

Невидимость моды, детектирование одиночного фотона и квантовое неразрушающее измерение когерентного света

М. Онума-Калу и др. (Канада)

Marvellous Onuma-Kalu,^{1,*} Robert B. Mann,^{1,†} and Eduardo Martín-Martínez^{2,3,4,‡}

¹*Department of Physics & Astronomy, University of Waterloo, Ontario Canada N2L 3G1*

²*Institute for Quantum Computing, University of Waterloo, Waterloo, Ontario, N2L 3G1, Canada*

³*Department of Applied Math, University of Waterloo, Waterloo, Ontario, N2L 3G1, Canada*

⁴*Perimeter Institute for Theoretical Physics, 31 Caroline St N, Waterloo, Ontario, N2L 2Y5, Canada*

* monumaka@uwaterloo.ca

† rbmann@uwaterloo.ca

‡ emartinm@uwaterloo.ca

Реферат подготовил М.Х. Шульман (shulman@dol.ru, www.timeorigin21.narod.ru)

arXiv:1309.2607v2 [quant-ph] 18 Dec 2013. Mode Invisibility and Single Photon Detection

arXiv:1404.0726v1 [quant-ph] 2 Apr 2014. Mode invisibility as a quantum non-demolition measurement of coherent light

В первой статье предлагается техника для измерения квантового состояния света в оптическом резонаторе без значительного его изменения. Взаимодействие датчика с полем минимизируется с помощью установки, где устраняется наибольший вклад в переход вероятности. Показано, что достигается очень хорошее разрешение при измерении различий популяций фотонов в двух фоковских состояниях с помощью атомной интерферометрии.

Определение состояния квантовой системы без ее существенного возмущения в действительности является острой проблемой. Примером служит деструктивный процесс при детектировании света, “вмороженного” в оптический резонатор. Если мы хотим измерить квантовое состояние небольшого количества фотонов, используя фотодетектор, который в самом схематичном виде представляет собой одиночный атом, то для получения отклика фотодетектора фотоны поля должны быть поглощены атомом и, следовательно, состояние света внутри резонатора должно сильно измениться в случае достаточно малого количества фотонов.

Эти ограничения были преодолены с помощью схем квантовых неразрушающих (QND) измерений, благодаря которым возможно выполнять слабые измерения и извлекать наибольшую возможную информацию о квантовом состоянии без его существенного изменения [1-3]. В этих схемах QND-измерения адаптированы к подсчету квантов света. Пучок ридберговских атомов эволюционирует в суперпозицию двух различных состояний, и затем взаимодействует со светом, устойчивым к высокому отражению в резонаторе и нерезонирующим с разностью энергий между двумя атомными состояниями. Таким способом поле в резонаторе остается неизменным, когда атомы успешно пересекают резонатор поодиночке один за другим. Тот факт, что атомная разница энергетических уровней не резонирует с модой исследуемого поля, обеспечивает неразрушающее измерение над вмороженными фотонами, а также дает

наблюдаемый сдвиг в уровнях атомной энергии, пропорциональный числу фотонов, который измеряется с помощью атомного интерферометра Рэмси [4, 5].

Предлагается использовать схему, подобную [7, 8], для детектирования фотонов. Здесь будут использоваться не геометрические фазы, а динамические фазы, и не будут применяться никакие общие идеализации поведения квантового поля (т.е. ни приближение одиночной моды, ни приближение вращающейся волны, [9, 10]). Вводится техника, которую авторы назвали “невидимостью моды”, для минимизации обратной реакции на состояние электромагнитного поля, при этом максимизируется информации о состоянии поля, извлекаемая при наблюдении атома. Для этого предлагается использовать слабо возбужденные атомы, но в относительно устойчивом основном состоянии, которые приобретают глобальную фазу после взаимодействия с полем, подлежащим измерению с помощью простой интерферометрической схемы.

Метод преследует те же цели, что и знаменитая работа Сержа Ароша (Serge Haroche) [4, 5, 11, 12]: получить достаточно существенный фазовый сдвиг без изменения состояния поля. В методах, введенных Арошем, это осуществляется за счет использования атомов, практически нерезонирующих с исследуемой модой поля. Главное отличие техники, описываемой в данной статье, состоит в том, что в нашем случае минимизируется обратное влияние атома на поле, сохраняя атомные датчики в резонансе с исследуемой модой. Это помогает увеличить фазу, приобретаемую атомным датчиком.

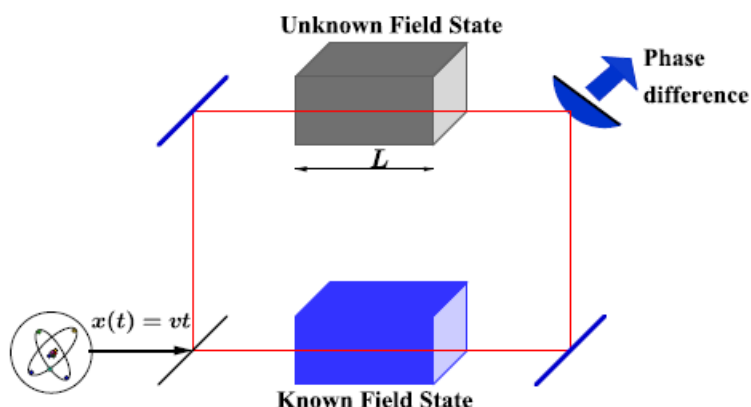


Рисунок 1: Схема установки, в которой происходит взаимодействие предлагаемой квантовой системы. Атом вначале находится в своем основном состоянии $|g\rangle$ и приготовлен для распространения по двум плечам атомного интерферометра благодаря светоделителю. В этих двух плечах каждое парциальное состояние попадает в резонатор длины L , содержащий многомодовое квантовое поле. Вдоль каждого плеча набегают различные фазы при взаимодействии с квантовым полем. Разность фаз (Phase difference), измеряемая на выходе интерферометра, определяет неизвестное состояние поля (Unknown Field State), тогда как в другом плече состояние поля известно (Known Field State) [7].

Для осуществимости эксперимента необходимо максимизировать набег фазы у атома, летящего через резонатор. Казалось бы, следует приготовить детектор так, чтобы он резонировал с измеряемым полем. Однако, поскольку резонирующая мода дает наибольший вклад в темп переходов состояния детектора, это также дает в общем случае более высокую вероятность изменения состояния резонатора и ставит под сомнение точность такого метода.

К счастью, можно использовать пространственное распределение мод поля с целью минимизировать влияние резонансной моды на вероятность перехода,

сохраняя при этом сильный вклад фазы. Идея состоит в учете симметрии мод поля, когда атомы взаимодействуют со светом неразрушающим образом [15-17]. Если атом взаимодействует с четной модой резонатора (типа второй гармоники, показанной на рис. 2), то наибольшее изменение, которое она вносит в состояние поля при пролете атомом половины пути, компенсируется при пролете атомом второй половины пути.

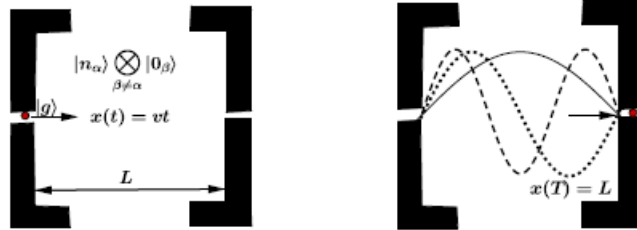


Рисунок 2: Схема атома в его основном состоянии $|g\rangle$, летящего через резонатор с постоянной скоростью. Атомы, резонирующие с четными модами, приобретают существенный набег глобальной фазы.

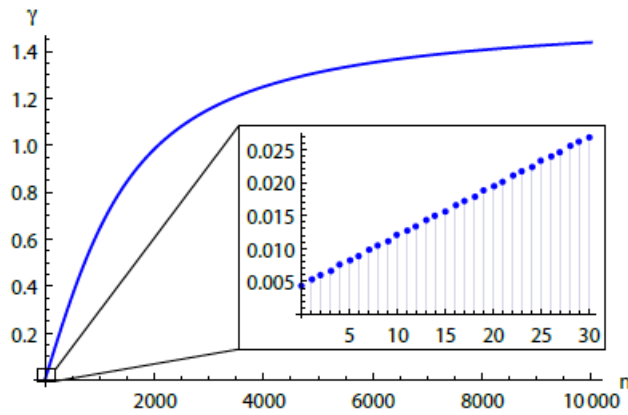


Рисунок 3: График набег фазы на детекторе после пересечения резонатора (со скоростью $v = 1000$ м/с) в зависимости от числа n фотонов, детектируемых в резонаторе. Разрешать меньшие количества фотонов в резонаторе удастся лучше, чем большие. Видно, что при росте числа фотонов наклон кривой уменьшается логарифмически, что ухудшает разрешение.

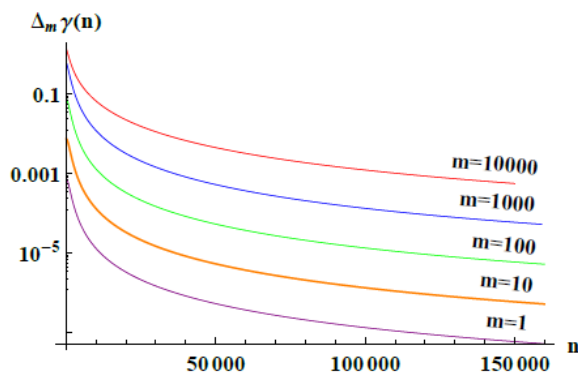


Рисунок 4: Разрешение по фазе, требуемое для различения состояния с $n+m$ фотонами от состояния с n фотонами. Для выделения тренда интересно строить график для n больше порога, при котором видность делает измерение экспериментально значимым ($\sim 10^4$ фотонов, см. рис. 5).

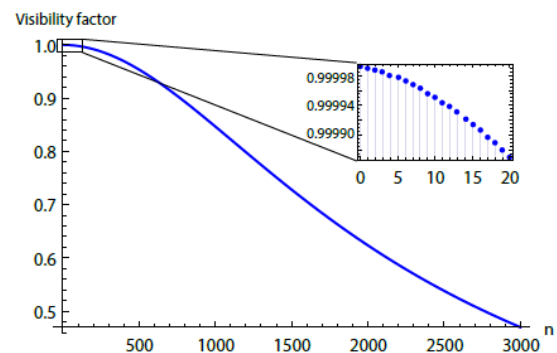


Рисунок 5: График коэффициента видности, показывающий, что интерферометрия существенно не возмущается существенно эффектами 2-го порядка. Здесь $v = 1000$ м/с, как и на предыдущих графиках.

- [1] V. B. Braginsky, Y. I. Vorontsov, and F. Y. Khalili, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73**, 1340 (1977).
- [2] J. F. Roch, G. Roger, P. Grangier, J. M. Courty, and S. Reynaud, Appl. Phys. B. **55**, 291 (1992).
- [3] P. Grangier, J. A. Levenson, and J. P. Poizat, Nature **396**, 537 (1998).
- [4] M. Brune, S. Haroche, and J. M. Raimond, Am J Phys. **45**, 5193 (1992).
- [5] S. Haroche, Reviews of Modern Physics **85**, 1083 (2013).
- [6] D. Rideout, T. Jennewein, G. Amelino-Camelia, T. F. Demarie, B. L. Higgins, A. Kempf, A. Kent, R. Laflamme, X. Ma, R. B. Mann, E. Martín-Martínez, N. C. Menicucci, J. Moffat, C. Simon, R. Sorkin, L. Smolin, and D. R. Terno, Classical and Quantum Gravity **29**, 224011 (2012).
- [7] E. Martín-Martínez, I. Fuentes, and R. B. Mann, New J. Phys. **15**, 1 (2013).
- [8] E. Martín-Martínez, I. Fuentes, and R. B. Mann, Phys. Rev. Lett. **107**, 1 (2011).
- [9] R. H. Jonsson, E. Martín-Martínez, and A. Kempf, (2013), arXiv:1306.4275 [quant-ph].
- [10] M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, 1997).
- [11] S. Haroche and J.-M. Raimond, *Exploring the Quantum Atoms, Cavities, and Photons* (Oxford University Press, 2006).
- [12] J. M. Raimond, M. Brune, and S. Haroche, Rev. Mod. Phys. **73**, 565 (2001).
- [13] E. Martín-Martínez, D. Aasen, and A. Kempf, Phys. Rev. Lett. **110**, 160501 (2013).
- [14] E. Martín-Martínez, M. Montero, and M. del Rey, Phys. Rev. D **87**, 064038 (2013).
- [15] R. H. Romer and R. H. Dicke, Phys. Rev. **99**, 532 (1955).
- [16] S. Briaudeau, S. Saltiel, G. Nienhuis, D. Bloch, and M. Ducloy, Phys. Rev. A **57**, R3169 (1998).
- [17] D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, A. Sarkisyan, Y. Malakyan, A. Papoyan, A. Lezama, D. Bloch, and M. Ducloy, Phys. Rev. A **69**, 065802 (2004).

Во второй статье геометрические свойства квантовых состояний света в оптических резонаторах также используются для выполнения квантовых неразрушающих измерений. Обобщается метод “невидимости моды” для извлечения неразрушающей информации от функции Вигнера сжатого когерентного состояния неразрушающим способом. Также упрощается применение этой неразрушающей техники для измерения однофотонного и многофотонных состояний. Показано, что для реалистических значений физических параметров возможно извлечь информацию об амплитуде параметра сжатия r , параметр когерентного состояния $|\alpha|$ и даже больше того – о разности относительной фазы $(2\theta - \phi)$ (направление сжатия в фазовом пространстве относительно направления смещения), и все это без существенного возмущения исследуемого квантового состояния света. Т.к. метод неразрушающий, то возможно осуществить последовательные измерения для характеристики более чем одного параметра состояния света. Показано также, что нет необходимости управлять и поддерживать известные фоковские состояния для анализа неизвестных.

- [1] V. B. Braginsky, Y. I. Vorontsov, and F. Y. Khalili, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73**, 1340 (1977).
- [2] J. F. Roch, G. Roger, P. Grangier, J. M. Courty, and S. Reynaud, Appl. Phys. B. **55**, 291 (1992).
- [3] P. Grangier, J. A. Levenson, and J. P. Poizat, Nature **396**, 537 (1998).
- [4] L. Davidovich, M. Orszag, and N. Zagury, Phys. Rev. A **54**, 5118 (1996).
- [5] S. Gleyzes, S. Kuhr, C. Guerlin, J. Bernu, S. Deleglise, U. B. Hoff, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche, Nature **446**, 297 (2007).
- [6] P. Grangier, J. A. Levenson, and J.-P. Poizat, Nature **396**, 537 (1998).
- [7] C. Guerlin, J. Bernu, S. Deleglise, C. Sayrin, S. Gleyzes, S. Kuhr, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche, Nature **448**, 889 (2007).
- [8] G. Nougues, A. Rauschenbeute, S. Osnaghi, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, Nature **400**, 239 (1999).
- [9] M. F. Bocko and R. Onofrio, Rev. Mod. Phys. **68**, 755 (1996).
- [10] The Royal Swedish Academy of Sciences, “Particle Control in Quantum World,” (2012).
- [11] M. Onuma-Kalu, R. B. Mann, and E. Martín-Martínez, Phys. Rev. A **88**, 063824 (2013).
- [12] R. J. Glauber, Phys. Rev. **130**, 2529 (1963).
- [13] R. J. Glauber, Phys. Rev. **131**, 2766 (1963).
- [14] R. Loudon and P. L. Knight, Journal of Modern Optics **34**, 6 (1987).
- [15] M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, 1997).
- [16] W. Shuai, Z. Xiao-Yan, and F. Hong-Yi, Chin. Phys. B. **21** (2012).
- [17] Y. Yamamoto and H. A. Haus, Rev. Mod. Phys. **58**, 1001 (1986).
- [18] D. Rideout, T. Jennewein, G. Amelino-Camelia, T. F. Demarie, B. L. Higgins, A. Kempf, A. Kent, R. Laflamme, X. Ma, R. B. Mann, E. Martín-Martínez, N. C. Menicucci, J. Moffat, C. Simon, R. Sorkin, L. Smolin, and D. R. Terno, Classical and Quantum Gravity **29**, 224011 (2012).
- [19] C. M. Caves, Phys. Rev. D **23**, 1693 (1981).
- [20] H. Kimble and D. F. Walls, J. Opt. Soc. Am. J. B. **4**, 1449 (1987).