

# Высококонтрастные темные резонансы на $D_1$ линии щелочных металлов в поле встречных волн

А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, В. Л. Величанский, С. В. Каргапольцев\*, Р. Винандс<sup>1)†</sup>, Дж. Китчинг<sup>1)□</sup>, Л. Холлберг<sup>1)□</sup>

Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН<sup>2)</sup>, 630090 Новосибирск, Россия

\*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

†Physikalisch-Technische Bundesanstalt Bundesallee, 38116 Braunschweig, Germany

□National Institute of Standard and Technology, Boulder, Co, 80305 USA

Поступила в редакцию 5 июля 2004 г.

Предложен новый метод значительного увеличения амплитуды и контраста темного резонанса. Метод основан на использовании  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации встречных волн,  $D_1$  линии щелочных металлов и ячеек малого размера. Качественные рассуждения подтверждаются численными расчетами. Обсуждается также вариант стоячей волны с однородной циркулярной поляризацией.

PACS: 42.50.Gy, 42.62.-b

1. Эффект когерентного пленения населенностей (КПН) атомов при взаимодействии с резонансным полем хорошо известен (см. обзор [1] и цитированную там литературу) и нашел широкое применение в различных областях атомной и лазерной физики. Одно из наиболее многообещающих направлений связано с метрологическими приложениями, такими как стандарты частоты времени (атомные часы) [2, 3] и магнитометры [4]. Основное преимущество атомных часов, основанных на эффекте КПН в двухчастотном поле, заключается в том, что исследуемый резонанс (так называемый темный резонанс) в радиочастотном диапазоне возбуждается оптическими методами. Это открывает широкие возможности миниатюризации физического устройства при сохранении достаточно высокой точности определения частоты [5]. При этом возникает ряд принципиальных физических проблем, связанных с оптимизацией параметров двухфотонного резонанса (ширина, амплитуда, сдвиг, форма линии). Так например, уменьшение ширины резонанса может быть достигнуто при использовании ячеек с добавлением буферного газа [6]. Другая проблема, связанная с увеличением амплитуды, может быть решена выбором схемы возбуждения атомных уровней. Например, как показано в нашей работе [7], использование  $D_1$  линии вместо  $D_2$  позволяет существенно увеличить амплитуду и контраст нелинейного резонанса для атомов щелочных метал-

лов. Однако этот метод имеет внутреннее ограничение, связанное с отсутствием цикличности взаимодействия атомов на  $D_1$  линии с циркулярно поляризованным светом.

В настоящей работе предложен метод, позволяющий обеспечить цикличность взаимодействия и, как следствие, увеличение амплитуды и контраста темного резонанса на  $D_1$  линии по сравнению с [7]. Новый метод основан на использовании атомных ячеек малого размера (много меньше длины волны радиочастотного перехода) и конфигурации поля, образованной встречными бегущими волнами с ортогональными циркулярными поляризациями (так называемая  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурация поля). Здесь существенно использование конструктивной интерференции двух двухфотонных переходов, возбуждаемых однонаправленными волнами. Расчеты показывают возможность многократного увеличения амплитуды и отношения амплитуды к ширине по сравнению с ранее известными методами.

2. В атомных часах, основанных на КПН, рабочими уровнями являются зеemanовские подуровни с проекцией момента  $m = 0$  на двух сверхтонких компонентах основного состояния в атомах щелочных металлов. Когерентность между этими подуровнями формируется за счет двухфотонных рамановских переходов, индуцированных циркулярно поляризованным двухчастотным излучением

<sup>1)</sup>R. Wynands, J. Kitching, L. Hollberg.

<sup>2)</sup>e-mail: llf@laser.nsc.ru

$$\mathbf{E}(t) = (A_1 e^{-i\omega_1 t} + A_2 e^{-i\omega_2 t}) \mathbf{e}_{\pm 1} + \text{c.c.} \quad (1)$$

в присутствии расщепляющего статического магнитного поля, направленного ортогонально плоскости поляризации  $\mathbf{e}_{\pm 1}$ . Здесь  $\mathbf{e}_{\pm 1} = \mp(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$  есть единичный вектор правой (+) или левой (-) циркулярной поляризации, а  $A_{1,2}$  есть скалярные амплитуды соответствующих частотных компонент. При этом используются однонаправленные бегущие волны, а спектроскопическим сигналом обычно является полное поглощение в зависимости от разности частот  $(\omega_1 - \omega_2)$ . Когда эта разность перестраивается вблизи частоты сверхтонкого расщепления в основном состоянии  $\Delta_{hfs}$ , то наблюдается более или менее выраженный узкий провал в поглощении (так называемый темный резонанс), ширина которого определяется скоростью релаксации (пролетной, диффузионной, столкновительной) в основном состоянии и параметрами поля (интенсивность, однофотонная отстройка).

При использовании темных резонансов для создания атомных часов возникают задачи увеличения его амплитуды, контраста и отношения амплитуды к ширине. Одним из путей решения этих задач является оптимальный выбор схемы возбуждения. Как хорошо известно [8], в случае  $D_2$  линии контраст резонанса не может превышать нескольких процентов по отношению к линейному поглощению. Это связано с малой эффективностью формирования когерентности между рабочими уровнями в условиях сильного уширения оптического перехода из-за столкновений с буферным газом. Действительно, при сильном столкновительном уширении отсутствует спектральное разрешение сверхтонких компонент в возбужденном состоянии, а схема светоиндуцированных переходов, связанных с рабочими подуровнями основного состояния ( $m_{1,2} = 0$ ), изображена на рис.1а на примере  $D_2$  линии в атомах  $^{133}\text{Cs}$ . Из рис.1а видно, что двухфотонные переходы, возбуждаемые через разные верхние подуровни  $|F' = 4, m = 1\rangle$  и  $|F' = 3, m = 1\rangle$ , интерферируют деструктивно. Кроме того, изолированные однофотонные переходы с  $|F' = 5, m = 1\rangle$  и  $|F' = 2, m = 1\rangle$  также способствуют разрушению двухфотонной когерентности между нижними подуровнями. В целом можно утверждать, что в условиях сильного столкновительного уширения оптических переходов на  $D_2$  линии атомов щелочных металлов темное (то есть непоглощающее свет) состояние, строго говоря, отсутствует.

Однако, как показано в нашей работе [7], использование  $D_1$  линии позволяет решить эту проблему и существенно увеличить амплитуду и контраст резонанса. Физическая причина этого заключается в том, что на  $D_1$  линии, в отличие от  $D_2$ , при выпол-

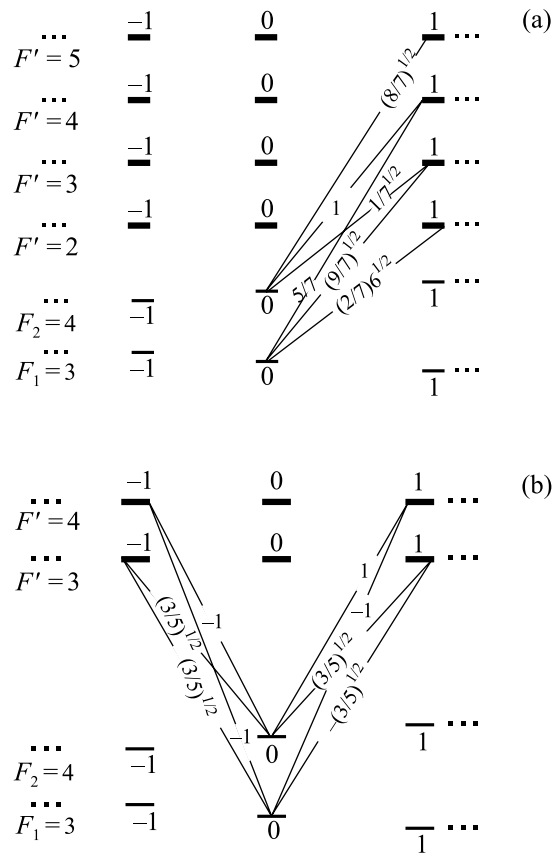


Рис.1. Схема светоиндуцированных переходов из состояний  $|F_1, m_1 = 0\rangle$  и  $|F_2, m_2 = 0\rangle$  в двухчастотном поле. Цифрами на линиях обозначены относительные матричные элементы циркулярных компонент оператора дипольного момента для атомов  $^{133}\text{Cs}$ : (а)  $\sigma_+$ -поляризация на  $D_2$  линии; (б)  $\sigma_+$ - и  $\sigma_-$ -поляризации на  $D_1$  линии.

нении условия двухфотонного резонанса  $(\omega_1 - \omega_2) = \Delta_{hfs}$  существует темное состояние  $|\text{dark}\rangle$  даже при сильном столкновительном уширении оптического перехода, когда отсутствует спектральное разрешение сверхтонких компонент в возбужденном состоянии. Данное состояние является когерентной суперпозицией зеемановских подуровней  $|F_1, m_1 = 0\rangle$  и  $|F_2, m_2 = 0\rangle$  (см. рис.2) и удовлетворяет уравнению

$$(\hat{\mathbf{d}}\mathbf{E})|\text{dark}\rangle = 0. \tag{2}$$

В случае правой циркулярной поляризации  $\mathbf{e}_{+1}$  темное состояние (2) имеет вид

$$|\text{dark}\rangle = \mathcal{N} (|F_1, m_1 = 0\rangle + (A_1/A_2)|F_2, m_2 = 0\rangle), \tag{3}$$

который следует из соответствующих значений матричных элементов оператора дипольного момента

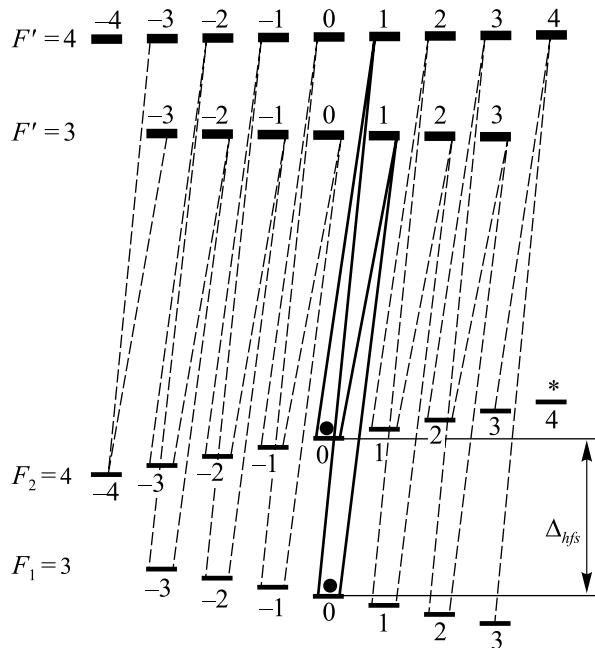


Рис.2. Схема светоиндуцированных переходов в двухчастотном  $\sigma_+$ -поляризованном поле для  $D_1$  линии на примере  $^{133}\text{Cs}$ . Жирные линии обозначают переходы из состояний  $|F_1, m_1 = 0\rangle$  и  $|F_2, m_2 = 0\rangle$  (отмечены черными кружками), между которыми формируется когерентность за счет двухфотонных рамановских переходов на частоте  $\Delta_{hfs}$ . Звездочкой обозначено ловушечное состояние  $|\text{rimp}\rangle = |F_2, m_1 = F_2\rangle$

(см. рис.1b), а  $\mathcal{N} = (1 + |A_1/A_2|^2)^{-1/2}$  есть нормировочный множитель. Однако на  $D_1$  линии в циркулярно поляризованном поле всегда существует ловушечное состояние  $|\text{rimp}\rangle = |F_2, m = F_2\rangle$  (см. рис.2), которое нечувствительно к двухфотонной отстройке  $\delta_R = (\omega_1 - \omega_2) - \Delta_{hfs}$ . Атомы, накапливаясь в этом состоянии, выпадают из процесса формирования когерентности между рабочими подуровнями с  $m_{1,2} = 0$ , что и приводит к определенным ограничениям на амплитуду и контраст темного резонанса.

Это препятствие может быть преодолено при использовании маленьких ячеек и  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации двухчастотного поля, образованного встречными бегущими (по оси  $z$ ) волнами с противоположными циркулярными поляризациями:

$$\mathbf{E}(z, t) = (E_1^{(+)} e^{ik_1 z} \mathbf{e}_{+1} + E_1^{(-)} e^{-ik_1 z} \mathbf{e}_{-1}) e^{-i\omega_1 t} + (E_2^{(+)} e^{ik_2 z} \mathbf{e}_{+1} + E_2^{(-)} e^{-ik_2 z} \mathbf{e}_{-1}) e^{-i\omega_2 t} + \text{с.с.} \quad (4)$$

В этом случае указанное выше ловушечное состояние  $|\text{rimp}\rangle$  отсутствует. Темные резонансы в сигнале локальной флюоресценции в таком поле в большой ячейке исследовались в работе [9]. При этом наблюдалась пространственная периодическая вариация ам-

плитуды резонанса. Эта вариация обусловлена пространственным набегом разности относительных фаз частотных компонент для встречных волн  $2(k_1 - k_2)z$ , где  $k_j = 2\pi/\lambda_j$  есть волновой вектор поля с частотой  $\omega_j$ , а  $z$  есть координата точки наблюдения. Таким образом, эффект пространственной модуляции амплитуды сигнала с периодом  $\pi/(k_1 - k_2)$  обусловлен разностью длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  для различных частотных компонент. Так, например, для атомов  $^{133}\text{Cs}$  находим период  $\pi/(k_1 - k_2) \approx 1.6$  см.

Действительно, в случае точного двухфотонного резонанса  $\delta_R = 0$  темное состояние для волны, бегущей в положительном направлении (поляризация  $\mathbf{e}_{+1}$ ), имеет вид

$$|\text{dark}^{(+)}\rangle = \mathcal{N}_\beta (|F_1, m_1 = 0\rangle + \beta e^{i(k_1 - k_2)z} |F_2, m_2 = 0\rangle), \quad (5)$$

в то время как для встречного поля (поляризация  $\mathbf{e}_{-1}$ ) темное состояние имеет другой вид:

$$|\text{dark}^{(-)}\rangle = \mathcal{N}_\beta (|F_1, m_1 = 0\rangle - \beta e^{-i(k_1 - k_2)z} |F_2, m_2 = 0\rangle). \quad (6)$$

Здесь  $\beta = E_1^{(+)} / E_2^{(+)} = E_1^{(-)} / E_2^{(-)}$ , а нормировочный множитель  $\mathcal{N}_\beta = (1 + |\beta|^2)^{-1/2}$ . Такие выражения для темных состояний следуют из соответствующих значений матричных элементов оператора дипольного момента (см. рис.1b). Из (5), (6) легко видеть, что в точках  $z_{\text{max}}$ , удовлетворяющих условию

$$2(k_1 - k_2)z_{\text{max}} = (2n + 1)\pi \quad (n = 0, \pm 1, \dots), \quad (7)$$

темные состояния  $|\text{dark}^{(+)}\rangle$  и  $|\text{dark}^{(-)}\rangle$  совпадают (конструктивная интерференция рамановских переходов). Следовательно, в этих точках существует темное состояние и для суммарного поля (4), а амплитуда резонанса максимальна. В остальных точках пространства  $|\text{dark}^{(+)}\rangle \neq |\text{dark}^{(-)}\rangle$  и точное темное состояние для поля (4) отсутствует (деструктивная интерференция), что приводит к уменьшению амплитуды темного резонанса, а его минимальная амплитуда достигается в точках  $2(k_1 - k_2)z_{\text{min}} = 2n\pi$ .

В случае большого размера ячейки  $L \geq \pi/(k_1 - k_2)$  существенное увеличение амплитуды резонанса полного поглощения в  $\sigma_+ - \sigma_-$ -поле не будет наблюдаться из-за пространственного усреднения. Однако для маленьких ячеек с характерным продольным размером  $L \ll 2\pi/(k_1 - k_2)$  фазовые соотношения между компонентами поля приблизительно постоянны во всем объеме. Поэтому, поместив такую ячейку в точку, координата которой  $z_{\text{max}}$  соответствует формуле (7), следует ожидать существенного увеличения

амплитуды темного резонанса на  $D_1$  линии, так как в этом случае для суммарного поля (4) существует темное состояние, но отсутствует ловушечное состояние  $|\text{rimpr}\rangle$ .

Отметим, что сформировать нужную  $\sigma_+-\sigma_-$ -конфигурацию встречных волн (4) можно стандартным образом, изображенным на рис.3. Так, если пада-

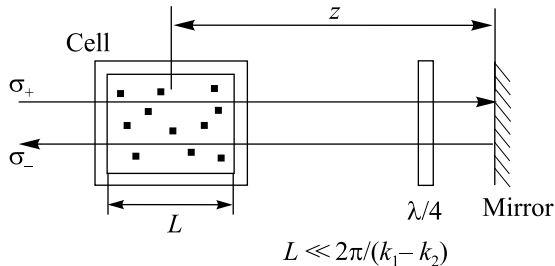


Рис.3. Схема формирования  $\sigma_+-\sigma_-$ -конфигурации поля ( $\lambda/4$  обозначает четвертьволновую пластину)

ющая волна имеет  $\sigma_+$ -поляризацию, то отраженная волна на выходе из четвертьволновой пластины будет иметь противоположную  $\sigma_-$ -поляризацию. Из формулы (7) находим минимальное расстояние от зеркала до ячейки, равное  $\pi/2(k_1 - k_2)$ . Например, для атомов  $^{133}\text{Cs}$  это расстояние составляет примерно 0.8 см. Однако с учетом диэлектрической проницаемости  $\epsilon > 1$  для материала самой ячейки и четвертьволновой пластины это расстояние в действительности будет несколько меньше.

**3.** В качестве иллюстрации, подтверждающей изложенные выше качественные рассуждения, приведем численные расчеты сигнала полного поглощения для  $\sigma_+-\sigma_-$ -поля в случае маленькой ячейки, центр которой помещен в точку с координатой  $z_{\text{max}}$  (7). Расчеты проводились для  $D_1$  линии атомов щелочных металлов и основаны на приложении методов работ [10, 9] к рассматриваемому случаю. В [10, 9] полностью учитываются реальная сверхтонкая и зеемановская структуры энергетических уровней, а также эффекты оптической накачки, обусловленные радиационной релаксацией. Как показано в [10, 11], узкий нелинейный резонанс как функция от двухфотонной отстройки  $f(\delta_R)$  хорошо описывается обобщенным лоренцианом:

$$f(\delta_R) = B + \frac{C_0 \gamma_R^2/4}{\gamma_R^2/4 + (\delta_R - \delta_0)^2} + \frac{C_1 (\delta_R - \delta_0)\gamma_R}{\gamma_R^2/4 + (\delta_R - \delta_0)^2}. \quad (8)$$

Здесь параметр  $\gamma_R$  описывает ширину двухфотонного резонанса, а  $\delta_0$  – его положение относительно величины сверхтонкого расщепления в основном состоянии  $\Delta_{hfs}$ . Параметры  $C_0$  и  $C_1$  есть амплитуды сим-

метричного и антисимметричного вкладов соответственно, а  $B$  есть величина подложки (background) резонанса. Отметим, что резонансный контур описывается выражением (8) как для бегущей/стоячей циркулярно поляризованной волны, так и для поля  $\sigma_+-\sigma_-$ -конфигурации. Все указанные величины  $\gamma_R, \delta_0, B, C_0, C_1$  зависят от следующих параметров: однофотонная отстройка, полная интенсивность поля, отношение интенсивностей частотных компонент  $\beta^2 = |E_1^{(+)}|/|E_2^{(+)}|^2 = |E_1^{(-)}|/|E_2^{(-)}|^2$ , скорость релаксации в основном состоянии  $\Gamma$ , а также ширина однофотонных оптических переходов  $\gamma_{\text{opt}}$ . Наличие буферного газа сказывается на величинах  $\Gamma$  и  $\gamma_{\text{opt}}$ , которые в нашей модели являются феноменологическими параметрами, определяемыми из эксперимента. Действительно, величину  $\gamma_{\text{opt}}$  можно оценить из сигнала поглощения бегущей монохроматической волны. Величина  $\Gamma$  определяется из ширины двухфотонного резонанса в слабых полях (то есть когда отсутствует полевое уширение), которая равна  $2\Gamma$ . В случае, когда столкновительное уширение оптического резонанса превышает доплеровскую ширину ( $\gamma_{\text{opt}} > k\bar{v}$ , как это часто бывает на практике), движением атомов (для однофотонных резонансов) при расчете спектроскопического сигнала можно пренебречь.

С практической точки зрения наиболее типичной и важной является ситуация с равными интенсивностями частотных компонент ( $|\beta| = 1$ ). В этом случае  $C_1 = 0$ , то есть антисимметричный вклад в (8) на  $D_1$  линии отсутствует и темный резонанс имеет вид симметричного (относительно  $\delta_0$ ) контура с амплитудой  $C_0$ . Этот результат следует из анализа [10], и он связан со специфическим соотношением величин матричных элементов оператора дипольного момента, приведенных на рис.1b. Очевидно, что факт симметричности резонансного контура независимо от однофотонной отстройки и интенсивности поля является еще одним серьезным аргументом в пользу использования  $D_1$  линии вместо  $D_2$  при создании атомных часов на основе КПН.

На рис.4 приведены результаты расчетов для  $D_1$  линии атомов  $^{133}\text{Cs}$ , которые со всей очевидностью демонстрируют преимущество использования  $\sigma_+-\sigma_-$ -конфигурации по сравнению с обычным случаем бегущих циркулярно поляризованных волн. В качестве спектроскопического сигнала рассматривалось полное поглощение поля в приближении оптически тонкой среды. Параметры атомной среды ( $\Gamma$  и  $\gamma_{\text{opt}}$ ) были выбраны типичными для реальных экспериментов с использованием буферного газа.

Из рис.4а видно, что амплитуда темного резонанса  $|C_0|$  может быть увеличена в десятки раз даже

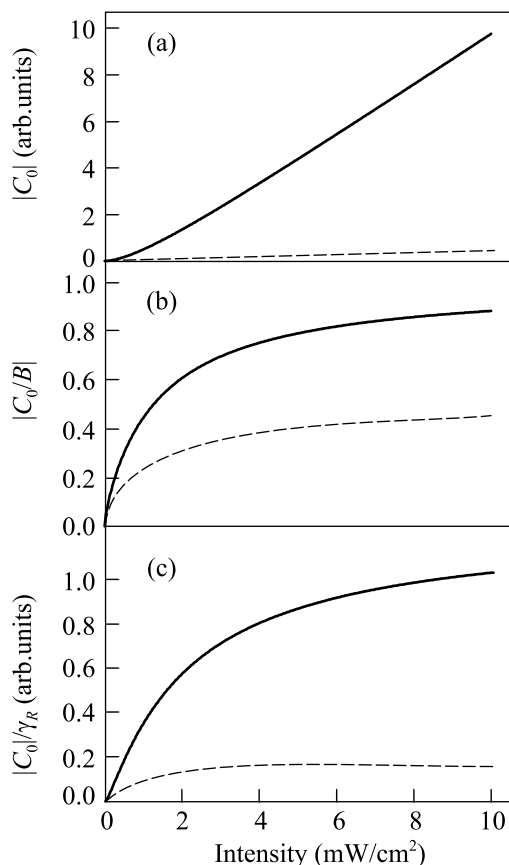


Рис.4. Зависимости параметров темного резонанса (8) от интенсивности (для волн в одном направлении) в  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации (сплошная линия) и в бегущей циркулярно поляризованной волне (штриховая линия). Расчеты проводились для  $\Gamma = 100$  Гц;  $\gamma_{opt} = 1$  ГГц;  $\beta = 1$ . Интенсивности встречных волн в  $\sigma_+ - \sigma_-$ -поле полагались равными. Обе частоты  $\omega_{1,2}$  находились вблизи однофотонного резонанса с верхним уровнем  $|F' = 4\rangle$ . (a) Амплитуда темного резонанса  $|C_0|$ ; (b) контраст  $|C_0/B|$ ; (c) отношение амплитуды к ширине  $|C_0|/\gamma_R$

при умеренных интенсивностях. Контраст резонанса (отношение  $|C_0/B|$ ) стремится к 1 с ростом интенсивности (см. рис.4b), в то время как для бегущих волн максимальное значение равно 0.5, что есть прямое следствие существования ловушечного состояния  $|p_{trap}\rangle$ . С точки зрения измерения и стабилизации частоты важным параметром является отношение амплитуды к ширине  $|C_0|/\gamma_R$ . Как видно из рис.4c, использование  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации также позволяет значительно увеличить этот параметр. Причем для бегущей волны отношение  $|C_0|/\gamma_R$  при больших интенсивностях даже начинает уменьшаться.

Кроме того, нами проводился анализ и численный расчет для конфигурации встречных волн с одинаковой циркулярной поляризацией (например, стоячая  $\sigma_+$ -волна), то есть когда в схеме на рис.3 отсутствует четвертьволновая пластина. В этом случае для выполнения условия конструктивной интерференции между двумя двухфотонными переходами от однонаправленных волн ячейка должна быть помещена в точку с координатой  $z = n\pi/(k_1 - k_2)$ . Однако в данной конфигурации (в отличие от  $\sigma_+ - \sigma_-$ -поля) ловушечное состояние  $|p_{trap}\rangle$  не исчезает и поэтому нет оснований ожидать радикального улучшения параметров темного резонанса по сравнению с обычным случаем бегущей циркулярно поляризованной волны. И действительно, наши расчеты показывают, что спектроскопический сигнал (8) в стоячей циркулярно поляризованной волне в целом подобен (при выполнении условия  $\gamma_{opt} > k\bar{v}$ ) сигналу в бегущей волне с несколько увеличенной интенсивностью. Таким образом, использование стоячей волны эффективно выглядит здесь как способ повышения (до двух раз) интенсивности в схеме с бегущей волной, что также может быть полезно на практике.

4. Предложен новый метод значительного увеличения амплитуды и контраста темного резонанса. Метод основан на использовании встречных  $\sigma_+ - \sigma_-$ -поляризованных волн,  $D_1$  линии щелочных металлов и ячеек малого размера. Качественные рассуждения подтверждаются численными расчетами. Такие высококонтрастные резонансы могут быть использованы при создании миниатюрных атомных часов.

Для проверки предложенного метода были проведены эксперименты в маленькой ячейке с парами  $^{133}\text{Cs}$  [12], результаты которых находятся в хорошем качественном согласии с теоретическими расчетами. К сожалению, из-за недостаточной мощности лазера на  $D_1$  линии  $^{133}\text{Cs}$  в [12] наблюдалось умеренное увеличение амплитуды резонанса поглощения (в расчете на одну волну) приблизительно в 1.5 раз (зафиксировано также заметное улучшение и по сравнению со стоячей циркулярно поляризованной волной). Однако теоретические результаты настоящей работы позволяют ожидать более значительного улучшения параметров темного резонанса с ростом интенсивности лазерного излучения, когда становятся существенными эффекты оптической накачки по зеемановским подуровням в основном состоянии.

Работа выполнена при поддержке грантов INTAS-01-0855 и Российского фонда фундаментальных исследований (# 04-02-16488).

1. E. Arimondo, in *Progress in Optics*, Ed. E. Wolf, **XXXV**, 257 (1996).
2. P. R. Hemmer, S. Ezekiel, and C. C. Leiby, *Opt. Lett.* **8**, 440 (1983).
3. J. Kitching, S. Knappe, N. Vukicevic et al., *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **49**, 1313 (2000).
4. M. Stahler, S. Knappe, C. Affolderbach et al., *Europhys. Lett.* **54**, 323 (2001).
5. L.-A. Liew, S. Knappe, H. Robinson et al., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2694 (2004).
6. S. Brandt, A. Nagel, R. Wynands, and D. Meschede, *Phys. Rev.* **A56**, R1063 (1997).
7. M. Stahler, R. Wynands, S. Knappe et al., *Opt. Lett.* **27**, 1472 (2002).
8. R. Wynands and A. Nagel, *Appl. Phys.* **B68**, 1 (1999).
9. C. Affolderbach, S. Knappe, R. Wynands et al., *Phys. Rev.* **A65**, 043810 (2002).
10. A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, R. Wynands et al., *Phys. Rev.* **A67**, 033810 (2003).
11. S. Knappe, M. Stahler, C. Affolderbach et al., *Appl. Phys.* **B76**, 57 (2003).
12. S. V. Kargapol'tsev, J. Kitching, V. L. Velichansky et al., *Laser Phys. Lett.*, принята в печать.