

МОДУЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАНСНОЙ ЛИНИИ АТОМОВ Cs В ЯЧЕЙКАХ С АНТИРЕЛАКСАЦИОННЫМ ПОКРЫТИЕМ

Д. И. Севостьянов¹, В. П. Яковлев¹, А. Н. Козлов^{2,3}, В. В. Васильев⁴,
С. А. Зибров⁴, В. Л. Величанский^{1,3,4,5}

Исследованы модуляционные характеристики поглощения на резонансной D_1 линии атомов цезия в ячейке с антирелаксационным покрытием. Экспериментально показано, что минимум отклика на гармоническую модуляцию в определенной полосе частот совпадает с вершиной максвелловского распределения по скоростям, несмотря на искажение контура линии, наблюдаемое при линейном сканировании частоты [1]. Дано теоретическое объяснение эффекта.

Ключевые слова: спектроскопия, модуляция, нелинейность.

Введение. Нелинейные эффекты в поглощении на резонансных атомных линиях могут возникать не только за счет перекачки атомов в возбужденное состояние, но и за счет оптической накачки в долгоживущее непоглощающее состояние. Эти эффекты особенно хорошо изучены для атомов щелочных металлов и широко используются в стандартах частоты и магнитометрах. Степень нелинейности определяется уровнем накачки и временем релаксации. Последнее (то есть время релаксации) удастся значительно увеличить двумя способами: добавлением буферного газа или с помощью антирелаксационного покрытия. При этом спектральные характеристики оптической резонансной линии для этих двух случаев различаются.

¹ НИЯУ МИФИ, 115409 Россия, Москва, Каширское шоссе, 31;
e-mail: dmitry.sevost.mephi@gmail.com.

² ИЗМИРАН, 142190 Россия, Троицк, Москва.

³ ООО “Энергоцентр”, 115054 Россия, Москва, ул. Зацепа, 35.

⁴ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

⁵ Российский Квантовый Центр, БЦ “Урал”, 143025 Россия, Московская область, деревня Сколково, ул. Новая, 100А.

Буферный газ приводит к увеличению однородной ширины, которая, как правило, в названных применениях превышает естественную, а в некоторых случаях даже доплеровскую ширину линии. Перераспределение результата оптической накачки в пространстве скоростей происходит уже в области взаимодействия с лазерным излучением за счет упругих столкновений с атомами буферного газа. Это исключает возможность наблюдения внутридоплеровских резонансов в названной области столкновительного уширения.

Для второго часто применяемого в магнитометрах метода, в котором на стенки ячейки наносится антирелаксационное покрытие, оптическая накачка в луче лазера происходит селективно по продольной скорости атомов, и ее воздействие распространяется на весь ансамбль после столкновений со стенками. Этот эффект, как показано в работе [1], приводит, с одной стороны, к искажению контура линии при сканировании частоты, с другой, не препятствует регистрации высококонтрастных внутридоплеровских резонансов. В данной работе продолжено исследование динамики спектральных характеристик для ячеек с антирелаксационным покрытием для случая гармонической модуляции частоты лазера.

В настоящее время активно ведутся работы по созданию квантовых магнитометров с лазерной накачкой [2–4]. Одним из ключевых достоинств таких магнитометров благодаря применению диодных лазеров, является меньшее, чем у магнитометров с ламповой накачкой, энергопотребление. Для работы магнитометра с лазерной накачкой необходимо, чтобы частота лазера была настроена на нужный сверхтонкий переход и удерживалась на нем при внешних воздействиях. При стабилизации лазера по линии атомного перехода применяют метод экстремального регулирования [5, 6]. В этом методе вносится модуляция частоты лазера. Частота модуляции выбирается, исходя из спектра флуктуаций, которые необходимо подавить. Для самогенерирующего магнитометра, предназначенного для измерения вариаций земного поля, частота модуляции не должна попадать в диапазон ларморовских частот 70–700 кГц, соответствующих земным полям. Частоту модуляции частоты лазера выбирают в пределах нескольких кГц. Модулируется обычно ток лазера, при этом помимо частотной модуляции присутствует и амплитудная. В случае лазеров с внешним резонатором [7] модулироваться может длина пассивной части резонатора, что позволяет снизить степень амплитудной модуляции.

В квантовых магнитометрах для повышения чувствительности и более устойчивой работы в неоднородных магнитных полях применяют ячейки с антирелаксационным

покрытием [3, 4]. При этом в случае портативных магнитометров, в которых нежелательно использование второй ячейки, лазер необходимо стабилизировать по ячейке датчика (с покрытием). В работе [1] было показано, что при сканировании частоты в ячейках с покрытием наблюдается искажение формы линии и смещение минимума пропускания. В данной работе исследуются модуляционные характеристики в ячейках с антирелаксационным покрытием.

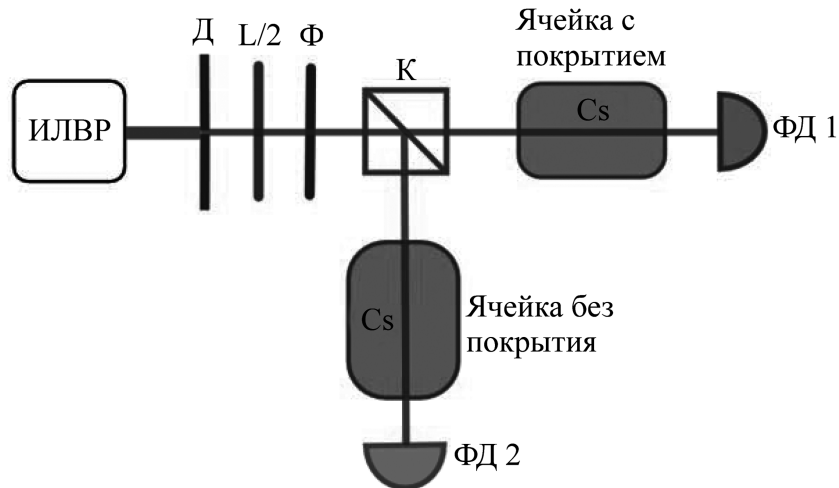


Рис. 1: Схема экспериментальной установки, ИЛВР – инжекционный лазер с внешним резонатором, Д – диафрагма, L/2 – полуволновая пластинка, Ф – фильтр, К – поляризационный кубик, ФД1, ФД2 – фотоприемники.

Эксперимент. Использовался лазер с внешним резонатором, настроенный на D_1 линию цезия. На рис. 1 изображена схема экспериментальной установки.

Излучение лазера, прошедшее через диафрагму, полуволновую пластинку и аттенюатор, делилось на поляризационном кубике. Часть излучения направлялась в ячейку с покрытием длиной 70 мм и диаметром 41 мм, другая – в контрольную ячейку без покрытия длиной 59 мм и диаметром 40 мм. Далее излучение в обоих каналах регистрировалось фотоприемниками. Диаметр лазерного пучка после диафрагмы был равен 1 мм, мощность излучения на входе в ячейки составляла 90 мкВт. При подаче пилообразного сигнала на пьезокерамику, которая обеспечивает перемещение дифракционной решетки внешнего резонатора лазера, происходило линейное сканирование частоты лазерного излучения. Это позволяло регистрировать спектры пропускания в обеих ячейках. Форма линии для сверхтонкого перехода $6S_{1/2}, F_g = 3 \rightarrow 6P_{1/2}, F_e = 4$ приведена на рис. 2(а).

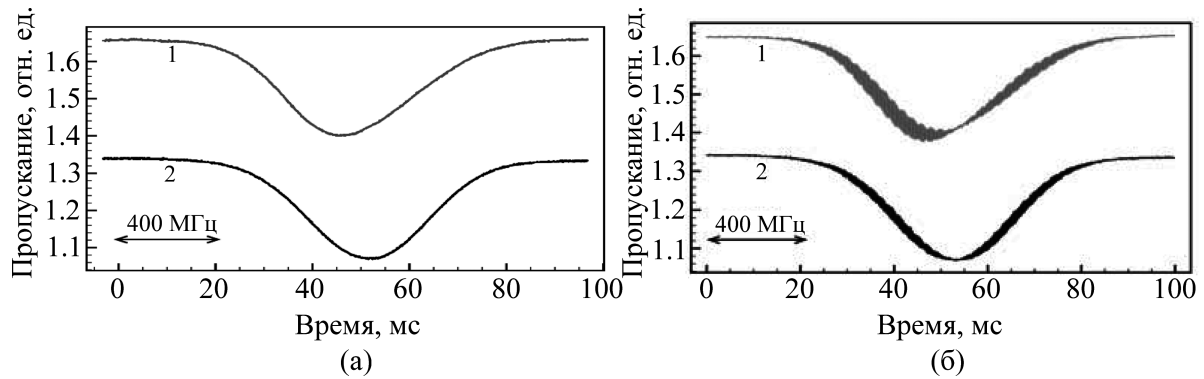


Рис. 2: Спектры пропускания на переходе $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ в ячейках с покрытием (кривые 1) и без покрытия (кривые 2): (а) при линейном сканировании частоты, (б) при линейном сканировании с дополнительной модуляцией частоты. Сдвиг спектров по вертикали введен для удобства.

На линейное по времени изменение частоты со скоростью $s/2\pi \approx 20$ МГц/мс накладывалась модуляция на частоте $\omega_m/2\pi \approx 3$ кГц с девиацией $\Delta_0/2\pi \approx 40$ МГц. На рис. 2(б) приведены формы сигналов, полученных в ячейках для перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ при модуляции частоты.

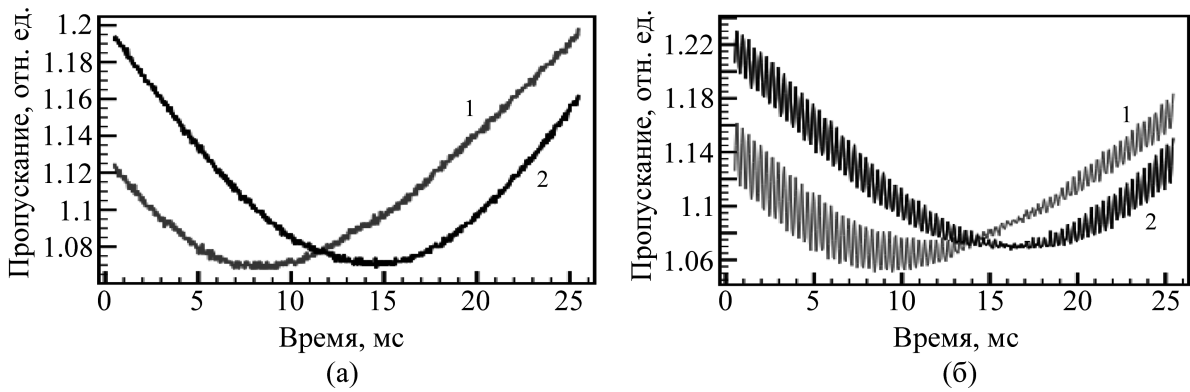


Рис. 3: Часть спектра вблизи минимума пропускания на переходе $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ в ячейках с покрытием (кривые 1) и без покрытия (кривые 2): (а) при линейном сканировании частоты, (б) при линейном сканировании с дополнительной модуляцией частоты.

Для наглядности на рис. 3(а), (б) дополнительно показаны те участки представленных на рис. 2 спектров, которые находятся вблизи минимумов пропускания. Отметим некоторые сравнительные характеристики этих кривых. Прежде всего, видно, что ми-

нимум пропускания в ячейке с покрытием наблюдается, как и было показано в [1], раньше, чем в ячейке без покрытия, в которой минимуму пропускания соответствует вершина доплеровского контура. В данном эксперименте опережение по времени составляло ~ 7 мс, что при скорости сканирования ~ 20 МГц/мс соответствует разности частот ~ 140 МГц. Другими словами, минимум пропускания в ячейке с покрытием заметно отстоит от вершины доплеровского контура. Далее, в ячейке без покрытия точка смены фазы расположена как раз в минимуме пропускания, то есть на вершине доплеровского контура. В ячейке с покрытием точка смены фазы регистрируется на той же частоте, что и в ячейке без покрытия, а в минимуме пропускания амплитуда модуляции велика и сравнима с амплитудой модуляции на склоне контура. Указанные модуляционные характеристики спектра пропускания наблюдались для частот модуляции от 1 до 3 кГц при скоростях сканирования (1–50) МГц/мс.

Подобные эффекты наблюдаются и для D_2 линии. Поскольку, однако, форма этой линии определяется суммарным вкладом некоторой комбинации циклического и открытых переходов, картина оказывается более сложной. Модуляционные характеристики, равно как и преобразование шумов, в ячейках с покрытием на D_2 линии являются предметом исследования, результаты которого будут приведены в следующей работе.

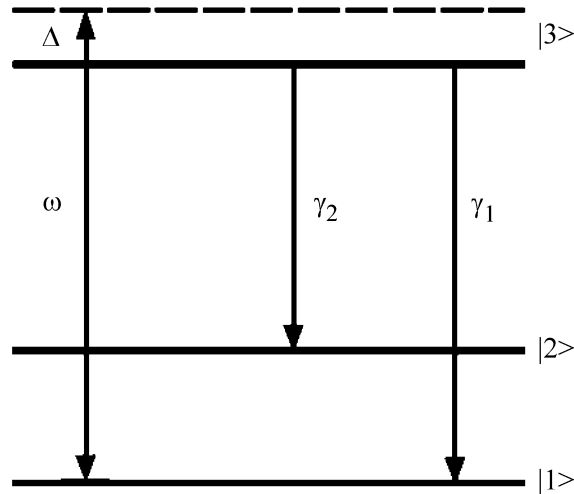


Рис. 4: Схема уровней и переходов теоретической модели.

Теория. Используем, как и в работе [1], трехуровневую схему атомных переходов, изображенную на рис. 4.

Квазимонохроматическая бегущая вдоль оси z волна с частотой $\omega = \omega_{31} + \Delta(t)$ взаимодействует с атомом на рабочем переходе $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$. Этому взаимодействию

отвечает частота Раби Ω , удовлетворяющая условию слабого насыщения, $|\Omega| \ll \gamma = \gamma_1 + \gamma_2$, где полная ширина γ верхнего рабочего уровня ($|3 \rangle$) есть сумма парциальных ширин спонтанных распадов по каналам $|3 \rangle \rightarrow |1 \rangle, |2 \rangle$.

Частота волны, то есть отстройка $\Delta(t)$ меняется со временем по закону

$$\Delta(t) = st + \Delta_0 \sin(\omega_m t). \quad (1)$$

За счет первого, линейного по времени, слагаемого, в котором величина s есть скорость сканирования частоты, происходит регистрация всего доплеровского контура за характерное время $2t_D$ такое, что

$$st_D = \omega_D \equiv kv_T. \quad (2)$$

Здесь $v_T \approx 2 \cdot 10^4$ см/с – средняя тепловая скорость атомов в ячейке, k – волновое число электромагнитной волны. Важным параметром является среднее время пролета τ_0 атома через световой луч, то есть эффективное время взаимодействия. В эксперименте диаметр лазерного пучка 1 мм, так что $\tau_0 \approx 5 \cdot 10^{-6}$ с. При скорости сканирования $s/2\pi \approx 20$ МГц/мс изменением линейной части отстройки за время взаимодействия можно пренебречь, так как оно составляет величину ~ 0.1 МГц, которая значительно меньше $\gamma/2\pi$ (5 МГц для цезия). Поэтому линейная часть отстройки играет существенную роль на гораздо больших временных масштабах.

В работе [1] мы изучали структуру спектров поглощения в условиях линейного сканирования частоты лазерного излучения. Теперь в выражении (1) присутствует еще и второе слагаемое, которое описывает модуляцию несущей частоты, т.е. отстройки резонанса. Девиация частоты Δ_0 составляет величину порядка нескольких γ (до 8γ), то есть остается гораздо меньше ω_D , а сама модуляция происходит с частотой $\omega_m/2\pi$ порядка (1–3) кГц.

Нас интересует поведение коэффициента поглощения квазимонохроматической бегущей волны, частота которой меняется по закону (1), в ячейке с антирелаксационным покрытием. Поскольку процедура расчета аналогична той, которая была изложена в работе [1], остановимся кратко на некоторых моментах.

Когда атом с продольной скоростью $v_z = v$ пересекает световой луч в интервале времени $(t - \tau_0/2, t + \tau_0/2)$ населенность $\rho_{11}(v, t)$ нижнего состояния $|1 \rangle$ уменьшается по закону

$$\rho_{11}(v, t + \tau) \approx n_1(t) f(v) \exp \left\{ - \int_{-\tau_0/2}^{\tau} \Gamma[\Delta(t + \tau') - kv] d\tau' \right\} \quad (3)$$

из-за оптической накачки состояния $|2\rangle$ со скоростью

$$\Gamma[\Delta(t) - kv] = \frac{\gamma_2 |\Omega|^2}{[\Delta(t) - kv]^2 + \gamma^2/4}. \quad (4)$$

На входе в световое поле $\rho_{11}(v, t - \tau_0/2) \approx n_1(t) f(v)$, где $f(v) = (1/v_T \sqrt{\pi}) \exp(-v^2/v_T^2)$ – равновесная функция распределения по продольной скорости. Интегральная по этой скорости населенность $n_1(t)$ состояния $|1\rangle$ мало меняется за время пролета τ_0 . Эволюция $n_1(t)$, как показано в [1], происходит по закону

$$n_1(t) = \frac{1}{2} \exp \left\{ - \int_0^\infty \frac{d\tau}{T(t - \tau)} \right\}, \quad (5)$$

где характерное время $T(t)$ определяется выражением

$$\frac{1}{T(t)} = \frac{1}{\tau_v} \left\langle 1 - \exp \left\{ - \int_{-\tau_0/2}^{\tau_0/2} \Gamma[\Delta(t + \tau) - kv] d\tau \right\} \right\rangle. \quad (6)$$

Здесь угловыми скобками обозначено интегрирование по продольной скорости с распределением $f(v)$. Параметр τ_v есть время релаксации скоростного распределения к равновесному в результате столкновений со стенками ячейки. Заметим, что в данном эксперименте $\tau_v \gg \tau_0$, так как диаметр ячейки в 40 раз больше диаметра лазерного луча. Напомним также, что из-за антирелаксационного покрытия внутреннее состояние атома (“поляризация”) меняется только после очень большого числа таких столкновений. Как правило, $T \gg \tau_v$. Структура формулы (5) в явном виде отражает тот факт, что имеет место накапливающийся во времени эффект оптической накачки, опустошающий состояние $|1\rangle$, с запаздыванием из-за наличия антирелаксационного покрытия. Поскольку в (5) фактически происходит интегрирование по достаточно большому интервалу времени τ , порядка времени t_D регистрации доплеровского контура, в функции $n_1(t)$ модуляция отстройки (за счет второго слагаемого в (1)) проявляется очень слабо из-за эффективного усреднения по времени. Сам же характерный временной масштаб $T(t)$ убывания населенности $n_1(t)$ меняется со временем в соответствии с выражением (6). Поскольку в (6) происходит интегрирование только по малому времени пролета τ_0 , в функции $1/T(t)$ проявляется не только регулярная (линейная) составляющая отстройки, зависимость от которой была исследована в работе [1], но и её модуляционная часть. При этом амплитуда модуляции в функции $1/T(t)$ меняется в зависимости от величины линейной части отстройки. Так, например, вблизи вершины

доплеровского контура, когда $|\Delta(t)|$ не превышает нескольких γ , то есть на несколько порядков меньше ширины ω_D контура, функцию распределения можно считать константой, $f(v) = 1/(\sqrt{\pi v_T})$. В этой ситуации интегрирование по скорости в выражении (6) приводит к тому, что зависимость от отстройки $\Delta(t)$ оказывается слабой, то есть амплитуда модуляции функции $1/T(t)$ оказывается малой. Когда за счет линейной части отстройки происходит заметное удаление от центра линии, в интеграле по скорости в выражении (6) надо учитывать отличие функции распределения от постоянного значения. В этих областях амплитуда модуляции увеличивается.

Перейдем теперь, собственно, к коэффициенту поглощения $\kappa(t)$ квазимонохроматической бегущей волны. В условиях слабого насыщения населенность состояния $|3\rangle$ связана с ρ_{11} соотношением $\rho_{33}(v, t) = (1/\gamma_2)\Gamma[\Delta(t) - kv]\rho_{11}$. Используя выражение (3), усредняем ρ_{33} по времени пролета, а после интегрирования по продольной скорости, получаем [1]:

$$\kappa(t) \sim \frac{\tau_v}{\gamma_2 \tau_0} \frac{n_1(t)}{T(t)}. \quad (7)$$

Если отвлечься от эффекта модуляции частоты, то $\kappa(t)$ является произведением монотонно убывающей функции $n_1(t)$ и плавной функции $1/T(t)$, которая имеет максимум в центре линии (когда t соответствует прохождению вершины доплеровского контура). Поэтому их произведение имеет максимум, который достигается раньше, чем сканируемая частота пройдет центр линии [1]. Как уже говорилось выше, модуляция частоты проявляется, главным образом, в функции $1/T(t)$. При этом амплитуда модуляции коэффициента поглощения вблизи вершины доплеровского контура меньше, чем при удалении от него. Это поведение согласуется с экспериментальной кривой, представленной на рис. 3(б).

Интеграл в показателе экспоненты в формуле (6) определяет эффективное число спонтанных переходов для атома из резонансной скоростной группы в непоглощающее состояние $|2\rangle$ за время τ_0 . В условиях эксперимента максимальное значение этого интеграла $N = 4\gamma_2\tau_0(|\Omega|/\gamma)^2 \lesssim 1$. Можно показать, что интегрирование по времени пролета из-за наличия в отстройке модуляционного слагаемого с относительно большой девиацией (~ 40 МГц) дополнительно уменьшает величину интеграла в несколько раз. Это позволяет разложить экспоненту в формуле (6) и выполнить интегрирование по скоростям. В результате зависимость $\kappa(t)$ описывается выражением

$$\kappa(t) \sim n_1(t) \left[1 - 2 \frac{t}{t_D} \frac{\Delta_0}{\omega_D} \Lambda(\omega_m \tau_0 / 2) \sin(\omega_m t) \right] \exp(-t^2/t_D^2), \quad (8)$$

где фактор $\Lambda(z) = \sin z/z$, а при выводе было использовано, что $\Delta_0/\omega_D \ll 1$.

Усредненная по осцилляциям “плавная” функция $\bar{\kappa}(t) \sim n_1(t) \exp(-(t/t_D)^2)$ имеет максимум в некоторой точке $t_0 = -\xi t_D < 0$, а параметр ξ определяется из уравнения

$$\xi \exp(\xi^2) = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{\gamma}{\tau_v s} N \leq 1. \quad (9)$$

При оценке величины в правой части уравнения считалось, что $\tau_v \approx 40\tau_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ с. Тогда решением уравнения (9) является некоторое число $\xi \lesssim 1$ и временной сдвиг $|t_0| \lesssim t_D$. Это согласуется с экспериментом, где временное опережение экстремума контура в ячейке с покрытием по сравнению с ячейкой без покрытия составляло $|t_0| \approx 7$ мс, а $t_D \approx 10$ мс, так что $\xi \approx 0.7$.

Благодаря второму слагаемому в квадратных скобках выражения (8) на “плавную” функцию накладывается осциллирующая кривая. Амплитуда этих осцилляций зависит от времени как произведение $t\bar{\kappa}(t)$ и в окрестности точки t_0 отнюдь не мала, а сравнима с амплитудой осцилляций на левом склоне кривой (в области $t < t_0$). При приближении к вершине максвелловского распределения ($t \rightarrow 0$) амплитуда осциллирующего слагаемого в (8), очевидно, стремится к нулю. В точке $t = 0$ происходит смена фазы осцилляций на π . Из-за монотонного убывания $n_1(t)$, обусловленного накапливающимся эффектом оптической накачки, амплитуда осцилляций в правой части кривой (при $t > 0$) оказывается меньше, чем в зеркальной по времени части (при $t < 0$). Отметим также, что в амплитуду осцилляций входит фактор $\Lambda(\omega_m \tau_0/2)$, возникающий из-за усреднения модуляционной составляющей отстройки по времени взаимодействия. Как видно из этой функции, заметные модуляции в коэффициенте поглощения $\Lambda(\omega_m \tau_0/2)$, возникающие из-за усреднения модуляционной составляющей отстройки по времени взаимодействия, можно наблюдать, если $\omega_m \tau_0 \leq 1$. При $\tau_0 \approx 5 \cdot 10^{-6}$ с получаем, что $\omega_m/2\pi \leq 30$ кГц.

Таким образом, формула (8) вполне адекватно воспроизводит все наблюдаемые экспериментально свойства коэффициента поглощения бегущей волны в ячейке с антирелаксационным покрытием.

Заключение. Был исследован отклик среды, получаемый при одновременном медленном сканировании частоты и “быстрой” модуляции в D_1 линии цезия в ячейках с антирелаксационным покрытием, результат сравнивался с откликом в ячейке без покрытия. Экспериментально показано, что в сигнале пропускания точки смены фазы “быстрой” модуляции в ячейках с покрытием и без покрытия совпадают при несовпадении минимумов спектров пропускания в этих ячейках. Построенная теоретическая модель согласуется с экспериментальными результатами. Полученные результаты важны для квантовых магнитометров с лазерной накачкой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, государственный контракт 12.527.12.5007 от 14.06.2012 г.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Д. И. Севостьянов, В. П. Яковлев, А. Н. Козлов и др., Квантовая электроника **43**, 638 (2013).
- [2] D. Budker, L. Hollberg, D. F. Kimball, et al., Phys. Rev. A **71**, 012903-1-9 (2005).
- [3] D. Budker, M. Romalis, Nature physics **3**, 227 (2007).
- [4] Е. Б. Александров, А. К. Вершовский, Успехи физических наук **179**, 605 (2009).
- [5] W. Demtredner, *Laser Spectroscopy* (Springer, New York, 2003).
- [6] F. Allard, I. Maksimovic, M. Abgrall, and Ph. Laurent, Rev. of Scient. Instr. **75**, 54 (2004).
- [7] V. Vasiliev, S. A. Zibrov, V. L. Velichansky, Rev. of Scient. Instrum. **77**, 013102 (2006).

Поступила в редакцию 7 октября 2013 г.