

# Квантовое перепутывание и фазовый контроль неклассических электромагнитных полей при взаимодействии с атомными системами

Д. В. Пополитова<sup>+1)</sup>, О. В. Тихонова<sup>+\*1)</sup>

<sup>+</sup>МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, 119234 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 октября 2020 г.

После переработки 13 октября 2020 г.

Принята к публикации 14 октября 2020 г.

Аналитически исследовано взаимодействие трехуровневого атома с двумя модами квантового поля. Обнаружено сильное квантовое перепутывание между отдельными частями рассматриваемой составной системы и продемонстрирована возможность его контролируемого изменения. На основе квантового перепутывания, возникающего между первоначально независимыми квантовыми полями при взаимодействии с атомом, разработаны методы передачи и обмена фазовой информацией между полевыми модами, а также непосредственного измерения фазовых характеристик неизвестного состояния входного поля.

DOI: 10.31857/S1234567820220139

Важным направлением исследований современной квантовой оптики и атомной физики является анализ неклассических состояний света и их взаимодействия с веществом. Целый ряд эффектов, известных для классических полей [1, 2], требует отдельного анализа в случае квантового поля. В настоящее время возможна генерация в эксперименте целого ряда неклассических состояний электромагнитного поля, таких как фоковские состояния, когерентные состояния с малым числом фотонов, сжатые состояния, состояния вида “кот Шредингера” и т.д. [3–7]. Среди них сжатые состояния света представляются наиболее привлекательными благодаря своим уникальным свойствам, которые очень перспективны для целого ряда важных практических приложений. Такие неклассические состояния света могут быть получены, например, в процессе параметрического рассеяния и характеризуются сильными корреляциями между фотонами [8–11]. Кроме того, имеет место существенное уменьшение дисперсии одной из квадратур поля, что открывает новые возможности для высокоточных измерений с подавлением уровня шума ниже дробового [10]. В настоящее время возможна генерация сжатых состояний света со средним числом фотонов до  $10^{15}$  на моду [11]. В этом смысле такие состояния света можно отнести к макроскопическим квантовым состояниям.

Неклассические состояния света оказываются крайне востребованными в области квантовых информационных технологий для решения задач хранения и передачи квантовой информации. Ключевым моментом разработанных протоколов и алгоритмов является сильное квантовое перепутывание между используемыми полевыми состояниями. Преимущество квантового перепутывания состоит в возможности извлекать информацию об одной подсистеме, производя измерения над другой. Поэтому важной задачей является разработка схем по эффективному перепутыванию неклассических состояний электромагнитного поля, а также фазовый контроль и передача фазовой информации между полевыми подсистемами. Одним из возможных путей создания сильно перепутанных полевых состояний является их взаимодействие с атомной системой. В этом случае квантовое перепутывание между первоначально независимыми полями возникает опосредованно за счет их взаимодействия и обмена энергией с атомом. При этом количественная оценка перепутывания в такой многокомпонентной системе представляет собой отдельную и трудную задачу.

В данной работе аналитически решена задача о резонансном взаимодействии трехуровневого атома с двумя модами квантованного поля. Предполагается, что атом находится в микрорезонаторе, размеры которого достаточно малы, чтобы обеспечить высокую плотность фотонов. Рассмотрены различ-

<sup>1)</sup>e-mail: dvpopolitova@gmail.com; ovtikhonova@mail.ru

ные начальные состояния полей, включая состояние сжатого вакуума. Продемонстрировано возникновение сильного квантового перепутывания как между атомной и полевой подсистемами, так и между первоначально независимыми электромагнитными полями. Получена количественная характеристика возникающего многочастичного перепутывания. Анализируется возможность управления степенью наблюдаемого перепутывания. Предложены схемы по регистрации и передаче фазовой информации между полями за счет наличия перепутывания между ними, возникающего непосредственно из-за взаимодействия через атомную подсистему.

**Теоретический подход.** Аналитически решена задача о резонансном взаимодействии трехуровневой атомной системы с двумя модами квантового электромагнитного поля. Атом рассматривается в так называемой  $\Lambda$ -конфигурации с возможными переходами, вызываемыми резонансно первым полем (с частотой  $\omega_1$ ) между нижним и верхним атомными уровнями и вторым полем (с частотой  $\omega_2$ ) – между вторым нижним уровнем и верхним. Данная модельная атомная система позволяет также описать возбуждение наноразмерных квантовых точек и полупроводниковых квантовых ям, допированных примесями.

Взаимодействие атома с двумя модами квантового электромагнитного поля исследуется в рамках нестационарного уравнения Шредингера с учетом обеих степеней свободы квантового поля:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (\hat{H}_{\text{atom}} + \hat{H}_{\text{field}1} + \hat{H}_{\text{field}2} + \hat{W}_1 + \hat{W}_2)\Psi. \quad (1)$$

Полный гамильтониан состоит из свободных гамильтонианов атома и полей  $\hat{H}_{\text{atom}}$  и  $\hat{H}_{\text{field}1,2}$  соответственно и взаимодействия атома с каждым полем  $\hat{W}_i = d\varepsilon_{0i}q_i$ , рассматриваемого в дипольном приближении. В принятых обозначениях  $\mathbf{d} = e\mathbf{r}$  – оператор дипольного момента атома,  $q_i$  – полевая квадратура в каждой моде, а  $\varepsilon_{0i}$  – соответствующая нормировочная константа, которая влияет на эффективность взаимодействия между атомом и полем и зависит от объема взаимодействия  $L^3$ :  $\varepsilon_{0i} = \sqrt{(4\pi\hbar\omega_i)/L^3}$ . Сила этого взаимодействия может быть значительно увеличена за счет малых размеров микрополости, настроенной на обе частоты воздействующих полей. Отметим, что в настоящее время малые размеры используемых микрополостей и резонаторов позволяют экспериментально наблюдать вакуумные осцилляции Раби на наносекундных масштабах времен [5]. В нашем случае эффективность взаимодействия атомной системы и поля определяется средней плот-

ностью фотонов  $\langle N \rangle / L^3$ , достаточно большой, чтобы характерные осцилляции Раби происходили значительно быстрее любых процессов декогеренции в системе. Такие условия фактически соответствуют режиму “сильного” поля и позволяют корректно описать динамику квантовой системы в рамках нестационарного уравнения Шредингера без учета диссипаций.

Уравнение (1) решается разложением зависящей от времени волновой функции полной системы по свободным от взаимодействия атомным функциям  $\varphi_n(r)$  и фоковским состояниям каждой моды поля  $\Phi_m(q_i)$ :

$$\psi(\mathbf{r}, q_1, q_2, t) = \sum_{nkm} C_{nkm}(t) \varphi_n(\mathbf{r}, t) \Phi_k(q_1) \times \Phi_m(q_2) e^{-\frac{i}{\hbar} E_{nkm} t} \quad (2)$$

с обозначением суммарной энергии в системе  $E_{nkm} = E_n + \hbar\omega_1(k + 1/2) + \hbar\omega_2(m + 1/2)$ .

Подстановка решения (2) в уравнение (1) с использованием приближения вращающейся волны приводит к системе линейных дифференциальных уравнений первого порядка для амплитуд вероятностей  $C_{nkm}(t)$  найти атом в состоянии  $\varphi_n$ , а также  $k$  и  $m$  фотонов в первой и второй моде поля соответственно:

$$\begin{cases} i\hbar \dot{C}_{1(k+1)m} = -d_{13}\varepsilon_{01} C_{3km} \sqrt{\frac{k+1}{2}}, \\ i\hbar \dot{C}_{2k(m+1)} = -d_{23}\varepsilon_{02} C_{3km} \sqrt{\frac{m+1}{2}}, \\ i\hbar \dot{C}_{3km} = -d_{13}\varepsilon_{01} C_{1(k+1)m} \sqrt{\frac{k+1}{2}} - d_{23}\varepsilon_{02} C_{2k(m+1)} \sqrt{\frac{m+1}{2}}. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь  $d_{ij} = \langle \varphi_i | e\mathbf{r} | \varphi_j \rangle$  – матричный элемент дипольного момента электрона для перехода между атомными уровнями с номерами  $i$  и  $j$ . Система (3) решается аналитически для каждой связанной тройки амплитуд вероятностей. В качестве начального состояния предполагается, что атом находится в некоторой суперпозиции своих собственных состояний, а квантовые поля представимы в виде суперпозиции фоковских состояний с некоторыми относительными фазами, включая когерентные поля с малым средним числом фотонов и состояния сжатого вакуума. Когерентное состояние  $|\alpha\rangle$  с фазой  $\theta$  может быть представлено в виде суперпозиции фоковских состояний следующим образом:

$$|\alpha_\theta\rangle = \sum_n \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \frac{|\alpha|^n \exp(in\theta)}{\sqrt{n!}} \Phi_n. \quad (4)$$

Известно, что для такого состояния статистика по числу фотонов представляет собой распределе-

ние Пуассона со средним числом фотонов, равным  $\langle N \rangle = |\alpha|^2$ , и дисперсией числа фотонов  $D_N = \langle N \rangle$ . Состояние сжатого вакуума характеризуется более широким распределением, которое содержит только четные номера фоковских состояний [12]:

$$\Psi_{sq} = \sum_n C_{2n} \Phi_{2n}, \quad (5)$$

$$C_{2n} = (-1)^n \sqrt{\frac{2\gamma}{1+\gamma^2}} \frac{\sqrt{(2n)!}}{2^n n!} \left( \frac{1-\gamma^2}{1+\gamma^2} \right)^n e^{i2n\theta}. \quad (6)$$

Здесь  $\gamma$  – это параметр сжатия, который связан со средним числом фотонов  $\langle N \rangle = \frac{1}{4} \left( \gamma - \frac{1}{\gamma} \right)^2$ . Дисперсия числа фотонов в этом случае оказывается существенно больше дисперсии для когерентного поля:  $D_n = 2\langle N \rangle^2 + 2\langle N \rangle$ .

Используя зависящую от времени волновую функцию полной системы (2), можно получить любую информацию о динамике и взаимодействии атомной и полевых подсистемах, включая квантовое перепутывание между ними. Например, зависящие от времени населенности атомных уровней  $P_n(t)$  и вероятности различных фоковских состояний для каждой моды поля  $W_k(t)$  и  $\tilde{W}_m(t)$  имеют вид:

$$P_n(t) = \sum_k \sum_m |C_{nkm}|^2, \quad (7)$$

$$W_k(t) = \sum_n \sum_m |C_{nkm}|^2, \quad (8)$$

$$\tilde{W}_m(t) = \sum_n \sum_k |C_{nkm}|^2. \quad (9)$$

Основная цель данной статьи – детально исследовать перепутывание, возникающее в такой многокомпонентной системе, проанализировать его влияние на динамику отдельных подсистем и обмен квантовой информацией между ними.

**Результаты.** Существует много способов охарактеризовать степень перепутывания между двумя подсистемами [13–16], в то время как перепутывание между всеми компонентами в трехчастичной системе довольно сложно описать количественно. Для анализа перепутывания в многочастичной системе могут использоваться два основных подхода. Первый предполагает характеристику одной из взаимодействующих подсистем независимо от поведения и динамики других. Фактически такой подход предполагает усреднить по всем переменным, кроме относящихся к рассматриваемой подсистеме, и найти ее перепутывание с остальной частью всей системы. Другой способ состоит в выделении двух систем, между которыми анализируется перепутывание, при этом оно

усредняется по переменным всех оставшихся подсистем. Для трехфотонных систем такой анализ был выполнен в работе [17].

**Квантовое перепутывание как проявление динамики.** Анализ эволюции атомной системы независимо от состояний обоих квантовых полей предполагает усреднение по полевым переменным. Тогда в общем случае атом находится в смешанном состоянии, а не чистом, из-за его взаимодействия с квантовыми полями и характеризуется некоторой редуцированной матрицей плотности со следующими матричными элементами:

$$\rho_{ij}^{at} = \sum_{n,k} C_{ink} C_{jnk}^* \exp\left(\frac{i(E_j - E_i)t}{\hbar}\right). \quad (10)$$

Диагональные элементы этой матрицы точно совпадают с зависящими от времени населенностями атомных уровней (7), в то время как недиагональные элементы хранят информацию о фазовой когерентности в сформированном атомном состоянии. Перепутывание между атомом и квантованным полем (обеими модами) характеризуется параметром Шмидта [13, 14, 18], который задается формулой:

$$K = [Sp(\rho_{at}^2)]^{-1}. \quad (11)$$

С учетом матричных элементов (10) параметр Шмидта принимает следующий вид:

$$K = \left[ \sum_{ij} |\rho_{ij}^{at}|^2 \right]^{-1}. \quad (12)$$

Видно, что как диагональные, так и недиагональные матричные элементы определяют значение параметра Шмидта. Чем больше этот параметр, тем выше степень перепутывания. Минимальное значение этого параметра равно 1 и соответствует случаю полной независимости атома от полей. В таких условиях происходит простая факторизация состояний атома и полевой подсистемы, и атом находится в чистом состоянии. Максимальное значение параметра Шмидта зависит от числа базисных собственных состояний атома и для нашей системы равно 3. Оно соответствует случаю, когда атом находится в смешанном состоянии, и при этом все недиагональные матричные элементы равны нулю. Такое состояние можно назвать наиболее смешанным, поскольку отсутствует любая информация о фазах. Таким образом, параметр Шмидта можно использовать не только как степень перепутывания с полевой подсистемой, но и как характеристику смешанности атомного состояния. В то же время значение, обратное параметру

Шмидта, часто рассматривают как степень чистоты атомного состояния, поскольку в случае чистого состояния  $S_p(\rho_{at}^2) = S_p(\rho_{at}) = 1$ .

Для 3-х уровневой системы в двух резонансных когерентных полях были обнаружены эффекты коллапса и возрождения атомных переходов, которые характеризуются наличием ярко выраженного “плато” на временных зависимостях населенностей атомных состояний [19]. Пример такой динамики для населенности нижнего атомного состояния представлен на рис. 1. Аналогичным поведением характеризуют-

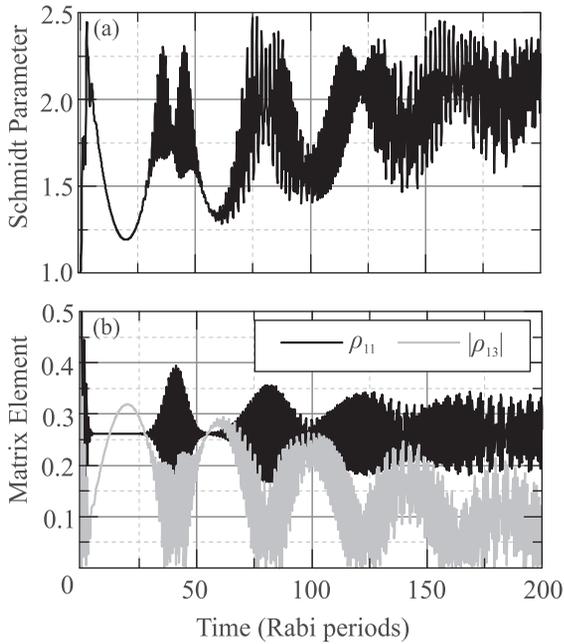


Рис. 1. Временная динамика параметра Шмидта  $K$  (a), а также населенности нижнего атомного уровня и недиагонального элемента матрицы плотности атома  $\rho_{13}$  (b), полученные при взаимодействии атома в начальном состоянии  $\phi_{at}(t=0) = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{\sqrt{2}}$  с когерентными полями с  $\langle N \rangle = 10$

ся также среднее число фотонов и его дисперсия для каждой полевой моды. Казалось бы, в период “коллапса” система не испытывает никакой динамики. Однако это не так. Было обнаружено, что в период “коллапса” недиагональные элементы матрицы плотности атомной системы претерпевают существенное изменение, что продемонстрировано на рис. 1 для случая начального атомного состояния в виде суперпозиции волновых функций двух нижних атомных уровней с нулевой относительной фазой  $\Delta = 0$  между ними:

$$\psi(\mathbf{r}, t=0) = \frac{\varphi_1 + e^{i\Delta}\varphi_2}{\sqrt{2}}. \quad (13)$$

Как следствие, параметр Шмидта также меняется со временем, уменьшаясь в первой половине “плато”. Динамика параметра Шмидта, представленная на рис. 1, однозначно свидетельствует о возникновении высокой степени квантового перепутывания атома с двумя полями в процессе взаимодействия.

Отметим, что наибольшая степень перепутывания достигается при относительной фазе  $\Delta = \pi/2$ , поскольку в этом случае заселяются все квазиэнергетические состояния системы. В случае состояния сжатого вакуума, эффекты “коллапса” и “возрождения” не возникают. Более того, в [19] было показано, что для сжатых состояний динамика атомных населенностей не зависит от относительной фазы состояний в начальном условии вида (13) и, как следствие, не реализуется формирование “темного” состояния. Однако чувствительность по отношению к фазе в начальном состоянии (13) все-таки имеет место и проявляется в значительном изменении среднего по времени значения параметра Шмидта в диапазоне от 2 до 3 для различных значений  $\Delta$ . Это означает, что сжатое состояние уже на начальных временах демонстрирует более высокую степень перепутывания с атомной системой, чем когерентное поле. Таким образом, варьируя относительную фазу в (13), оказывается возможным управлять режимом и степенью перепутывания между атомной и полевой подсистемами.

**Перепутывание между двумя квантовыми полями.** Наибольший интерес представляет квантовое перепутывание двух первоначально независимых полей, возникающее при взаимодействии с атомом вне зависимости от состояния атомной подсистемы.

В случае усреднения по атомным степеням свободы полевые моды оказываются в смешанном состоянии и описываются матрицей плотности. Известно, что при таких условиях параметр Шмидта не может правильно охарактеризовать их перепутывание. Одним из возможных способов решения этой проблемы является использование энтропии фон Неймана для характеристики чистоты или того, насколько смешано изучаемое двухчастичное состояние, и вычисление взаимной информации для определения степени перепутывания или корреляций [18]. Для проведения такого анализа энтропия фон Неймана вычислялась следующим образом:

$$S(\rho) = -Tr(\rho \log_2 \rho) = -\sum_i \lambda_i \log_2 \lambda_i. \quad (14)$$

Здесь матрица плотности  $\rho$  описывает двухчастичное состояние двух квантовых полей, усреднен-

ное по атомным переменным, а  $\lambda_i$  – собственные значения этой матрицы. Элементы двухчастичной матрицы плотности определяются как:

$$\rho_{k_1 m_1}^{k_2 m_2} = \sum_n C_{n k_1 m_1} C_{n k_2 m_2}^* e^{(-\frac{i}{\hbar}(E_{k_1 m_1} - E_{k_2 m_2})t)}, \quad (15)$$

где суммирование ведется по всем возможным атомным состояниям. Соответствующие “одночастичные” полевые матрицы плотности, редуцированные по одному или второму полю, определяются следующими матричными элементами:

$$(\rho_{\text{red}1})_{k_1}^{k_2} = \sum_m \rho_{k_1 m}^{k_2 m}, (\rho_{\text{red}2})_{m_1}^{m_2} = \sum_k \rho_{k m_1}^{k m_2}. \quad (16)$$

С использованием энтропии фон Неймана, рассчитанной для двухчастичного состояния полевой подсистемы и редуцированных по каждому полю матриц плотности, можно вычислить взаимную информацию, которая и характеризует перепутывание полевых мод:

$$I_{12} = S(\rho_{\text{red}1}) + S(\rho_{\text{red}2}) - S(\rho). \quad (17)$$

Отметим, что фактически речь идет о квадратном перепутывании, которое следует отличать от перепутывания полей по пространственным или частотным переменным [20].

На рисунке 2 представлены временные зависимости энтропии для двухчастичного состояния двух полей и для каждого поля в отдельности, а также динамика взаимной информации, полученные для полей, первоначально находящихся в когерентном состоянии или в состоянии сжатого вакуума, и атома с начальным состоянием  $\phi_{at}(t=0) = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{\sqrt{2}}$ .

Для такого начального условия для атома и изначально одинаковых полей энтропии обоих полей оказываются одинаковыми. Изначально все энтропии, а также взаимная информация равны нулю, поскольку два поля независимы друг от друга, и каждое поле находится в чистом состоянии. Однако из-за взаимодействия с атомом либо двухчастичное состояние полевой подсистемы, либо отдельное состояние каждого поля становится смешанным, и обнаруживаются существенные корреляции между полевыми подсистемами. Этот эффект характеризуется увеличением со временем энтропии каждой полевой моды и взаимной информации, приведенных на рис. 2. При этом в случае когерентных полей обнаружены более регулярная динамика взаимной информации и более высокая степень квантового перепутывания полевых мод по сравнению со случаем сжатых полей. Для состояний сжатого вакуума приведенные зависимости практически сразу выходят на некоторый

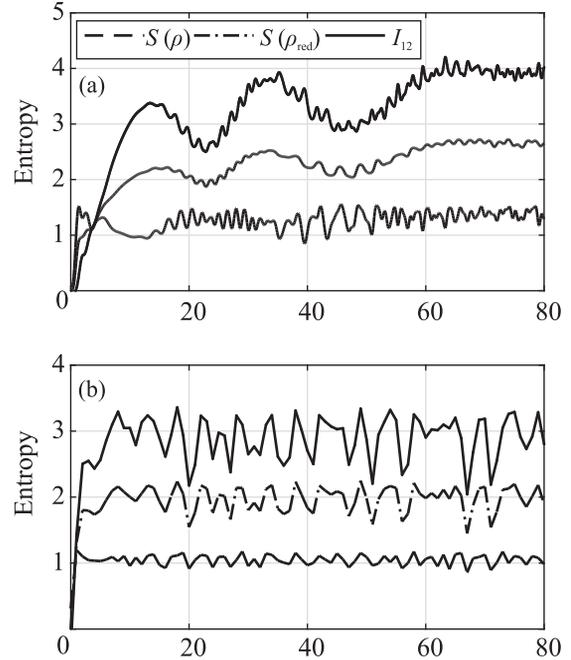


Рис. 2. Временная зависимость энтропии фон Неймана, полученная для двухчастичного состояния двух полей и для каждого поля в отдельности, а также эволюция взаимной информации для двух изначально когерентных полей (а) и двух состояний сжатого вакуума (б) со средним числом  $\langle N \rangle = 3$  и начального состояния атома (13) с  $\Delta = 0$

средний по времени уровень, что означает формирование определенного смешанного двухчастичного состояния. Отдельный анализ, проведенный в рамках квазиэнергетических состояний системы, показал, что возникают перепутанные состояния, отвечающие нечетному числу  $N$  фотонов в одной полевой моде и вакууму в другой. Такие состояния преимущественно формируются из-за особенности фотонной статистики состояния сжатого вакуума, заключающейся в превалирующем вкладе вакуумного состояния. В этом случае энтропия одной моды поля оказывается близка к 2.

Возникает вопрос о возможности управления квантового перепутывания полевых мод в данных условиях. Это может быть реализовано варьированием относительной фазы атомных состояний, входящих в начальное условие (13). Действительно, было обнаружено, что величина взаимной информации существенно зависит от этой относительной фазы. Данные представлены на рис. 3 и демонстрируют хорошо выраженную фазовую зависимость.

При этом максимальное перепутывание наблюдается при  $\Delta = 0$ , в то время как случай  $\Delta = \pi$  соответствует полностью факторизованному состоянию

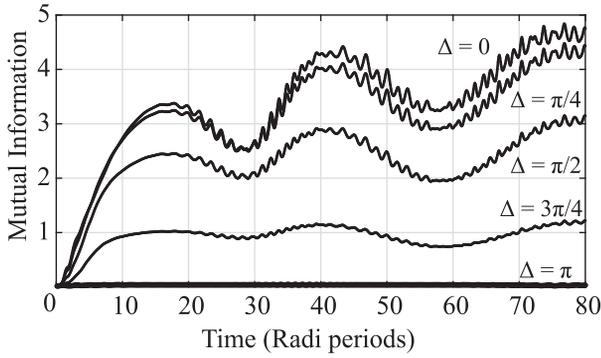


Рис. 3. Временные зависимости взаимной информации двух когерентных полей при различных значениях относительной фазы  $\Delta$  между атомными состояниями в начальном условии (13)

двух полей. Это связано с тем, что для когерентных полей при условии  $\Delta = \pi$  формируется “темное состояние”, т.е. имеет место деструктивная интерференция переходов в верхнее атомное состояние, приводящая к нулевой вероятности его заселения. В этом случае поля остаются независимыми в соответствии с начальным условием. Таким образом, именно заселение верхнего состояния оказывается ответственным за перепутывание полевых мод, а его населенность напрямую зависит от относительной фазы атомных состояний в начальном условии для атомной подсистемы.

**Фазовый контроль полевых состояний.** Обнаруженное квантовое перепутывание полевых мод открывает возможность для обмена и передачи квантовой информации между полями, включая фазовую. В простейшем случае передачу фазы от одного поля к другому можно продемонстрировать на следующем примере. Пусть в первой моде имеется  $k$  фотонов, начальное атомное состояние выбрано в виде (13), а состояние второго поля характеризуется суперпозицией двух фоковских состояний с относительной фазой  $\theta$ :

$$\psi(\mathbf{r}, t = 0) = \frac{\varphi_1 + e^{i\Delta}\varphi_2}{\sqrt{2}} \Phi_k \frac{\Phi_m + e^{i\theta}\Phi_{m+1}}{\sqrt{2}}. \quad (18)$$

В процессе взаимодействия с атомной подсистемой заселяется целый набор фоковских состояний первого поля. Причем проекционное измерение при условии, что атом находится в основном состоянии, а во второй моде обнаружено  $m$  фотонов, приводит к когерентной суперпозиции фоковских состояний первого поля в виде  $\frac{\Phi_k + e^{i\theta'}\Phi_{k+1}}{\sqrt{2}}$  с относительной фазой  $\theta'$ . На рисунке 4 представлена фаза  $\theta'$ , переданная первому полю, в зависимости от исходной фазы  $\theta$

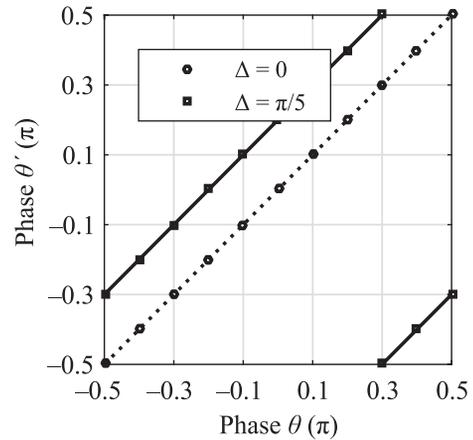


Рис. 4. Относительная фаза  $\theta'$ , переданная первому полю, в зависимости от исходной фазы  $\theta$  между состояниями второй моды при двух значениях  $\Delta = 0$  и  $\Delta = \pi/5$  в начальном условии для системы (18)

между состояниями второй моды при двух значениях  $\Delta$ .

Видно, что при нулевой относительной фазе атомных состояний происходит точная передача фазы от одного поля к другому. В общем случае атомная система сдвигает переданную фазу на величину  $\Delta$ , так что выполнено условие:  $\theta' = \theta + \Delta$ . Таким образом, оказывается возможным не только осуществлять передачу фазовой информации от одного поля к другому, но и управлять этой фазой за счет ее сдвига на величину  $\Delta$ . Еще одним важным аспектом является измерение относительной фазы неизвестного полевого состояния. В этом случае атом необходимо приготовить в виде суперпозиции нижнего и верхнего состояний (для определенности положим  $\Delta = 0$ ), а контрольное поле – с точным числом фотонов  $m$ . Пусть пробное поле в начальный момент времени характеризуется суперпозицией фоковских состояний с неизвестной относительной фазой  $\theta$ . Тогда измерение вероятности найти атом в основном состоянии и  $m$  фотонов во втором поле дает возможность получить информацию о фазе входного пробного поля. На рисунке 5 представлена зависимость максимального и минимального по времени значений указанной вероятности в зависимости от фазы пробного поля  $\theta$ .

Представленные данные демонстрируют хорошо выраженную фазовую зависимость граничных значений искомой вероятности, которые могут быть экспериментально измерены и не зависят от осцилляций по времени, возникающих в процессе взаимодействия. Отметим также, что верхняя граница вероятности оказывается мало чувствительной к конкретным номерам фоковских состояний, входящих в на-

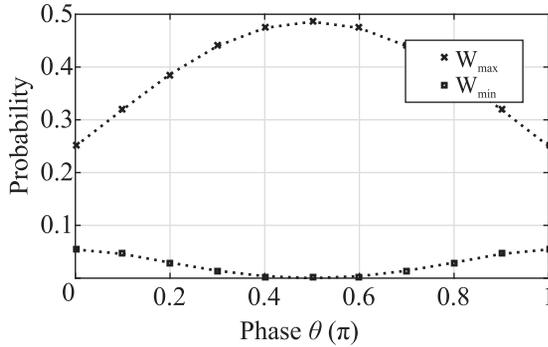


Рис. 5. Зависимость максимального и минимального по времени значений вероятности найти атом в основном состоянии и  $m$  фотонов во втором поле в зависимости от фазы пробного поля  $\theta$

чальную суперпозицию для пробного поля, что дает практический постоянный контраст при определении фазы. Таким образом, взаимодействие с атомной подсистемой и наведение многочастичного перепутывания дает возможность осуществлять контроль, передачу и измерения фазовых характеристик полевых состояний.

**Заключение.** В данной работе исследовано резонансное взаимодействие трехуровневого атома с двумя модами квантованного поля и получено аналитическое решение задачи для различных начальных состояний полей, включая когерентное состояние с малым числом фотонов и состояние сжатого вакуума. Продемонстрировано возникновение сильного квантового перепутывания между взаимодействующими атомной и полевой подсистемами. Обнаружено сильное перепутывание между первоначально независимыми полевыми модами, возникающее в результате взаимодействия с атомом. Продемонстрирована возможность управления наблюдаемым перепутыванием за счет варьирования параметров системы и начальных условий. На основе проведенного анализа разработаны методы, позволяющие осуществлять обмен и передачу фазовой информации между квантовыми электромагнитными полями, а также непосредственное измерение фазовых характеристик неизвестного состояния входного поля. Показано, что в этом случае атом фактически выступает передаточным звеном, обеспечивающим связь между полевыми модами. Рассматриваемая система может использоваться в качестве управляемого блока

передачи с многочастичным ресурсом перепутанности, что оказывается очень перспективным для многих приложений в квантовых информационных технологиях.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда # 19-42-04105.

1. M. V. Fedorov, *Atomic and free electrons in a strong light field*, World Scientific, Singapore (1997).
2. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, УФН **5**, 531 (1998).
3. J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer, R. Miller, J. R. Buck, A. Kuzmich, and H. J. Kimble, *Science* **303**, 1992 (2004).
4. B. Darquie, M. P. A. Jones, J. Dingjan, J. Beugnon, S. Bergamini, Y. Sortais, G. Messin, A. Browaeys, and P. Grangier, *Science* **309**, 454 (2005).
5. C. Santori, M. Petlon, G. Solomon, Y. Dale, and E. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1502 (2001).
6. S. Kasivishwanathan, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2116 (1995).
7. T. Sh. Iskhakov, M. V. Chekhova, and G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 183602 (2009).
8. I. N. Agafonov, M. V. Chekhova, and G. Leuchs, *Phys. Rev. A* **82**, 011801 (2010).
9. T. Sh. Iskhakov, I. N. Agafonov, M. V. Chekhova, and G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 150502 (2012).
10. B. E. Anderson, P. Gupta, B. L. Schmittberger, T. Horrom, C. Hermann-Avigliano, K. M. Jones, and P. D. Lett, *Optica* **4**, 752 (2017).
11. M. V. Chekhova, G. Leuchs, and M. Żukowski, *Opt. Commun.* **337**, 27 (2015).
12. M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge (1997).
13. R. Grobe, K. Rzazewski, and J. H. Eberly, *J. Phys. B* **27**, L503 (1994).
14. M. V. Fedorov, M. A. Efremov, P. A. Volkov, and J. H. Eberly, *J. Phys. B* **39**, 467 (2006).
15. O. V. Tikhonova and A. M. Popov, *Laser Phys. Lett.* **3**, 195 (2006).
16. W. K. Wothers, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2245 (1998).
17. M. V. Fedorov, *Phys. Scr.* **95**(06), 064001 (2020).
18. M. V. Fedorov, P. A. Volkov, and J. M. Mikhailova, *JETP* **115**(1), 15 (2012).
19. D. V. Popolitova and O. V. Tikhonova, *Laser Phys. Lett.* **16**, 125301 (2019).
20. M. V. Fedorov and N. I. Miklin, *Laser Physics* **25**(3), 035204 (2015).