

Кубиты на основе спектрально выделенных групп ионов Pr^{3+} в кристалле LaF_3

Р. А. Ахмеджанов¹⁾, А. А. Бондарцев, Л. А. Гущин, И. В. Зеленский, А. Г. Литвак

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 23 ноября 2011 г.

Методом выжигания долгоживущих спектральных провалов в неоднородно уширенной линии поглощения ионов Pr^{3+} в кристалле LaF_3 реализована спектральная селекция – выделение группы частиц с разбросом по резонансным частотам, меньшим сверхтонкого расщепления рабочих уровней. Продемонстрирована возможность реализации кубитов (базовых элементов квантовых вычислений) на ансамблях спектрально выделенных частиц и осуществления основных операций над ними, включая манипуляцию населенностями сверхтонких (кубитовых) уровней и контролируемый сдвиг линии поглощения одной спектрально выделенной группы ионов при возбуждении другой (двухкубитовые операции). Измерены постоянные распада населенности сверхтонких подуровней основного состояния спектрально выделенной группы частиц.

1. Введение. Активно развивающаяся область квантовых вычислений и коммуникаций, в которой за последние годы были достигнуты существенные успехи [1–3], все еще находится на стадии поиска оптимальной среды для реализации квантового процессора и его архитектуры. Так, базовый вычислительный элемент квантового процессора (кубит) может быть выбран, например, в виде [4] иона или атома, захваченного в ловушку, квантовой точки или дефекта в полупроводнике, единичного фотона, редкоземельного иона в кристалле, сверхпроводящей цепи, ядра атома в составе молекулы и т.п. При этом состояния кубита ассоциируются с теми или иными степенями свободы реального объекта (например, поляризационные состояния для фотона, сверхтонкие состояния для ионов или атомов в ловушках и кристаллах, спиновые состояния для ядер и т.д.)

Использование редкоземельных ионов в качестве кубитов было предложено в работе [5]. В настоящее время продолжают активные исследования в этом направлении [6, 7]. В качестве кубитов рассматриваются ансамбли частиц, спектрально выделенных внутри неоднородно уширенного оптического перехода (*ensemble ion approach*), либо единичные ионы в составе многочастичных кластеров (*single ion approach*). В ансамблевом подходе кубит физически реализуется группой ионов с идентичными свойствами, благодаря чему существенно увеличивается эффективность взаимодействия с излучением по сравнению с одночастичным вариантом. Физически различным кубитам соответствуют группы частиц с отличающимися частотами оптического перехода внут-

ри неоднородно уширенной линии, т.е. адресация осуществляется в спектральном пространстве, а не в координатном, как, например, при использовании в качестве кубитов атомов и ионов в ловушках. Количество создаваемых кубитов ограничено отношением неоднородной ширины оптического перехода к суммарной величине сверхтонкого расщепления основного и возбужденного уровней. Два заранее определенных сверхтонких подуровня основного электронного состояния иона соответствуют состояниям кубита $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Третий подуровень используется как вспомогательный в процессе приготовления кубита. Операции над кубитами осуществляются с помощью импульсов резонансного лазерного излучения. Большие времена когерентности как на оптических переходах (до 4.4 мс для Er^{3+} в Y_2SiO_5 [8]), так и на сверхтонких переходах (до 30 с для Pr^{3+} в Y_2SiO_5 [9]) позволяют выполнять до нескольких тысяч операций [10] без потери когерентности при использовании в качестве управляющих лазерных импульсов микросекундной длительности. Двухкубитовые операции осуществляются за счет электрического диполь-дипольного взаимодействия между ионами. Наблюдение условного фазового сдвига оптического эхо-сигнала от одного ансамбля частиц при возбуждении другого ансамбля было осуществлено в работе [11]. Тем самым продемонстрирована возможность изменения состояния одной группы частиц в зависимости от того, в каком состоянии находится другая, что лежит в основе операции “контролируемое НЕ” (C-NOT gate). Эта операция также необходима для создания перепутанных состояний кубитов. Однако пока она не реализована в полной мере в данных системах. Как и в других подходах, проблема масштабирования, т.е. уве-

¹⁾ e-mail: rinat@appl.sci-nnov.ru

личения числа взаимодействующих кубитов, имеется и здесь. Предложение использовать единичные ионы в качестве кубитов вместе с ионами считывания (*readout ions*) [12] и перепутывание между ансамблями редкоземельных ионов в разнесенных кристаллах [6] позволяет надеяться на существенное улучшение масштабируемости системы.

Еще одним существенным преимуществом при построении квантовых компьютеров на базе кристаллов, активированных редкоземельными элементами, является возможность их полной интеграции с интенсивно исследуемыми образцами квантовой памяти на основе таких же кристаллов [13]. В этом случае при реализации квантового компьютера и квантовой памяти на однотипном кристалле не будет требоваться преобразования частоты излучения, переносящего квантовую информацию. Поэтому среди всевозможных сред для реализации квантового компьютера кристаллы, активированные редкоземельными элементами, являются очень перспективными кандидатами.

В настоящей работе на примере выделенного внутри неоднородной линии поглощения ансамбля ионов Pr^{3+} , внедренных в LaF_3 , продемонстрирована возможность реализации кубитов и основных операций над ними, включая манипуляцию населенностями сверхтонких (кубитовых) уровней и контролируемый сдвиг линии поглощения одной спектрально выделенной группы ионов при возбуждении другой (двухкубитовые операции).

На рис. 1 представлена схема уровней ионов Pr^{3+} в кристалле LaF_3 , переходы между которыми использовались в настоящей работе.

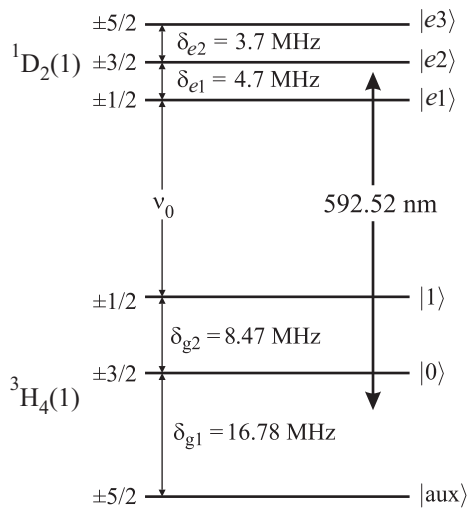


Рис. 1. Схема рабочих уровней иона Pr^{3+} в кристалле LaF_3 ; δ_i – величины сверхтонких расщеплений

Методика спектральной селекции и схема экспериментальной установки подробно описаны в работе [14]. В основе методики селекции лежит эффект выжигания долгоживущих спектральных провалов в неоднородно уширенной линии поглощения. На первом этапе с помощью последовательности импульсов выжигается провал в некотором спектральном интервале. Затем производится обратная перекачка узкой (в спектральном смысле) группы частиц. На рис. 2 представлен спектр поглощения кубита после

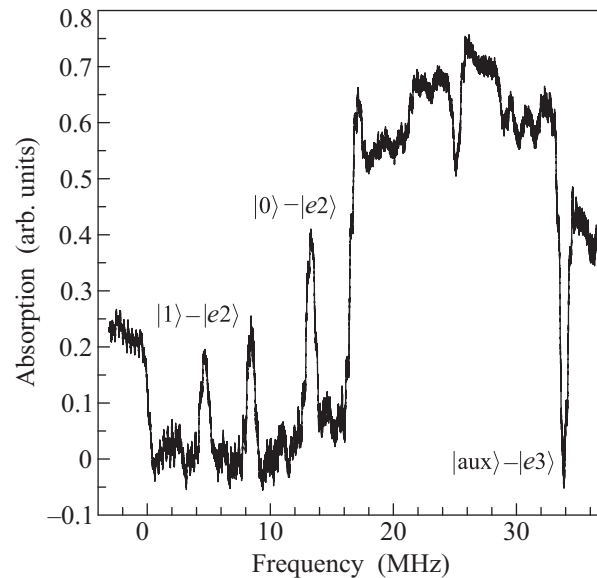


Рис. 2. Спектр поглощения спектрально селектированной группы ионов

операции спектральной селекции. За 0 МГц принята частота, соответствующая переходу $|1\rangle - |e1\rangle$, обозначенная на рис. 1 символом ν_0 . Линии поглощения имеют ширину порядка 1 МГц, которая обусловлена спектральной шириной используемого лазерного излучения. Исходя из схемы уровней, представленной на рис. 1, можно идентифицировать все наблюдаемые линии. Так, линии поглощения на частотах 4.7 и 13.17 МГц соответствуют оптическим переходам с подуровней $|1\rangle$ и $|0\rangle$ на сверхтонкий подуровень $|e2\rangle$ возбужденного электронного состояния.

2. Манипуляция населенностью состояний кубита. Одной из двух важнейших операций, которые необходимо осуществлять над кубитами для реализации полного универсального набора команд, является когерентный перенос населенности из одного состояния в другое или произвольное “вращение” кубита, которое также позволяет приготовить кубит в произвольном суперпозиционном состоянии и провести его квантовую томографию на заключитель-

ном этапе вычислений. Для качественного осуществления таких операций все ионы в кубите должны подвергаться одинаковому воздействию поля лазерного импульса. Однако из-за неоднородности ансамбля по частоте это сложно осуществить. В работе [15] был разработан подход, позволяющий преодолеть эти трудности при использовании оптических импульсов специальной формы: многокомпонентных гауссовских импульсов (*composite gaussian pulse*) и импульсов с огибающей в виде гиперболического секанса с нелинейным частотным заполнением (*complex hyperbolic secant pulse, секанс-импульс*). “Вращение” на произвольный угол с помощью таких импульсов использует концепцию темных и светлых состояний, ранее разработанную в применении к эффектам когерентного пленения населенности и электромагнитно индуцированной прозрачности. Специальная форма огибающей и частотное заполнение, например в случае секанс-импульса, могут быть получены при использовании генератора ВЧ-сигналов произвольной формы для управления акустооптическими модуляторами.

Нами были проведены эксперименты по некогерентному перераспределению населенностей на уровнях кубита с помощью последовательности из 50 лазерных импульсов прямоугольной формы с фиксированной частотой и длительностью 50 мкс с задержкой между импульсами 300 мкс. На рис. 3 представле-

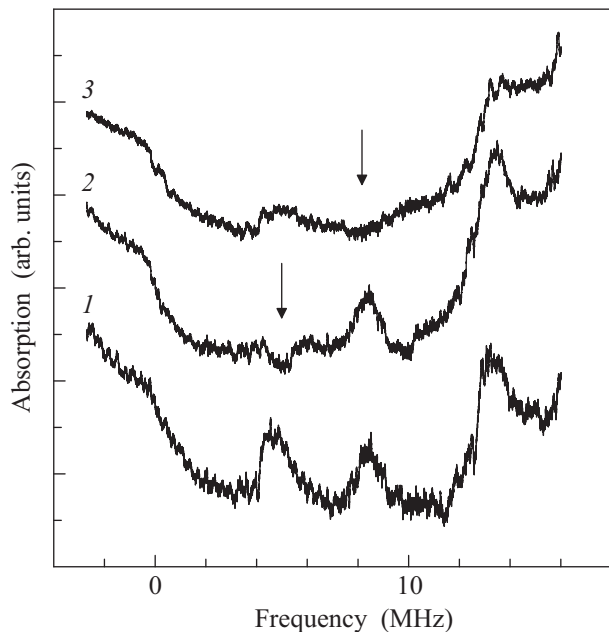


Рис. 3. Стрелками указаны частоты воздействия лазерных импульсов

ны спектры поглощения в отсутствие перекачивающих импульсов (спектр 1) и при воздействии пере-

качивающих импульсов на частоте 4.7 МГц (переход $|1\rangle - |e2\rangle$, спектр 2). Воздействие лазерных импульсов на частоте 4.7 МГц приводит к откачке населенности с подуровня $|1\rangle$ кубита на уровни $|0\rangle$ и $|aux\rangle$ и, как следствие, к уменьшению поглощения на частотах 0, 4.7 и 8.4 МГц. Однако видно, что уровень поглощения на частоте 8.4 МГц (переход $|1\rangle - |e3\rangle$) практически не изменился. Это связано с тем, что в этой же группе ионов существует еще один переход на частоте 8.47 МГц – между уровнями $|0\rangle - |e1\rangle$ и откачка населенности с уровня $|1\rangle$ на уровень $|0\rangle$ не ведет к существенному изменению величины поглощения. Воздействие же лазерных импульсов на частоте 8.47 МГц (переход $|0\rangle - |e1\rangle$) будет приводить к откачке населенности как с уровня $|1\rangle$, так и с уровня $|0\rangle$ (рис. 3, спектр 3). Такое совпадение частот (с точностью до 0.07 МГц) переходов является особенностью кристалла $\text{Pr}^{3+}:\text{LaF}_3$. В других кристаллах, например $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [6] и $\text{Pr}^{3+}:\text{La}_2(\text{WO}_4)_3$ [16], его не наблюдается.

3. Взаимодействие спектрально селективных групп частиц. Второй необходимой операцией является двухкубитовая операция “контролируемое НЕ” (*C-NOT gate*). Под “двухкубитовостью” здесь понимается то, что результат действий, производимых над первым кубитом, будет зависеть от того, в каком состоянии находится второй. В частности, если один из кубитов находится в суперпозиционном состоянии, то применение операции “контролируемое НЕ” будет приводить к перепутыванию состояний кубитов. Это является необходимым для выполнения квантового преобразования Фурье и алгоритмов на его основе [3, 17]. Как отмечалось во введении, двухкубитовые операции осуществляются за счет контролируемого электрического диполь-дипольного взаимодействия между ионами, которое возможно благодаря наличию постоянных, но разных по величине дипольных моментов в основном и возбужденном электронных состояниях. Один из кубитов (управляющий кубит) переводится в возбужденное состояние, например воздействием импульса лазерного излучения на переходе $|0\rangle - |e2\rangle$. В результате изменяется дипольный момент ионов, составляющих данный кубит, и, соответственно, электрическое поле в их ближайшем окружении. За счет эффекта Штарка это приводит к сдвигу резонансных частот у ионов, составляющих другой кубит (управляемый кубит). Тогда воздействие лазерного излучения на частотах, которые в отсутствие штарковского сдвига были резонансны переходам в ионах, составляющих управляемый кубит, не будет приводить к их возбуждению. Следовательно, состояние кубита не будет

изменяться. Таким образом, возможно контролируемое изменение состояния одних кубитов в зависимости от состояния других. Следует отметить, что время одной операции, выполняемой с помощью такого механизма, не может превышать времени жизни когерентности на оптическом переходе.

Величина штарковского сдвига может достигать нескольких сотен МГц при межионных расстояниях порядка 1 нм [11]. Она пропорциональна разности дипольных моментов в основном и возбужденном состоянии, а также компонентам тензора поляризуемости. Поскольку распределение ионов в кристалле имеет статистический характер, может случиться так, что вблизи ионов, представляющих один кубит, отсутствуют ионы, представляющие другой кубит, или их слишком мало. Для отбора только сильно взаимодействующих ионов необходимо проводить дополнительную “чистку” кубитов [18]. Однако такая процедура ведет к общему уменьшению числа ионов в кубите и существенному падению величины сигнала. Одновременно с процедурой “чистки” можно попытаться увеличить спектральный диапазон, соответствующий одному кубиту, т.е. сделать ширину линий поглощения порядка нескольких МГц. Тогда при сдвиге частот для сильно взаимодействующих ионов больше ширины линии будет увеличено количество активных ионов в кубите. Ширины линий кубитов ограничены сверху наименьшей величиной сверхтонкого расщепления возбужденного уровня. Например, для $\text{Pr}^{3+}:\text{LaF}_3$ эта величина равна 3.7 МГц. В противном случае воздействие лазерного излучения будет приводить к переносу населенности с одного состояния кубита на два возбужденных, что критически сказывается на качестве операции [6].

Измерение сдвига частот переходов кубита при возбуждении других ионов в разных по величине спектральных диапазонах проводилось следующим образом.

1. Создавался спектрально изолированный ансамбль частиц, представляющих кубит.

2. В неоднородном контуре произвольно выбиралась группа других частиц. Она переводилась лазерным импульсом с линейной модуляцией частоты в возбужденное электронное состояние. Это приводило к сдвигу линий поглощения исследуемого кубита. Сразу после этого на времена порядка 10 мкс кубит подвергался воздействию резонансного лазерного излучения на частоте несмещенного перехода $|0\rangle - |e2\rangle$. В зависимости от величины штарковского сдвига это приводило к частичной откачке населенности с подуровня $|0\rangle$. Такая откачка приводит к перераспределению населенности между сверхтонкими подуров-

нями основного состояния. Теперь “память” о сдвиге будет храниться уже в течение времени релаксации между этими подуровнями, т.е. ≈ 0.5 с (см. п. 4). В результате мгновенного (за время жизни возбужденного состояния) измерения спектра не требуется.

3. Измерялся спектр поглощения кубита.

На рис. 4 представлены спектры поглощения кубита в окрестности перехода $|0\rangle - |e2\rangle$ в отсутствие

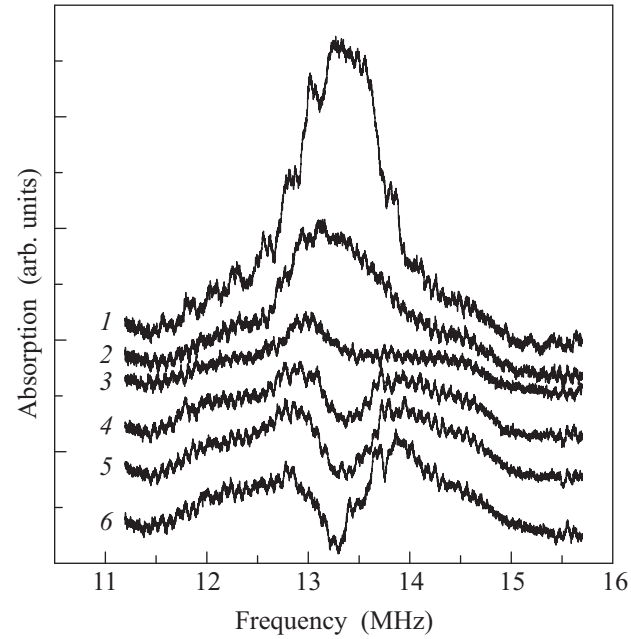


Рис. 4. Спектры поглощения кубита в окрестности перехода $|0\rangle - |e2\rangle$

как возбуждения другой группы частиц, так и воздействия лазерного импульса на частоте 13.17 МГц (1), при возбуждении частиц в спектральном диапазоне 80 МГц с последующим воздействием лазерным импульсом на частоте 13.17 МГц (2), то же при возбуждении частиц в спектральном диапазоне 40 МГц (3), 20 МГц (4) и 10 МГц (5), а также в отсутствие возбуждения другой группы частиц (6). Возбуждаемая группа частиц выбиралась отстоящей по спектру от исследуемого кубита на 40 МГц, чтобы предотвратить обратное заселение подготовленной области. Из представленных спектров видно, что сдвиг частот переходов происходит в низкочастотную область. Существенный сдвиг (около 50% частиц в кубите сдвигается из резонанса) наблюдается лишь при возбуждении других частиц в диапазоне 80 МГц, что значительно превышает возможный диапазон в 3.7 МГц. Для других диапазонов сдвиг мал. Это может быть связано с малым количеством возбужденных “сдвигающих” частиц. В предыдущей работе [14] нами была экспериментально получена верхняя оценка частоты

ты Раби для мощности излучения 200 мВт, которая составила 300 кГц. В настоящих же экспериментах при прочих равных условиях использовалось излучение мощностью 20 мВт, что дает оценку для частоты Раби, в $\sqrt{10}$ раз меньшую (порядка 100 кГц). При возбуждении частиц скорость сканирования частоты лазерного излучения составляла 3.75 мкс/МГц. Более эффективное возбуждение сдвигающих частиц за счет уменьшения скорости сканирования частоты и увеличения интенсивности лазерного излучения приводит к вполне наблюдаемому сдвигу частоты перехода кубита при малых диапазонах возбуждения. Таким образом, можно ожидать, что эффективное и когерентное возбуждение с помощью, например, секанс-импульса позволит сузить спектральный диапазон до значений, необходимых для реализации двухкубитовой операции “контролируемое НЕ”.

4. Релаксация населенности кубита. Время жизни кубита в ансамблевом подходе определяется как декогерентизацией отдельных ионов, составляющих ансамбль, так и расфазировкой между ионами за счет неоднородности ансамбля (разбросам частот сверхтонких переходов в спектрально селективной группе частиц). Теоретически сверху оно ограничено временем жизни населенности на сверхтонких подуровнях. На рис. 5 в логарифмическом мас-

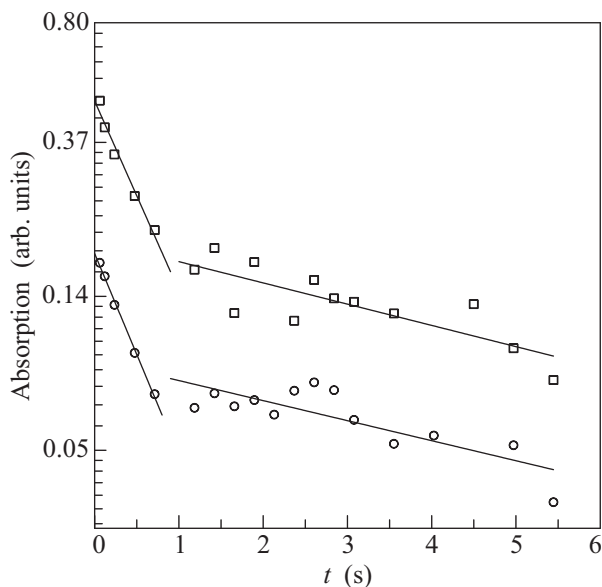


Рис. 5. Зависимость коэффициентов поглощения от времени: кружки – частота 4.7 МГц, квадраты – частота 13.17 МГц

штабе представлены зависимости величин коэффициентов поглощения на частотах 4.7 и 13.17 МГц от времени. Видно, что релаксация не описывается прос-

тым экспоненциальным законом, что характерно для многоуровневых систем [19], а имеет два временных масштаба с постоянными распада 1.3 и 0.13 с^{-1} . Скорости спин-решеточной релаксации между сверхтонкими подуровнями основного состояния ионов Pr^{3+} в кристалле LaF_3 , измеренные в работе [20], для переходов на частотах 8.47 и 16.7 МГц составляют 0.405 и 0.075 с^{-1} соответственно. В предположении, что скорость релаксации между подуровнями $|1\rangle-|aux\rangle$ существенно меньше, чем между подуровнями $|1\rangle-|0\rangle$ и $|0\rangle-|aux\rangle$ [20], можно оценить постоянные распада для приведенных выше значений скоростей релаксации. Они получаются равными 0.8532 и 0.1068 с^{-1} соответственно, что близко к измеренным нами экспериментальным значениям. Отличие может быть связано, например, с наличием в нашем образце посторонних примесей других элементов, что существенно сказывается на увеличении скоростей релаксации [20].

5. Заключение. В работе на примере кристалла $\text{Pr}^{3+}:\text{LaF}_3$ экспериментально продемонстрированы основные этапы, необходимые для спектральной селекции групп частиц, которые ассоциируются с кубитами в ансамблевом подходе при построении квантового компьютера на базе кристаллов, активированных редкоземельными элементами. Проведены измерения постоянных распада населенностей сверхтонких подуровней основного состояния спектрально изолированной группы частиц. При возбуждении других частиц в различных спектральных диапазонах зафиксированы сдвиги частоты перехода спектрально выделенной группы частиц. Полученные результаты позволяют надеяться на возможность экспериментального осуществления качественных однокубитовых и двухкубитовых операций в данном кристалле при использовании возбуждающих импульсов специальной формы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты # 11-02-97050-р_поволжье_а, 11-02-97079-р_поволжье_а) и гранта программы “Ведущие научные школы России” # НШ-6239.2010.2.

1. К. А. Валиев, УФН **175**, 3 (2005).
2. И. В. Баргатын, Б. А. Гришанин, В. Н. Задков, УФН **171**, 625 (2001).
3. М. Нильсен, И. Чанг, Квантовые вычисления и квантовая информация, М.: Мир, 2006.
4. T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme et al., Nature **464**, 45 (2010).
5. N. Ohlsson, R. K. Mohan, and S. Kröll, Opt. Commun. **201**, 71 (2002).

6. A. Walther, B. Julsgaard, L. Rippe et al., *Phys. Scr. T* **137**, 1 (2009).
7. S. E. Beavan, E. Fraval, M. J. Sellars, and J. J. Longdell, *Phys. Rev. A* **80**, 032308 (2009).
8. A. K. Rebane, C. W. Thiel, R. K. Mohan, and R. L. Cone, *Proc. Of SPIE* **7611**, 76110H (2010).
9. E. Fraval, M. J. Sellars, and J. J. Longdell, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 030506 (2005).
10. S. Bertaina, S. Gambarelli, A. Tkachuk et al., *Nature Nanotechnology* **2**, 39 (2007).
11. J. J. Longdell, M. J. Sellars, and N. B. Manson, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 130503 (2004).
12. J. H. Wesenberg, K. Mølmer, L. Rippe, and S. Kröll, *Phys. Rev. A* **75**, 012304 (2007).
13. A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel, *Nature Photonics* **3**, 706 (2009).
14. Р. А. Ахмеджанов, А. А. Бондарцев, Л. А. Гушин, И. В. Зеленский, *Письма в ЖЭТФ* **94**, 585 (2011).
15. I. Roos and K. Mølmer, *Phys. Rev. A* **69**, 022321 (2004).
16. O. Guillot-Noël, Ph. Goldner, F. Beaudoux et al., *Phys. Rev. B* **79**, 155119 (2009).
17. D. S. Chao and J. Zhi, *Chinese Science Bulletin* **52**, 2161 (2007).
18. L. Rippe, M. Nilsson, S. Kröll et al., *Phys. Rev. A* **71**, 062328 (2005).
19. T. Kushida and A. H. Silver, *J. Phys. Chem. Solids* **26**, 1045 (1965).
20. R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, and C. S. Yannoni, *Phys. Rev. B* **21**, 5004 (1980).