Доклады Национальной академии наук Беларуси
2014 январь–февраль Том 58 № 1

УДК 535.14

В. П. СТЕПАНОВ, Д. С. МОГИЛЕВЦЕВ, А. С. МАЛОШТАН,
член-корреспондент С. Я. КИЛИН

КЛАССИЧЕСКИЙ РАЗДЕЛИТЕЛЬ ПУЧКА ДЛЯ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ И УПРАВЛЕНИЕ СПОНТАННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕПУТЫВАНИЯ

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск *Поступило 04.12.2013*

Если на идеальный (не вносящий шумов и потерь) делитель пучка 50/50 запустить по одиночному фотону одновременно в оба входных канала, то детекторы, поставленные на выходных каналах, зарегистрируют либо два фотона, либо ни одного, т. е. вероятность одновременного срабатывания обоих детекторов будет равна нулю. Данное явление, называемое эффектом Хонга–У–Манделя [1], представляет собой хорошо известную иллюстрацию квантовой интерференции. В нашей работе мы предлагаем и обсуждаем квантовое интерференционное устройство, способное производить противоположный эффект: одновременный ввод одиночных фотонов может привести к регистрации одиночных фотонов на обоих выходах.

Предлагаемая модель включает два излучателя, моделируемых двухуровневыми системами (ДУС), взаимодействующими одновременно с двумя резервуарами электромагнитных мод поля. Модель соответствует двум соединенным волноводам с ДУС на торцах волноводов (рис. 1) или модам с различной поляризацией в низкодобротном резонаторе. Следует отметить, для системы с двумя близко расположенными излучателями (расстояние между которыми много меньше, чем длина волны перехода), связанными с единственным резервуаром, хорошо известна сильная зависимость спонтанного испускания от начального состояния ДУС (см., напр., [2]). Этот эффект возникает в результате коррелированных потерь благодаря связи излучателей через диссипативный резервуар. Такая ситуация возникает, например, для пары близко расположенных атомов в обычном неструктурированном вакууме. При этом у излучателей может появиться так называемое подпространство свободных от декогеренции состояний (ПСДС), в котором система обладает нераспадающимися («темновыми») состояниями, несмотря на связь с обычным марковским резервуаром. Эти состояния перепутаны, поэтому распад в соответствующий марковский резервуар может сохранить существующие [3] или создать новые перепутанности между системами, даже не взаимодействующими непосредственно [4; 5]. «Темновое» состояние составной системы, соединенной с общим резервуаром, было впервые реализовано экспериментально с модами поля [6], затем с состояниями ионов [7] и ядерных спинов [8], а также нейтронами [9]. Возможные реализации ПСДС интенсивно исследуются как вероятные и очень перспективные способы избежать влияния декорегенции на обработку квантовой информации и реализовать отказоустой-

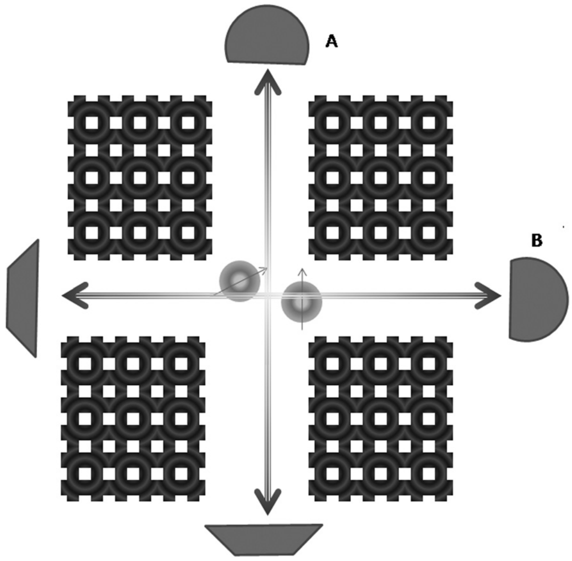

Рис. 1. Схематичное изображение рассматриваемой системы: две ДУС взаимодействуют с двумя группами мод

чивые квантовые вычисления (см., напр., [10]). В работе рассматривается случай, когда ПСДС в системе отсутствует, но, если бы один из резервуаров был выключен, появилось бы «темновое» состояние. Однако одновременное взаимодействие с обоими резервуарами приводит в итоге к полному спонтанному распаду атомных состояний на нижние невозбужденные уровни. Тем не менее, этот процесс демонстрирует нетривиальные и неожиданные особенности.

Рассматриваемая система описывается следующим стандартным гамильтонианом в рамках приближения «вращающейся волны»:

$$H = H_0 + V_a + V_b,$$
$$H_0 = \hbar\sum_j \Delta_j^a a_j^\dagger a_j + \hbar\sum_k \Delta_k^b b_k^\dagger b_k,$$
$$V_x = \hbar\sum_j (g_{x,j}^{(1)}\sigma_1^+ + g_{x,j}^{(2)}\sigma_2^+)x_j + h.c., \tag{1}$$

где расстройка Δ_j^x, $x = a, b$, описывает различие между частотами в j-й моде x-го резервуара и частотой перехода ДУС (частоты перехода обоих ДУС предполагаются равными). Операторы $\sigma_j^- = |-_j\rangle\langle +_j|$, $j = 1, 2$, – понижающие операторы соответствующей ДУС; $|\pm_j\rangle$ – состояния, описывающие основное и возбужденное состояние ДУС. Операторы x_j, $x_j^\dagger$ – бозонные операторы уничтожения/рождения для j-й моды резервуара x. Постоянные $g_{x,j}^{(y)}$, $y = 1, 2$, описывают взаимодействие y-й ДУС с j-й модой x-го резервуара.

В предположении начального вакуумного состояния для модовых резервуаров уравнение для матрицы плотности приводится к виду

$$\frac{d}{dt}\rho = \sum_{m,n=1,2} \gamma_{mn}^x (2\sigma_m^-\rho\sigma_n^+ - \sigma_n^+\sigma_m^-\rho - \rho\sigma_n^+\sigma_m^-), \tag{2}$$

где

$$\gamma_{mn}^x \approx \int_0^{+\infty} d\tau \sum_j g_{x,j}^{(m)} \left(g_{x,j}^{(n)}\right)^* e^{-i\Delta_j^x \tau}.$$

При выводе управляющего уравнения (2) мы пренебрегли лэмбовским сдвигом частоты, который для марковского резервуара, как правило, является малым и практически не влияет на динамику в рассматриваемом случае. Кроме того, предполагается, что в результате связи с резервуарами прямое диполь-дипольное взаимодействие не возникает (это соответствует расстоянию между ДУС в несколько десятков нанометров [2]).

Предположим, что обе ДУС связаны с отдельными резервуарами одинаковым образом, т. е. константы связи можно записать в факторизованном виде, $g_{x,j}^{(y)} \approx f_x^{(y)} \overline{g}_j$, что эквивалентно выполнению условия

$$\gamma_{mn}^x = \alpha_{xm}\alpha_{xn}^*.$$

В этом случае управляющее уравнение (2) принимает следующий вид:

$$\frac{d}{dt}\rho = \mathcal{L}(S_a)\rho + \mathcal{L}(S_b)\rho, \tag{3}$$

где $S_x = \alpha_{x1}\sigma_1^- + \alpha_{x2}\sigma_2^-$, а $\mathcal{L}(Y) = 2Y^-\rho Y^+ - Y^+Y^-\rho - \rho Y^+Y^-$ – линдбладовский супероператор. Для простоты предположим, что константы α_{xj} могут принимать только действительные значения. Из (3) следует, что в отсутствие взаимодействия с резервуаром B, состояние

$$|\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{\alpha_{a1}^2 + \alpha_{a2}^2}}(\alpha_{a2}|+_1\rangle|-_2\rangle - \alpha_{a1}|-_1\rangle|+_2\rangle) \tag{4}$$

будет «темновым», не зависящим от потерь в резервуар A. Аналогичным образом, в отсутствие взаимодействия с резервуаром A, состояние

$$|\varphi\rangle = \frac{1}{\sqrt{\alpha_{b1}^2 + \alpha_{b2}^2}}(\alpha_{b2}|+_1\rangle|-_2\rangle - \alpha_{b1}|-_1\rangle|+_2\rangle) \tag{5}$$

также будет «темновым» состоянием.

Предположим, что $\alpha_{b1} = -\alpha_{a2}$ и $\alpha_{b2} = \alpha_{a1}$, т. е. «темновые» состояния (4) и (5) ортогональны. В этом случае можно получить решения для диагональных элементов нестационарной матрицы плотности (3):

$$\rho_{++}(t) = \langle +_1 | \langle +_2 | \rho(t) | +_1 \rangle | +_2 \rangle = \rho_{++}(0) e^{-4\gamma t},$$

$$\rho_{\phi}(t) = \langle \phi | \rho(t) | \phi \rangle =$$

$$\rho_{\phi}(0) e^{-2\gamma t} + \rho_{++}(0) e^{-2\gamma t}(1 - e^{-2\gamma t}),$$

$$\rho_{\varphi}(t) = \langle \varphi | \rho(t) | \varphi \rangle =$$

$$\rho_{\varphi}(0) e^{-2\gamma t} + \rho_{++}(0) e^{-2\gamma t}(1 - e^{-2\gamma t}),$$

где $\gamma = \alpha_{a1}^2 + \alpha_{a2}^2$ – скорость распада.

В предположении, что детекторы в схеме (рис. 1) идеальны и не различают моды с различной частотой в спектральной области обоих резервуаров A и B, их выходной сигнал (фототок), будет пропорционален числу падающих на них фотонов:

$$N_x(t) = \sum_j \langle x_j^{\dagger}(t) x_j(t) \rangle, \quad x = a, b.$$

Из гамильтониана (1) получаем

$$x_j(t) = x_j(0) \exp\{-i\Delta_j^x t\} - i\int_0^t d\tau \exp\{-i\Delta_j^x (t-\tau)\}(g_{x,j}^{(1)}\sigma_1^- + g_{x,j}^{(2)}\sigma_2^-),$$

что в марковском приближении приводит к соотношению

$$N_x(t) = 2\int_0^t d\tau \langle (S_x^+(\tau))(S_x^-(\tau)) \rangle. \tag{6}$$

Окончательно, из решения (6) находим общее число фотонов ($t \to +\infty$), попадающих на детектор A и B, соответственно

$$N_a(+\infty) = \rho_{\phi}(0) + \rho_{++}(0), \tag{7}$$

$$N_b(+\infty) = \rho_{\varphi}(0) + \rho_{++}(0). \tag{8}$$

Полученные соотношения (7), (8) имеют нетривиальный смысл. Прежде всего, они демонстрируют сильную зависимость направления излучения от начального состояния. Начальное возбуждение обеих ДУС в одно из «темновых» состояний (4) или (5) приводит к полному подавлению спонтанного излучения в резервуарах A либо B. Отметим, что оба состояния (4) и (5) перепутаны с согласованностью $2|\alpha_{a1}\alpha_{a2}|/\gamma$. Начальное состояние с одинаково распределенными возбуждениями по обеим ДУС:

$$\rho(0) = \frac{1}{2}(|+_1\rangle|-_2\rangle\langle +_1|\langle -_2| + |-_1\rangle|+_2\rangle\langle -_1|\langle +_2|)$$

приводит к равновероятностной регистрации фотона на каждом детекторе 2. Неожиданная особенность, вытекающая из соотношений (4), (5) – невозможность излучения более одного фотона в резервуары A и B. Фотоны никогда не вылетают вместе, даже в случае, когда обе ДУС полностью возбуждены. В этом случае будет присутствовать строго один фотон, летящий к каждому детектору.

Таким образом, рассматриваемая модель представляет собой квантовое устройство, работающее на принципе квантовой интерференции и ведущее себя как «классический делитель пучка», но с одиночными фотонами: два фотона, попавшие в устройство через входящие каналы, всегда дают один фотон в каждый из выходных каналов. Если входит только один фотон, устройство действует как обычный квантовый делитель пучка.

Работа подобного «классического делителя одиночных фотонов» проиллюстрирована на рис. 2. Штриховая линия показывает, как ведет себя среднее число фотонов с течением времени при полном возбуждении обоих ДУС. Видно, что ни в какой момент времени среднее число фотонов

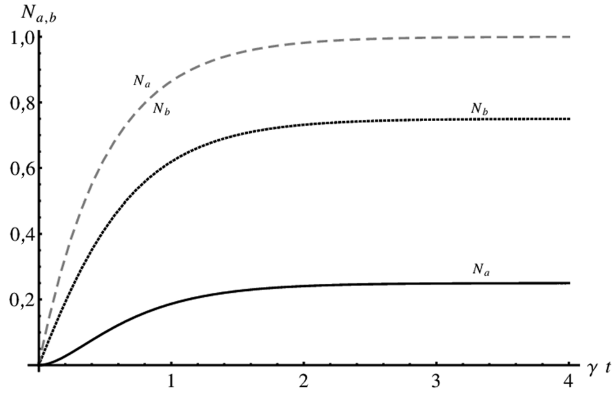

Рис. 2. Динамика числа фотонов в резервуарах в зависимости от времени взаимодействия, заданная (6) для различных начальных состояний. Штриховая линия соответствует полному начальному возбуждению обоих ДУС. Сплошная и пунктирная линии описывают динамику числа фотонов в резервуарах для начального состояния (9)

в отдельном резервуаре не превышает единицу. Сплошная и пунктирные линии показывают, как ведут себя средние числа фотонов в резервуарах при следующем начальном состоянии обоих ДУС:

$$\rho(0) = \frac{1}{2}(|+_1\rangle|+_2\rangle\langle+_1|\langle+_2| + |+_1\rangle|-_2\rangle\langle+_1|\langle-_2|). \quad (9)$$

Несмотря на то что среднее число возбуждений больше единицы и симметрия возбуждений отсутствует как в начальном состоянии, так и в динамике средних чисел фотонов, всё равно ни в какой момент времени среднее число фотонов в каждом резервуаре не превышает единицы.

Подытоживая, можно заключить, что мы предложили устройство на основе квантовой интерференции, работающее с одиночными возбуждениями, но демонстрирующее эффект противоположный тому, какой ожидался бы при интерференции однофотонных состояний на обычном «унитарном» идеальном делителе. Благодаря неунитарности динамики и связи через диссипативные резервуары, характер распределения спонтанно излученных фотонов имеет отчетливо «классический» характер.

Данный эффект, помимо методологического интереса, несомненно, может быть полезным для практической разработки управляемых одиночными фотонами оптических переключателей и роутеров. Очевидно, что рассмотренную выше схему можно обобщить для ансамблей из большего числа излучателей и связанных с ними резервуаров.

Описанные здесь результаты были получены при исследованиях, проводимых в рамках ГПНИ «Конвергенция 3.1.01. Разработка и исследование источников и интегральных компонентов управления одиночными и коррелированными (перепутанными) фотонами для квантово-информационных и высокоточных диагностических приложений».

Литература

1. *Hong C. K., Ou Z. Y., Mandel L.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 2044.
2. *Ficeka Z., Tanas R.* // Physics Reports. 2002. Vol. 372. P. 369.
3. *Prauzner-Bechcicki J. S.* // J. Phys. A. 2004. Vol. 37. P. L173.
4. *Braun D.* // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 277901.
5. *Horhammer C., Buttner H.* // Phys. Rev. A. 2008. Vol. 77. P. 042305.
6. *Kwiat P. G., Berglund A. J., Altepeter J. B., White A. G.* // Science. 2000. Vol. 290. P. 498.
7. *Myatt C. J., King B. E., Turchette Q. A.* et al. // Nature. 2000. Vol. 403. P. 269.
8. *Viola L., Fortunato E. M., Pravia M. A.* et al. // Science. 2001. Vol. 293. P. 2059.
9. *Pushin D. A., Huber M. G., Arif M., Cory D. G.* // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. P. 150401.
10. *Doucot B., Ioffe L. B.* // Rep. Prog. Phys. 2012. Vol. 75. P. 072001.
11. *Mogilevtsev D., Tyc T., Korolkova N.* // Phys. Rev. A. 2009. Vol. 79. P. 053832.

V. P. STEPANOV, D. S. MOGILEVTSEV, A. S. MALOSHTAN, S. Ya. KILIN

maloshtan@tut.by

**CLASSICAL BEAM-SPLITTER FOR SINGLE PHOTONS
AND CONROL OF SPONTANEOUS EMISSION BY ENTANGLEMENT**

Summary

We demonstrate how the system of two-level emitters coupled to the same dissipative reservoirs can function as a ”classical” beam-splitter when operating with single photons. The suggested ”classical beam-splitting device” might be useful for devising controlled single-photon emitting devices.