

УДК 535.14

К. С. Табатчикова¹, А. В. Тайченачев^{2,3}, В. И. Юдин^{2,3}

¹ Новосибирский государственный технический университет
пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630064, Россия

² Институт лазерной физики СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия

³ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: k.tabatchikova@gmail.com; taichenachev@hotmail.ru;
viyudin@mail.ru

ПОДАВЛЕНИЕ ПОЛЕВОГО СДВИГА РЕЗОНАНСОВ РАМСИ НА СИЛЬНО ЗАПРЕЩЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ АТОМОВ И ИОНОВ*

Выполнен теоретический анализ схем Рамси с импульсами разной длительности и с композитным импульсом с учетом конечной ширины линии лазерного излучения. Для обеих схем определены оптимальные параметры импульсов, соответствующие наибольшему подавлению полевого сдвига и максимальной амплитуде резонанса. Схема Рамси с композитным импульсом обеспечивает большую эффективность подавления полевого сдвига и менее чувствительна к флуктуациям частоты Раби по сравнению со схемой Рамси с импульсами разной длительности. Первые эксперименты на одиночном ионе иттербия, выполненные в Германии (РТВ), подтвердили теоретические выводы.

Ключевые слова: стандарты частоты на охлажденных атомах и ионах, полевой сдвиг, резонансы Рамси.

Введение

Методы точных измерений времени и частоты имеют большое значение для мировой науки, техники и экономики. В качестве примера можно привести информационно-телекоммуникационные сети и глобальные системы спутниковой навигации, необходимым условием надежной работы которых является наличие стабильных источников точно известной частоты. Исследования стандартов частоты на охлажденных и захваченных атомах и ионах ведутся во многих метрологических центрах мира: SYRTE (Франция), NIST (США), РТВ (Германия), NPL (Великобритания), ИЛФ СО РАН (Россия) и др.

Стандарты частоты на свободных охлажденных атомах позволяют в значительной мере снизить влияние эффекта Доплера на ширину репера. Относительная точность измерения частоты для таких стандартов составляет $\sim 10^{-15}$ [1; 2]. Однако наличие для свободных атомов остаточного эффекта Доплера, эффекта отдачи (и связанной с ним асимметрии формы резонанса), а также ограниченное время наблюдения препятствуют дальнейшему улучшению метрологических характеристик этих стандартов. Оптические стандарты частоты на одиночных ионах и стандарты частоты на ансамбле нейтральных атомов, захваченных в оптическую решетку, позволяют исключить влияние этих эффектов. Стандарты частоты на

* Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России, 2009–2013» (ГК 14.740.11.0887 и 16.740.11.0466), РФФИ (грант № 12-02-00454, 12-02-00403, 11-02-00775, 11-02-01240, 10-02-00406), РАН и Президиума Сибирского отделения РАН, а также гранта Президента РФ (МК-3372.2012.2).

одиноким ионах $^{199}\text{Hg}^+$, $^{115}\text{In}^+$, $^{171}\text{Yb}^+$, $^{27}\text{Al}^+$ демонстрируют относительную точность $\sim 10^{-16} \div 10^{-17}$ [3–5], стандарты на ансамбле нейтральных атомов, захваченных в оптическую решетку (^{87}Sr , ^{43}Ca , ^{171}Yb), – относительную точность $\sim 10^{-16}$. Ожидаемая точность для последних составляет $\sim 10^{-17} \div 10^{-18}$ [6–7]. При заданном отношении сигнал / шум стандарты частоты на оптической решетке требуют меньшего количества измерений по сравнению со стандартами частоты на одиночных ионах.

Необходимым условием достижения предельно узкой ширины резонанса является малая естественная ширина линии перехода, поэтому для создания стандартов частоты на холодных атомах чаще всего используются сильно запрещенные переходы. Однако вероятность их возбуждения невелика, поэтому, чтобы получить максимальный сигнал и при этом сохранить частоту Раби порядка нескольких герц, необходимо прикладывать сильное пробное поле, что будет приводить к значительному сдвигу частоты перехода [8]. Исключить влияние полевого сдвига можно, вычисляя поправку к измеряемой частоте резонанса, однако введение такой поправки, как показывает практика, весьма затруднено.

В работе [9] был предложен новый вариант метода рамсеевской спектроскопии, позволяющий подавлять сдвиг вершины центрального резонанса из-за полевого сдвига уровней атома во время действия импульсов пробного поля. Рассматривалась следующая

схема. В узлах оптической решетки на магической длине волны локализованы двухуровневые охлажденные атомы. Возбуждение атомов осуществляется по схеме Рамси с разнесенными во времени импульсами разной длительности (рис. 1). Лазерное излучение абсолютно монохроматично, спонтанная релаксация уровней отсутствует.

Теоретический анализ данной схемы показал, что в случае стандартной рамсеевской спектроскопии (когда $\Omega_0 \tau_1 = \Omega_0 \tau_2 = \pi/2$, где Ω_0 – частота Раби) доминирующая зависимость сдвига вершины центрального резонанса Рамси $\bar{\delta}\omega_0$ от сдвига резонансной частоты перехода, обусловленного полевым сдвигом Δ , линейна (рис. 2, а).

Следовательно, сдвиг резонансной частоты перехода во время действия импульсов будет приводить к заметному сдвигу вершины центрального резонанса. При выполнении условия

$$\Omega_0 (\tau_1 + \tau_2) = 2\pi n$$

($n = 1, 2, 3, \dots$) эта зависимость становится кубической, что очевидно приводит к подавлению сдвига спектроскопического сигнала (рис. 2, б).

Для достижения максимальной величины амплитуды резонанса необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\Omega_0 \tau_1 = \pi(2m + 1)/2$$

($m = 0, 1, 2, \dots$).

Таким образом, для того чтобы добиться минимального сдвига вершины центрально-

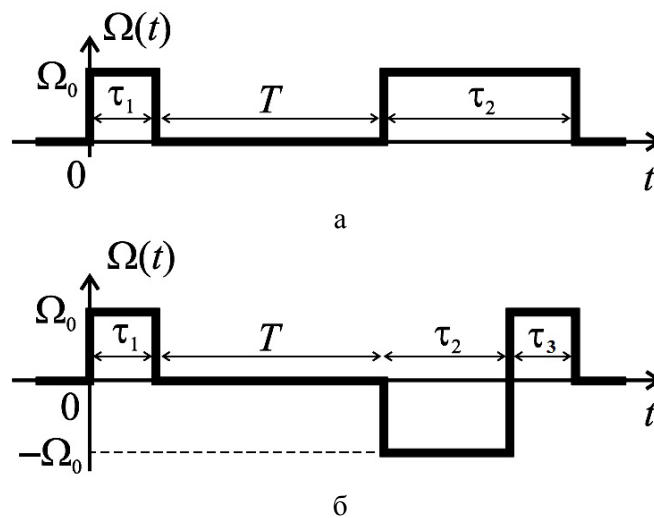


Рис. 1. Рамсеевские импульсы разной длительности (а) и рамсеевские импульсы разной длительности с фазовым скачком во втором импульсе (б) (T – длительность темного периода)

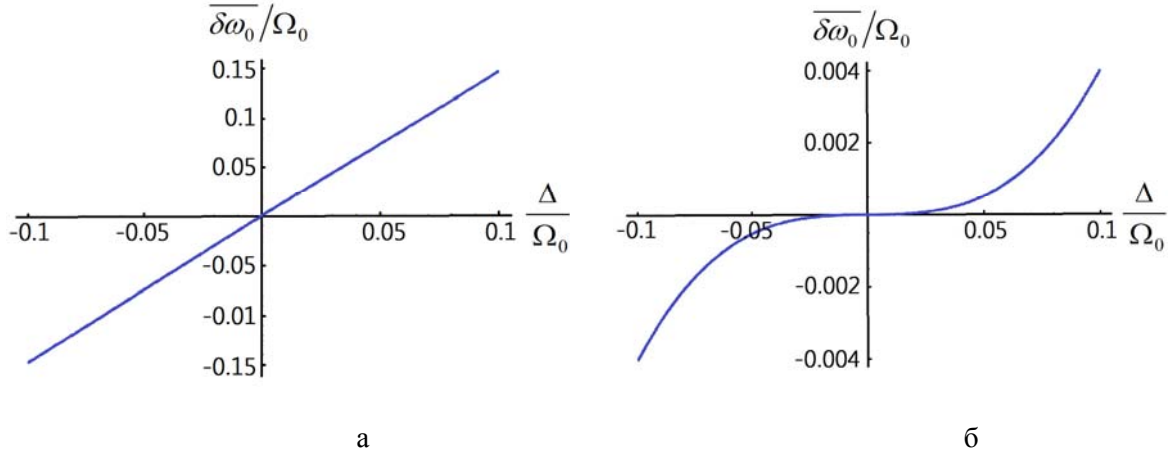


Рис. 2. Численный расчет сдвига центрального резонанса $\overline{\delta\omega_0}$ в зависимости от величины Δ/Ω_0 для стандартной спектроскопии Рамси (а) и для гиперрамсееской спектроскопии (б)

го резонанса и максимальной амплитуды, необходимо, чтобы

$$\frac{\tau_2}{\tau_1} = \frac{4n}{2m+1} - 1,$$

где n и m – любые целые числа. В простейшем случае, когда $n = 1$, а $m = 0$, длительности импульсов должны отличаться в три раза.

При нарушении условия

$$\Omega_0(\tau_1 + \tau_2) = 2\pi n$$

из-за флуктуаций частоты Раби эффективность подавления полевого сдвига понижается. Влияние флуктуаций частоты Раби значительно меньше, если второй импульс будет композитным, т. е. если в течение второго импульса фаза возбуждающей электромагнитной волны скачком меняется на противоположную (рис. 1, б).

Цель настоящей работы заключается в анализе схемы, рассмотренной в работе [9] для случая, когда лазерное излучение не является строго монохроматичным.

Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим ансамбль двухуровневых атомов с нижним основным состоянием $|g\rangle$ и верхним состоянием $|e\rangle$. Охлажденные с помощью лазерного излучения атомы находятся в минимумах оптического потен-

циала и локализованы в областях, размеры которых много меньше длины волны возбуждающего излучения, в связи с чем эффектом Доплера и эффектом отдачи можно пренебречь. Ансамбль подвергается действию двух импульсов с разной длительностью, зависимость величины электрического поля от времени во время действия импульса имеет следующий вид:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \exp[-i(\omega t + \varphi(t))],$$

где \vec{E}_0 – амплитуда электрического поля, ω – частота поля, $\varphi(t)$ – случайный сдвиг фазы, характеризующий ширину спектра лазерного излучения. Требуется выбрать длительности импульсов, соответствующие подавлению частотного сдвига и максимальной амплитуде резонанса для двух схем Рамси: схема с импульсами разной длительности и схема с композитным импульсом.

Как показано в работах [10; 11], в таком 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 $\hat{\rho}$ – 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:

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

где $\delta_p = \omega - \omega_0 - \Delta$ – отстройка частоты пробного поля от частоты возмущенного перехода, Δ – полный сдвиг частоты перехода во время действия импульса (рис. 3).

Во время свободной эволюции между рамсеевскими импульсами

$$\hat{H}_T = \begin{pmatrix} -\frac{\hbar\delta}{2} & 0 \\ 0 & \frac{\hbar\delta}{2} \end{pmatrix}.$$

Во время темного периода частота Раби Ω_0 и Δ обращаются в ноль, $\delta = \omega - \omega_0$ – отстройка частоты пробного поля от частоты невозмущенного перехода. Оператор релаксации имеет следующий вид:

$$\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{\gamma}{2}\rho_{eg} \\ -\frac{\gamma}{2}\rho_{ge} & 0 \end{pmatrix},$$

где γ – уширение линии лазера. Для диагональных элементов матрицы плотности имеет место следующее условие нормировки:

$$\rho_{ee} + \rho_{gg} = 1. \quad (2)$$

Учитывая условие нормировки (2), квантовое кинетическое уравнение для матрицы плотности (1) можно переписать в векторном виде:

$$\dot{\vec{\rho}} = \hat{L}\vec{\rho} + \vec{s}, \quad (3)$$

где \hat{L} – Лиувиллиан; \vec{s} – постоянный вектор; $\vec{\rho} = (\rho_{ee} \ \rho_{eg} \ \rho_{ge})^T$ – вектор элементов матрицы плотности. Во время действия импульса

$$\vec{s} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{\Omega_0}{2} \\ \frac{\Omega_0}{2} \end{pmatrix},$$

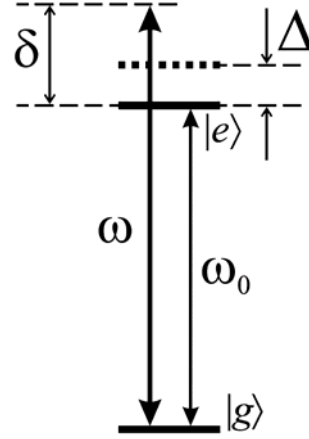


Рис. 3. Во время рамсеевских импульсов происходит сдвиг частоты перехода на величину Δ

$$\hat{L} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{i\Omega_0}{2} & -\frac{i\Omega_0}{2} \\ i\Omega_0 & i\delta_p - \frac{\gamma}{2} & 0 \\ -i\Omega_0 & 0 & -i\delta_p - \frac{\gamma}{2} \end{pmatrix};$$

во время темного периода $\vec{s} = 0$,

$$\hat{L} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & i\delta - \frac{\gamma}{2} & 0 \\ 0 & 0 & -i\delta - \frac{\gamma}{2} \end{pmatrix}.$$

Смена фазы возбуждающего электромагнитного поля на противоположную описывается заменой Ω_0 на $-\Omega_0$.

Схема Рамси с импульсами разной длительности

Вычислим населенность верхнего энергетического уровня $|e\rangle$ в конце второго импульса. Для этого решим уравнение (3) сначала для первого импульса, затем для темного периода и наконец для второго импульса. Уравнение (3) будем решать методом Эйлера, считая, что в начале первого импульса верхний уровень не заселен. 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. Поскольку в рассматриваемой схеме длительность обоих импульсов на порядок меньше длительности темного периода, при решении квантового кинетического уравнения для периодов, когда действует импульс, ограничимся линейным приближением по γ . В результате получим:

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} + \sum_{i=1}^3 B_i \exp(\lambda_i \tau_2), \quad (4)$$

где

$$\lambda_1 = -\frac{\gamma \Omega_0^2}{2\Omega^2}, \quad \lambda_2 = i\Omega - \frac{\gamma}{2} + \gamma \frac{\Omega_0^2}{4\Omega^2},$$

$$\lambda_3 = -i\Omega - \frac{\gamma}{2} + \gamma \frac{\Omega_0^2}{4\Omega^2},$$

$\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + (\delta - \Delta)^2}$ – обобщенная частота Раби. Аналитические выражения для величин B_1, B_2, B_3 , из-за того что они слишком громоздки, приводить не будем.

Формула (4) описывает интерференционную картину Рамси, где центральный резонанс (как функция δ) является реперным для наших целей. При этом наличие дополнительного частотного сдвига Δ во время действия импульсов приводит к сдвигу положения вершины центрального резонанса $\overline{\delta\omega_0}$ относительно частоты невозмущенного перехода ω_0 . Чтобы найти сдвиг положения центрального резонанса, исходя из самых общих математических соображений, представим сигнал (4) в виде ряда Тейлора по степеням отстройки δ :

$$\rho_{ee} = a^{(0)} + a^{(1)}\delta + a^{(2)}\delta^2 + \dots \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что сдвиг центрального резонанса

$$\overline{\delta\omega_0} \approx -\frac{a^{(1)}}{2a^{(2)}}. \quad (6)$$

При реализации экспериментальных схем стандартов частоты всегда можно добиться выполнения условия $|\Delta/\Omega| \ll 1$, на пример соответствующим скачком частоты

поля во время действия импульса. Отсюда следует, что коэффициент $a^{(1)}$, в свою очередь, можно представить в виде разложения по степеням (Δ/Ω_0) :

$$a^{(1)} = a_1^{(1)} \left(\frac{\Delta}{\Omega_0} \right) + a_3^{(1)} \left(\frac{\Delta}{\Omega_0} \right)^3 + \dots \quad (7)$$

Из соображений симметрии при одновременной замене $\delta \rightarrow (-\delta)$ и $\Delta \rightarrow (-\Delta)$ населенность верхнего уровня после действия двух импульсов не должна меняться, поэтому в разложении (7) присутствуют только слагаемые нечетных степеней.

Из выражений (6) и (7) видно, что, когда $a_1^{(1)} \neq 0$, доминирующая зависимость сдвига частоты резонанса от частоты перехода линейная, когда $a_1^{(1)} = 0$, – кубическая. Для коэффициента разложения $a_1^{(1)}$ было получено аналитическое выражение (см. приложение).

Так как в аналитическом выражении для $a_1^{(1)}$ все временные интервалы схемы умножаются на частоту Раби, из соображений удобства далее будем рассматривать зависимость $a_1^{(1)}$ от $\Omega_0 \tau_1$ и $\Omega_0 \tau_2$. Чтобы проанализировать эту зависимость, рассмотрим численный пример, выбрав характерные экспериментальные значения остальных параметров: $\Omega_0 T = 20$, $\gamma/\Omega_0 = 0,1$. На рис. 4, а приведен график указанной зависимости. На рис. 4, б представлена линия нулевого уровня функции $a_1^{(1)}(\Omega_0 \tau_1, \Omega_0 \tau_2)$. Для множества точек этой кривой доминирующая зависимость сдвига частоты сигнала от сдвига частоты перехода является кубической. Из этого множества выберем точку (1,5; 4,7), соответствующую максимальной амплитуде резонанса 0,4.

Зависимость сдвига центрального резонанса от сдвига резонансной частоты уровня атома для выбранных значений $\Omega_0 \tau_1$ и $\Omega_0 \tau_2$ представлена на рис. 5. Как и ожидалось, она имеет вид, близкий к кубической параболе, что и обеспечивает подавление сдвига частоты. Для сравнения на том же графике приведена аналогичная зависимость, представленная в работе [9] для случая идеально монохроматического поля ($\gamma = 0$). Как видно из рис. 5, неидеальная монохроматичность

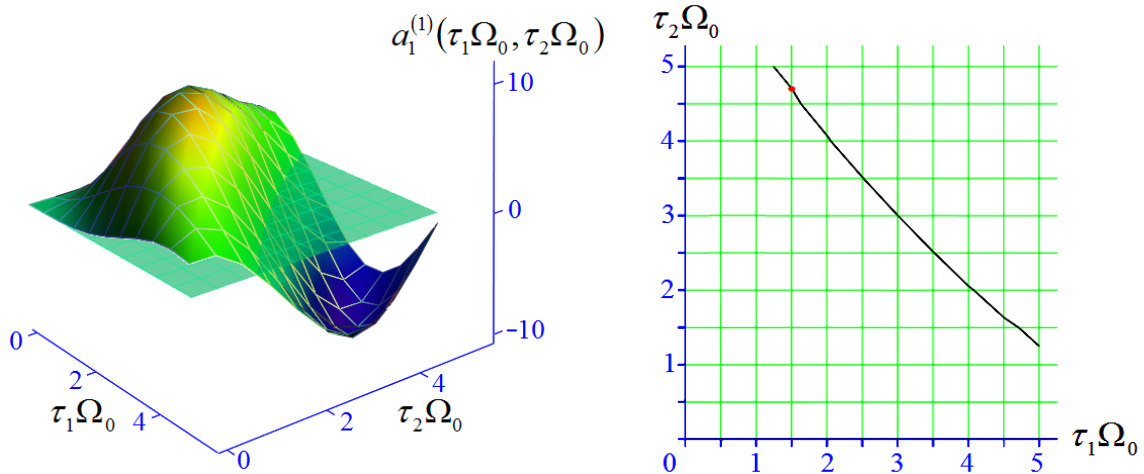


Рис. 4. Зависимость коэффициента $a_1^{(1)}$ от $\Omega_0 \tau_1$ и $\Omega_0 \tau_2$ ($\Omega_0 T = 20$, $\gamma/\Omega_0 = 0,1$) (а) и значения длительностей импульсов, когда $a_1^{(1)} = 0$ в случае $\Omega_0 T = 20$, $\gamma/\Omega_0 = 0,1$ (б)

Рис. 5. Спектроскопия Рамси с импульсами разной длительности: $\Omega_0 \tau_1 = \pi/2$, $\Omega_0 \tau_2 = 3\pi/2$, $\Omega_0 T = 20$, $\gamma = 0$ (пунктирная линия), $\Omega_0 \tau_1 = 1,5$, $\Omega_0 \tau_2 = 4,7$, $\Omega_0 T = 20$, $\gamma/\Omega_0 = 0,1$ (непрерывная линия); спектроскопия Рамси с композитным импульсом: $\Omega_0 \tau = 1$, $\Omega_0 \tau' = 1,8$, $\Omega_0 T = 20$, $\gamma/\Omega_0 = 0,1$ (штрихпунктирная линия)

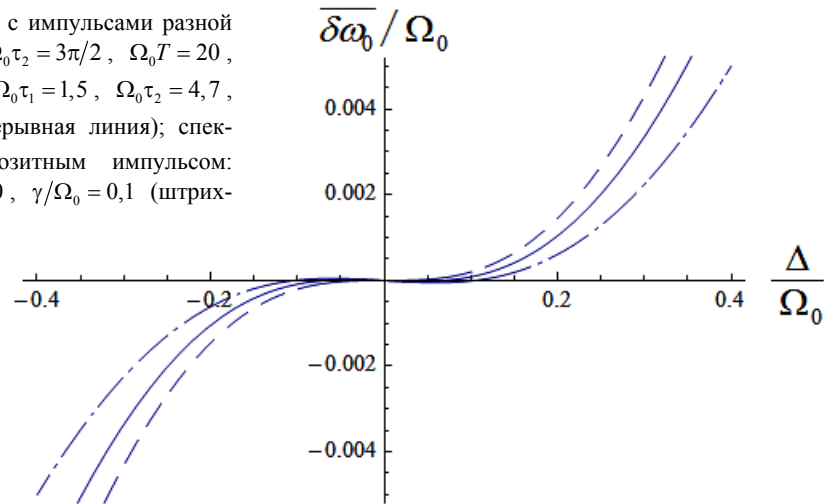
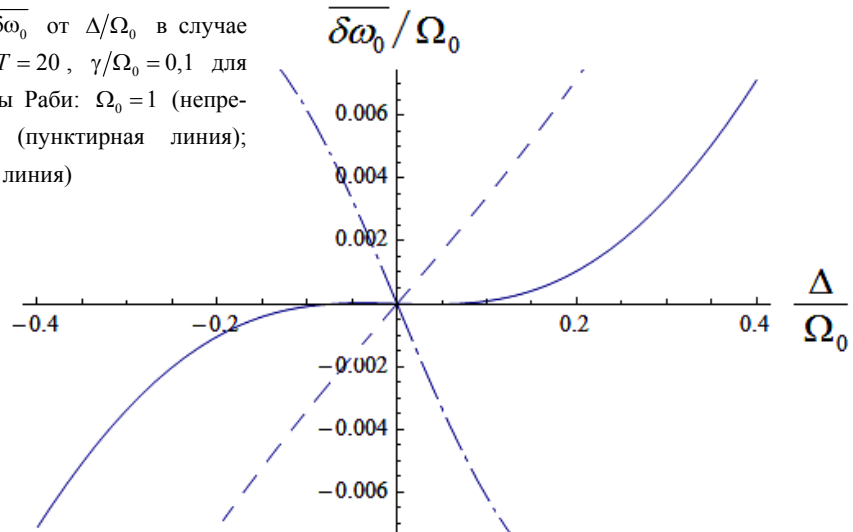


Рис. 6. Ряд зависимостей $\overline{\delta\omega_0}$ от Δ/Ω_0 в случае $\Omega_0 \tau_1 = 1,5$, $\Omega_0 \tau_2 = 4,7$, $\Omega_0 T = 20$, $\gamma/\Omega_0 = 0,1$ для различных значений частоты Раби: $\Omega_0 = 1$ (непрерывная линия); $\Omega_0 = 1,1$ (пунктирная линия); $\Omega_0 = 0,9$ (штрихпунктирная линия)



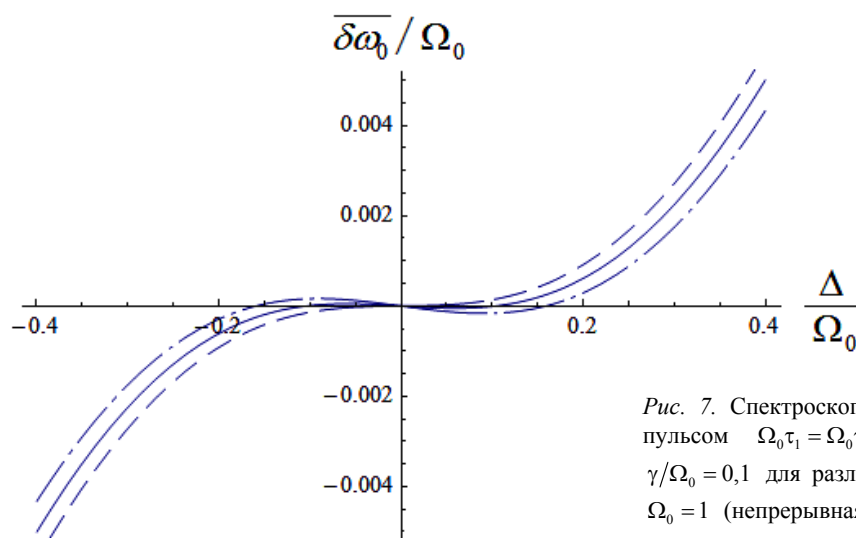


Рис. 7. Спектроскопия Рамси с композитным импульсом $\Omega_0\tau_1 = \Omega_0\tau_3 = 1$, $\Omega_0\tau_2 = 1,8$, $\Omega_0T = 20$, $\gamma/\Omega_0 = 0,1$ для различных значений частоты Раби: $\Omega_0 = 1$ (непрерывная линия); $\Omega_0 = 1,1$ (пунктирная линия); $\Omega_0 = 0,9$ (штрихпунктирная линия)

лазерного излучения не ухудшает эффективности подавления частотного сдвига при правильном выборе длительностей импульсов.

Схема Рамси с импульсами разной длительности и фазовым скачком во втором импульсе

В условиях реального эксперимента флуктуации частоты Раби – порядка 10 %. Поэтому исследуем чувствительность рассматриваемого метода подавления сдвига частоты резонанса к флуктуациям частоты Раби. Для выбранных выше значений $\Omega_0\tau_1$ и $\Omega_0\tau_2$ построим ряд зависимостей $\overline{\delta\omega_0}$ от Δ/Ω_0 , соответствующих различным значениям Ω_0 . При флуктуациях частоты Раби подавление сдвига частоты сигнала исчезает (рис. 6).

Для того чтобы избавиться от сильного влияния флуктуации частоты Раби, в работе [9] было предложено воспользоваться дополнительной степенью свободы в выборе фазы импульса (см. рис. 1, б).

В данном случае коэффициент $a_1^{(1)}$ является функцией трех аргументов:

$$a_1^{(1)} = a_1^{(1)}(\tau_1, \tau_2, \tau_3)$$

(см. рис. 1, б). Множество точек, отвечающих нулевому коэффициенту $a_1^{(1)}$, представляет собой поверхность. Из этого мно-

жества выберем точку (1; 1,8; 1), соответствующую максимальной амплитуде резонанса 0,4. Для найденных параметров импульсов построим зависимость сдвига вершины центрального резонанса от сдвига резонансной частоты атома. При сравнении данной зависимости с аналогичными зависимостями для спектроскопии Рамси с импульсами разной длительности видно, что мы достигаем большего подавления полевого сдвига (см. рис. 5).

Из (рис. 7) видно, что флуктуации частоты Раби не снижают эффективности подавления частотного сдвига.

Заключение

В настоящей работе был представлен теоретический анализ модифицированной схемы Рамси с учетом конечной ширины лазерного излучения γ . Установлено, что неидеальное монохроматическое лазерное излучение не ухудшает эффективности подавления частотного сдвига.

Для схемы Рамси с импульсами разной длительности и схемы с композитным импульсом были найдены оптимальные длительности импульсов, соответствующие минимальному сдвигу частоты и максимальной амплитуде центрального резонанса. Схема Рамси с композитным импульсом позволяет не только избавиться от чувствительности подавления сдвига резонанса к частоте Раби, но и добиться большего по-

давления сдвига резонансной частоты по сравнению со схемой с импульсами разной длительности.

В настоящий момент схема Рамси с композитным импульсом, описанная в данной работе, используется в экспериментах на оккупольном переходе иона иттербия (ПТВ, Германия). Получены первые экспериментальные подтверждения теоретических выводов.

Список литературы

1. Oates C. W., Bondu F., Fox R. W., Hollberg L. A Diode-Laser Optical Frequency Standard Based on Laser-Cooled Ca Atoms: Sub-kilohertz Spectroscopy by Optical Shelving Detection // Eur. Phys. J. D. 1999. Vol. 7. P. 449–460.
2. Stalnaker J. E., Le Coq Y., Fortier T. M., Diddams S. A., Oates C. W., Hollberg L. Measurement of Excited-State Transitions in Cold Calcium Atoms by Direct Femtosecond Frequency-Comb Spectroscopy // Phys. Rev. A. 2007. Vol. 75. P. 040502-1–040502-4.
3. Diddams S. A., Udem T., Bergquist J. C., Curtis E. A., Drullinger R. E., Hollberg L., Itano W. M., Lee W. D., Oates C. W., Vogel K. R., Wineland D. J. An Optical Clock Based on a Single Trapped $^{199}\text{Hg}^+$ Ion // Science. 2001. Vol. 293. P. 825–828.
4. Rosenband T., Hume D. B., Schmidt P. O., Chou, C. W., Brusch A., Lorini L., Oskay W. H., Drullinger R. E., Fortier T. M., Stalnaker J. E., Diddams S. A., Swann W. C., Newbury N. R., Itano W. M., Wineland D. J., Bergquist J. C. Frequency Ratio of Al^+ and Hg^+ Single-Ion Optical

Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place // Science. 2008. Vol. 319. P. 1808–1812.

5. Chou C. W., Hume D. B., Koelemeij J. C. J., Wineland D. J., Rosenband T. Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al^+ Optical Clocks // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 104. P. 070802-1–070802-4.

6. Katori H., Takamoto M., Palchikov V. G., Ovsiannikov V. D. Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 173005-1–173005-4.

7. Takamoto M., Hong F., Higashi R., Katori H. An Optical Lattice Clock // Nature Lett. 2005. Vol. 435. P. 321–324.

8. Huntemann N., Okhapkin M., Lipphardt B., Weyers S., Tamm Chr., Peik E. High-Accuracy Optical Clock Based on the Octupole Transition in $^{171}\text{Yb}^+$ // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 108. P. 090801-1–090801-5.

9. Yudin V. I., Taichenachev A. V. Hyper-Ramsey Spectroscopy of Optical Clock Transitions // Phys. Rev. A. 2010. Vol. 82. P. 011804-1–011804-4.

10. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы / Пер. с англ. Т. М. Ильиновой, М. С. Стрижевской; под ред. В. Л. Стрижевского. М.: Мир, 1978. 224 с.

11. Agarwal G. S. Quantum Statistical Theory of Optical-Resonance Phenomena in Fluctuating Laser Fields // Phys. Rev. A. 1978. Vol. 18. P. 1490–1506.

Материал поступил в редколлегию 28.05.2012

Приложение

$$\begin{aligned}
 a_1^{(1)} = & \frac{1}{16\Omega_0^3} \left[\exp\left(-\frac{T\gamma}{2}\right) \left(8\Omega_0 \left(2 + 2\cos((\tau_2 - \tau_1)\Omega_0) + T\Omega_0 \sin(\tau_2\Omega_0) + \cos(\tau_1\Omega_0) \right) \left(2\exp\left(\frac{T\gamma}{2}\right) - \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. - 2 - \left(\exp\left(\frac{T\gamma}{2}\right) \tau_2 + T + \tau_1 \right) \Omega_0 \sin(\tau_2\Omega_0) \right) + \Omega_0 (T - (\tau_2 + T)\cos(\tau_2\Omega_0)) \sin(\tau_1\Omega_0) + \cos(\tau_2\Omega_0) \cdot \right. \\
 & \left. \cdot \left(-2 - \exp\left(\frac{T\gamma}{2}\right) (4\cos(\tau_1\Omega_0) + \tau_1\Omega_0 \sin(\tau_1\Omega_0) - 2) \right) \right] + \gamma \left[2 \left(T - \tau_2 - \tau_1 + \exp\left(\frac{T\gamma}{2}\right) (\tau_2 + \tau_1) \right) \cdot \right. \\
 & \left. \cdot \Omega_0 \cos((\tau_2 - \tau_1)\Omega_0) + 2\Omega_0 \cos(\tau_2\Omega_0) \left(-2 \left(-1 + \exp\left(\frac{T\gamma}{2}\right) \right) (\tau_2 + 2\tau_1) + \exp\left(\frac{T\gamma}{2}\right) \tau_1 (\tau_2 + \tau_1) \Omega_0 \cdot \right. \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \cdot \sin(\tau_1 \Omega_0) - 4(2\tau_2 + \tau_1 \Omega_0 + \sin(\tau_2 \Omega_0) + \sin(\tau_1 \Omega_0) - \sin((\tau_2 + \tau_1) \Omega_0)) + 2 \exp\left(\frac{T\gamma}{2}\right) (2(\tau_2 + \tau_1) \cdot \\
& \cdot \Omega_0 \cos((\tau_2 + \tau_1) \Omega_0) + \Omega_0 \cos(\tau_1 \Omega_0) (-2(2\tau_2 + \tau_1) + \tau_2(\tau_2 + \tau_1) \Omega_0 \sin(\tau_2 \Omega_0)) + 2(\sin(\tau_2 \Omega_0) + \\
& + \sin(\tau_1 \Omega_0) + \sin((\tau_2 + \tau_1) \Omega_0)) + \Omega_0 (4(2\tau_2 + \tau_1) \cos(\tau_1 \Omega_0) - 2(\tau_2 + T + \tau_1) \cos((\tau_2 + \tau_1) \Omega_0) + \\
& + \Omega_0 (-2T(\tau_2 + 2\tau_1) \sin(\tau_2 \Omega_0) + (\tau_1^2 - \tau_2^2) \sin((\tau_2 - \tau_1) \Omega_0) - 2T(2\tau_2 + \tau_1) \sin(\tau_1 \Omega_0)) + \\
& + (\tau_2 + \tau_1)(\tau_2 + 2T + \tau_1) \Omega_0 \sin((\tau_2 + \tau_1) \Omega_0))) \Big].
\end{aligned}$$

K. S. Tabatchikova, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin

**SUPPRESSION OF THE FIELD SHIFT
OF RAMSEY RESONANCE ON FORBIDDEN TRANSITIONS OF ATOMS AND IONS**

We perform a theoretical analysis of the Ramsey scheme with pulses of different duration and with a phase step in the second pulse with account for the finite width of laser line. We define optimum features of pulses that correspond to maximum suppression of the field shift and maximum amplitude of resonance for both schemes. Ramsey scheme with a phase step in the second pulse provides effective suppression of the field shift and it is less sensitive to the Rabi frequency fluctuations in comparison with Ramsey scheme with pulses of different duration. First experiments on ytterbium single-ion optical clock (Germany, PTB) confirm theoretical predictions.

Keywords: optical frequency standards, cold atoms and ions, field shift, Ramsey resonance.