

Обобщенный метод Рамси в прецизионной спектроскопии ультрахолодных атомов и ионов: учет конечной ширины линии лазера и спонтанной релаксации уровней

К. С. Табатчикова^{1)+*×}, А. В. Тайченачев^{+×}, В. И. Юдин^{+*×°∇}

⁺Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^{*}Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия

[×]Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[°]Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Россия

[∇]Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, 141570 Солнечногорский р-он, г.п. Менделеево, Россия

Поступила в редакцию 18 января 2013 г.

Выполнен теоретический анализ схемы Рамси с импульсами разной длительности и схемы Рамси с композитным импульсом с учетом конечной ширины линии лазерного излучения и спонтанной релаксации уровней. Для обеих схем определены оптимальные параметры импульсов, соответствующие наибольшему подавлению полевого сдвига и максимальной амплитуде резонанса. Результаты вычислений показывают, что при расчете оптимальных параметров возбуждающих импульсов необходимо учитывать спонтанную релаксацию уровней и конечную ширину линии лазерного излучения. Схема Рамси с композитным импульсом менее чувствительна к флуктуациям частоты Раби по сравнению со схемой Рамси с импульсами разной длительности.

DOI: 10.7868/S0370274X13060052

1. Методы точных измерений времени и частоты имеют большое значение для мировой науки, техники и экономики. Оптические стандарты частоты на одиночных ионах в радиочастотной ловушке и стандарты на ансамбле нейтральных атомов в оптической решетке весьма перспективны, поскольку они позволяют практически полностью исключить влияние эффекта Доплера и эффекта отдачи. Исследования данных стандартов частоты ведутся во многих метрологических центрах мира: SYRTE (Франция), NIST (США), PTB (Германия), NPL (Великобритания), ИЛФ СО РАН (Россия) и т.д. [1–5].

Необходимым условием достижения предельно узкой ширины резонанса является малая естественная ширина линии перехода. Поэтому для создания стандартов частоты на холодных атомах и ионах чаще всего используются сильно запрещенные переходы. Вероятность их возбуждения невелика. Поэтому чтобы получить частоту Раби порядка нескольких герц необходимо прикладывать сильное пробное поле, что будет приводить к значительному сдвигу частоты перехода за счет нерезонансных взаимодей-

ствий [6]. Учесть влияние этого полевого сдвига можно, вычисляя поправку к измеряемой частоте резонанса. Однако введение такой поправки, как показывает практика, весьма затруднительно например из-за невысокой точности определения интенсивности поля.

В работе [7] был предложен новый вариант метода рамсеевской спектроскопии, позволяющий подавлять сдвиг вершины центрального резонанса Рамси из-за полевого сдвига уровней атома во время действия импульсов пробного поля. Суть данного метода заключается в следующем. Ансамбль нейтральных локализованных атомов или одиночный локализованный ион подвергаются действию двух импульсов лазерного излучения. При определенных соотношениях длительностей импульсов зависимость сдвига частоты сигнала от сдвига частоты перехода становится близкой к кубической, что и обеспечивает подавление полевого сдвига сигнала. Флуктуации частоты Раби приводят к резкому снижению эффективности подавления частотного сдвига. Влияние флуктуаций частоты Раби оказывается значительно меньше, если второй импульс является композитным, т.е. если в течение второго импульса фа-

¹⁾e-mail: k.tabatchikova@gmail.com

за возбуждающей электромагнитной волны скачком меняется на противоположную. Первые эксперименты с одиночным ионом иттербия [8] подтвердили высокую эффективность метода. Отметим, что в работе [7] рассматривался идеализированный случай: при выборе оптимальных длительностей импульсов считалось, что лазерное излучение абсолютно монохроматично, а спонтанная релаксация уровней отсутствует.

Цель настоящей работы заключается в анализе схемы, рассмотренной в работе [7], с учетом спонтанной релаксации энергетических уровней атомов и конечной ширины спектральной линии лазерного излучения, а также в уточнении оптимальных условий возбуждения, обеспечивающих подавление полевого сдвига.

2. Пусть в узлах оптической решетки на магической длине волны локализованы двухуровневые охлажденные атомы с нижним основным состоянием $|g\rangle$ и верхним состоянием $|e\rangle$. Атомы локализованы в областях, размеры которых много меньше длины волны возбуждающего излучения, поэтому эффектом Доплера и эффектом отдачи можно пренебречь. Возбуждение атомов осуществляется по схеме Рамси с двумя разнесенными во времени импульсами разной длительности (рис. 1). Требуется выбрать

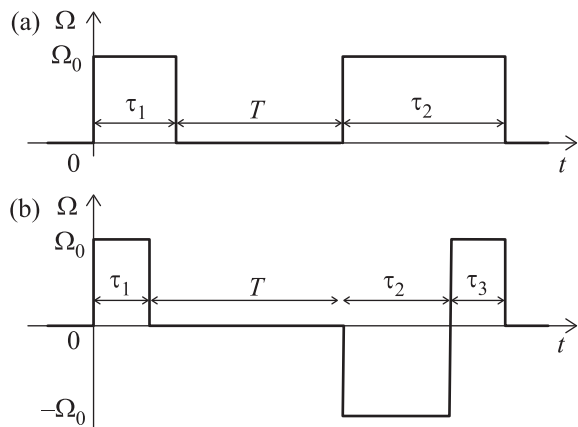


Рис. 1. Рамсеевские импульсы с длительностью темного периода T . (a) – Последовательность импульсов с длительностями τ_1 и τ_2 . (b) – Последовательность импульсов с фазовым скачком во втором импульсе

длительности импульсов соответствующие подавлению частотного сдвига и максимальной амплитуде резонанса, для двух схем Рамси: схемы с импульсами разной длительности и схемы с композитным импульсом.

Как показано в работах [9, 10], в рассматриваемом случае квантовое кинетическое уравнение может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}, \quad (1)$$

где i – мнимая единица, \hbar – постоянная Планка, t – время, $\hat{\rho}$ – матрица плотности:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{ee} & \rho_{eg} \\ \rho_{ge} & \rho_{gg} \end{pmatrix},$$

\hat{H} – гамильтониан, $\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}$ – оператор релаксации. Для промежутков времени, когда ансамбль атомов подвергается действию внешнего электромагнитного поля, гамильтониан записывается следующим образом:

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\hbar\delta_p & \hbar\Omega_0 \\ \hbar\Omega_0^* & \hbar\delta_p \end{pmatrix},$$

где $\delta_p = \omega - \omega_0 - \Delta$ – отстройка частоты пробного поля ω от частоты возмущенного перехода, ω_0 – частота невозмущенного перехода, Δ – полный сдвиг частоты перехода во время действия импульса. Во время темного периода частота Раби Ω_0 и Δ обращаются в нуль, а отстройка частоты пробного поля от частоты невозмущенного перехода $\delta = \omega - \omega_0$. Смена фазы возбуждающего электромагнитного поля на противоположную описывается заменой Ω_0 на $-\Omega_0$. Оператор релаксации имеет следующий вид:

$$\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\} = \begin{pmatrix} -\gamma\rho_{ee} & -\frac{1}{2}(\gamma + \gamma_d)\rho_{eg} \\ -\frac{1}{2}(\gamma + \gamma_d)\rho_{ge} & \gamma\rho_{ee} \end{pmatrix},$$

где γ – константа спонтанной релаксации уровней, γ_d – константа затухания недиагональных элементов ρ_{eg} и ρ_{ge} за счет конечной ширины лазерного излучения. Для диагональных элементов матрицы плотности имеет место следующее условие нормировки: $\rho_{ee} + \rho_{gg} = 1$.

3. Рассмотрим схему Рамси с импульсами разной длительности (рис. 1a). Населенность верхнего энергетического уровня ρ_{ee} в конце действия второго импульса находится путем решения уравнения (1), эквивалентного системе однородных линейных дифференциальных уравнений с начальными условиями $\rho_{ee} = \rho_{eg} = \rho_{ge} = 0, \rho_{gg} = 1$. Уравнение (1) решается сначала для первого импульса, затем для темного периода и наконец для второго импульса. Населенности уровней в конце первого импульса являются начальными условиями для квантового кинетического уравнения, описывающего поведение системы во время темного периода. Населенности уровней в конце

темного периода являются начальными условиями для уравнения, описывающего эволюцию системы во время второго импульса.

Для нахождения сдвига положения центрального резонанса, населенность верхнего уровня в конце второго импульса была представлена в виде ряда Тейлора по степеням отстройки δ :

$$\rho_{ee} = a^{(0)} + a^{(1)}\delta + a^{(2)}\delta^2 + \dots \quad (2)$$

Из выражения (2) следует, что сдвиг центрального резонанса

$$\overline{\delta\omega_0} \approx -\frac{a^{(1)}}{2a^{(2)}}. \quad (3)$$

При реализации экспериментальных схем стандарт частоты всегда можно добиться выполнения условия $|\Delta/\Omega_0| \ll 1$, например соответствующим скачком частоты поля во время действия импульса [7]. Отсюда следует, что коэффициент $a^{(1)}$, в свою очередь, можно представить в виде разложения по степеням Δ/Ω_0 :

$$a^{(1)} = a_1^{(1)}(\Delta/\Omega_0) + a_3^{(1)}(\Delta/\Omega_0)^3. \quad (4)$$

При одновременной замене $\delta \rightarrow (-\delta)$ и $\Delta \rightarrow (-\Delta)$ населенность верхнего уровня после действия двух импульсов не должна меняться. Поэтому в разложении (4) присутствуют только слагаемые нечетных степеней.

Из выражений (3) и (4) видно, что при $a_1^{(1)} \neq 0$ доминирующая зависимость сдвига частоты резонанса от частоты перехода линейная, а при $a_1^{(1)} = 0$ – кубическая. Из соображений удобства далее будем рассматривать зависимость $a_1^{(1)}$ от $\Omega_0\tau_1$ и $\Omega_0\tau_2$. Чтобы проанализировать зависимость $a_1^{(1)}(\Omega_0\tau_1, \Omega_0\tau_2)$, рассмотрим численный пример, выбрав характерные экспериментальные значения остальных параметров: $\Omega_0T = 20$, $\gamma/\Omega_0 = 0.01$, $\gamma_d/\Omega_0 = 0.01$. Для множества точек кривой $a_1^{(1)}(\Omega_0\tau_1, \Omega_0\tau_2) = 0$ (рис. 2) доминирующая зависимость сдвига частоты сигнала от сдвига частоты перехода является кубической. Точка (1.6, 4.752), принадлежащая данному множеству, соответствует максимальной амплитуде резонанса 0.8 (рис. 3).

Зависимость сдвига центрального резонанса от сдвига резонансной частоты уровня атома для выбранных значений $\Omega_0\tau_1$, $\Omega_0\tau_2$, как и ожидалось, имеет вид, близкий к кубической параболе, что обеспечивает подавление сдвига частоты (рис. 4). В условиях реального эксперимента в точке нахождения атома трудно контролировать интенсивность пробного поля и частоту Раби с точностью лучше 1–10%. Такие отклонения частоты Раби от оптимального значения

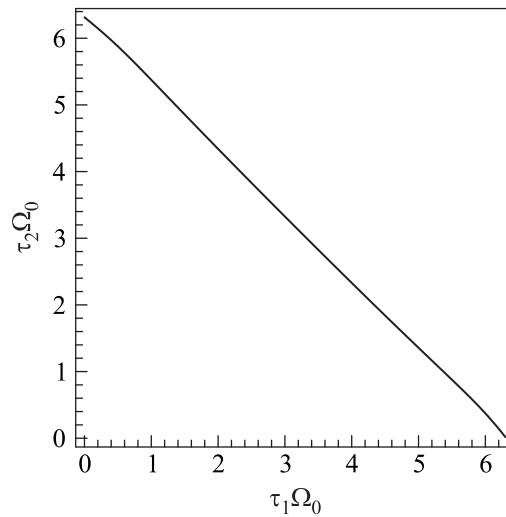


Рис. 2. Линия нулевого уровня функции $a_1^{(1)}(\Omega_0\tau_1, \Omega_0\tau_2)$ с характерными значениями остальных параметров $\Omega_0T = 20$, $\gamma/\Omega_0 = 0.01$, $\gamma_d/\Omega_0 = 0.01$

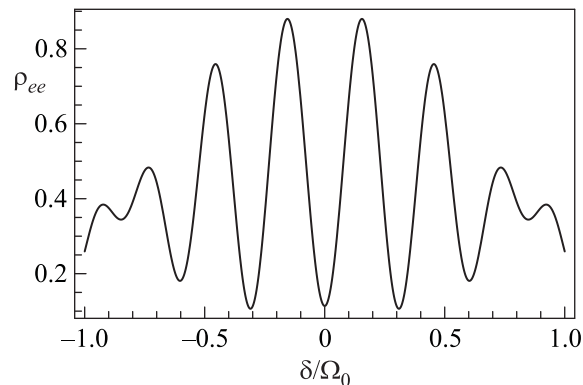


Рис. 3. Центральная часть рамсеевского резонанса для выбранных оптимальных условий

приводят к резкому снижению эффективности подавления полевого сдвига (рис. 4).

4. Для того чтобы избавиться от сильного влияния флуктуации частоты Раби, в работе [7] было предложено воспользоваться дополнительной степенью свободы в выборе фазы импульса (рис. 1b).

В данном случае коэффициент $a_1^{(1)}$ является функцией трех аргументов: $a_1^{(1)} = a_1^{(1)}(\Omega_0\tau_1, \Omega_0\tau_2, \Omega_0\tau_3)$. Множество точек, отвечающих нулевому коэффициенту $a_1^{(1)}$, представляет собой поверхность. Чтобы определить оптимальные условия возбуждения, необходимо выбрать точку на этой поверхности, соответствующую максимальной амплитуде резонанса. Координаты указанной точки, вычисленные в предположении, что спонтанная релаксация уровней отсутствует, а лазерное из-

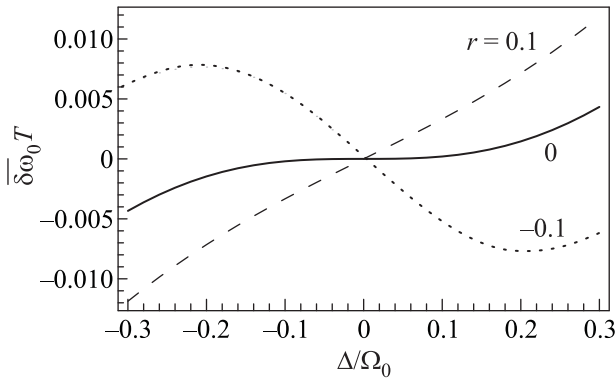


Рис. 4. Зависимость частотного сдвига центрального резонанса от сдвига резонансной частоты атома для различных значений параметра $r = (\Omega - \Omega_0)/\Omega_0$ Ω – наблюдаемая частота Раби, $\Omega_0\tau_1 = 1.6$, $\Omega_0\tau_2 = 4.752$, $\Omega_0T = 20$, $\gamma/\Omega_0 = \gamma_d/\Omega_0 = 0.01$

лучение абсолютно монохроматично, составляют $(\pi/2, \pi, \pi/2)$. Для найденной точки построены зависимости сдвига вершины центрального резонанса от сдвига резонансной частоты атома для двух случаев: $\gamma = \gamma_d = 0$ и $\gamma \neq 0, \gamma_d \neq 0$ (рис. 5). Из

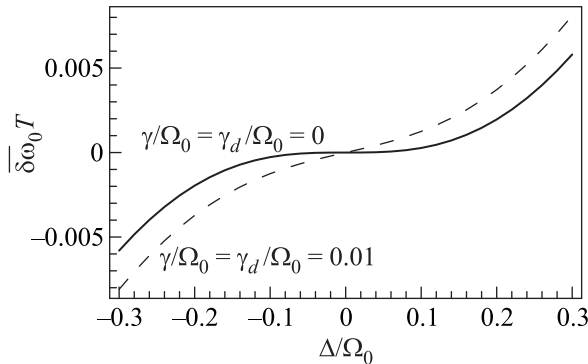


Рис. 5. Численный расчет сдвига центрального резонанса в зависимости от Δ/Ω_0 с учетом и без учета спонтанной релаксации уровней и конечной ширины линии лазера в случае $\Omega_0\tau_1 = \Omega_0\tau_3 = \pi/2$, $\Omega_0\tau_2 = \pi$, $\Omega_0T = 20$, $\gamma/\Omega_0 = \gamma_d/\Omega_0 = 0.01$

представленных графиков видно, что при выбранных параметрах возбуждения наличие спонтанной релаксации уровней и конечной ширины линии лазерного излучения приводит к существенному снижению эффективности подавления полевого сдвига. Координаты точки, соответствующей оптимальным условиям возбуждения, вычисленные с учетом спонтанной релаксации и конечной ширины лазерного излучения, составляют $(1.6, 3.25, 1.65)$. Для данной точки построена аналогичная зависимость (рис. 6). Таким образом, при вычислении

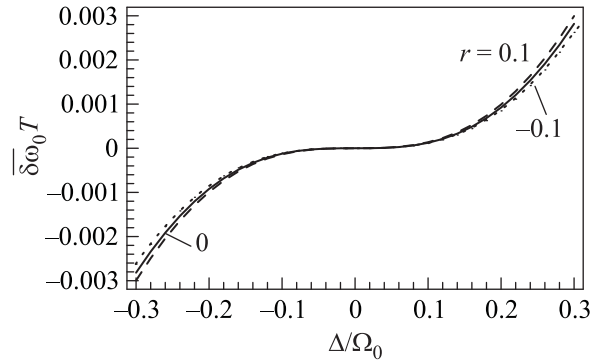


Рис. 6. Зависимость сдвига центрального резонанса $\overline{\delta\omega_0}$ от величины Δ/Ω_0 при $\Omega_0\tau_1 = 1.6$, $\Omega_0\tau_2 = 3.25$, $\Omega_0\tau_3 = 1.65$, $\Omega_0T = 20$, $\gamma/\Omega_0 = \gamma_d/\Omega_0 = 0.01$ для различных значений параметра r

длительностей импульсов, обеспечивающих эффективное подавление полевого сдвига и максимальную амплитуду резонанса, необходимо учитывать спонтанную релаксацию уровней и конечную ширину линии лазера.

На рис. 6 для точки, обеспечивающей оптимальные условия возбуждения, вычисленной с учетом конечной ширины линии лазера и спонтанной релаксации, представлены зависимости сдвига вершины центрального резонанса от сдвига резонансной частоты атома для различных значений частоты Раби. Видно, что флуктуации частоты Раби в пределах 10% не снижают эффективности подавления полевого сдвига.

Так как речь идет о сильно запрещенных переходах, эффективность подавления полевого сдвига в основном определяется шириной линии лазерного излучения (качеством используемого лазера). На рис. 7 представлена зависимость сдвига частоты сигнала от

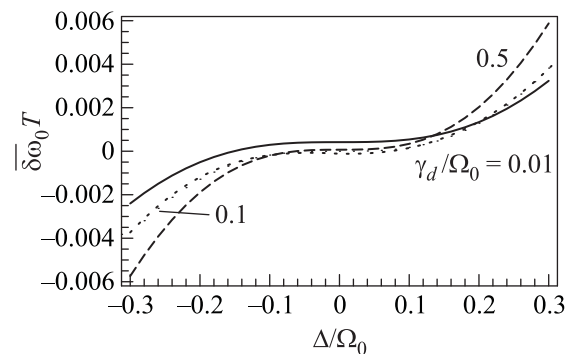


Рис. 7. Зависимость сдвига центрального резонанса $\overline{\delta\omega_0}$ от величины Δ/Ω_0 для различных значений параметра γ_d/Ω_0

сдвига частоты перехода для различных значений γ_d . Видно, что увеличение этого параметра приводит к

сужению области подавления частотного сдвига, т.е. к уменьшению его эффективности.

5. Таким образом, в настоящей работе представлен теоретический анализ модифицированной схемы Рамси с учетом конечной ширины линии лазерного излучения и спонтанной релаксации уровней. Для схем Рамси с импульсами разной длительности и с композитным импульсом найдены оптимальные длительности импульсов, соответствующие минимальному сдвигу частоты и максимальной амплитуде центрального резонанса. При расчете длительностей импульсов, обеспечивающих подавление полевого сдвига и максимальную амплитуду резонанса, необходимо учитывать оба упомянутых фактора. Схема Рамси с композитным импульсом позволяет значительно снизить влияние флуктуаций частоты Раби на эффективность подавления полевого сдвига.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009–2013” (ГК 16.740.11.0466 и соглашение 8387), РФФИ (гранты # 12-02-00454, 11-02-00775, 11-02-01240),

РАН и президиума Сибирского отделения РАН, а также Российского квантового центра. К. С. Т. поддержана грантом Президента РФ (МК-3372.2912.2).

1. S. A. Diddams, T. Udem, J. C. Bergquist et al., *Science* **293**, 825 (2001).
2. T. Rosenband, D. B. Hume, P. O. Schmidt et al., *Science* **319**, 1808 (2008).
3. C. W. Chou, D. B. Hume, D. J. Wineland et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 070802 (2010).
4. H. Katori, M. Takamoto, V. G. Palchikov, and V. D. Ovsiannikov, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 173005 (2003).
5. M. Takamoto, F. Hong, R. Higashi, and H. Katori, *Nature Lett.* **435**, 321 (2005).
6. N. Huntemann, M. Okhapkin, B. Lipphardt et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 090801 (2012).
7. V. I. Yudin and A. V. Taichenachev, *Phys. Rev. A* **82**, 011804 (2010).
8. N. Huntemann, B. Lipphardt, M. Okhapkin et al., *Phys. Rev. Lett.* **109**, 213002 (2012).
9. L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Dover, N.Y., 1978.
10. G. S. Agarwal, *Phys. Rev. A* **18**, 1490 (1978).