

следующих концентрациях: БЭК-11-К при 8 мкМ; ТС-13 при 35 мкМ; аскорбат при 60 мкМ. В данной модельной системе из трех исследуемых антиоксидантов наиболее эффективным оказался БЭК-11-К.

Полученные результаты указывают на отсутствие взаимосвязи между сигнальным действием фенольных препаратов и их антиоксидантными свойствами. Ранее показано, что БЭК-11-К и аскорбат в микромолярных концентрациях стимулируют рост клеток линии НЕР-2, а ТС-13, наоборот, вызывает их гибель. Таким образом, при разработке новых антиоксидантных препаратов наряду с изучением их антиоксидантных свойств важным этапом является изучение внутриклеточных сигнальных механизмов, регуляторами которых могут выступать исследуемые соединения.

Литература

4. *Мартинovich Г. Г., Мартинovich И. В., Зенков Н. К.* Индуктор экспрессии ARE-регулируемых генов фенольный антиоксидант ТС-13 вызывает гибель опухолевых клеток через митохондриально-опосредованный путь // *Биофизика*. 2015. Т. 60, № 1. С. 120–128.
5. *Мартинovich Г. Г., Мартинovich И. В., Зенков Е. Б.* Редокс-свойства опухолевых клеток и их пролиферативная активность при действии фенольных антиоксидантов // *Доклады НАН Беларуси*. 2015. Т. 59. № 3. С. 82–87.
6. *Омарова Е. О., Антоненко Ю.Н.* Ингибирование окислительного гемолиза эритроцитов митохондриально направленными антиоксидантами семейства SkQ // *Биохимия*. 2014. Т. 79. № 2. С. 187–195.
7. *Мартинovich Г. Г., Мартинovich И. В., Черенкевич С. Н., Голубева Е. Н.* Способ оценки активности проникающего в клетки водорастворимого антиоксиданта: пат. 18425 Респ. Беларусь, МПК G 01 N 33/52; заявл. 10.06.2011; опубл. 30.08.2014 // *Афіцыйны бюл. Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці*. 2014. № 8.
8. *Зенков Н. К., Меньщикова Е. Б., Кандалинцева Н. В.* Антиоксидантные и противовоспалительные свойства новых водорастворимых серосодержащих фенольных соединений // *Биохимия*. 2007. Т. 72. № 6. С. 790–798.

РЕАЛИЗАЦИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ КВАНТОВЫХ ПОВТОРИТЕЛЕЙ СОВМЕСТНО С МЕТОДОМ ВЕРОЯТНОСТНОГО УСИЛЕНИЯ ПЕРЕПУТАННОСТИ

И. Л. Карусейчик, А. Б. Михалычев

ВВЕДЕНИЕ

Перепутанные квантовые состояния – состояния, обладающие существенно неклассическими корреляциями между подсистемами – сегодня находят применения для решения ряда задач квантовой обработки ин-

формации (квантовой телепортации, квантового голосования, распределенных квантовых вычислений, квантовой криптографии). К настоящему времени было предложено множество методов создания перепутанности между различными твердотельными носителями [1], однако задача генерации перепутанных *оптических* состояний, наиболее удобных в информационных приложениях, остаётся актуальной.

В работе [2] был предложен метод создания широкого класса перепутанных оптических состояний на больших расстояниях (100–140 км), использующий слабое локальное кросс-керровское взаимодействие оптических полей и вероятностное усиление перепутанности измерением. При этом неидеальность квантового канала существенно ограничивает амплитуды передаваемых состояний, что в свою очередь ограничивает вероятность создания перепутанных состояний на больших расстояниях величиной 10^{-5} . В настоящей работе предложена и теоретически описана схема генерации и усиления перепутанности на средних и малых расстояниях, не опирающаяся на приближение малости амплитуды передаваемого сигнала. Предлагается создавать перепутанность между подсистемами (сегментами), удалёнными на средние расстояния, а затем переносить перепутанность на большие расстояния, используя квантовые повторители. Также предложена принципиальная схема реализации квантовых повторителей на основе имеющихся ресурсов.

1. СОЗДАНИЕ ПЕРЕПУТАННОСТИ НА СЕГМЕНТЕ

Для создания перепутанности между модами a и b используется вспомогательная мода c , кросс-керровски взаимодействующая с модами a и b (рис. 1). В результате моды a , b и c оказываются слабо перепутаны. Усиление перепутанности осуществляется посредством проведения над модой c измерения, называемого *исключающим*. Положительный результат такого измерения свидетельствует о том, что система *не* находилась в некотором указанном состоянии. В работе [2] описана схема реализации измерения, исключаящего набор заданных когерентных состояний (КС). В рамках настоящей работы было найдено описание действия такого измерения на произвольное состояние в терминах положительной операторнозначной меры (POVM) без предположений о малости числа фотонов в моде c , используемого в работе [2]. Успешное исключение набора КС $|\gamma_i\rangle, i = \overline{1, K}$, описывается оператором

$$\Pi_{elim}(|\gamma_i\rangle_c) =: \prod_{j=1}^K \left(1 - \exp \left[-\frac{1}{K} (c^\dagger - \gamma_j^*)(c - \gamma_j) \right] \right); \quad \Pi_{elim}(|\gamma_i\rangle_c) |\gamma_i\rangle_c = 0, \quad (1)$$

где двоеточие обозначает нормальное упорядочивание операторов c и $c^\dagger$.

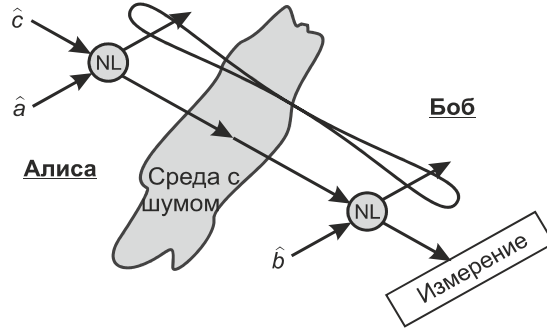


Рис. 1. Схема создания перепутанности [2]

Состояние системы после нелинейного взаимодействия имеет вид $|\Psi_0\rangle_{abc} = \sum_n Q_n(\gamma) |\alpha e^{i\chi n}\rangle_a |\beta e^{i\chi n}\rangle_b |n\rangle_c$, где $|\alpha\rangle_a, |\beta\rangle_b, |\gamma\rangle_c$ – начальные КС мод a, b и c , $|n\rangle_c$ – состояние Фока, χ – величина нелинейности, $Q_n(\gamma) = e^{-|\gamma|^2/2} \gamma^n / \sqrt{n!}$, и может быть приближённо представлено в виде конечной суммы в базисе наиболее вероятных состояния моды c $|u_n\rangle_c = D_c(\gamma e^{i\chi(|\alpha|^2 + |\beta|^2)}) |n\rangle_c$, где $D_c(\gamma) = \exp(\gamma c^\dagger - \gamma^* c)$ – оператор когерентного сдвига. Аналогично $|u_n\rangle_{a,b} = D_{a,b}(\gamma e^{i\chi|\gamma|^2}) |n\rangle_{a,b}$.

Можно показать, что при исключении КС $\left| \gamma e^{i\chi(|\alpha|^2 + |\beta|^2)} \right\rangle_c$ моды c состояние мод a и b будет близко к состоянию с единичной перепутанностью $|\Phi\rangle_{ab} = (|u_0\rangle_a |u_1\rangle_b + |u_1\rangle_a |u_0\rangle_b) / \sqrt{2}$.

2. РЕАЛИЗАЦИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ КВАНТОВЫХ ПОВТОРИТЕЛЕЙ

Квантовые повторители позволяют осуществить перенос перепутанности с двух прилегающих сегментов a_1, b_1 и a_2, b_2 (рис. 2) на полный отрезок a_1, b_2 . Возможность этого обеспечивается тем, что перепутанное состояние мод a_1, b_1 и a_2, b_2 может быть записано в виде

$$|\Psi^{(+)}\rangle_{a_1 b_1} |\Psi^{(+)}\rangle_{a_2 b_2} = \sum_{i=1}^4 (-1)^{i+1} |\Psi_i\rangle_{a_1 b_2} |\Psi_i\rangle_{a_2 b_1}, \quad (2)$$

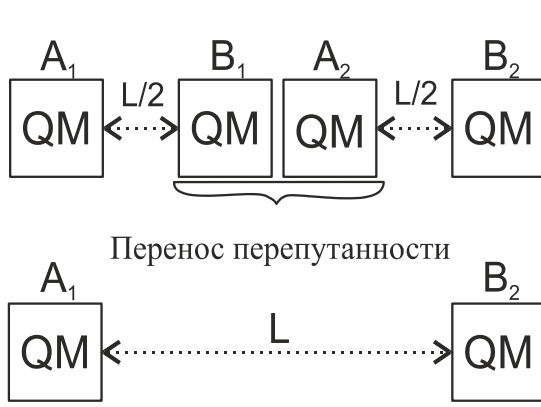


Рис. 2. Принцип работы квантового повторителя

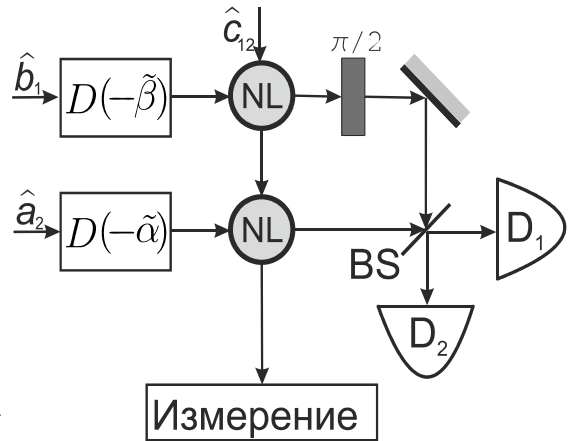


Рис. 3. Схема реализации белловского измерения

где $|\Psi_{1,2}\rangle = |\Psi^{(\pm)}\rangle = (|1\rangle|0\rangle \pm |0\rangle|1\rangle)/\sqrt{2}$, $|\Psi_{3,4}\rangle = |\Phi^{(\pm)}\rangle = (|0\rangle|0\rangle \pm |1\rangle|1\rangle)/\sqrt{2}$ – состояния Белла (обладают единичной перепутанностью). Таким образом, проведя над модами b_1 и a_2 локальное измерение, проецирующее их состояние на одно из состояний Белла, моды a_1 и b_2 так же окажутся в белловском состоянии. Реализация такого измерения известна, например, для поляризационных оптических состояний [3]. В данной работе, однако, предложена схема реализации белловского измерения (рис. 3), не требующая дополнительных нелинейных элементов кроме уже имеющихся, и основанная на методе манипулирования квантовыми состояниями, используемом при создании перепутанности на сегментах.

Для проведения белловского измерения над модами a_2 , b_1 необходимо перевести состояния запутанных пар на сегментах a_i , b_i $|\Phi\rangle_{a_i b_i} = (|u_0\rangle_{a_i} |u_1\rangle_{b_i} + |u_1\rangle_{a_i} |u_0\rangle_{b_i})/\sqrt{2}$ к белловскому состоянию $|\Psi^{(+)}\rangle_{a_i b_i}$ в фоковском базисе, чего можно добиться при помощи когерентного сдвига $D_{a_i}(-\alpha e^{i\chi|\gamma|^2})$, $D_{b_i}(-\beta e^{i\chi|\gamma|^2})$ каждой моды. Состояния $|\Phi^{(\pm)}\rangle_{a_2 b_1}$ являются суперпозицией с суммарным число фотонов равным 0 и 2, поэтому исходное когерентное состояние вспомогательной моды c_{12} после взаимодействия на кросс-керровских элементах NL с модами a_2 , b_1 , находящихся в одном из состояний $|\Phi^{(\pm)}\rangle_{a_2 b_1}$, будет иметь компоненты $|\gamma_{12}\rangle_{c_{12}}$ и $|\gamma_{12}e^{2i\chi}\rangle_{c_{12}}$. При проведении над модой c_{12} измерения, исключающего состояния $|\gamma_{12}\rangle_{c_{12}}$ и $|\gamma_{12}e^{2i\chi}\rangle_{c_{12}}$, из мод a_2 , b_1 исключаются состояния $|\Phi^{(\pm)}\rangle_{a_2 b_1}$ (максимальная вероятность успешности такого измерения составляет 0.5 при достаточно большой величине γ_{12}). Для того, чтобы

различить оставшиеся состояния $|\Psi^{(\pm)}\rangle_{a_2b_1}$, используется стандартная схема с симметричным линейным делителем и двумя детекторами (при срабатывании детектора D_1 моды a_1, b_2 окажутся в состоянии $|\Psi^{(+)}\rangle_{a_1b_2}$,

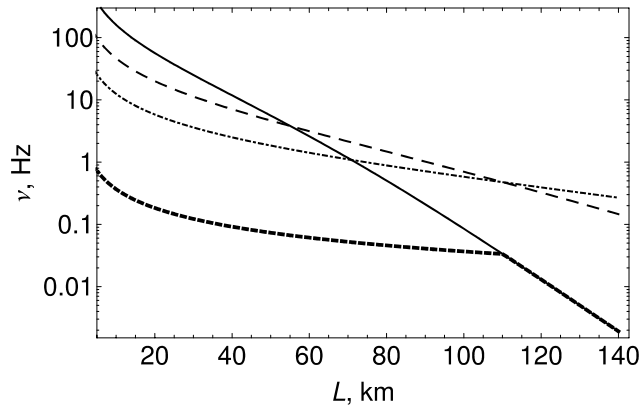


Рис. 4. Зависимость частоты успешной генерации перепутанного состояния от расстояния между лабораториями: пунктирная линия – метод, предложенный в работе [2]; сплошная линия – схема без повторителей; штриховая – схема с одним повторителем; штрихпунктирная – схема с тремя повторителями

при срабатывании D_2 – $|\Psi^{(-)}\rangle_{a_1b_2}$). Предлагается использовать детекторы TES(W) с эффективностью $\lambda=0.5$ [4], тогда, максимальная эффективность описанного повторителя составит $k=0.25$.

Применив разработанный повторитель совместно с методом генерации перепутанности на сегментах, описанном в разделе 1, можно прийти к выводу (рис. 4), что использование схемы с одним повторителем оправдано при расстояниях более

55 км, а при расстояниях более 110 км схема с тремя повторителями становится более эффективной, чем схема с одним повторителем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная модификация метода создания перепутанных состояний, предложенного в работе [2], обеспечивает его применимость вне зависимости от слабости передаваемых сигналов. Разработанный подход позволяет осуществлять первичное создание перепутанности в схеме с квантовыми повторителями и существенно повышает эффективность процесса создания перепутанных состояний на больших и средних расстояниях.

Литература

1. Garanin D. A., Chudnovsky E. M. Quantum entanglement of a tunneling spin with mechanical modes of a torsional resonator // Phys. Rev. X. 2011. Vol. 1. P. 011005.
2. Kilin S. Ya, Mikhalychev A. B. Optical qudit-type entanglement creation at long distances by means of small cross-Kerr nonlinearities // Phys. Rev. A. 2011. Vol. 83. P. 052303.
3. Yoon-Ho K. [et al.]. Quantum Teleportation of a Polarization State with a Complete Bell State Measurement // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 1370
4. Eisaman, M. D. [et al.]. Single-photon sources and detectors // Review of Scientific Instruments. 2011. Vol. 82 P. 071101