

# Экспериментальное исследование темного псевдорезонанса на D1 линии $^{87}\text{Rb}$ при возбуждении линейно поляризованным полем

С. А. Зибров<sup>+\*1)</sup>, В. Л. Величанский<sup>+\*</sup>, А. С. Зибров<sup>+∇</sup>, А. В. Тайченачев<sup>△□</sup>, В. И. Юдин<sup>△□</sup>

<sup>+</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

<sup>△</sup>Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>□</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>∇</sup>Department of Physics and Center for Astrophysics, Harvard University, Cambridge, MA, 02138

Поступила в редакцию 22 августа 2005 г.

Представлены результаты измерений метрологических характеристик темного псевдорезонанса (амплитуды, ширины и сдвига в магнитном поле), предложенного в работе Казакова и др. (arXiv: quant-ph/0506167), в качестве опорного резонанса атомного стандарта частоты. Показано, что псевдорезонанс по своим характеристикам уступает нерасщепленному резонансу светоиндуцированной прозрачности для схемы возбуждения с поляризациями  $lin||lin$  на D1 линии  $^{87}\text{Rb}$ .

PACS: 42.50.Gy, 42.65.-k, 42.65.Ky

Двухфотонные резонансы, свободные от доплеровского уширения, с 70-х годов прошлого столетия успешно используются в качестве репера для квантовых стандартов частоты [1, 2]. В 1993 г. было предложено использовать эффект когерентного пленения населенностей для создания микроволнового стандарта частоты, в котором отсутствовал бы СВЧ резонатор и использовались исключительно оптические элементы [3]. В последние годы весьма активно исследуется возможность создания атомных часов на основе этого эффекта [4–7]. Два сонаправленных лазерных поля, действующие на разрешенные электродипольные переходы в  $\Lambda$ -конфигурации, создают долгоживущую суперпозицию состояний в сверхтонких подуровнях атомов щелочных металлов. При изменении разности частот вблизи частоты сверхтонкого расщепления  $\Delta_{hfs}$  наблюдается резонанс пропускания (резонанс когерентного пленения населенностей (КПН) или  $\Lambda$ -резонанс). Ширина резонанса в пределе малых интенсивностей определяется временем жизни когерентности в основном состоянии. К настоящему времени в таком СВЧ стандарте достигнута стабильность частоты, равная  $6.4 \cdot 10^{-13}$  ( $\tau = 2000$  с) [6]. Кроме этого, также была продемонстрирована возможность радикального уменьшения объема квантовых дискриминаторов КПН часов (до величин поряд-

ка  $10 \text{ мм}^3$ ) на Cs и Rb [8, 9]. Исследования в этом направлении активно продолжаются.

Известно, что стабильность частоты квантовых стандартов улучшается с ростом амплитуды  $A$  и с уменьшением ширины  $W$  резонанса, см. формулу (8) в [5]:

$$\sigma(\tau) \sim \sqrt{\eta I_{bg}} \frac{1}{\Delta_{hfs}} \frac{W}{A} \tau^{-1/2}, \quad (1)$$

где  $\sigma(\tau)$  – параметр Аллана,  $\Delta_{hfs}$  – частота стандарта,  $I_{bg}$  – фон, обусловленный непоглощенным средой излучением. Поэтому для повышения стабильности часов актуальным является поиск схем возбуждения КПН резонанса с высоким контрастом ( $> 5\%$ ), минимальной шириной и световым сдвигом.

В [9] предложена “push-pull” – схема возбуждения, позволяющая создавать чистое когерентное состояние. Атомы, находясь в таком состоянии, не взаимодействуют с полем, то есть оператор взаимодействия атома с полем равен нулю:  $-(\mathbf{d}\mathbf{E})|Dark\rangle = 0$ . Здесь  $|Dark\rangle$  является когерентной суперпозицией волновых функций зеемановских подуровней основного состояния. В этой работе экспериментально достигнут контраст  $\sim 30\%$ . Чистое темное состояние, созданное с помощью стоячей волны, было также продемонстрировано в [10]. В [11] показано, что при красной отстройке частоты управляющего поля, равной сверхтонкому расщеплению основного состояния  $\Delta_{hfs}$ , достигается контраст  $\sim 20\%$  с практически нулевыми сдвигами. Заметим, что в этой работе не использу-

<sup>1)</sup>e-mail: szibrov@yandex.ru

ется КПН эффект, однако она близка к обсуждаемой теме по цели, использованию бихроматического поля и  $\Lambda$ -конфигурации вовлеченных переходов. Для улучшения метрологических характеристик КПН резонанса также изучалась импульсная схема детектирования резонанса методом Рамси [12]. В [13] отмечена уникальная возможность формирования чистого КПН резонанса (без ловушечных состояний) при взаимодействии бихроматического поля, имеющего  $\text{lin}||\text{lin}$  поляризации компонент, с состоянием  $5P_{1/2}$  атомов  $^{87}\text{Rb}$ . В данном случае чистое темное состояние возникает под действием линейно поляризованного бихроматического поля при условии спектрального разрешения сверхтонкой структуры возбужденного состояния (рис.1). Сообщается, что в ра-

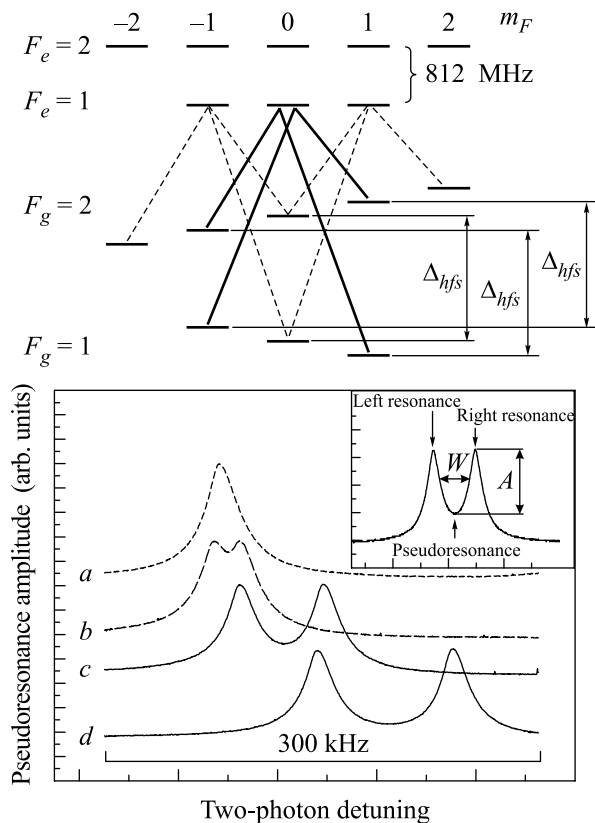


Рис.1. Схема  $\text{lin}||\text{lin}$  возбуждения двухфотонного перехода ( $F = 1 \leftrightarrow F = 2$ )  $5S_{1/2}$  D1 линии  $^{87}\text{Rb}$ . Внизу – возникновение псевдорезонанса с увеличением продольного магнитного поля:  $a - 0.35$  Гс;  $b - 3.0$  Гс;  $c - 9.0$  Гс;  $d - 15$  Гс.  $A, W$  – амплитуда и ширина резонанса. Полная мощность лазерного излучения составляла 2 мВт, диаметр пучка 4 мм

боте достигнут контраст  $\sim 50\%$ . Указано, что предложенный резонанс должен иметь в 1.33 раза меньшую чувствительность к магнитному полю (квадратичный зеемановский сдвиг) по сравнению со сдви-

гом резонанса, образованного при возбуждении бихроматическим циркулярно поляризованным полем ( $\sigma^+ - \sigma^+$ -схема). В работе также отмечается, что при больших магнитных полях резонанс расщепляется на два резонанса. Это расщепление возникает благодаря небольшому различию  $g$ -факторов для двух сверхтонких подуровней основного состояния, обусловленному вкладом ядерного спина.

В работе [14] предложено использовать провал, возникающий в результате такого расщепления резонанса, в качестве репера для СВЧ стандарта (см. рис.1). Авторы [14] называют провал псевдорезонансом, так как он образуется в результате расщепления КПН резонанса в магнитном поле. Оценки, приведенные в этой работе, указывают на возможность достижения стабильности частоты  $10^{-14}/\sqrt{\tau}$ . Столь высокое значение стабильности позволило бы рассматривать псевдорезонанс как одно из наиболее приоритетных и перспективных направлений при создании атомных стандартов частоты, основанных на эффекте когерентного пленения населенностей. Поэтому, несомненно, представляется интересным теоретически и экспериментально исследовать псевдорезонанс и провести сравнение с нерасщепленным КПН резонансом.

В настоящем письме сообщается об экспериментальных результатах исследования некоторых метрологических характеристик псевдорезонанса. Показано, что они, однако, уступают по качеству характеристикам исходного (нерасщепленного) КПН резонанса.

Схема экспериментальной установки изображена на рис.2. Она состоит из лазерной системы, ячей-

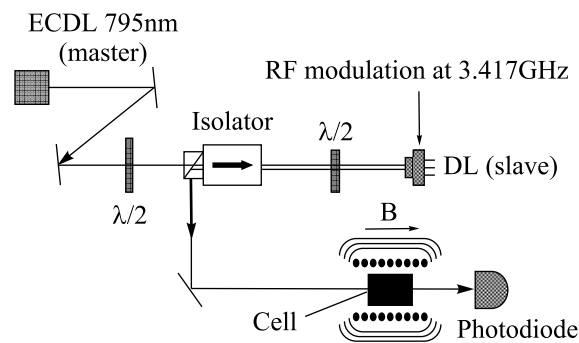


Рис.2. Схема установки: ECDL – инжекционный лазер с внешним резонатором, DL – диодный лазер, Isolator – оптический изолятор с коэффициентом подавления отражений 60 дБ. Температура ячейки равнялась 50 °С

ки с парами  $^{87}\text{Rb}$  и системы детектирования. Эксперимент проводился с пирексовой цилиндрической ячейкой (длиной 40 мм, диаметром 25 мм), содержа-

щей 4 тора Ne и изотопически чистый  $^{87}\text{Rb}$ . Ячейка помещалась внутри соленоида, который позволял изменять продольное магнитное поле. Для изоляции от внешнего лабораторного поля ячейка помещалась внутри трех цилиндрических магнитных экранов. Нагрев ячейки осуществлялся бифилярной нихромовой нитью, намотанной вокруг внутреннего магнитного экрана. Температура ячейки составляла  $50^\circ\text{C}$ . Бихроматическое резонансное поле создавалось модуляцией тока лазера (“slave”), чья частота оптически захватывалась частотой одномодового инжекционного лазера с внешним резонатором (ECLD, “master”). Для этого излучение последнего впрыскивалось через развязку в активную область ведомого лазера (DL). При этом модуляция не нарушает режим задающего лазера (ECLD). Ток инжекции ведомого лазера (DL) модулировался на частоте  $\Delta_{hfs}/2 = 3.417$  ГГц с помощью генератора СВЧ сигналов Agilent E8257D-502, который согласовывался с DL посредством тройника Minicircuits ZFBT-6G. Такая методика обеспечивала генерацию резонансных оптических полей с высокой степенью корреляции фазовых шумов. Соотношение интенсивностей этих полей можно было менять за счет незначительного изменения тока ведомого лазера. В резонансных полях содержалось приблизительно 50% полной мощности излучения (2 мВт). Соотношение интенсивностей резонансных полей составляло 1.4, при этом амплитуда КПН резонанса была максимальной. Остальная мощность приходилась на несущую и на боковые частоты более высокого порядка. Диаметр лазерного пучка в ячейке был равен 4 мм. Возбуждение КПН резонанса осуществлялось с помощью линейно поляризованных модуляционных компонент первого порядка, которые настраивались на  $F_g = 1 \leftrightarrow F_e = 1$  и  $F_g = 2 \leftrightarrow F_e = 1$  переходы. Интенсивность прошедшего через ячейку излучения регистрировалась фотодиодом. Для исследования псевдорезонанса частота модуляции  $\Delta_{hfs}/2$  линейно сканировалась в небольшом интервале ( $\sim 150$  кГц) для различных значений магнитного поля. В работе изучались амплитуда, ширина (рис.3) отношение амплитуды к ширине резонанса и его положение в зависимости от величины магнитного поля (рис.4).

При отсутствии магнитного поля амплитуда КПН резонанса на порядок ниже, нежели амплитуды резонансов, наблюдаемых в присутствии магнитного поля. При включении магнитного поля этот резонанс расщеплялся на три резонанса: магнито-независимый центральный резонанс с частотой  $\Delta_{hfs}$  перехода и два магнито-зависимых резонанса. Центральный резонанс формируется двумя

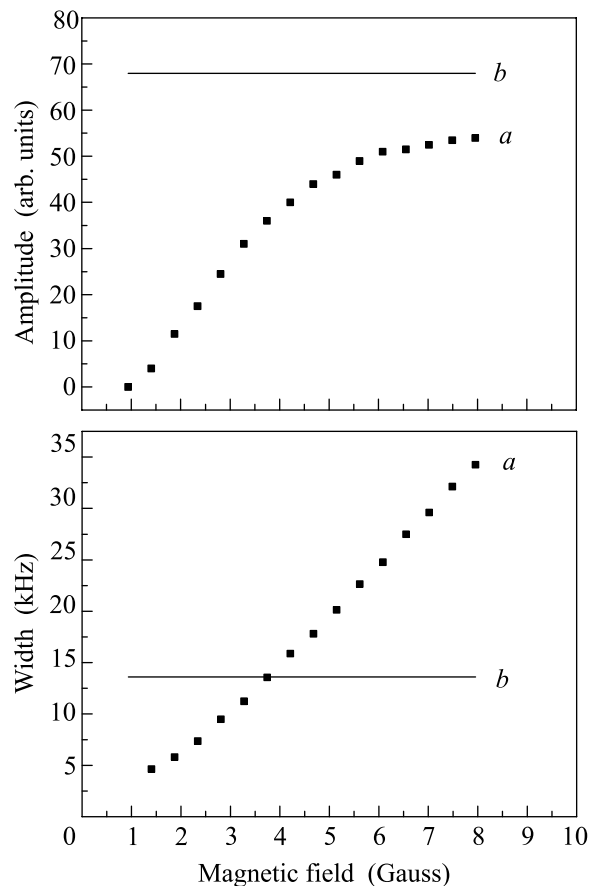


Рис.3. (а) Зависимость амплитуды  $A$  псевдорезонанса от величины магнитного поля; 2 – линия показывает амплитуду нерасщепленного КПН резонанса в присутствии магнитного поля величиной 0.2 Гс. (б) Зависимость ширины  $W$  псевдорезонанса от величины магнитного поля; 2 – линия показывает ширину исходного нерасщепленного КПН резонанса в присутствии магнитного поля величиной 0.2 Гс

$\Lambda$ -переходами –  $\{|F_g = 1, m_F = -1\rangle \leftrightarrow |F_e = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m_F = 1\rangle\}$  и  $\{|F_g = 2, m_F = -1\rangle \leftrightarrow |F_e = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F_g = 1, m_F = 1\rangle\}$ . Основной вклад в магнито-зависимые резонансы дают следующие  $\Lambda$ -переходы:  $\{|F_g = 2, m_F = -1\rangle \leftrightarrow |F_e = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F_g = 1, m_F = -1\rangle\}$  и  $\{|F_g = 2, m_F = +1\rangle \leftrightarrow |F_e = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F_g = 1, m_F = 1\rangle\}$ . Сразу же после включения магнитного поля амплитуда центрального резонанса вырастает, а его контраст достигает 40%. Амплитуда магнито-зависимых резонансов также растет до 12%. Рост резонансов при включении магнитного поля объясняется снятием вырождения, в результате чего разрушаются ловушечные темные состояния на зеемановских подуровнях, принадлежащих одному

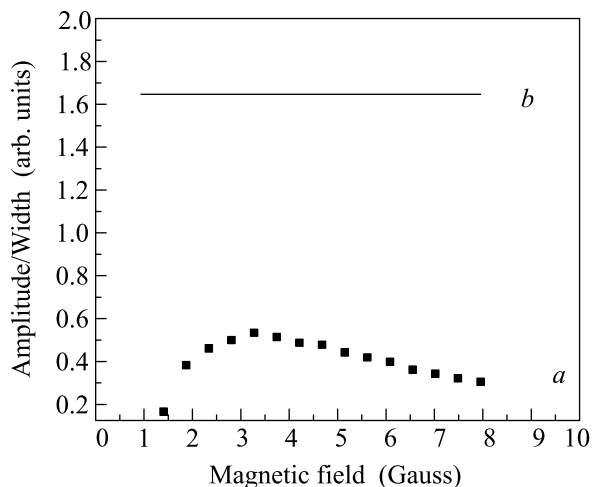


Рис.4. *a* – Зависимость отношения амплитуда/ширина псевдорезонанса от величины магнитного поля; *b* – линией отмечено отношение амплитуда/ширина у нерасщепленного КПН резонанса в присутствии магнитного поля величиной 0.2 Гс

и тому же сверхтонкому уровню, и на которых “прячутся” атомы. Для разрушения этих ловушек необходимо включить магнитное поле, величина которого будет превышать ширину резонанса. В не очень сильных полях ширина резонанса определяется скоростью оптической накачки основного состояния [15]. Дальнейшее увеличение величины

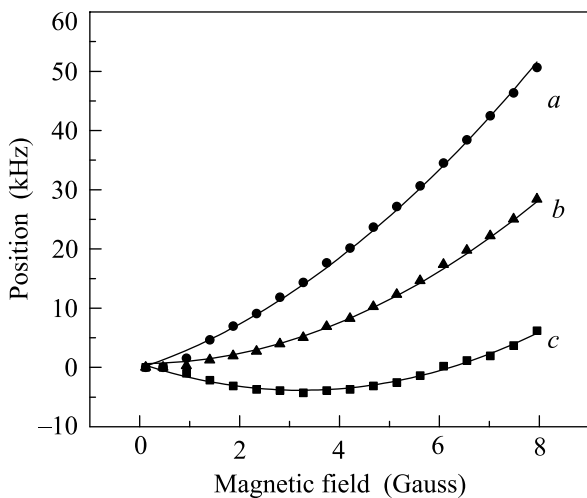


Рис.5. Смещение: *a* – правого, *b* – псевдо и *c* – левого резонансов от величины магнитного поля. Начало оси *X* соответствует положению нерасщепленного КПН резонанса. Экспериментальные зависимости представлены символами, подгоночные кривые – линиями

магнитного поля (до 0.5 Гс рис.5) приведет к новому расщеплению центрального резонанса. Таким

образом возникает псевдорезонанс. Амплитуда псевдорезонанса насыщается при величине магнитного поля, превышающей 7.0 Гс, но не достигает значений амплитуды исходного КПН резонанса, рис.3а. Ширина псевдорезонанса становилась меньше ширины исходного резонанса при магнитном поле < 4.0 Гс, для которого амплитуда псевдорезонанса очень мала.

Из рис.4 видно, что максимальное соотношение  $A/W$  достигается при величине магнитного поля  $\sim 3.4$  Гс. При этом значении поля псевдорезонанс заметно уступает исходному резонансу и по ширине и по амплитуде. Само же соотношение  $A/W$  при любом значении магнитного поля хуже у псевдорезонанса. Необходимо также заметить, что для привязки частоты кварцевого осциллятора в атомных часах предпочтительней использовать резонансы с острой вершиной (с большей крутизной первой производной), а не с плоской, как у псевдорезонанса.

Отметим еще одну особенность поведения расщепленного резонанса. На рис.5 показано смещение как двух истинных КПН резонансов (кривые *a* и *c*), так и псевдорезонанса (кривая *b*) при изменении величины продольного поля. Эта зависимость для КПН резонансов (см., например, [14]) имеет следующий вид:

$$\Delta = \Delta_{hfs} \pm \frac{2g_I\mu_N}{\hbar}H + \frac{3g_J^2\mu_B^2}{8\omega_{hfs}\hbar^2}H^2, \quad (2)$$

где  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $\mu_N$  – ядерный магнетон,  $g_I$ ,  $g_J$  – ядерный и электронный факторы Ланде, соответственно. Видно, что смещение положения КПН резонансов является суммой линейного и квадратичного вкладов для обоих  $m_F = -1 \leftrightarrow m_F = +1$  (левый резонанс) и  $m_F = +1 \leftrightarrow m_F = -1$  (правый резонанс) переходов, участвующих в формировании опорного резонанса. При малых значениях магнитного поля левый резонанс удаляется от правого резонанса (и от псевдорезонанса) по линейному закону. Однако с ростом поля смещение левого резонанса меняет направление и он начинает двигаться в ту же сторону, что и правый резонанс вследствие того, что квадратичный член в уравнении (2) начинает доминировать. Из экспериментальной кривой *b* найдена квадратичная зависимость положения темного резонанса от магнитного поля с коэффициентом  $\sim 0.43 \pm 0.04$  кГц/Гс<sup>2</sup> (см. уравнение (2)). Как и предсказано в работе [13], этот коэффициент в 1.33 раза меньше соответствующего коэффициента в стандартных атомных часах [16].

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование некоторых метрологических характеристик темного псевдорезонанса. Представленные результаты позволяют сделать вывод, что эти харак-

теристики заметно уступают аналогичным характеристикам исходного (нерасщепленного) КПН резонанса, из которого возникает псевдорезонанс. Таким образом, использование псевдорезонанса в качестве репера для атомных часов не является, на наш взгляд, оптимальным решением при использовании lin||lin схемы возбуждения на D1 линии  $^{87}\text{Rb}$ . Требуется, по меньшей мере, более детальное теоретическое исследование для определения экспериментальных условий (размеры ячейки, давление буферного газа и т.д.), в которых псевдорезонанс оказался бы предпочтительней нерасщепленного КПН резонанса.

Авторы выражают благодарность Тамаре Зибровой за высококачественное просветление зеркал лазерных диодов. А.В.Т. и В.И.Ю. были поддержаны грантами INTAS-01-0855 и Российского фонда фундаментальных исследований (# 05-02-17086 и # 04-02-16488).

1. V. S. Letokhov and V. P. Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer, 1977.
2. W. Demtroder, *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*, Springer, 2002.
3. N. Cyr, M. Tétu, and M. Breton, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **42**, 640(1993).
4. S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 1545 (2001).
5. J. Vanier, M. W. Levine, D. Janssen, and M. J. Delaney,

*IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement* **52**, 822 (2003).

6. M. Merimaa, T. Lindwall, I. Tittonen, and E. Ikonen, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 273 (2003).
7. J. Vanier, A. Godone, and F. Levi, *Phys. Rev. A* **58**, 2345 (1998).
8. Li-Anne Liew, S. Knappe, J. Moreland et al., *Appl. Phys. Lett.* **84** 2694 (2004).
9. Y.-Y. Jau, E. Miron, A. B. Post et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 106800 (2004).
10. A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, V. L. Velichansky et al., *JETP Lett.* **80**, 236 (2004) [*Pis'ma v ZhETF* **80**, 265 (2004)].
11. S. Zibrov, I. Novikova, D. F. Phillips et al., *Phys. Rev. A* **72**, 011801R (2005).
12. T. Zanon, S. Guerandel, E. de Clercq et al., *Phys. Rev. Lett.* **94** 193002 (2005).
13. S. A. Zibrov, Y. O. Dudin, V. L. Velichansky et al., Abstract book of ICONO'05, St. Petersburg, Russia, May, 2005; A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, V. L. Velichansky, and S. A. Zibrov, *Письма в ЖЭТФ* **82**, 449 (2005).
14. G. Kazakov, B. Matisov, I. Mazets et al., ArXiv: quant-ph/0506167.
15. E. Arimondo, *Progress in Optics* **35**, Ed. E. Wolf, Elsevier, Amsterdam, 1996, p. 257; M. Erhard and H. Helm, *Phys. Rev. A* **63**, 043813 (2001).
16. J. Vanier and C. Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, New York: Adam Hilger, 1989.