

Особенности формирования спиновой поляризации щелочного металла при разрешении сверхтонких подуровней в $^2S_{1/2}$ состоянии

Е. Н. Попов¹⁾, В. А. Бобрикова⁺, С. П. Воскобойников⁺, К. А. Баранцев⁺, С. М. Устинов⁺, А. Н. Литвинов⁺,
А. К. Вершовский*, С. П. Дмитриев*, В. А. Картошкин*, А. С. Пазгалёв*, М. В. Петренко*

⁺С.-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 С.-Петербург, Россия

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 18 июля 2018

После переработки 17 сентября 2018

Работа посвящена изучению особенности оптической ориентации угловых моментов щелочных атомов в присутствии буферного газа (молекулярного азота). С этой целью было проведено экспериментальное исследование, которое показало, что даже в условиях низкой концентрации молекулярного азота в ячейке возбуждение атомов ^{133}Cs с нижнего сверхтонкого уровня с $F = 3$, принадлежащего основному состоянию $^2S_{1/2}$, приводит к большей амплитуде магнитного резонанса, чем возбуждение со сверхтонкого уровня с $F = 4$. Предложено теоретическое объяснение этого результата, основанное на представлении о сохранении спинового состояния ядра щелочного атома при столкновении с молекулой азота, во время которого происходит безызлучательный переход щелочного атома из возбужденного $^2P_{1/2}$ состояния в основное $^2S_{1/2}$ состояние.

DOI: 10.1134/S0370274X18200043

Использование поляризованных по угловому моменту атомных ансамблей наиболее актуально в задачах, связанных с магнитным резонансом [1–7]. Такие ансамбли можно создавать в газовых ячейках с помощью оптической ориентации атомов пара щелочного металла циркулярно поляризованным резонансным светом. За последние годы предложено несколько новых методов точных измерений на основе газовых ячеек, важных для широкого круга задач магнитометрии и инерциальной навигации [8–18], а также для фундаментальных задач, посвященных исследованию обменных процессов с участием атомного спина [19–26].

Описание прецизионных экспериментов по оптической ориентации щелочных атомов в ячейке требует создания полной теории, учитывающей сверхтонкую структуру энергетических уровней и сложные релаксационные процессы, происходящие при атомных столкновениях. Наиболее известные работы, посвященные оптической накачке атомов и являющиеся основой для большинства последующих фундаментальных и прикладных работ в этой области, принадлежат У. Хашперу [27–29]. При этом существуют упрощенные подходы, в которых не учитывается сверхтонкая структура атомов [11, 13, 15, 16, 30]. Они продолжают использоваться в прикладных работах

для быстрых оценок выходных характеристик разрабатываемых устройств.

Однако такие простые модели не в состоянии объяснить многие эффекты, например, – качественное различие процессов формирования атомных ансамблей, поляризованных по угловому моменту, при оптическом возбуждении разных сверхтонких переходов в D1 линии, которое исследовалось в работах [31, 32]. Одним из наиболее интересных результатов этих работ был эксперимент, в котором наблюдался неожиданно высокий сигнал магнитного резонанса при интенсивной оптической накачке ^{133}Cs с нижнего сверхтонкого уровня с полным моментом $F = 3$. Этот эффект был объяснен большим столкновительным уширением из-за высокой концентрации азота в используемых авторами ячейках. В таких условиях оптическое излучение с круговой поляризацией, которое и ориентировало угловые моменты щелочных атомов, не могло разрешить сверхтонкую структуру. В итоге, опустошение населенности обоих нижних сверхтонких уровней приводило к увеличению амплитуды магнитного резонанса.

С другой стороны, результаты работ [31, 32] могут быть объяснены иначе, а именно, неполным выравниванием населенностей зеемановских подуровней при столкновениях с молекулами буферного газа. Чтобы проверить справедливость этого утверждения, мы провели эксперимент по оптической на-

¹⁾e-mail: enp-tion@yandex.ru

качке цезия в условиях низкой концентрации молекулярного азота в ячейке, когда механизм, предложенный в работах [31, 32], не работает. В настоящей работе мы покажем, что при использовании молекулярного азота в качестве буферного газа имеет место существенная специфика релаксационных процессов, приводящая к необычным свойствам оптической ориентации щелочных атомов в газовой ячейке.

Эксперимент по оптической ориентации атомов ^{133}Cs в ячейке с буферным газом. Изотоп цезия ^{133}Cs имеет угловой момент ядра $I = 7/2$, который приводит к расщеплению электронных состояний $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$ на пары сверхтонких уровней с полными моментами $F = 3$ и $F = 4$. Далее будем обозначать два нижних сверхтонких уровня символами L_3 и L_4 , а два верхних – L'_3 и L'_4 , где индекс соответствует угловому моменту.

Важным этапом при подготовке к эксперименту являлся выбор газовой ячейки. Чтобы проверить справедливость нашей модели оптической ориентации щелочных атомов, мы в несколько раз уменьшили давление буферного газа и интенсивность света накачки по сравнению с работами [31, 32]. Наша ячейка представляла собой сферу диаметром 20 мм, внутри которой находился пар щелочного металла ^{133}Cs и молекулярный азот N_2 под давлением 10 торр при рабочей температуре 50°C . Зная характерные размеры атома ^{133}Cs в состоянии $^2P_{1/2}$ и буферной молекулы N_2 , можно оценить частоту их столкновений: $\nu_{\text{coll}} \approx 10^9 \text{ c}^{-1}$. Она на порядок превосходит скорость спонтанного распада, поэтому в условиях нашего эксперимента щелочные атомы в подавляющем большинстве случаев переходили из возбужденного состояния в основное под действием так называемых тушащих неупругих столкновений. С другой стороны, уширение спектральной линии поглощения, которое определяется по известному для пары ^{133}Cs – N_2 соотношению 16 МГц/торр [33], на два порядка меньше частоты сверхтонкого расщепления нижнего уровня ^{133}Cs ; из-за этого слабый свет накачки опустошал только один из двух нижних сверхтонких уровней, принадлежащих $^2S_{1/2}$ состоянию. Подобные условия выходили за границы применимости модели, используемой в работах [31, 32], и позволили проверить еще одну теоретическую модель, объясняющую усиление сигнала магнитного резонанса при накачке ^{133}Cs с уровня L_3 .

Принципиальная схема эксперимента приведена на рис. 1. Постоянное магнитное поле \mathbf{B}_0 с индукцией $B_0 = 10 \text{ мкТл}$ создает в ячейке выделенное направление (ось z), вдоль которого под действием света накачки с круговой поляризацией выстраиваются

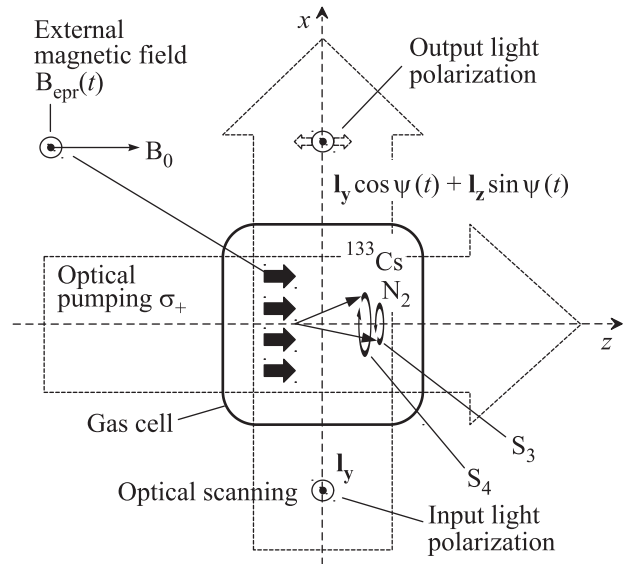


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента по наблюдению магнитного резонанса в насыщенном паре ^{133}Cs . Короткие черные стрелки внутри ячейки обозначают однородное магнитное поле, формируемое внешними катушками с током. Угол ψ характеризует наклон плоскости поляризации, который появлялся при прохождении линейно поляризованного детектирующего луча через ячейку

угловые моменты щелочных атомов. Для формирования магнитного резонанса ячейка была помещена в переменное гармоническое поле $\mathbf{B}_{\text{epр}}$ с амплитудой $B_{\text{epр}} < 100 \text{ нТл}$, направленное под прямым углом к постоянному полю \mathbf{B}_0 (см. рис. 1). Под действием магнитного поля $\mathbf{B}_{\text{epр}}$ угловые моменты щелочных атомов отклонялись от оси z , и совершали вокруг нее прецессионное движение. Атомы, фазы прецессии которых являются когерентными, создают в среде поперечную относительно оси z компоненту поляризации среды по угловому моменту. Для ее детектирования использовалось оптическое излучение с линейной поляризацией, распространяющееся перпендикулярно к свету накачки. Частота детектирующего излучения была отстроена от частот переходов D1 линии ^{133}Cs настолько, чтобы не оказывать существенного влияния на населенности сверхтонких уровней щелочных атомов. Поляризованная по угловому моменту среда характеризуется разной оптической толщиной для противоположных круговых компонент распространяющегося через нее света. Поэтому плоскость поляризации детектирующего излучения поворачивалась в эксперименте на угол ψ , который пропорционален количеству щелочных атомов, когерентно совершающих прецессионное движение в постоянном поле \mathbf{B}_0 , а также проекции их углового момента на ось x .

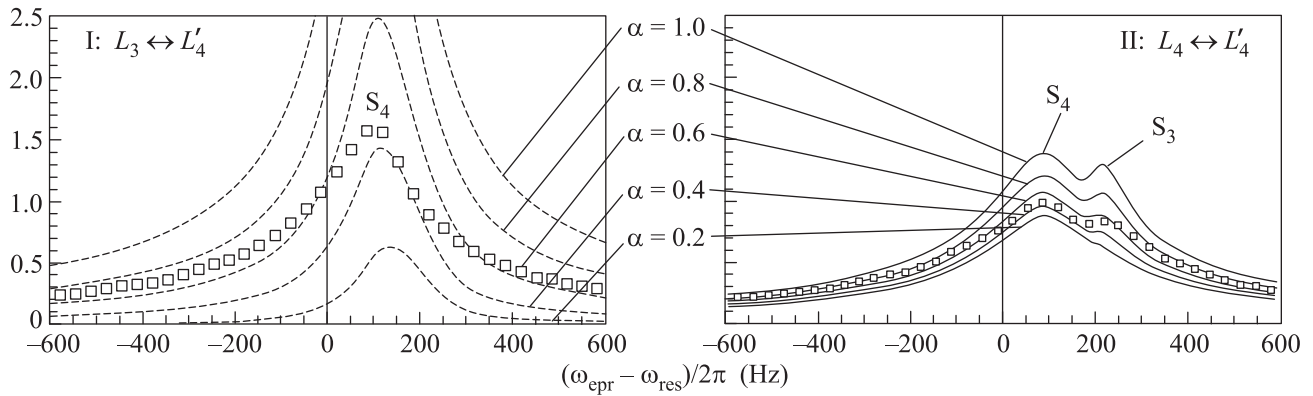


Рис. 2. Спектральные линии магнитного резонанса в парах ^{133}Cs при двух частотах света накачки, равных частотам переходов в D1 линии (переходы обозначены сверху). Белыми квадратами нанесены результаты эксперимента, штриховыми линиями – результаты расчета при разных значениях параметра α , который характеризует долю тушащих столкновений от общего числа столкновений между возбужденными атомами ^{133}Cs и молекулами азота. Для простоты сравнения все кривые нормированы на пик экспериментальной спектральной линии, соответствующей типу накачки II. Условия эксперимента: $B_0 = 10$ мкТл, $B_{\text{epr}} < 100$ нТл, мощность накачки 0.175 мВт, мощность детектирования 2 мВт, площадь сечения луча 0.5 см^2 , отстройка детектирования – 3 ГГц от перехода $L_4 \leftrightarrow L'_3$ с наименьшей частотой в D1 линии, температура в ячейке 50°C , объем ячейки 4 см^3 , давление азота 10 торр

Главной задачей эксперимента являлось проведение спектрального анализа магнитного резонанса при оптическом возбуждении разных переходов в D1 линии ^{133}Cs . Частота поля \mathbf{B}_{epr} адиабатически изменялась в диапазоне 2 кГц около частоты магнитного резонанса ω_{res} , соответствующей основному электронному уровню ^{133}Cs . Для каждого значения частоты \mathbf{B}_{epr} синхронным детектированием определялась амплитуда гармонического изменения угла ψ . Результат эксперимента приведен на рис. 2: амплитуда спектральной линии магнитного резонанса при накачке ^{133}Cs с уровня L_3 оказалась в 1.6 раз выше, чем при накачке с уровня L_4 , когда условия эксперимента выходили за границы применимости модели, приведенной в работах [31, 32]. Значит, сделанное утверждение о существовании еще одного механизма, приводящего к формированию поляризованного по угловому моменту ансамбля щелочных атомов в ячейке, является правдоподобным.

Формирование поляризованных по угловому моменту ансамблей щелочных атомов под действием оптической накачки. Для описания поляризованного по угловому моменту ансамбля щелочных атомов введем векторы **спиновой поляризации** \mathbf{S}_3 и \mathbf{S}_4 :

$$(\mathbf{S}_F)_k = \sum_{M_k=-F}^F M_k \cdot \langle F, M_k | \hat{\sigma} | F, M_k \rangle, \quad (1)$$

$$F = 3, 4, \quad k = x, y, z, \quad (2)$$

где $\hat{\sigma}$ – это оператор плотности щелочных атомов, кет-вектор $|F, M_k\rangle$ – состояние атома, находящегося на основном сверхтонком уровне с угловым моментом F , в то время как его проекция на ось k равна M_k . Введение двух векторов связано с тем, что магнитный момент сонаправлен с угловым моментом, если атом ^{133}Cs находится на уровне L_4 , и противоположен ему, если атом находится на уровне L_3 .

Существует два механизма оптической накачки: де-популяция и ре-популяция [27]. Де-популяция заключается в опустошении энергетического уровня резонансным светом. Распределение населенности по его зеемановским подуровням определяется величинами дипольных переходов: чем больше скорость опустошения зеемановского подуровня, тем меньше он окажется населен, и наоборот. Ре-популяцией называется механизм заполнения энергетического уровня под действием процессов релаксации из возбужденного состояния в основное, когда свет накачки отстроен настолько, что не взаимодействует с атомами, находящимися на этом уровне. В механизме ре-популяции распределение населенности по зеемановским подуровням зависит от характера релаксационных процессов.

В таблице 1 приведены состояния, в которых атомы будут скапливаться и формировать спиновую поляризацию в среде. Наибольший интерес вызывает отличие сигналов магнитного резонанса при накачке ^{133}Cs с уровней L_3 и L_4 , поэтому проведем качественное сравнение случаев оптического возбуждения из табл. 1:

Таблица 1. Соответствие возбуждаемых переходов в D1 линии ^{133}Cs и состояний на нижних сверхтонких уровнях с моментами F_3 и F_4 , которые не опустошаются циркулярным светом накачки с поляризацией σ_+ . Предполагается, что сверхтонкая структура электронного уровня $^2S_{1/2}$ разрешена

N	Переходы	Заселяемые состояния $ F, M_k\rangle$
I	$L_3 \leftrightarrow L'_4$	$F = 3$: — $F = 4$: $ 4, -4\rangle, \dots 4, 4\rangle$
II	$L_4 \leftrightarrow L'_4$	$F = 3$: $ 3, -3\rangle, \dots 3, 3\rangle$ $F = 4$: $ 4, 4\rangle$

I) уровень L_4 заселяется по механизму ре-популяции, поэтому спиновая поляризация \mathbf{S}_4 будет зависеть от свойств релаксации. В то же время величина спиновой поляризации \mathbf{S}_3 останется незначительной из-за малой населенности уровня L_3 , который опустошается резонансным светом;

II) на уровне L_4 появляется “темное” состояние, которое по правилам отбора не будет взаимодействовать с резонансным светом круговой поляризации. В соответствии с механизмом де-популяции это состояние окажется заселено больше остальных, что приведет к формированию спиновой поляризации \mathbf{S}_4 . В то же время уровень L_3 будет интенсивно заселяться по механизму ре-популяции.

В простейшей модели релаксации происходит мгновенное выравнивание населенностей всех зеемановских подуровней, принадлежащих возбужденным уровням L'_3 и L'_4 [34]. Это означает, что механизм ре-популяции будет способствовать равномерному заполнению зеемановских подуровней, принадлежащих основным уровням L_3 и L_4 . Такая картина приведет к невозможности появления спиновой поляризации \mathbf{S}_4 и, следовательно, отсутствию сигнала магнитного резонанса при оптической накачке на переходе $L_3 \leftrightarrow L'_4$. Однако в эксперименте с разрешенной структурой электронного уровня $^2S_{1/2}$ мы наблюдали иную картину (см. рис. 2).

Теоретический анализ. Нами была построена полуклассическая модель взаимодействия электромагнитного излучения с ансамблем движущихся щелочных атомов ^{133}Cs в присутствии переменного магнитного поля и буферного газа. Условия проведения эксперимента таковы, что мы можем не учитывать коллективные эффекты, исследуемые в работах [35–37], и поэтому мы описываем атомный ансамбль в рамках одночастичного оператора плотности.

Запишем оператор Гамильтона \hat{H} в дипольном приближении:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(t) - \gamma_e (g_3 \hat{\mathbf{F}}_3 + g_4 \hat{\mathbf{F}}_4) \mathbf{B}(t), \quad (3)$$

где \hat{H}_0 – оператор Гамильтона невозмущенного щелочного атома, $\hat{\mathbf{d}}$ – оператор дипольного момента щелочного атома для переходов между сверхтонкими уровнями в D1 линии, $\mathbf{E}(t)$ – вектор напряженности электрического поля оптической накачки и детектирования, $\hat{\mathbf{F}}_n$ – размерный оператор полного момента атома на уровне L_n .

Индукция магнитного поля \mathbf{B} имела вид:

$$\mathbf{B}(t) = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_{\text{epf}}(t), \quad (4)$$

$$\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{l}_z, \quad \mathbf{B}_{\text{epf}}(t) = B_{\text{epf}} \mathbf{l}_y \cos(\omega_{\text{epf}} t). \quad (5)$$

Резонансная частота ω_{res} , около которой варьировалась частота вынуждающего поля ω_{epf} , определяется выражением:

$$\omega_{\text{res}} \approx \gamma_e B_0 (|g_3| + |g_4|) / 2, \quad \gamma_e = \frac{e}{2m_e}, \quad (6)$$

где $g_3 \approx -0.25$ и $g_4 \approx 0.25$ – это факторы Ланде сверхтонких уровней L_3 и L_4 [38], e и m_e – заряд и масса электрона, γ_e – гиромагнитное отношение.

Динамика системы описывалась квантово-кинетическим уравнением для оператора плотности $\hat{\sigma}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ каждой скоростной группы ансамбля щелочных атомов:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{\sigma}, \hat{H}] + f \cdot \hat{\mathcal{E}} \{\hat{\sigma}\} + \nu \cdot \hat{\mathcal{S}} \{\hat{\sigma}\}, \quad (7)$$

где супероператор $\hat{\mathcal{E}}$ характеризует переход системы в состояние термодинамического равновесия, а $\hat{\mathcal{S}}$ – релаксацию при столкновениях возбужденных щелочных атомов с молекулами азота. Константа $f \approx 10^3 \text{ c}^{-1}$ была оценена по ширине спектральной линии магнитного резонанса в предыдущих экспериментах с данной ячейкой, а ν принималась близкой к частоте столкновений ν_{coll} и использовалась как подгоночный параметр в теории. При этом частота атомных столкновений предполагалась намного выше скорости спонтанного распада, поэтому он не учитывался в нашей модели.

Длительность бинарного столкновения τ_c между щелочным атомом и буферной молекулой примерно равна 1 пс [26], что много меньше обратной частоты сверхтонкого расщепления $\omega_{hfs} \approx 2\pi \cdot 1.17 \text{ ГГц}$:

$$\tau_c \cdot \omega_{hfs} \approx 10^{-2}. \quad (8)$$

Оценка (8) показывает, что в течение промежутка времени τ_c происходит разрыв связи между электронной оболочкой и ядром щелочного атома в $^2P_{1/2}$ состоянии, которая характеризуется частотой сверхтонкого расщепления ω_{hfs} . Если при этом буферная молекула является двухатомной (N_2), то акт

столкновения сопровождается спецификой безызлучательного перехода щелочного атома из возбужденного состояния в основное [38–41], которая состоит в том, что разрушению подвергается только состояние электронной оболочки ^{133}Cs . Проекция момента ядра при этом сохраняется, что приводит к неравномерному заполнению населенности зеемановских подуровней, принадлежащих уровням L_3 и L_4 . Особенно ярко этот эффект проявляется в случае накачки на переходе $L_3 \leftrightarrow L'_4$ (случай I из табл. 1): магнитный резонанс был вызван ростом спиновой поляризации \mathbf{S}_4 именно из-за неравномерного заполнения зеемановских подуровней при релаксации щелочных атомов из возбужденного состояния в основное.

С учетом оценки (8), оператор релаксации \hat{S} можно записать с помощью трех слагаемых:

$$\hat{S}\{\hat{\sigma}\} = \alpha \cdot \hat{\sigma}_{(0)}^{jj} \otimes \hat{\sigma}^{ii} + (1 - \alpha)\hat{\sigma}_{(0)}^{ee} - \hat{\sigma}^{ee}. \quad (9)$$

Первое слагаемое описывает столкновение щелочного атома с молекулой азота, которое приводит к безызлучательному переходу из возбужденного состояния $^2P_{1/2}$ в основное $^2S_{1/2}$ с сохранением проекции момента ядра. Для определения доли таких столкновений мы ввели параметр α . Второе слагаемое описывает выравнивание населенности зеемановских подуровней в возбужденном состоянии $^2P_{1/2}$, которое происходит при остальных $(1 - \alpha)$ столкновениях, а $\hat{\sigma}_{(0)}^{ee}$ характеризует оператор плотности после выравнивания. Третье слагаемое – это уход атомов из начального возбужденного состояния $\hat{\sigma}^{ee}$, который происходит при каждом столкновении щелочного атома с молекулами буферного газа. Редуцированные операторы плотности $\hat{\sigma}_{(0)}^{jj}$ и $\hat{\sigma}^{ii}$ описывают состояние электронной оболочки и ядра щелочного металла после безызлучательного перехода [7, 39]:

$$\hat{\sigma}_{(0)}^{jj} = \sum_{m=-1/2}^{+1/2} \frac{1}{2} \cdot |J, m\rangle\langle J, m|, \quad (10)$$

$$\hat{\sigma}^{ii} = \sum_{m=-1/2}^{+1/2} \langle J', m|\hat{\sigma}|J', m\rangle. \quad (11)$$

Символами J и J' обозначены полные моменты электронной оболочки щелочного атома в $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$ состояниях, соответственно. В формуле (11) проведено усреднение по части переменных, поэтому $\hat{\sigma}^{ii}$, так же, как и $\hat{\sigma}_{(0)}^{jj}$, является оператором.

Мы сравнили результаты эксперимента с теорией при разных значениях параметра α (рис. 2). При накачке типа I вместе с увеличением α быстро растет амплитуда сигнала магнитного резонанса, уровень L_3 при этом не содержит темных состояний –

слабо заселен и не вносит вклада в поворот плоскости поляризации детектирующего поля. Спиновая поляризация присутствует только на уровне L_4 , а на графике наблюдается единственный пик, связанный с прецессией вектора \mathbf{S}_4 . Механизм формирования спиновой поляризации заключается в переносе углового момента ядра ^{133}Cs при безызлучательном переходе $^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$.

При накачке типа II увеличение параметра α также приводит к росту амплитуды, причем кривая содержит два резонанса, формируемых векторами спиновой поляризации \mathbf{S}_4 и \mathbf{S}_3 . Учитывая, что правый резонансный пик резко зависит от параметра α , мы делаем вывод, что он вызван прецессией вектора \mathbf{S}_3 . Действительно, в случае II все зеемановские подуровни, принадлежащие уровню L_3 , заселяются по механизму ре-популяции. Значит, спиновая поляризация на уровне L_3 формируется только при безызлучательном переходе $^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$, и должна уменьшаться при стремлении α к нулю.

Проведенный анализ показывает, что безызлучательный переход из возбужденного состояния в основное приводит к росту спиновой поляризации в основном состоянии. Наилучшая сходимость расчета с экспериментом достигается при $\alpha \approx 0.5$. Из этого следует, что в условиях нашего эксперимента только половина столкновений происходила с сохранением спинового состояния ядра. Учитывая динамику возбужденных щелочных атомов в промежутке между столкновениями, этот результат может отличаться для ячеек с плотным буферным газом.

В заключение отметим, что основным результатом работы является обнаружение сигнала магнитного резонанса при оптической накачке ^{133}Cs на переходе $L_3 \leftrightarrow L'_4$, который оказывается больше сигнала при оптической накачке на переходе $L_4 \leftrightarrow L'_4$ в условиях низкого давления молекулярного азота в ячейке; сверхтонкая структура электронного уровня $^2S_{1/2}$ разрешена. Условия эксперимента выходили за границы применимости модели, используемой в работах [31, 32], что дало возможность подтвердить еще одно объяснение данного эффекта, предложенное нами. Оно заключается в сохранении момента ядра при безызлучательном переходе щелочных атомов из возбужденного состояния в основное, в результате чего происходит рост спиновой поляризации на уровне L_4 по механизму ре-популяции.

Авторы выражают благодарность профессору кафедры теоретической физики И.М. Соколову за помощь и полезные дискуссии при получении результатов статьи.

Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы” (соглашение # 14.578.21.0211, уникальный идентификатор соглашения RFMEFI57816X0211).

1. W. Bell and A. Bloom, *Phys. Rev.* **107**, 1559 (1957).
2. S. Appelt, A. Ben-Amar Baranga, A. Young, and W. Happer, *Phys. Rev. A* **59**, 2078 (1999).
3. Y. Chen, W. Quan, S. Zou, Y. Lu, L. Duan, Y. Li, H. Zhang, M. Ding, and J. Fang, *Sci. Rep.* **6**, 36547 (2016).
4. T. Kubo, *Appl. Opt.* **11** 1521 (1972).
5. А. Каслер, *УФН* **93**, 5 (1967).
6. Е. Б. Александров, А. К. Вершовский, *УФН* **179**, 605 (2009).
7. Е. Н. Попов, С. П. Воскобойников, С. М. Устинов, К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов, *ЖЭТФ* **152**, 1179 (2017).
8. I. Savukov, T. Karaulanov, and M. G. Boshier, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 023504 (2014).
9. Y. Gao, H. Dong, X. Wang, X. Wang, and L. Yin, *Chin. Phys. B* **26**, 067801 (2017).
10. D. Budker and D. Kimball, *Optical magnetometry*, Cambridge University Press (2013), 406 p.
11. А. К. Вершовский, Ю. А. Литманович, А. С. Пазгалёв, В. Г. Пешехонов, *Гироскопия и Навигация* **26**, 55 (2018).
12. A. Weis, *Europhysics News* **43**, 20 (2012).
13. E. Donley, *IEEE Sensors pp.* 17–22 (2010).
14. D. Budker and M. Romalis, *Nature Phys.* **3**, 227 (2007).
15. M. Larsen and M. Bulatowicz, *2012 IEEE International Frequency Control Symposium Proceedings (FCS 2012)*.
16. T. Kornack, R. Ghosh, and M. Romalis, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 230801 (2005).
17. Е. Б. Александров, А. К. Вершовский, А. С. Пазгалёв, *ЖТФ* **76**, 103 (2006).
18. А. К. Вершовский, С. П. Дмитриев, А. С. Пазгалёв, *ЖТФ* **83**, 90 (2013).
19. Y. Nagata, S. Kurokawa, and A. Hatakeyama, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **50**, 105002 (2017).
20. E. Zhivun, A. Wickenbrock, B. Patton, and D. Budker, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 192406 (2014).
21. K. Zhao, M. Schaden, and Z. Wu, *Phys. Rev. A* **81**, 042903 (2010).
22. M. Romalis and G. Cates *Phys. Rev. A* **58**, 3004 (1998).
23. A. Hatakeyama, Y. Enomoto, K. Komaki, and Y. Yamazaki *Phys. Rev. Lett.* **95**, 253003 (2005).
24. L. Chen, B. Zhoua, G. Lei, W. Wu, Y. Zhai, Z. Wang, and J. Fang, *AIP Adv.* **7**, 115101 (2017).
25. W. Happer, E. Miron, S. Schaefer, D. Schreiber, W. A. van Wijngaarden, and X. Zeng, *Phys. Rev. A* **22**, 3092 (1984).
26. X. Zeng, Z. Wu, T. Call, E. Miron, D. Schreiber, and W. Happer, *Phys. Rev. A* **31**, 260 (1985).
27. W. Happer, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 170 (1972).
28. T. G. Walker and W. Happer, *Rev. Mod. Phys.* **69**, 629 (1997).
29. W. Happer, Y. Jau, and T. Walker, *Optically Pumped Atoms*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim (2010), 234 p.
30. J. Fang, S. Wan, and H. Yuan, *Appl. Opt.* **52**, 7220 (2013).
31. T. Scholtes, V. Schultze, R. Isselsteijn, S. Woetzel, and H. Meyer, *Rhys. Rev. A* **84**, 043416 (2011).
32. T. Scholtes, S. Pustelny, S. Fritzsche, V. Schultze, R. Stolz, and H. Meyer, *Rhys. Rev. A* **94**, 013403 (2016).
33. G. A. Pitz, D. E. Wertepny, and G. P. Perram, *Phys. Rev. A* **80**, 062718 (2009).
34. Н. М. Померанцев, В. М. Рыжков, Г. В. Скроцкий, *Физические основы квантовой магнитометрии*, URSS, М. (1972), 488 с.
35. S. Skipetrov, I. Sokolov, and M. Havey, *Phys. Rev. A* **94**, 013825 (2016).
36. S. Roof, K. Kemp, M. Havey, I. Sokolov, and D. Kupriyanov, *Opt. Lett.* **40**, 1137 (2015).
37. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **90**, 012511 (2014).
38. D. A. Steck, <http://steck.us/alkalidata> (2001).
39. В. А. Бобрикова, Е. Н. Попов, К. А. Баранцев, С. П. Воскобойников, А. Н. Литвинов, *Письма в ЖЭТФ* **107**, 723 (2018).
40. F. Franz and J. Franz, *Phys. Rev.* **148**, 82 (1966).
41. A. Sieradzan and F. A. Franz, *Phys. Rev. A* **25** 2985 (1982).