

07

Оптимизированная схема рубидиевого оптического стандарта частоты

© Г.А. Казаков, Б.Г. Матисов, И.Е. Мазец, Г. Милети

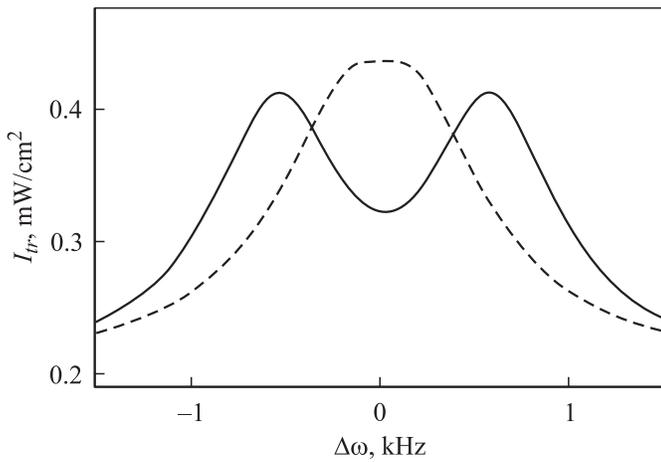
С.-Петербургский государственный политехнический университет
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
Обсерватория кантона Невшатель, Невшатель, 2000, Швейцария
E-mail: kazakov@quark.stu.neva.ru

Поступило в Редакцию 6 июля 2005 г.

Мы предлагаем новый подход к созданию квантового стандарта частоты на когерентном пленении населенностей, основанный на использовании линейно поляризованного излучения и дискриминации сигнала в максимуме поглощения.

Создание оптических стандартов частоты на основе эффекта когерентного пленения населенностей (КПН) стало в последние годы интенсивно развивающейся областью на границе фундаментальных и прикладных исследований [1–6]. Принцип действия подобного стандарта основан на сравнении частоты кварцевого генератора с частотой двухфотонного резонанса на переходе между зеемановскими компонентами основного состояния, нечувствительными в линейном приближении к внешнему магнитному полю. Для определенности мы будем говорить о подуровнях $|F_g = 1, M = 0\rangle$ и $|F_g = 2, M = 0\rangle$ основного состояния атома ^{87}Rb , называя их рабочими состояниями, а двухфотонный переход между ними — 0–0-переходом. Несмотря на усилия многочисленных исследовательских групп, стабильность стандартов на основе КПН до сих пор не превзошла уровень, достижимый в стандартах частоты на основе традиционной оптической накачки [7]. Главным препятствием является низкий контраст темных резонансов, соответствующих КПН, и, как следствие, недостаточное значение параметра качества. Применение различных способов [5] увеличения доли атомов, захваченных в состоянии КПН на рабочих состояниях, приводит к уширению темных резонансов, что также влечет за собой снижение параметра качества.

В данной работе мы предлагаем новый способ стабилизации частоты. Мы предлагаем вообще отказаться от возбуждения резонанса на 0–0-переходе, а вместо этого сравнивать частоту кварцевого генератора



Зависимость интенсивности I_{tr} излучения, прошедшего через рубидиевую ячейку с параметрами, указанными в тексте, от двухфотонной отстройки $\Delta\omega$ от частоты 0–0-перехода. Штриховая кривая соответствует напряженности магнитного поля 0.05 Gs, сплошная кривая — 0.2 Gs.

с положением максимума поглощения между двумя соседними темными резонансами, соответствующими КПН на подуровнях основного состояния, характеризующимися полной проекцией углового момента $M = \pm 1$. Рассмотрим линейно поляризованное лазерное излучение, проходящее через рубидиевую газовую ячейку. Вектор поляризации перпендикулярен внешнему однородному магнитному полю, а частота излучения, настроенная в резонанс с $F_e = 1$ компонентой D_1 -линии ^{87}Rb , расщеплена с помощью электрооптического модулятора, сигнал на который подается с кварцевого генератора (возможна и непосредственная модуляция тока в диодном лазере). Мы представляем линейно поляризованное излучение в виде когерентной суперпозиции полей с правой и левой циркулярной поляризацией по отношению к направлению магнитного поля (удобство такого представления очевидно ввиду наличия зеемановского расщепления уровней атома). Используя теорему Вигнера–Экарта и свойства коэффициентов Клебша–Гордана [8],

легко показать [9], что в данной ситуации КПН на рабочих уровнях не имеет места. С другой стороны, существуют пары состояний $a_1 = \{|F_g = 2, M = +1\rangle, |F_g = 1, M = -1\rangle\}$ и $a_2 = \{|F_g = 2, M = -1\rangle, |F_g = 1, M = +1\rangle\}$, на которых вследствие когерентного взаимодействия с возбужденным подуровнем $|F_e = 1, M = 0\rangle$ устанавливается КПН (при условии двухфотонного резонанса [10]).

Если принять во внимание только магнитный момент атома, обусловленный угловым моментом электронной оболочки, частоты, соответствующие резонансам для двухфотонных переходов внутри пар уровней a_1 и a_2 совпадут с частотой 0–0-перехода. Но в действительности эти частоты будут сдвинуты симметрично относительно 0–0-перехода благодаря наличию у ядра ^{87}Rb магнитного момента, причем величина сдвига в слабом магнитном поле составит порядка 3 kHz/Gs. Таким образом, типичная ширина расщепления двух темных резонансов в полях напряженностью порядка десятых долей Gs равна характерной ширине темного резонанса для интенсивности поля около 1 mW/cm^2 , типичной для экспериментов по КПН в газовых ячейках. Расщепление темного резонанса при подобной конфигурации поля впервые наблюдалось в работе [11] для атомов цезия, а недавно и для атомов ^{87}Rb [12,13].

Практически крайне сложно создать во всем объеме ячейки однородное магнитное поле с напряженностью менее 0.05 Gs [4]. В поле с такой напряженностью темный резонанс с шириной около 1 KHz не будет расщеплен. Вместо этого, как показывают наши численные расчеты, обусловленный КПН минимум в спектре поглощения ячейки становится „плоским“. Иными словами, крутизна характеристики квантового дискриминатора (вторая производная интенсивности лазерного излучения на выходе из ячейки по отстройке частоты генератора от частоты 0–0-перехода) будет много меньше $1 \text{ mW}/(\text{cm}^2 \cdot \text{kHz}^2)$, т.е. значительно меньше ожидаемого значения в отсутствие магнитного поля. Если же увеличить магнитное поле в несколько раз, темные резонансы окажутся частично разрешенными. Между двумя минимумами, в точности на частоте, соответствующей 0–0-переходу, возникнет максимум поглощения с достаточно высоким контрастом (отметим, что при этом какие-либо особенности возбуждения самих рабочих уровней отсутствуют!). Стабилизация частоты генератора по данному максимуму предоставляет уникальную возможность получить крутизну характеристики дискриминатора и величину линейного участка характеристической кривой

вблизи их наилучших возможных значений и соответственно улучшить стабильность рубидиевого оптического стандарта частоты на порядок по сравнению с имеющейся на сегодняшний день.

На рисунке представлены результаты численных расчетов спектров прохождения лазерного излучения через рубидиевую газовую ячейку с буферным газом, обеспечивающим коэффициент диффузии атомов ^{87}Rb около $150 \text{ cm}^2/\text{s}$ (что соответствует давлению порядка 1 Torr). Температура ячейки 50°C . Радиус и длина ячейки равны 1 и 3 см соответственно. Предполагается, что система линз наподобие использованной в работе [4] обеспечивает заполнение лазерным излучением всего поперечного сечения ячейки. Интенсивность излучения на входе составляет $0.5 \text{ mW}/\text{cm}^2$. Оценки кратковременной стабильности оптического стандарта частоты на основе такой ячейки дают, согласно [7], менее $10^{-14}\sqrt{\tau}$, где τ — время интегрирования в секундах, для напряженности поля, равной 0.2 Gs. Это значение далеко превосходит все имеющиеся на сегодняшний день значения стабильности стандартов частоты данного типа [1–6], и его практическое достижение представляется вполне реальным ввиду простоты устройства предлагаемого нами стандарта.

Данная работа поддержана грантом INTAS-CNES, № 03–53–5175 и грантом Министерства образования и науки РФ, проект УР.01.01.287.

Авторы выражают благодарность В.И. Юдину за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] *Kitching J., Knappe S., Vukicevic N. et al. // IEEE Trans. Instrum. Meas.* 2000. V. 49. P. 1313–1317.
- [2] *Kitching J., Knappe S., Hollberg L. // Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 81. N 3. P. 553–555.
- [3] *Stahler R., Wynands R., Knappe S. et al. // Optics Letters.* 2002. V. 27. N 16. P. 1472–1474.
- [4] *Merimaa M., Lindvall T., Tittonen I. et al. // JOSA B.* 2003. V. 20. P. 273–279.
- [5] *Kargapoltsev S.V., Kitejng J., Hollberg L. et al. // Laser Phys. Lett.* 2004. V. 1. N 10. P. 495–499.
- [6] *Knappe S., Schwindt P.D.D., Shah V. et al. // Optics Express.* 2005. V. 13. N 4. P. 1249–1253.

- [7] Горный М.Б., Матисов Б.Г., Смирнова Г.М. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 4. С. 740–746.
- [8] Вариалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975. 439 с.
- [9] Kosachev D.V., Matisov B.G., Rozhdestvensky Yu.V. // J. Phys. B. 1992. V. 25. P. 2473–2488.
- [10] Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. и др. // УФН. 1993. Т. 163. В. 9. С. 1–36.
- [11] Knappe S., Kemp W., Affolderbach C. et al. // Phys. Rev. A. 2000. V. 61. N 1. P. 012508.
- [12] Zibrov S., Dudin Y., Velichansky V. et al. // Thesis of ICONO/LAT-2005. P. ISK8.
- [13] Taichenchev A.V., Yudin V.I., Velichansky V.L. et al. // E-print at <http://xxx.lanl.gov/abs/quant-ph/0507090> (2005).