приводит к разделению задач для синглетных и триплетных состояний, что соответствует принципу запрета интеркомбинаций.

Динамика рассмотренной системы может быть наглядно описана в терминах КЭС, характеризующих эволюцию системы в общем случае как трехэкспоненциальный распад в сильном лазерном поле.

Для рассматриваемой системы вычислены меры перепутанности и предложено несколько методов создания пространственно перепутанных состояний. Показано, что одновременное влияние не слишком сильного поля и межатомного взаимодействия приводит к возникновению перепутанного состояния, нереализуемого другими способами. Кроме того, показано, что сильное поле можно рассматривать как проектор на состояние  $\Psi^{--}$ , динамику которого можно проследить экспериментально и получить информацию о квантовых фазах ВФ КЭС. В общем случае большого числа ридберговских состояний динамика двух взаимодействующих атомов носит более богатый характер и демонстрирует эффект стабилизации как для пространственно симметричных, так и антисимметричных ВФ. Заметим, что при этом наблюдаемая степень стабилизации существенным образом определяется симметричными свойствами ВФ КЭС в системе двух атомов. Отметим, что, хотя по свойствам перепутанности исследуемые симметричные по пространству состояния аналогичны кутритам, атомные двухуровневые системы являются более общим классом состояний, чем фотонные кубиты, так как ВФ характеризуются зависимостью от непрерывно меняющихся координатных переменных.

Авторы признательны профессору С.П. Кулику за полезные обсуждения и замечания. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 09-02-00317), гранта Президента для Научных Школ (# NSh 3322.2010.2), некоммерческого фонда “Династия” (программа поддержки аспирантов и молодых ученых без степени) и Регионального общественного фонда содействия отечественной науке (программа “лучшие аспиранты РАН”), численные расче-

ты выполнены с использованием суперкомпьютерного комплекса СКИФ-МГУ "Чебышев".

1. С. Я. Килин, УФН **169**, 507 (1999).
2. L. Mazzola, S. Maniscalco, J. Piilo et al., Phys. Rev. A **79**, 042302 (2009).
3. D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2208 (2000).
4. Д. Б. Третьяков, И. И. Бетеров, В. М. Энтик и др., ЖЭТФ **135**, 428 (2009).
5. M. V. Fedorov and A. M. Movsesian, J. Phys. B **21**, L155 (1988).
6. M. V. Fedorov, *Atomic and free electrons in a strong light field*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1997.
7. Н. П. Полуэктов, М. В. Федоров, ЖЭТФ **114**, 821 (1998).
8. W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. **80**, 2245 (1998).
9. С. П. Кулик, С. Н. Молотков, С. С. Страупе, Письма в ЖЭТФ **92**, 212 (2010).
10. U. Tanaka R. Naka, F. Iwata et al., J. Phys. B **42**, 154006 (2009).
11. R. Grobe, K. Rzazewski, and J. H. Eberly, J. Phys. B **27**, 2503 (1994).
12. M. V. Fedorov, M. A. Efremov, P. A. Volkov et al., J. Phys. B **39**, 467 (2006).
13. P. Rungta and C.M.Caves, Phys. Rev. A **67**, 012307 (2003).
14. M. V. Fedorov, P. A. Volkov, and Yu. M. Mikhailova, arXiv:1009.2744v2.
15. Yu. I. Bogdanov, E. V. Moreva, G. A. Maslennikov et al., Phys. Rev. A **73**, 063810 (2006).