

Процессы спинового обмена и хемоионизации при столкновении поляризованных метастабильных атомов гелия с атомами цезия в основном состоянии

© С.П. Дмитриев, Н.А. Доватор, В.А. Картошкин

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

(Поступило в Редакцию 14 января 1999 г.)

Рассмотрена кинетика оптической ориентации атомов в гелий-цезий газоразрядной плазме и получены кинетические уравнения, описывающие оптическую ориентацию атомов в случае двух одновременно протекающих процессов: упругого (спиновой обмен) и неупругого (хемоионизация). Экспериментально определены константы скорости этих процессов, которые оказались равны: $C_{se} = (2.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $C_{ci} = (1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

Введение

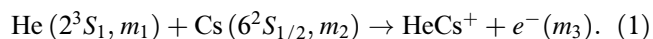
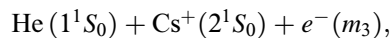
Исследования взаимодействия возбужденных поляризованных атомов инертных газов с атомами щелочных металлов в основном состоянии проводятся достаточно давно. Основной интерес к этой проблеме обусловлен возможностью не прямой поляризации одного из участников столкновения за счет другого, если последний был предварительно оптически ориентирован резонансным оптическим излучением [1–3]. Ориентация партнера столкновения в рассматриваемой ситуации возможна за счет двух процессов: спинового обмена и хемоионизации. В [4] было показано, что оба эти процесса оказывают существенное влияние друг на друга. Это необходимо учитывать как при проведении расчетов, так и при постановке соответствующих экспериментов.

Возврат интереса к системам с участием щелочных атомов в последнее время обусловлен целым рядом причин как чисто научного, так и прикладного характера. К последним, в частности, можно отнести использование не прямой оптической ориентации в системе атом щелочного металла–атом инертного газа для получения поляризованных атомов ядерных парамагнетиков (в первую очередь атомов ^3He и ^{129}Xe) с последующим их использованием в медицине, в частности в ядерной томографии [5,6], а также создание и успешное использование щелочно-гелиевых магнитометров с не прямой оптической ориентацией атомов [3]. Несмотря на интерес к подобным системам, такие важные физические данные, как поперечные сечения соответствующих процессов, изучены крайне слабо. При этом если экспериментальные данные по сечениям ионизации еще присутствуют в литературе (в основном из экспериментов по распадающейся плазме), то данные по сечениям спинового обмена полностью отсутствуют. Это связано с тем, что в экспериментах с поляризованными частицами, которые традиционно применяются для измерения константы скорости спинового обмена [4], трудно разделить два одновременно протекающих спин-зависимых процесса.

В настоящей работе предпринята успешная попытка решения этой проблемы и измерено сечение спинового обмена при столкновении возбужденных метастабильных атомов гелия с атомами цезия в основном состоянии. Это оказалось возможным сделать в рамках экспериментов по оптической ориентации и магнитному резонансу метастабильных атомов гелия.

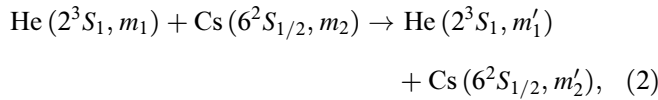
Уравнения эволюции наблюдаемых в системе $\text{He}^*(2^3S_1) - \text{Cs}(6^2S_{1/2})$ величин

При столкновении возбужденных метастабильных атомов гелия в 2^3S_1 -состоянии с атомами цезия в основном $6^2S_{1/2}$ -состоянии происходит процесс ионизации атомов цезия за счет большой внутренней энергии возбуждения метастабильных атомов гелия ($E = 19.82 \text{ eV}$). При этом, если один из партнеров столкновения предварительно был поляризован тем или иным образом, эта поляризация может быть передана другому партнеру столкновения, если в процессе столкновения сохраняется полный спин системы, т. е. имеет место следующая картина:



Процесс (1) происходит со скоростью $1/\tau_2^i = C_{ci}N_i$, где C_{ci} — константа скорости хемоионизации, N_i — концентрация метастабильных атомов гелия или атомов цезия в основном состоянии. Реакция (1) разрешена, когда полный спин системы на входе реакции $m_1 + m_2$ равен полному спину на выходе реакции — m_3 (здесь m_i — проекция электронного спина соответствующей частицы). Таким образом, если первоначально были поляризованы атомы цезия (пусть проекция их спина на выделенное направление была равна $m_2 = 1/2$), то в результате столкновения преимущественная поляризация атомов гелия будет $m_1 = 1$.

Вторым процессом, который протекает одновременно с хемоионизацией, в случае столкновения поляризованных частиц, является спиновый обмен



причем $m_1 + m_2 = m'_1 + m'_2$ при сохранении полного спина системы, скорость процесса $1/\tau_3^i = C_{se}N_i$, где C_{se} — константа скорости спинового обмена.

В настоящей работе мы будем рассматривать взаимодействие атомов цезия-133 с атомами изотопа гелия ^4He , которые в основном состоянии диамагнитны, а в метастабильном состоянии обладают электронным парамагнетизмом (спин $S_1 = 1$). У атомов цезия в основном состоянии электронный спин $S_2 = 1/2$ и ядерный спин $I = 7/2$.

Поскольку время столкновения частиц ($t_{\text{coll}} \sim 10^{-12}$ с) много меньше времени сверхтонкого взаимодействия (для атома Cs $\tau_{\text{sf}} \sim 10^{-10}$ с), то далее мы будем полагать, что при столкновении происходит эволюция электронной ориентации, а изменение ядерной ориентации происходит в промежутке времени между столкновениями. Эволюция продольных компонент наблюдаемых в эксперименте величин — электронной ориентации метастабильных атомов гелия $\langle S_{\text{He}} \rangle$, электронной ориентации атомов Cs $\langle S_{\text{Cs}} \rangle$ и электронного выстраивания метастабильных атомов гелия $\langle Q_{\text{He}} \rangle$ примет следующий вид (здесь мы полагаем, что $\langle S \rangle = \text{Tr}(\rho S)$, а компоненты электронного выстраивания имеют вид $\langle Q_{\text{He}} \rangle = \text{Tr}(\rho Q)$, где $Q_{\alpha\beta} = 3/2(S_\alpha S_\beta + S_\beta S_\alpha) - S^2 \delta_{\alpha\beta}$ и $\alpha, \beta = x, y$ или z , ρ — матрица плотности):

$$\frac{d}{dt} \langle S_{\text{He}} \rangle^z = - \left(\frac{1}{3\tau_2} + \frac{1}{2\tau_3} \right) \langle S_{\text{He}} \rangle^z + \left(\frac{4}{9\tau_2} + \frac{4}{3\tau_3} \right) \langle S_{\text{Cs}} \rangle^z + \left(\frac{2}{9\tau_2} - \frac{1}{3\tau_2} \right) \langle S_{\text{He}} \rangle^z \langle Q_{\text{He}} \rangle^{zz}, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \langle S_{\text{Cs}} \rangle^z = - \left(\frac{1}{3\tau'_2} + \frac{1}{2\tau'_3} \right) \langle S_{\text{He}} \rangle^z + \left(\frac{1}{3\tau'_2} + \frac{4}{3\tau'_3} \right) \langle S_{\text{Cs}} \rangle^z + \frac{1}{3\tau'_3} \langle S_{\text{Cs}} \rangle^z \langle Q_{\text{He}} \rangle^{zz}, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} \langle Q_{\text{He}} \rangle^{zz} = - \left(\frac{1}{3\tau_2} + \frac{3}{2\tau_3} \right) \langle Q_{\text{He}} \rangle^{zz} + \left(\frac{2}{3\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} \right) \langle S_{\text{Cs}} \rangle^z \langle S_{\text{He}} \rangle^z. \quad (5)$$

Далее можно учесть влияние света накачки введением соответствующих членов в уравнения (3)–(5): φ_p, φ'_p и φ''_p ($\varphi_p = L_p/\tau_p$, τ_p — время накачки для ориентации или выстраивания, L_p характеризует используемое излучение). Кроме того, в уравнениях могут быть учтены вклады от диффузии и прочих релаксационных процессов, влияющих на эволюцию соответствующих

поляризационных моментов. В матричном виде система уравнений примет вид

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \langle S_{\text{He}} \rangle^z \\ \langle S_{\text{Cs}} \rangle^z \\ \langle Q_{\text{He}} \rangle^{zz} \end{bmatrix} = [A] \begin{bmatrix} \langle S_{\text{He}} \rangle^z \\ \langle S_{\text{Cs}} \rangle^z \\ \langle Q_{\text{He}} \rangle^{zz} \end{bmatrix} + [B] \begin{bmatrix} \langle S_{\text{He}} \rangle^z \langle Q_{\text{He}} \rangle^{zz} \\ \langle S_{\text{Cs}} \rangle^z \langle Q_{\text{He}} \rangle^{zz} \\ \langle S_{\text{He}} \rangle^z \langle S_{\text{Cs}} \rangle^z \end{bmatrix} + [\varphi_p] + [R], \quad (6)$$

где матрицы $[A]$, $[B]$, $[\varphi_p]$ имеют вид

$$[A] = \begin{bmatrix} - \left(\frac{1}{3\tau_2} + \frac{1}{2\tau_3} \right) - \frac{1}{\tau_d} - \frac{1}{\tau_R}; & \left(\frac{4}{9\tau_2} + \frac{4}{3\tau_3} \right); & 0 \\ \left(\frac{1}{6\tau'_2} + \frac{1}{2\tau'_3} \right); & & \\ - \left(\frac{1}{3\tau_2} + \frac{4}{3\tau_3} \right) - \frac{1}{\tau_d} - \frac{1}{\tau_R}; & 0; & \\ 0; & 0; & - \left(\frac{1}{3\tau_2} + \frac{3}{2\tau_3} \right) - \frac{1}{\tau'_d} - \frac{1}{\tau'_R} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -p_1 & r_1 & 0 \\ r_2 & -p_2 & 0 \\ 0 & 0 & -p_3 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

$$[B] = \begin{bmatrix} \frac{2}{9\tau_2} - \frac{1}{3\tau_3} \\ \frac{1}{3\tau'_3} \\ \frac{2}{3\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

$$[\varphi_p] = \begin{bmatrix} \varphi_p \\ \varphi'_p \\ \varphi''_p \end{bmatrix}, \quad (9)$$

а матрица $[R]$ учитывает различные релаксационные процессы. Следует иметь в виду, что в (9) соответствующие элементы матрицы проявляются при определенных условиях накачки. При оптической накачке метастабильных атомов гелия линейно поляризованным светом последний создает только выстраивание, а при накачке циркулярно поляризованным гелиевым светом создаются одновременно и ориентация, и выстраивание в гелии. При оптической накачке атомов цезия в системе зеемановских подуровней атома цезия возникает электронная ориентация. В дальнейшем за счет сверхтонкого взаимодействия возникают ориентация и выстраивание в системе сверхтонких подуровней атома цезия.

Мы будем интересоваться случаем, когда осуществляется оптическая ориентация метастабильных атомов гелия. В результате столкновений последних с атомами цезия в основном состоянии ориентация перераспределяется между партнерами столкновения. Из (3) и (5) следует, что ширина линий магнитного резонанса метастабильных ориентированных (δf_{or}) и выстроенных (δf_{al}) атомов гелия, обусловленные столкновениями с атомами цезия в основном состоянии, имеют вид

$$\pi \delta f_{or} = 1/(2\tau_3) + 1/(3\tau_2), \quad (10)$$

$$\pi \delta f_{al} = 3/(2\tau_3) + 1/(3\tau_2). \quad (11)$$

Отсюда нетрудно видеть, что разность ширин линий магнитного резонанса $\pi(\delta f_{al} - \delta f_{or})$ равна скорости спинового обмена атомов гелия и цезия ($1/\tau_3 = C_{se}N_{Cs}$). Таким образом, появляется реальная возможность определения как сечения спинового обмена, так и сечения хемоионизации из экспериментов по оптической ориентации атомов в смеси He–Cs (имея в виду, что сечение процесса равно $\langle \sigma(T) \rangle = C(T)/\langle v \rangle$, где $\langle v \rangle$ — средняя относительная скорость столкновения частиц).

Магнитный резонанс в системе оптически ориентированных атомов гелия и цезия

Для учета влияния на систему магнитного резонанса в матрицу (6) можно ввести диагональные члены вида: а) для ориентации

$$F_1(\omega_i) = \frac{\omega_i^2 \cdot 1/p_i^2}{\omega_i^2 + \Delta\omega^2 + 1/p_i^2},$$

где индекс $i = 1$ для гелия и 2 для цезия; б) для выстраивания

$$F_2(\omega_1) = 1/p_3 \times \frac{3\omega_1^2(\omega_1^2 + 4\Delta\omega^2 + 1/p_3^2)}{(4\omega_1^2 + 4\Delta\omega^2 + 1/p_3^2)(\omega_1^2 + \Delta\omega^2 + 1/p_3^2)}, \quad (12)$$

$\omega_i = \gamma_i H_1$ — амплитуда резонансного радиочастотного магнитного поля, γ_i — гиромагнитное отношение, $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ — расстройка частоты, $\omega_0 = \gamma_i H_0$ — резонансная частота.

Таким образом, резонанс в системе ориентированных атомов гелия может быть описан введением члена $F_1(\omega, \omega_1)$: $F_2(\omega, \omega_1)$ — в системе выстроенных атомов гелия и $F_1(\omega, \omega_3)$ — в системе ориентированных атомов цезия.

При оптической ориентации атомов гелия резонансным излучением и возбуждении магнитного резонанса на частоте зеемановских переходов атомов гелия (g -фактор равен 2) в случае слабой накачки имеем следующие результаты:

$$\langle S_{Cs} \rangle^z = \frac{r_2}{p_2} \langle S_{He} \rangle^z,$$

$$\langle S_{He} \rangle^z = \frac{\varphi_p p_2}{d} \left[1 - (2\omega_1)^2 \times \frac{p_1 p_2 / d}{p_1^2 + \Delta\omega^2 + (2\omega_1)^2 p_1 p_2 / d} \right], \quad (13)$$

где $d = p_1 p_2 - r_1 r_2$, $\Delta\omega = \omega - 2\omega_0$, $\Delta\omega = \omega - 1/2 \cdot \omega_0$.

При магнитном резонансе на частотах зеемановских переходов атомов цезия мы получаем следующие выражения, принимая во внимание, что g -факторы обоих сверхтонких состояний равны по величине и отличаются только знаками ($g = \pm 1/2$):

$$\langle S_{Cs} \rangle^z = \frac{\varphi_p r_2}{d} \left(1 - \left(\frac{1}{2} \omega_1 \right)^2 \frac{p_1 p_2 / d}{p_2^2 + \Delta\omega^2 + \omega_1^2 p_1 p_2 / d} \right),$$

$$\Delta\omega = \omega - 1/2 \cdot \omega_0,$$

$$\langle S_{He} \rangle^z = \frac{\varphi_p}{p_1} \left[1 + \frac{r_1 r_2}{d} \left(1 - (2\omega_1)^2 \times \frac{p_1 p_2 / d}{p_2^2 + \Delta\omega_1^2 + (2\omega_1)^2 p_1 p_2 / d} \right) \right]. \quad (14)$$

При необходимости нетрудно получить аналогичные выражения для случая оптической ориентации атомов цезия резонансным излучением.

Используя полученные выше соотношения, можно написать выражение для сигнала магнитного резонанса атомов Cs, наблюдаемого по изменению поглощения света накачки атомов гелия для света, параллельного постоянному магнитному полю,

$$S_{||} = -A_0 \left| \frac{\Delta N_{He^*}}{N_{He^*}} \right| + A_1 \left| \Delta \langle S_{He} \rangle^z \right| + A_2 \left| \Delta \langle Q_{He} \rangle^{zz} \right|. \quad (15)$$

Здесь коэффициенты A_0 , A_1 и A_2 определяются относительными вероятностями переходов между различными зеемановскими подуровнями 2^3S_1 - и $2^3P_{0,1,2}$ -состояний гелия, а также интенсивностями D_0 -, D_1 - и D_2 -линий гелиевой лампы накачки и контуром поглощения ячейки. Следует заметить, что в выражении (15) преобладают два последних члена, так как изменение заселенности в момент резонанса, как правило, малое. Кроме того, следует учитывать возможное изменение вкладов в сигнал магнитного резонанса от ориентации и выстраивания, обусловленное столкновительными процессами. Результатом такого изменения может быть существенное отличие формы линии магнитного резонанса от лоренцевой [7,8].

Экспериментальное определение сечений спинового обмена и хемоионизации при взаимодействии атомов гелия и натрия

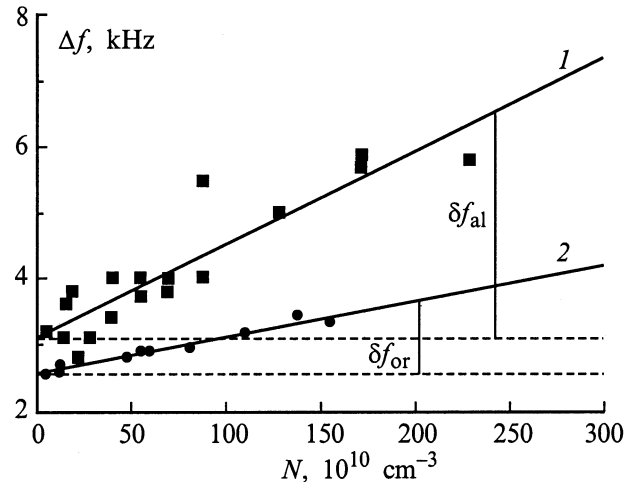
В настоящей работе рассматривается взаимодействие атомов ^{133}Cs с оптически поляризованными атомами гелия, находящимися в 2^3S_1 -состоянии, и впервые экспериментально определена константа скорости спинового

обмена при столкновении поляризованного метастабильного атома гелия с атомом цезия в основном состоянии. Как было показано выше, скорости разрушения ориентации $\langle S_{\text{He}} \rangle^z$ и выстраивания $\langle Q_{\text{He}} \rangle^{zz}$ метастабильных атомов гелия зависят от столкновительных процессов типа (1) и (2) в соответствии с (10) и (11). Как видно из (10) и (11), вклады в ширину линии магнитного резонанса для выстроенных и ориентированных атомов гелия должны отличаться друг от друга. Именно такое различие и позволяет определить константы скорости двух одновременно протекающих процессов.

В эксперименте использовалась стандартная установка для исследования оптической ориентации атомов. Оптическая ориентация спиновых моментов метастабильных атомов гелия производилась циркулярно-поляризованным,¹ а выстраивание — неполяризованным светом накачки ($\lambda = 1.08 \mu\text{m}$), распространявшимся вдоль магнитного поля $H_z \cong 35 \text{ мОе}$, создаваемого кольцами Гельмгольца внутри магнитного экрана. В качестве источника накачки использовалась гелиевая капиллярная лампа, в которой возбуждался высокочастотный разряд. Заселение метастабильного состояния осуществлялось путем возбуждения ВЧ разряда в объеме камеры поглощения, содержащей газ ^4He ($P = 1 \text{ Торр}$ при $T = 300 \text{ К}$) и металлический цезий. Газоразрядная камера помещалась в термостат. Рабочая температура определялась с помощью терморезистора, наклеенного на камеру поглощения в наиболее холодной ее части. Изменение температуры в диапазоне 293–343 К позволяло регулировать концентрацию атомов цезия от $2.7 \cdot 10^{10}$ до $2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Для возбуждения магнитного резонанса в системе зеемановских подуровней 2^3S_1 -атомов гелия перпендикулярно магнитному полю H_z прикладывалось амплитудно-модулированное радиочастотное магнитное поле $H_1 = h \sin \Omega t \sin \omega t$, где $\Omega/2\pi = 250 \text{ Нз}$, $\omega/2\pi$ — частота радиополя была $\sim 100 \text{ кНз}$. В эксперименте регистрировалось изменение (на частоте модуляции Ω) интенсивности света накачки, прошедшего через камеру поглощения, при сканировании частоты ω в области магнитного резонанса $\omega_0 = \gamma H_z$ ($\gamma/2\pi = 2.8 \text{ МНз/Ое}$). При малых значениях амплитуды радиополя $h \leq 0.1 \text{ мОе}$ [7] форма линии магнитного резонанса (как для ориентации, так и для выстраивания атомов гелия) была близка к лоренцевой, а ширина линии магнитного резонанса зависела в основном от релаксационных столкновительных процессов в камере поглощения. Ширина линии определялась на уровне 0.5 от максимальной амплитуды сигнала магнитного резонанса.

Для нахождения искомой константы скорости спинного обмена в эксперименте определялось приращение ширины линии магнитного резонанса (как для ориентированных, так и выстроенных атомов гелия) $\delta f_{\text{or,al}}$ с увеличением концентрации атомов цезия при нагреве

¹ При накачке циркулярно-поляризованным излучением возможно возникновение как ориентации, так и выстраивания. Относительная величина выстраивания в сигнале магнитного резонанса зависит от спектра излучения лампы и толщины оптического слоя в камере поглощения. В нашем эксперименте эта величина не превышала 10%.



Зависимость ширины линии магнитного резонанса ориентированных (2) и выстроенных (1) метастабильных атомов гелия от концентрации атомов цезия в основном состоянии (N_{Cs}): $\delta f_{\text{or,al}}$ — уширение линии магнитного резонанса, обусловленное процессами спинного обмена и хемоионизации для ориентированных и выстроенных атомов.

камеры поглощения $\delta f_{\text{or,al}} = \Delta f_{\text{or,al}}(T) - \Delta f_{\text{or,al}}(T_0)$, где $\Delta f_{\text{or,al}}(T_0)$ — ширина линии при $T = 300 \text{ К}$ ($\sim 2\text{--}3 \text{ кНз}$). Для построения зависимостей $\delta f_{\text{or,al}}$ от концентрации атомов Cs (N_{Cs}) температура пересчитывалась в значение N_{Cs} в соответствии с данными работы [9].

В эксперименте было проведено несколько серий измерений по определению зависимости $\delta f(N_{\text{Cs}})$ как для ориентации, так и для выстраивания. Усреднение полученных данных проводилось как внутри каждой серии, так и по всему массиву серий. Пример зависимостей $\delta f_{\text{or,al}}(N_{\text{Cs}})$, полученных для одной из серий экспериментальных измерений, представлен на рисунке. Как видно, вклады в ширины линий магнитного резонанса для ориентированных (2) и выстроенных (1) атомов существенно различаются.² Действительно, из (3) и (4) следует, что

$$\pi(\delta f_{\text{al}} - \delta f_{\text{or}}) = N_{\text{Cs}} C_{\text{se}}. \quad (16)$$

Величина C_{se} , определенная из (16), составила $(2.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. С учетом полученного значения C_{se} из (10) и (11) была определена также константа скорости хемоионизации $C_{\text{ci}} = (1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Следует отметить, что основная погрешность в настоящих измерениях была обусловлена ошибкой, связанной с определением концентрации щелочных атомов. К этой ошибке приводит как наличие градиентов температуры на поверхности камеры, так и погрешность при измерении ее рабочей температуры.

² Следует заметить, что ширина линии магнитного резонанса поляризованных атомов гелия зависит также от скорости диффузии, спинного обмена с электронами и т.д. В настоящем эксперименте изменение (с увеличением температуры) ширины линии магнитного резонанса, обусловленное этими процессами, не превышало погрешности измерений.

В заключение необходимо отметить, что если константа скорости спинового обмена определена в настоящей работе впервые, то константа скорости хемоионизации без учета статистического множителя ($1/3C_{ci}$) неоднократно определялась ранее ($(0.44 \pm 0.16) \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [10], $(0.45 \pm 0.09) \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [11]). Как видно из приведенных результатов, наблюдается удовлетворительное соответствие наших результатов с полученными в работах [10,11].

Список литературы

- [1] *Harper W.* // Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. N 1. P. 169–249.
- [2] *Дмитриев С.П., Денисов Д.Э.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 6. С. 131–133.
- [3] *Блинов Е.В., Житников Р.А., Кулешов П.П.* // Оптическая ориентация атомов и молекул. Сб. нач. тр. Л.: ВСООАМ, 1987. С. 12–16.
- [4] *Клементьев Г.В., Мельников В.Д., Картошкин В.А.* // Хим. физика. 1985. Т. 4. № 1. С. 37–41.
- [5] *Middleton H., Black R.D., Saam B. et al.* // Magnetic Resonance in Medicine. 1995. Vol. 33. N 2. P. 271–275.
- [6] *Gatzke M., Cates G., Driehuys B. et al.* // Nature. 1994. Vol. 370. N 6487. P. 199–205.
- [7] *Картошкин В.А., Клементьев Г.В.* // Оптика и спектр. 1988. Т. 65. Вып. 4. С. 792–796.
- [8] *Langmuir I., Taylor J.B.* // Phys. Rev. 1937. Vol. 51. N 3. P. 753–759.
- [9] *Толмачев Ю.А., Фогель Д.* // Оптика и спектр. 1980. Vol. 48. N 4. P. 818–820.
- [10] *Johnson C.E., Tipton C.A. and Robinson P.G.* // J. Phys. B. 1978. Vol. 11. N 5. P. 927–934.