

## ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ

**Обобщенная гиперрэмсиевская спектроскопия в оптически плотной среде двухуровневых атомов\***

К.А.Баранцев, Т.Зенон-Виллетт, А.Н.Литвинов

*Исследованы особенности резонанса Рэмси и его чувствительность к световому сдвигу в оптически плотной среде холодных атомов. Сравняются различные протоколы воздействия составных импульсов для спектроскопии часовых переходов, такие как гиперрэмсиевская, модифицированная и обобщенная гиперрэмсиевская схемы. Сигналы ошибок существенно меняются за счет процессов поглощения и дисперсии в атомарной среде. Зависимость положения центральной полосы резонанса от остаточного нескомпенсированного светового сдвига атомного перехода исследована с учетом ослабления интенсивности излучения в среде. Показано, что использование комбинации обобщенных гиперрэмсиевских сигналов ошибки позволяет подавить чувствительность к световому сдвигу при любой длине среды.*

*Ключевые слова:* резонанс Рэмси, световой сдвиг, холодные атомы, оптически плотная среда, гиперрэмсиевская схема.

**1. Введение**

Использование импульсного излучения для опроса атомов позволяет уменьшить ширину линии атомного резонанса по сравнению с использованием непрерывного излучения. Такой метод был предложен Н.Ф.Рэмси (N.F.Ramsey) в 1949 г. [1]. Суть его состоит в использовании двух импульсов, разделенных временем свободной эволюции, в результате чего получаются узкие полосы когерентной интерференции с гораздо меньшей чувствительностью к излучению, вызывающему частотные сдвиги, по сравнению с методом Раби опроса непрерывным излучением. Спектроскопия резонанса Рэмси в настоящее время широко применяется в технике атомных стандартов частоты [2, 3].

Спектроскопия резонанса Рэмси получила новый импульс развития в 2010 г., когда был предложен так называемый гиперрэмсиевский метод [4]. Его сущность состоит в использовании последовательности разделенных во времени импульсов, которые могут иметь разные длительности, частоты и фазы. Оказалось, что при такой системе опроса зависимость остаточного сдвига частоты центральной гиперрэмсиевской полосы от светового сдвига напоминает по форме антисимметричную кубическую параболу. Это значит, что существует область вблизи резонанса, где ее положение очень слабо зависит от светового сдвига. Использование оригинальной гиперрэмсиевской схемы опроса в оптических стандартах частоты на основе

ультраузких переходов показало себя как очень успешный и универсальный метод, о чем свидетельствуют недавний эксперимент с часами на одиночных ионах  $^{171}\text{Yb}^+$  с атомным электрическим октупольным (Е3) переходом [5] и расширенные теоретические исследования других схем опроса с применением составных импульсов, связанных с гиперрэмсиевской спектроскопией (ГРС) [6–9].

Наличие поглощения в протяженной среде приводит к тому, что форма линии поглощения изменяется по сравнению со случаем оптически тонкой среды. Несмотря на то что при исследовании холодных атомов эффекты плотной среды проявляются слабо, существует ряд ситуаций, когда они могут возникать. Так, например, можно ожидать проявления эффектов оптически плотной среды при построении атомных часов на основе ансамблей излучателей, таких как трехмерные оптические решетки, матрицы атомов Sr [10], в кулоновских кристаллах на ионах  $^{115}\text{In}^+$  и  $^{40}\text{Ca}^+$  [11, 12]. В ансамблях используются около тысячи атомов, которые могут создавать значительную оптическую плотность. Увеличение числа атомов (или ионов) в атомных часах перспективно с точки зрения подавления дробового шума.

В работе [13] исследовались свойства резонанса Рэмси и его чувствительность к световому сдвигу частоты атомного перехода для гиперрэмсиевской схемы опроса в оптически плотной среде холодных атомов. Настоящая работа является продолжением работы [13] и направлена на анализ чувствительности атомного резонанса к световому сдвигу при использовании различных протоколов на основе обобщенной ГРС [14, 15]. Таким образом, решаемая проблема является весьма актуальной с фундаментальной точки зрения, поскольку способствует пониманию физики процессов, сопровождающих взаимодействие атома с последовательностями импульсов различных типов. Понимание новых особенностей, вызванных присутствием поглощения излучения в среде с использованием протоколов ГРС в качестве примера, может помочь в анализе и интерпретации сигналов ошибок в более сложных схемах опроса, таких как, например, автобалансная рэмсиевская схема на основе эффекта когерентного пленения населен-

\* Перевод с англ. В.Л.Дербова

К.А.Баранцев, А.Н.Литвинов. Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Россия, 195251 С.-Петербург, ул. Политехническая, 29;  
e-mail: kostmann@yandex.ru, andrey.litvinov@mail.ru  
Т.Занон-Виллетт. Sorbonne Université, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, LERMA, F-75005, Paris, France;  
e-mail: thomas.zanon@sorbonne-universite.fr

Поступила в редакцию 24 декабря 2019 г., после доработки – 29 апреля 2020 г.

ностей, применяемая в ячейках с атомными парами [16, 17].

## 2. Анализ сигнала ошибки атомных часов в оптически плотном атомном ансамбле

Физическая часть атомных часов состоит из атомов, зондируемых излучением лазера накачки. В рэмсиевской схеме опроса лазерные импульсы поворачивают вектор Блоха атомов на некоторый угол, после чего измеряется атомная флуоресценция. Сигнал флуоресценции пропорционален населенности возбужденного уровня после воздействия импульсов. Обычно в экспериментах, например для нейтральных атомов Yb, время жизни  $\gamma^{-1}$  возбужденного состояния атома намного больше длительности последовательности импульсов  $T_m$ , поэтому мы можем положить  $\gamma^{-1} \gg T_m$  и пренебречь скоростью спонтанного затухания  $\gamma$  в уравнениях для матрицы плотности на протяжении последовательности импульсов.

Схема взаимодействия излучения с двухуровневым атомом приведена на рис.1,а. Лазер имеет несущую частоту  $\nu$ , близкую к резонансу с частотой атомного перехода  $\omega_a$ . В этом случае расстройка частоты  $\delta = \nu - \omega_a$  удовлетворяет неравенству  $\delta \ll \omega_a$ . Идентичные атомы образуют ансамбль (облако) длиной  $L$  (рис.1,б) в направлении распространения излучения, так что ансамбль является оптически плотным ( $n_a \lambda^2 L > 1$ , где  $n_a$  – плотность числа атомов,  $\lambda$  – длина волны атомного перехода). В то же время ансамбль является достаточно разреженным, так что длина волны падающего света меньше среднего расстояния между атомами ( $n_a \lambda^3 < 1$ ). Это позволяет пренебречь эффектами многократного рассеяния [18–21]. Математическое описание взаимодействия лазерного поля с оптически плотным атомным ансамблем приведено в работе [13].

Существует возможность понижения чувствительности сдвига атомного резонанса, зависящего от светового сдвига реперного перехода, при детектировании сигнала ошибки [6, 14, 15]. Сигнал ошибки генерируется при двойном опросе атомов последовательностью импульсов с шагом по фазе. После каждого опроса импульсом с различной фазой регистрируется сигнал флуоресценции, и эти сигналы вычитаются. Благодаря симметрии схемы, при каждом из двух опросов получают равные по величине и противоположные по знаку сдвиги реперного резонанса. В процессе формирования сигнала ошибки некоторые из них полностью гасят друг друга при вычитании, что делает сигнал ошибки существенно менее чувствительным к изменениям лазерного поля.

Существуют несколько протоколов генерации сигнала ошибки с шагом по фазе [14]. Для формального обозначения разделим последовательность лазерных импульсов на четыре части. Обозначим через  $\theta_i$  площадь  $i$ -го импульса

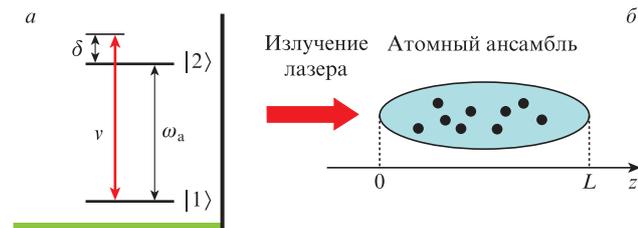


Рис.1. Взаимодействие электромагнитного поля на частоте  $\nu$  с атомным переходом на частоте  $\omega_a$  (а) и ансамбль атомов, обладающий оптической плотностью вдоль оси  $z$  (б).

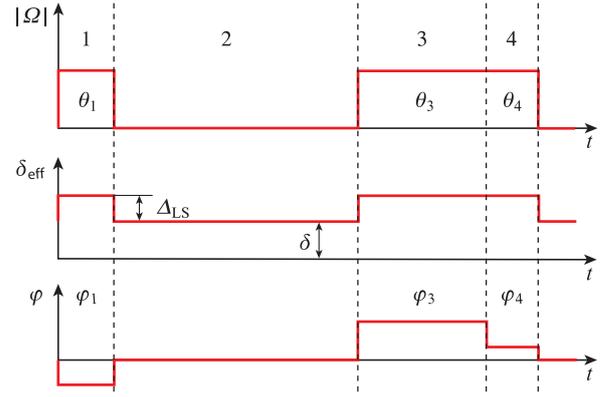


Рис.2. Последовательность импульсов с произвольными площадями  $\theta_i$  и начальными фазами  $\varphi_i$  на входе в среду и соответствующая им расстройка частот;  $\Delta_{LS}$  – световой сдвиг частоты атомного перехода.

в градусах, а через  $\varphi_i$  – начальную фазу  $i$ -го импульса в радианах (рис.2). Сигнал флуоресценции пропорционален населенности возбужденного состояния, следовательно, для его численного выражения можно использовать значение  $P(\varphi_1, \varphi_3, \varphi_4) = \rho_{22}|_{ALP}$  (от after the last pulse). Здесь  $\rho_{22}|_{ALP}$  – населенность возбужденного уровня после взаимодействия атомов с показанными на рис.2 последовательными импульсами с начальными фазами  $\varphi_1, \varphi_3$  и  $\varphi_4$ . Начальная фаза  $\varphi_2$  во второй области, где поле отсутствует, равна нулю. Таким образом, сигнал ошибки

$$\Delta E = P(\varphi_1, \varphi_3, \varphi_4) - P(\varphi'_1, \varphi'_3, \varphi'_4), \quad (1)$$

где  $\varphi'_i$  – начальные фазы импульсов при вторичном опросе атомов. Время между опросами предполагается достаточно большим, чтобы все атомы успели перейти в основное состояние.

Обычно последовательность сдвоенных импульсов обозначается как

$$\theta_{1(\varphi_1, \varphi'_1)} - \delta T - \theta_{3(\varphi_3, \varphi'_3)} \theta_{4(\varphi_4, \varphi'_4)}, \quad (2)$$

где  $\delta T$  – символическое обозначение времени свободной эволюции. Различные протоколы приведены в табл.1 из работы [14]. Последние три протокола позволяют полностью подавить чувствительность положения резонанса к световому сдвигу атомного перехода в оптически тонкой среде.

Табл.1. Протоколы двойного опроса с помощью составных импульсов со ступенчатой фазой [14].

Протокол	Составные импульсы
Гиперрэмсиевский ( $\pi$ )	$90_{(\pi/2, -\pi/2)} - \delta T - 180_{(\pi, \pi)} 90_{(0, 0)}$
Модифицированный гиперрэмсиевский	$90_{(\pi/2, 0)} - \delta T - 180_{(\pi, \pi)} 90_{(0, -\pi/2)}$
Обобщенный гиперрэмсиевский ( $\pi/4$ )	$90_{(0, 0)} - \delta T - 180_{(\pi/4, -\pi/4)} 90_{(0, 0)}$
Обобщенный гиперрэмсиевский ( $3\pi/4$ )	$90_{(0, 0)} - \delta T - 180_{(3\pi/4, -3\pi/4)} 90_{(0, 0)}$

Наличие поглощения в среде приводит к значительному искажению формы импульса. Кроме того, для первой последовательности импульсов с фазами  $\varphi_i$  и второй – с

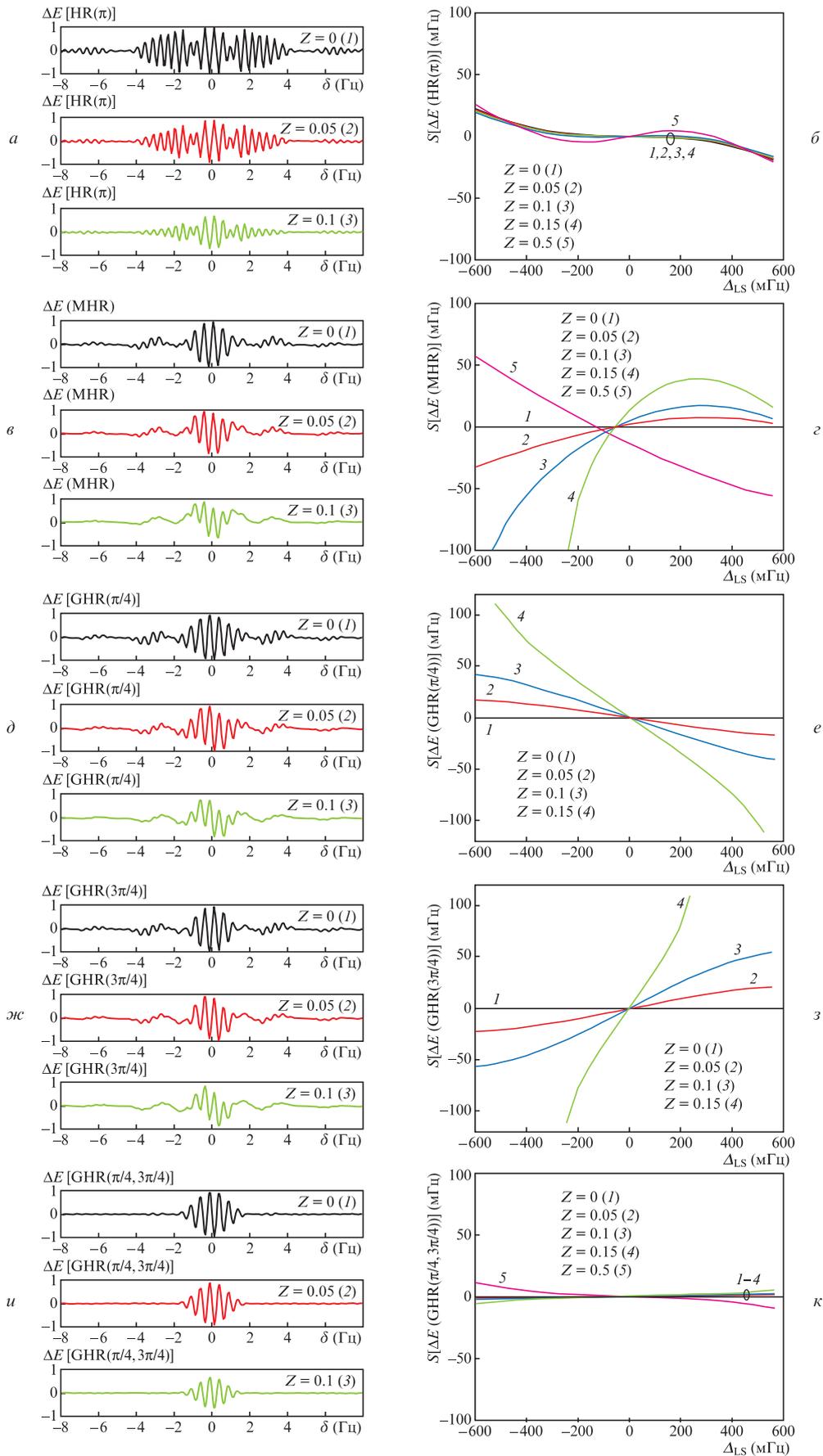


Рис.3. Сигнал ошибки  $\Delta E$  и его изменение с ростом продольной координаты  $Z$  для различных схем (а, в, д, з, и), а также изменение зависимости положения  $S$  нулевой точки сигнала ошибок от светового сдвига  $\Delta_{LS}$  атомного перехода с ростом продольной безразмерной координаты  $Z$  (б, з, е, з, к). Длительности импульсов на входе в среду:  $\tau_1 = \tau_3 = \tau$ ,  $\tau_2 = 2\tau$ ,  $T = 9\tau$ , амплитуды импульсов  $\Omega_0 = (\pi/2)\tau^{-1}$ ,  $\tau = 0.2$  с.

фазами  $\varphi'_i$  это искажение происходит по-разному, что приводит к существенно асимметричным сдвигам, не компенсирующим друг друга при формировании сигнала ошибки. Таким образом, протоколы, которые полностью подавляют световой сдвиг в оптически тонкой среде, требуют модификации в оптически плотной среде. Рассмотрим далее каждый из них в отдельности.

В работе [13] из уравнения распространения поля (7) видно, что поглощение поля определяется коэффициентом  $q = 4\pi n_a |d_{12}|^2 k / \hbar$  в правой части данного уравнения ( $d_{12}$  – матричный элемент перехода,  $k$  – волновое число). Здесь и далее мы вводим безразмерную длину – координату  $Z = qz/\Omega_0$ , где  $\Omega_0$  – амплитуда импульса на входе в среду. Использование этой длины делает вычисления универсальными для произвольного набора указанных параметров.

*Гиперрэмсиевская схема (HR( $\pi$ )).* Рассмотрим зависимость сигнала ошибки от расстройки лазерного поля для гиперрэмсиевской последовательности импульсов  $90_{(\pi/2, -\pi/2)} - \delta T - 180_{(\pi, \pi)} 90_{(0, 0)}$ . Сигнал ошибки

$$\Delta E_{HR} = P(\pi/2, \pi, 0) - P(-\pi/2, \pi, 0). \quad (3)$$

На рис.3,а показано несколько зависимостей сигнала ошибки в различных сечениях вдоль атомного облака. Когда  $Z = 0$ , сигнал в области нулевого смещения можно аппроксимировать прямой линией с положительным наклоном (кривая 1). Эволюция сигнала ошибки с изменением координаты  $Z$  показана кривыми 2 и 3.

На рис.3,б показана зависимость положения  $S$  нулевой точки сигнала ошибки от светового сдвига  $\Delta_{LS}$  атомного перехода. На входе в среду ( $Z = 0$ ) зависимость имеет горизонтальное плато (кривая 1), но с увеличением  $Z$  плато поворачивается (как и для сигнала флуоресценции).

*Модифицированная гиперрэмсиевская схема (MHR).* В работе [8] предложены модификации схемы гиперрэмсиевского опроса, позволяющие полностью подавить чувствительность положения нулевой точки сигнала ошибки к световому сдвигу в оптически тонкой среде. Такие схемы описываются формулой  $90_{(\pi/2, 0)} - \delta T - 180_{(\pi, \pi)} 90_{(0, -\pi/2)}$ . В этом случае сигнал ошибки

$$\Delta E_{MHR} = P(\pi/2, \pi, 0) - P(0, \pi, -\pi/2). \quad (4)$$

На рис.3,в,г показано изменение сигнала ошибки и чувствительность к световому сдвигу атомного перехода при изменении координаты  $Z$  в схеме MHR. На входе в среду чувствительность к световому сдвигу полностью отсутствует (рис.3,г, кривая 1). Однако с ростом координаты  $Z$  эта линия поворачивается, причем гораздо сильнее, чем в схеме HR.

*Обобщенная гиперрэмсиевская схема (GHR).* Для схемы GHR двойного опроса атомов с произвольной фазой сигнал ошибки

$$\Delta E_{GHR(\varphi_3)} = P(0, \varphi_3, 0) - P(0, -\varphi_3, 0). \quad (5)$$

Задавая различные значения фазы  $\varphi_3$ , можно получать различные варианты схемы опроса. На рис.3,д–з показаны сигналы ошибки и зависимости положения нуля от

светового сдвига для случаев GHR( $\pi/4$ ) и GHR( $3\pi/4$ ). Видно, что на рис.3,е, з горизонтальные прямые линии для  $Z = 0$  начинают поворачиваться в противоположных направлениях с ростом координаты  $Z$ . Величина угла поворота сравнима с таковой в схеме MHR.

Противоположные направления поворота плато в указанных двух схемах обладают некоторой симметрией и позволяют построить дополнительный сигнал ошибки, в котором эти эффекты гасят друг друга:

$$\Delta E_{GHR(\pi/4, 3\pi/4)} = \frac{1}{2}(\Delta E_{GHR(\pi/4)} - \Delta E_{GHR(3\pi/4)}). \quad (6)$$

Атомы в схеме GHR( $\pi/4, 3\pi/4$ ) необходимо опрашивать последовательно импульсов четыре раза. Как показано в работе [15], существуют несколько вариантов таких гибридных схем опроса с использованием четырех или восьми измерений населенностей атомных уровней. Они состоят из различных комбинаций прямых и зеркальных протоколов GHR( $\pi/4$ ) и GHR( $3\pi/4$ ) с различными начальными условиями для атомной системы (атомы приготавливаются в основном или возбужденном состоянии). В настоящей работе использованы только прямые (не зеркальные) протоколы с инициализацией атомов в основном состоянии. Сам сигнал и зависимость нулевой точки от светового сдвига для этой гибридной схемы показаны на рис.3,и, к. Видно, что протокол значительно устойчивее к сдвигам в оптически плотной среде. Более того, в отличие от метода, описанного в работе [13] и позволяющего подавить чувствительность к световому сдвигу в некоторой точке среды, этот метод дает возможность подавить указанную чувствительность во всей среде.

В табл.2 приведены углы поворота горизонтальной части зависимости положения нулевой точки сигнала ошибки от светового сдвига атомного перехода при продольной координате  $Z = 0.15$  для всех рассмотренных протоколов. Наименьший поворот имеет гибридная схема GHR( $\pi/4, 3\pi/4$ ), сравнимый результат дает схема HR( $\pi$ ). К достоинствам схемы GHR( $\pi/4, 3\pi/4$ ) относится то, что ширина плоской области у нее больше, чем у схемы HR( $\pi$ ). Однако схема GHR( $\pi/4, 3\pi/4$ ) – четырехпроходная, что удлиняет время опроса атомов по сравнению с однопроходной схемой HR( $\pi$ ).

Табл.2. Углы поворота плато для различных протоколов при продольной координате  $Z = 0.15$ .

Протокол	Угол поворота плато (град)
HR ( $\pi$ )	0.36
MHR	14.35
GHR ( $\pi/4$ )	-9.81
GHR ( $3\pi/4$ )	19.79
GHR ( $\pi/4, 3\pi/4$ )	0.30

Остальные рассмотренные схемы опроса (MHR, GHR( $\pi/4$ ), GHR( $3\pi/4$ )) характеризуются намного большим (на два порядка величины) углом поворота горизонтального участка зависимости положения нулевой точки сигнала ошибки от светового сдвига. Это делает указанные схемы неустойчивыми в случае оптически плотной среды, хотя в оптически тонкой среде они позволяют полностью подавить указанную зависимость от светового сдвига.

### 3. Заключение

В настоящей теоретической работе мы впервые исследовали гиперрэмсиевские схемы опроса «двухуровневых» атомов в условиях конечной оптической толщины и в присутствии коллективных эффектов в разреженной среде. Обнаружено, что чувствительность резонансов к остаточному нескомпенсированному световому сдвигу атомного перехода может увеличиваться из-за поглощения в атомной среде.

Проанализированы протоколы опроса атомов с различными последовательностями составных импульсов. Для этого были исследованы сигналы ошибок для гиперрэмсиевских, модифицированных и обобщенных гиперрэмсиевских протоколов. Хотя все эти методы позволяют полностью компенсировать чувствительность к световому сдвигу в оптически тонкой среде, наличие в ней даже небольшого поглощения приводит к сильной зависимости резонанса от светового сдвига, которая выражается в повороте горизонтальной области на кривой зависимости сдвига резонанса от светового сдвига атомного перехода. Однако использование гибридной комбинации обобщенной гиперрэмсиевской схемы (GHR) с четырехкратным опросом атомов позволяет компенсировать этот дополнительный поворот. Таким образом, на основе исследования фундаментальных уравнений Максвелла–Блоха найден метод подавления чувствительности атомного резонанса к световому сдвигу в любом месте плотной среды.

Авторы выражают благодарность Д.В.Бражникову и А.С.Курапцеву за полезные дискуссии и предложения.

Работа поддержана РФФИ (грант № 18-32-20022 мол\_а\_вед).

1. Ramsey N. *Phys. Rev.*, **78**, 695 (1950).

2. Essen L., Parry J.V.L. *Nature*, **176**, 280 (1955).
3. Vanier J., Audoin C. *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards* (Bristol: IOP, 1989).
4. Yudin V.I., Taichenachev A.V., Oates C.W., Barber Z.W., Lemke N.D., Ludlow A.D., Sterr U., Lisdat Ch., Riehle F. *Phys. Rev. A*, **82**, 011804 (2010).
5. Huntemann N., Lipphardt B., Okhapkin M., Tamm C., Peik E., Taichenachev A.V., Yudin V.I. *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 213002 (2012).
6. Zanon-Willette T., Yudin V.I., Taichenachev A.V. *Phys. Rev. A*, **92**, 023416 (2015).
7. Yudin V.I., Taichenachev A.V., Basalaeв M.Yu., Zanon-Willette T. *Phys. Rev. A*, **94**, 052505 (2016).
8. Hobson R., Bowden W., King S.A., Baird P.E.G., Hill I.R., Gill P. *Phys. Rev. A*, **93**, 010501 (2016).
9. Beloy K. *Phys. Rev. A*, **97**, 031406 (2018).
10. Norcia M.A., Young A.W., Eckner W.J., Oelker E., Ye J., Kaufman A.M. arXiv:1904.10934v3 [physics.atom-ph] (2019).
11. Herschbach N., Pyka K., Keller J., Mehlstäubler T.E. *Appl. Phys. B*, **107**, 891 (2012).
12. Aharon N., Spethmann N., Leroux I.D., et al. *New J. Phys.*, **21**, 083040 (2019).
13. Баранцев К.А., Литвинов А.Н. *Квантовая электроника*, **49** (9), 863 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (9), 863 (2019)].
14. Zanon-Willette T., Lefevre R., Metzдорff R., et al. *Rep. Progr. Phys.*, **81**, 094401 (2018).
15. Zanon-Willette T., Lefevre R., Taichenachev A.V., Yudin V.I. *Phys. Rev. A*, **96**, 023408 (2017).
16. Yudin V.I., Taichenachev A.V., Basalaeв M.Yu., et al. *Phys. Rev. Appl.*, **9**, 054034 (2018).
17. Hafiz M.A., Coget G., Petersen M., Calosso C.E., Guerandel S., de Clercq E., Boudot R. *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 244102 (2018).
18. Фофанов Я.А. Курапцев А.С., Соколов И.М. *Оптика и спектроскопия*, **112**, 444 (2012) [*Opt. Spectrosc.*, **112**, 401 (2012)].
19. Kuraptsev A.S., Sokolov I.M. *Phys. Rev. A*, **91**, 053822 (2015).
20. Соколов И.М. *Письма в ЖЭТФ*, **106**, 317 (2017) [*JETP Lett.*, **106**, 341 (2017)].
21. Kupriyanov D.V., Sokolov I.M., Havey M.D. *Phys. Rep.*, **671**, 1 (2017).