

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ

В. В. Чернушкин

Воронежский государственный университет

Развивается теория магнито/электрического двулучепреломления Джонса и дихроизма путем учета билинейной по постоянным электрическому и магнитному полям дипольно запрещенных поправок к амплитуде рэлеевского рассеяния. В частном случае ориентации статических полей относительно волнового и поляризационного векторов монохроматического излучения, амплитуда определяет поправку к показателю преломления атомарного газа, ответственного за (i) двулучепреломление и дихроизм Джонса, (ii) линейные двулучепреломление и дихроизм и (iii) анизотропию направлений для монохроматической волны. Аналитические выражения и численные данные для указанных поправок, рассчитанные для щелочных атомов, определяют оптимальные условия наблюдения эффектов в парах. Для резонанса на D уровнях обнаружено существенное повышение частотной зависимости отношения анизотропии показателя преломления эффекта Джонса к квадратному корню из произведения соответствующих анизотропий, определяемых эффектами Керра и Коттона—Мутона.

1. ВВЕДЕНИЕ

Начиная с пионерской работы Джонса [1] в литературе было много дискуссий о существовании и наблюдении эффекта двулучепреломления, билинейного по величинам постоянных электрического и магнитного внешних полей. Ранее известные эффект Керра, квадратичный по электрическому полю, и эффект Коттона—Мутона, квадратичный по магнитному полю, хорошо наблюдались в эксперименте и описывались теоретически. Была развита теория анизотропии показателя преломления, вызванной в атомарной среде электрическим полем, как постоянным, так и переменным (см., например, [2, 3]). Были определены резонансные особенности и вычислены нерезонансные атомные восприимчивости, соответствующие поправкам к показателю преломления, ответственные за эффект Керра, прямые [4—6] и обратные [7—9] оптические эффекты Керра и Фарадея, эффект Коттона—Мутона.

Двулучепреломление и дихроизм, вызванные совместным воздействием постоянных электрического и магнитного полей, стали представлять интерес в последние два десятилетия, главным образом те, для которых асимметрия показателя преломления является билинейной функцией электрического и магнитного полей одновременно. Однако, так как дипольно запрещенные билинейные магнитоэлектрооптические эффекты в общем случае являются более

слабыми (на порядок постоянной тонкой структуры) по сравнению с дипольно разрешенными электрооптическими (Керра) и магнитооптическими (Коттона—Мутона) эффектами, а, кроме того, прежде считались строго запрещенным для систем с центральной симметрией (см. дискуссию в [10—15]), исследования в атомах начались только несколько лет назад [16]. В то же время, информация, заключенная в билинейных поправках к показателю преломления атомной среды может быть очень полезна при изучении внутренней структуры атомов и общих свойств их взаимодействия с внешними полями.

В данной работе представлено теоретическое исследование билинейных магнитоэлектрооптических эффектов в среде свободных атомов с дублетной структурой возбужденных состояний. Мы ограничимся самым простым случаем щелочных атомов в основном состоянии, подвергнутых действию постоянных электрического и магнитного полей и освещенных монохроматической волной резонансной частоты. Обсуждение показанных эффектов и численные данные представлены в [17] для двухвалентных бесспиновых атомов с конфигурацией основного и возбужденного состояний, соответствующей структуре щелочноземельных и щелочноземельноподобных атомов, привлечших существенное внимание в течение прошлых нескольких лет в связи с проектированием атомной спектроскопии оптической решетки высокого разрешения и частотно-вре-

менных стандартов нового поколения (оптические атомные часы) [18].

2. АМПЛИТУДА РАССЕЙНИЯ НА СВОБОДНЫХ АТОМАХ

Рассмотрим атомный газ, находящийся под воздействием постоянных электрического и магнитного полей. Приращение показателя преломления, строго пропорциональное амплитудам постоянных полей $\mathbf{F}_0 = F_0 \mathbf{e}_0$ и $\mathbf{B} = B \mathbf{e}_B$ одновременно (\mathbf{e}_0 и \mathbf{e}_B — единичные вектора), может быть определено для такой среды соответствующим приращением поляризуемости отдельного атома, которое равно произведению тензора пятого ранга магнитоэлектрооптической восприимчивости четвертого порядка и соответствующих векторов \mathbf{F}_0 и \mathbf{B} и электромагнитного волнового вектора $\mathbf{k} = \alpha \omega \vec{\kappa}$, где $\vec{\kappa}$ — единичный вектор в направлении распространения волны (в данной работе используются атомные единицы $e = m = \hbar = 1$, в этих единицах скорость света обратна постоянной тонкой структуры $c = 1/\alpha = 137.036$).

Напротив, приращение поляризуемости может быть определено из билинейной поправки к квазиэнергии атома в поле монохроматической волны с вектором напряженности электрического поля

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = F \text{Re} \{ \mathbf{e} \cdot \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_m t)] \}, \quad (1)$$

индуцированной одновременно постоянными электрическим и магнитным полями (\mathbf{e} — единичный поляризационный вектор). Показанная поправка к поляризуемости совпадает с билинейной по постоянным полям поправкой к амплитуде рассеяния вперед [19]. В отличие от конденсированных сред, в газе свободных атомов эта амплитуда имеет строгую резонансную сингулярность при частотах переходов из основного состояния в возбужденные уровни.

Практический интерес представляет случай резонанса на D-уровне, так как независимо от полей резонансное поглощение падающего излучения дипольно запрещено и может появиться в амплитуде рассеяния вперед (т.е. в поляризуемости) только во втором порядке по постоянному электрическому полю F_0 (в эффекте Керра) или в электроквадрупольном приближении для атомно-полевого взаимодействия.

Билинейная по постоянным электрическому и магнитному полям амплитуда рассеяния волны (1) не исчезает, когда три вектора $\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_B, \vec{\kappa}$

не компланарны. Резонансная часть амплитуды при условии $|\varepsilon_D| \ll \omega$, где $\varepsilon_D = E_{n'D} - E_{nS} - \omega$ является резонансной расстройкой, может быть записана как [8], [20]:

$$U = U^{(1)} + U^{(2)} + U^{(3)} + U^{(4)} + U^{(5)} + U^{(6)} + U^{(7)} + U^{(8)}, \quad (2)$$

где

$$U^{(1)} = -\sum_M \langle nSJ_0M | \hat{V}_q^\dagger G_{E_0+\omega} \hat{V}_B G_{E_0+\omega} \hat{V}_{F_0} G_{E_0+\omega} \hat{V}_d | nSJ_0M \rangle; \quad (3)$$

$$U^{(2)} = -\sum_M \langle nSJ_0M | \hat{V}_d^\dagger G_{E_0+\omega} \hat{V}_B G_{E_0+\omega} \hat{V}_d G_{E_0} \hat{V}_{F_0} | nSJ_0M \rangle; \quad (4)$$

$$U^{(3)} = -\sum_M \langle nSJ_0M | \hat{V}_d^\dagger G_{E_0+\omega} \hat{V}_{F_0} G_{E_0+\omega} \hat{V}_B G_{E_0+\omega} \hat{V}_q | nSJ_0M \rangle; \quad (5)$$

$$U^{(4)} = -\sum_M \langle nSJ_0M | \hat{V}_{F_0} G_{E_0} \hat{V}_d^\dagger G_{E_0+\omega} \hat{V}_B G_{E_0+\omega} \hat{V}_q | nSJ_0M \rangle; \quad (6)$$

$$U^{(5)} = -\sum_{MM'} \rho_B^{(MM')} \langle nSJ_0M' | \hat{V}_q^\dagger (G_{E_0+\omega})^2 \hat{V}_{F_0} G_{E_0+\omega} \hat{V}_d | nSJ_0M \rangle; \quad (7)$$

$$U^{(6)} = -\sum_{MM'} \rho_B^{(MM')} \langle nSJ_0M' | \hat{V}_q^\dagger (G_{E_0+\omega})^2 \hat{V}_d G_{E_0} \hat{V}_{F_0} | nSJ_0M \rangle; \quad (8)$$

$$U^{(7)} = -\sum_{MM'} \rho_B^{(MM')} \langle nSJ_0M' | \hat{V}_d^\dagger G_{E_0+\omega} \hat{V}_{F_0} (G_{E_0+\omega})^2 \hat{V}_q | nSJ_0M \rangle; \quad (9)$$

$$U^{(8)} = -\sum_{MM'} \rho_B^{(MM')} \langle nSJ_0M' | \hat{V}_{F_0} G_{E_0} \hat{V}_d^\dagger (G_{E_0+\omega})^2 \hat{V}_q | nSJ_0M \rangle. \quad (10)$$

Здесь G_E — функция Грина свободного атома. В каждом матричном элементе выражений (3)–(10), одна из трех функций Грина, а именно, расположенная между оператором дипольного взаимодействия атома с падающей волной (1)

$$\hat{V}_d = \frac{1}{2} (\mathbf{F} \cdot \mathbf{r}) = \frac{Fr}{2} (\mathbf{e} \cdot \mathbf{C}_1(\theta, \varphi)), \quad (11)$$

и оператором взаимодействия атома с постоянным электрическим полем

$$\hat{V}_{F_0} = (\mathbf{F}_0 \cdot \mathbf{r}) = F_0 (\mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{r}) = F_0 r (\mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{C}_1(\theta, \varphi)), \quad (12)$$

является нерезонансной функцией Грина P-состояния (F и F_0 измеряются в единицах атомных полей $F_a = 5.142 \times 10^{11}$ V/m). Другие две являются функциями Грина D-состояния. В резонансном приближении такая функция Грина может быть ограничена одним слагаемым спектрального разложения

$$G_{E_0+\omega} = \sum_{JM} \frac{|n'DJM\rangle \langle n'DJM|}{\varepsilon_J}. \quad (13)$$

\hat{V}_q представляет собой оператор электродвад-рупольного взаимодействия атома с волной:

$$\hat{V}_q = \frac{iF\alpha\omega}{2\sqrt{6}} r^2 (\{\vec{\mathcal{Z}} \otimes \mathbf{e}\}_2 \cdot \mathbf{C}_2(\theta, \varphi)), \quad (14)$$

где $\mathbf{C}_{km}(\theta, \varphi) = \sqrt{4\pi/(2k+1)} \mathbf{Y}_{km}(\theta, \varphi)$ являются модифицированными сферическими функциями угловых переменных радиус-вектора атомного электрона $\mathbf{r} = \{r, \theta, \varphi\}$; $\{\vec{\mathcal{Z}} \otimes \mathbf{e}\}_2$ — тензорное произведение второго ранга [21] единичного волнового вектора $\vec{\mathcal{Z}}$ и единичного поляриза-ционного вектора \mathbf{e} .

Оператор взаимодействия с магнитным по-лем, который в матричных элементах (3) — (6) располагается между резонансными функциями Грина, в первом порядке по амплитуде B (B измеряется в единицах атомных полей $B_a = 2.35 \times 10^5$ Т) имеет вид

$$\hat{V}_B = \frac{B}{2} (\hat{\mathbf{J}} + \hat{\mathbf{S}}) \cdot \mathbf{e}_B, \quad (15)$$

где $\hat{\mathbf{J}}$ и $\hat{\mathbf{S}}$ суть операторы полного и спинового моментов соответственно. В формулах (7) — (10) использовано обозначение $\rho_B^{(MM')} = \langle nSJ_0M | \hat{V}_B | nSJ_0M' \rangle$ для матричного элемента парамагнитного оператора, определяющего взаимодействие атома в основном состоянии с постоянным магнитным полем.

Используя явные выражения операторов (11), (12), (14), (15) в выражениях (3) — (10) для интегрирования по угловым переменным [21], после суммирования по полным моментам дублетных состояний D-уровня $J = \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$, амплитуда (2) может быть записана как

$$U = A Q [\varphi_0 + \varphi_1], \quad (16)$$

где постоянный множитель $A = -\alpha\omega B F_0 F^2 / 120$ пропорционален произведению квадрата поля лазерной волны F , постоянных электрического поля F_0 и магнитного поля B .

Поляризационный множитель состоит из независимой от поляризации волны смешанно-го (скалярного) произведения трех векторов

$$\varphi_0 = (\mathbf{e}_0 \cdot [\vec{\mathcal{Z}} \times \mathbf{e}_B]), \quad (17)$$

и поляризационной части

$$\varphi_1 = Re \{ (\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}_0) (\mathbf{e}^* \cdot [\vec{\mathcal{Z}} \times \mathbf{e}_B]) \}. \quad (18)$$

Слагаемое φ_0 вносит вклад только в так назы-ваемую магнитоэлектрическую анизотропию направления [11], меняющую свой знак при обращении волнового вектора $\vec{\mathcal{Z}}$. Слагаемое φ_1 , совместно с анизотропией направлений,

вносит вклад в поляризационную анизотро-пию, в частности, эффект Джонса и линейное двулучепреломление [12], [13], дихроизм [15, 16].

Атомный множитель амплитуды (16) пред-ставлен как произведение

$$Q = f(\varepsilon_{5/2}, \varepsilon_{3/2}) q, \quad (19)$$

резонансного множителя

$$f(\varepsilon_{5/2}, \varepsilon_{3/2}) = \frac{1}{50} \left(\frac{47}{(\varepsilon_{5/2})^2} + \frac{7}{(\varepsilon_{3/2})^2} - \frac{4}{\varepsilon_{3/2}\varepsilon_{5/2}} \right) \quad (20)$$

с произведением квадрупольного матричного элемента первого порядка и дипольного матрич-ного элемента второго порядка,

$$q = \langle nS | r^2 | n'D_{J_2} \rangle \langle n'D_{J_1} | r [g_1^o + g_1^o] r | nS \rangle, \quad (21)$$

с g_L^E , радиальной функцией Грина в подсос-тоянии орбитального момента L и энергии E относительно основного состояния.

3. АНИЗОТРОПИЯ, БИЛИНЕЙНАЯ ПО НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЕЙ

Из выражений (17) и (18) становится оче-видным, что амплитуда (16) исчезает, незави-симо от поляризации падающей волны, когда вектор постоянного электрического или магнит-ного поля параллелен волновому вектору пада-ющего излучения, т.е. когда $\mathbf{e}_0 \parallel \vec{\mathcal{Z}}$ или $\mathbf{e}_B \parallel \vec{\mathcal{Z}}$. Поэтому мы ограничимся противоположным случаем $\mathbf{e}_0 \perp \vec{\mathcal{Z}}$ и $\mathbf{e}_B \perp \vec{\mathcal{Z}}$ одновременно. Одна-ко, для $\mathbf{e}_B \perp \vec{\mathcal{Z}}$, амплитуда также будет исчезать, если $\mathbf{e}_B \parallel \mathbf{e}_0$ и волна имеет круговую поляриза-цию или поляризационный вектор линейно поляризованной волны расположен параллель-но или перпендикулярно по отношению к век-торам постоянных полей.

Очевидно, $\varphi_0 = 0$ для параллельных пост-оянных полей. К определению геометрического фактора φ_1 в общем случае падающей волны с волновым вектором $\vec{\mathcal{Z}} \perp \mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_B$ и эллиптиче-ской поляризацией с главной осью поляриза-ционного эллипса вдоль единичного вектора $\vec{\mathcal{E}}$, мы представляем единичный поляризационный вектор волны следующим образом [20]

$$\mathbf{e} = \frac{\vec{\mathcal{E}} + i\zeta[\vec{\mathcal{Z}} \times \vec{\mathcal{E}}]}{\sqrt{1 + \zeta^2}}, \quad (22)$$

где ζ — отношение эллиптических осей ($-1 \leq \zeta \leq 1$, положительные ζ соответствуют правой, отрицательные — левой спиральности эллиптической поляризации), которое опреде-

ляет степень линейной l и круговой ξ поляризации в виде

$$l = (\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}) = \frac{1 - \zeta^2}{1 + \zeta^2}, \quad \xi = i(\vec{\mathcal{Z}} \times \mathbf{e}^*) = \frac{2\zeta}{1 + \zeta^2}. \quad (23)$$

Если главная ось поляризационного эллипса наклонена под углом ϕ к постоянным полям, $\vec{\mathbf{e}} = \mathbf{e}_0 \cos \phi + [\vec{\mathcal{Z}} \times \mathbf{e}_0] \sin \phi$, то множитель φ_1 выражения (18) можно записать в виде:

$$\varphi_1 = \frac{l}{2} \sin 2\phi. \quad (24)$$

Становится очевидным, что амплитуда (16) не исчезает, если $l \neq 0$ и угол $\phi \neq 0, \pi/2$. В этом случае появляется асимметрия $\Delta U_D(\phi) = U_D(\phi) - U_D(-\phi) = 2U_D(\phi)$, которая достигает максимума при $l = 1$ и $\phi = \pi/4$, что может наблюдаться как линейное двулучепреломление Джонса и дихроизм с оптической осью при углах $\pm\pi/4$ к векторам постоянного поля. Этот эффект не может быть затенен квадратичными эффектами Керра и Коттона—Мутона, так как направление оптической оси вдоль постоянных полей в последних двух эффектах радикально отличается от вышерассмотренного.

Когда три единичных вектора перпендикулярны друг другу, т.е. при $(\mathbf{e}_0 \cdot [\vec{\mathcal{Z}} \times \mathbf{e}_B]) = 1$, амплитуда $U_D \neq 0$ для любой поляризации. Невероятно, но появляется различие между амплитудами $U_D^{\parallel} = U_D(\mathbf{e} \parallel \mathbf{e}_0)$ и $U_D^{\perp} = U_D(\mathbf{e} \perp \mathbf{e}_0)$,

$$\Delta U = U^{\parallel} - U^{\perp} = A Q \quad (25)$$

которое может наблюдаться как линейное двулучепреломление с оптической осью вдоль постоянных электрического и магнитного полей, при этом каждое совпадение с осью соответствует квадратичному эффекту: эффект Керра для электрического поля и эффект Коттона—Мутона для магнитного поля. Квадратичные эффекты также производят изменение показателя преломления и поэтому могут затушевывать билинейный эффект. Однако, имеются существенные различия между зависимостью от полей (билинейная и квадратичная) и от резонансных расстройек в этих эффектах: только первый порядок резонансной сингулярности D-состояния могут возникнуть в эффекте Керра, (в отличие от сингулярности второго порядка в выражении (25)), тогда как в эффекте Коттона—Мутона сингулярность D-состояния не возникает нигде [5], [9]. Следовательно, билинейное по постоянным полям двулучепреломление может значительно превосходить квадра-

тичные эффекты Керра и Коттона—Мутона для волны с частотой возбужденного D-состояния.

4. МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЛИНЕЙНОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ, ДИХРОИЗМ И АНИЗОТРОПИЯ НАПРАВЛЕНИЙ

Амплитуда рылеевского рассеяния U строго пропорциональна атомной поляризуемости α_{ns} [19]

$$U = -\frac{1}{4} F^2 \alpha_{ns}, \quad (26)$$

которая определяет показатель преломления

$$n = 1 + 2\pi\alpha_{ns}N, \quad (27)$$

среды с плотностью N атомов на единицу объема. Следовательно, можно получить поляризационную зависимость показателя преломления на основе соответствующей зависимости амплитуды U . Так что линейное двулучепреломление и дихроизм, связанный с различием между показателями преломления для двух различных поляризаций волны, могут быть представлены через различия между соответствующими амплитудами рассеяния вперед, следующим образом:

$$\Delta n = -8\pi N \frac{\Delta U}{F^2}. \quad (28)$$

Эти величины, билинейные по постоянным электрическому и магнитному полям, могут наблюдаться в трех различных поляризационных эффектах, вызываемых постоянными полями в атомной среде.

4.1. ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ ДЖОНСА

Двулучепреломление Джонса возникает, когда $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_B$. В этом случае появляется различие между амплитудами (16)–(21) для $\mathbf{e} = \mathbf{e}^{(+)}$ и $\mathbf{e} = \mathbf{e}^{(-)}$, где $\mathbf{e}^{(\pm)} = (\mathbf{e}_0 \pm [\vec{\mathcal{Z}} \times \mathbf{e}_0])/\sqrt{2}$ — единичные вектора, наклоненные под углом $\pm\pi/4$ относительно векторов постоянных полей. Для D-резонанса, различие амплитуд

$$\Delta U^{(j)} = U(\mathbf{e} = \mathbf{e}^{(+)}) - U(\mathbf{e} = \mathbf{e}^{(-)}) = 2A Q \quad (29)$$

приводит к двулучепреломлению Джонса, определяемому анизотропией показателя преломления:

$$\Delta n^{(j)} = \frac{\alpha\pi\omega N B F_0}{15} Q. \quad (30)$$

4.2. ЛИНЕЙНОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ

Когда $[\mathbf{e}_B \times \mathbf{e}_0] \neq 0$, также возникает различие в (16) между амплитудами для $\mathbf{e} \parallel \mathbf{e}_0$ и

$\mathbf{e} \perp \mathbf{e}_0$. В этом случае эффект напрямую подобен квадратичному двулучепреломлению — эффектам Керра и Коттона—Мутона. Следовательно, для случая D-резонанса

$$\begin{aligned} \Delta U^{(L)} &= U(\mathbf{e} \parallel \mathbf{e}_0) - U(\mathbf{e} \perp \mathbf{e}_0) = \\ &= A Q (\mathbf{e}_0 \cdot [\vec{\mathcal{Z}} \times \mathbf{e}_B]), \end{aligned} \quad (31)$$

и соответствующая анизотропия показателя преломления равна

$$\Delta n^{(L)} = \frac{\alpha \pi \omega N B F_0}{15} Q (\mathbf{e}_0 \cdot [\vec{\mathcal{Z}} \times \mathbf{e}_B]). \quad (32)$$

Как следует из выражения (32), максимальное двулучепреломление для обоих резонансных случаев соответствует взаимной перпендикулярности постоянных полей и волнового вектора, $\mathbf{e}_0 \perp \mathbf{e}_B \perp \vec{\mathcal{Z}} \perp \mathbf{e}_0$. В этом случае величина анизотропии показателя преломления для линейного двулучепреломления совпадает с величиной двулучепреломления Джонса: $\Delta n^{(L)} = \Delta n^{(J)}$.

Таким образом, выражения для $\Delta n^{(L)}$ совместно с аналогичными выражениями для $\Delta n^{(J)}$ демонстрируют существование магнито-электрического двулучепреломления в среде сферически симметричных атомов. Также, нужно учесть, что квадратичные эффекты Керра и Коттона—Мутона будут накладываться на магнитоэлектрические билинейные эффекты, и поэтому требуются дополнительные меры, чтобы они были отделены от последних в экспериментах [13].

4.3. АНИЗОТРОПИЯ НАПРАВЛЕНИЙ

Помимо вышеописанных эффектов, выражения (16)—(21) приводят также к различию между амплитудами U для противоположных направлений распространения волны [11]. Это следует из линейной зависимости амплитуды U от $\vec{\mathcal{Z}}$, вызванной E2 и M1 взаимодействием атома с одним или двумя (излучаемым и поглощаемым) фотонами монохроматической волны. Таким образом, возникает разность амплитуд

$$\Delta U^{(DA)} = U(\vec{\mathcal{Z}}) - U(-\vec{\mathcal{Z}}) = 2U(\vec{\mathcal{Z}}). \quad (33)$$

Так, для случая резонанса с D-состоянием и $\mathbf{e}_0 = [\vec{\mathcal{Z}} \times \mathbf{e}_B] = \mathbf{e}$ имеем

$$\Delta U^{(DA)} = 4A Q, \quad (34)$$

и соответствующая анизотропия показателя преломления в четыре раза превосходит анизотропию Джонса.

$$\Delta n^{(DA)} = \frac{4\alpha \pi \omega N B F_0}{15} Q. \quad (35)$$

Стоит отметить, что из-за тройной линейной зависимости амплитуды U от полевых и волнового векторов, эта асимметрия появляется также в случае, когда обращается один из векторов постоянных полей или когда все три вектора \mathbf{F}_0 , \mathbf{B} и $\vec{\mathcal{Z}}$ обращаются одновременно.

Таким образом, можно установить, что все магнитоэлектрооптические эффекты, рассмотренные выше, билинейные по постоянным электрическому и магнитному полям, определяются одной и той же комбинацией полевых и атомных параметров и отличаются только мерами для экспериментальных наблюдений. Поэтому, термин двулучепреломление Джонса используется ниже для всех трех эффектов, описанных выше в данном разделе.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Мы представили все характеристики линейного двулучепреломления и дихроизма в атомной среде в виде суммы независимых от магнитуды и направления внешнего поля атомных параметров, которые появились в выражениях для индуцированной полем асимметрии рэлеевской амплитуды и показателя преломления в комбинациях q_D в случае резонанса на D-состояниях.

Мнимая часть расстройки резонанса $\varepsilon = \Delta - i\Gamma/2$, определяемая шириной возбужденного уровня $|n'D_J\rangle$, соответствующая естественному и индуцированному полем распаду, приводит к диссипации энергии электромагнитной волны и может наблюдаться как эффекты линейного дихроизма, сопровождающие магнитоэлектрическое двулучепреломление [16]. Эффекты дихроизма пропорциональны мнимой части множителя $f(\varepsilon_{5/2}, \varepsilon_{3/2})$ в выражении (20), который, совместно с действительной частью этой функции, может достичь огромных значений вблизи резонанса. Рисунок 1 демонстрирует поведение как действительной, так и мнимой частей этого множителя как функции расстройки резонанса $\Delta = Re(E_{5/2} - \omega)$ при расщеплении тонкой структуры $\delta = E_{5/2} - E_{3/2} = 50\Gamma$.

Мы провели численный расчет параметров Q^D с использованием метода модельного потенциала Фьюса, который применялся для представления радиальных матричных элементов выражения (21) в виде суммы гипергеометрических или гипергеометрически подобных рядов с аргументами и параметрами, определяе-

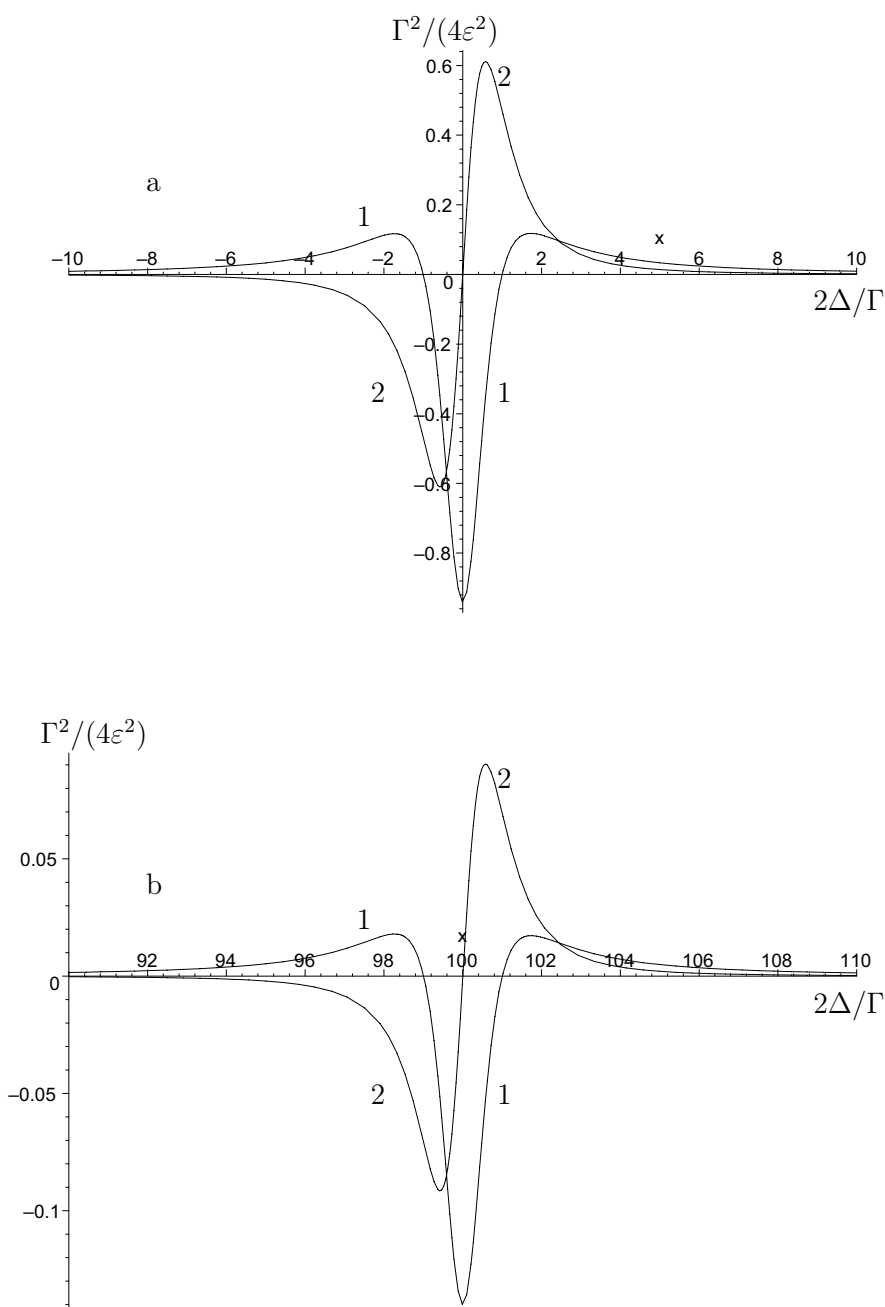


Рис. 1. Зависимость действительной (линия 1—1) и мнимой (линия 2—2) частей резонансного множителя $f(\epsilon_{5/2}, \epsilon_{3/2})$ (в единицах $(\Gamma/2)^{-2}$) от расстройки резонанса Δ (в единицах $\Gamma/2$) при $\delta = 50\Gamma$ вблизи резонанса на $J = 5/2$ (а) и $J = 3/2$ (б)

мыми спектральными энергиями атомов (см., например, [20], [22]).

Результаты наших вычислений, соответствующие резонансам с низшими возбужденными D-уровнями щелочных атомов, представлены в таблице 1 вместе с резонансными частотами переходов из основного состояния. Эти данные могут быть использованы для оценки значений постоянной Джонса и соответствующей асимметрии показателя преломления. Очевидно, оценки

асимметрии прямо зависят от расстроек резонанса Δ и резонансной ширины уровня Γ .

6. ВЫВОДЫ

Таким образом, показано существование магнитоэлектрического двулучепреломления Джонса и дихроизма, линейного двулучепреломления и дихроизма, анизотропии направлений в среде щелочных атомов в их основном состоянии. Все эффекты билинейны по посто-

Таблица 1
Численные данные (в атомных единицах) параметра q_D для резонансной части билинейного по постоянным электрическому и магнитному полям рассеяния на атомах в $n^2S_{1/2}$ состоянии в случае резонанса с возбужденным D -уровнем с главным квантовым числом n' соответственно; резонансные частоты даны в обратных сантиметрах см^{-1} .

АТОМ	n'_D	$\omega_{n'_D}, \text{см}^{-1}$	q_D
К 4s	3	21534.68	-9851.26416
	4	27397.077	102.7018136
	5	30185.244	1265.464749
	6	31695.9	1766.245753
	7	32598.288	1894.206200
	8	33178.134	2120.704150
	9	33572.059	2356.614457
	10	33851.596	2611.749274
Rb 5s	4	19355.649	-22852.09866
	5	25703.498	-1361.880725
	6	28689.39	4.898930974
	7	30281.62	1.199788222
	8	31222.453	-301.3798234
	9	31822.55	-736.6256745
	10	32228.108	-1267.014276
Cs 6s	5	14597.08	-95679.91631
	6	22631.83	3866.956026
	7	26068.83	768.1816705
	8	27822.94	-3543.073611
	9	28836.06	-8307.005729
	10	29473.22	-13586.24519
	11	29899.89	-19285.13847

янным электрическому и магнитному полям, а их величина определяется одной или несколькими комбинациями атомных и геометрических параметров. Нерезонансные эффекты дихроизма отсутствуют. В условиях резонанса с расстройками около 1 см^{-1} , где дихроизм становится сравнимым с двулучепреломлением, соответствующая асимметрия показателя преломления для разреженного атомного газа с плотностью порядка $N = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ может принимать наблюдаемые значения не ниже чем $\Delta n^{(JB)} = 10^{-11}$ в постоянных электрическом и магнитном полях порядка $F_0 = 100 \text{ кВ/м}$ и $B = 10 \text{ Тл}$.

По сравнению с резонансной сингулярностью атомной восприимчивости для электрооптического эффекта Керра и магнитооптического эффекта Коттона—Мутона, сингулярности второго порядка существенно повышает магнито-

электрическую поляризуемость в условиях резонанса с дипольно запрещенным переходом $|n^1S\rangle \rightarrow |n^1D\rangle$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа поддержана Американским фондом гражданских исследований CRDF (США) и Министерством образования и науки РФ (Программа ВРНЕ, гранты VZ-010-0 и VZ-010-02), РФФИ — проект 07-02-00279а и Фондом Дмитрия Зимина «Династия» (РФ).

ЛИТЕРАТУРА

1. Jones R. C. 1948 J. Opt. Soc. Am. 671.
2. Kielich S. 1977 Molekularna optyka nieliniowa (Warszawa-Poznań) 671 p.
3. Shubert M., Wilhelmi B. 1973 Introduction to nonlinear optics (Moscow, Mir).
4. Langhoff P.W. 1972 J. Chem. Phys. 57 2604.
5. Manakov N.L., Ovsiannikov V.D. 1975. Quantum Electronics 2 1943.
6. Manakov N.L., Marmo S.I., Ovsiannikov V.D. 1986 Zh. Exp. Teor. Fiz. (Sov. Phys. JETP) 91 404.
7. Ovsiannikov V.D. 1990 Phys. Lett. A 143 302.
8. Fainshtein A.G., Manakov N.L., Ovsiannikov V.D., Rapoport L.P. 1992 Phys. Rep. 210 111.
9. Marmo S.I., Ovsiannikov V.D. 1995 Phys. Lett. A 202 201.
10. Ross H.J., Sherborne B.S., Stedman G.E. J. Phys. B, 459 (1989).
11. Rikken G.L.J.A., Strohm C., Wyder P. 2002 Phys. Rev. Lett. 133005.
12. Roth T., Rikken G.L.J.A. 2000 Phys. Rev. Lett. 4478.
13. Roth T., Rikken G.L.J.A. 2002 Phys. Rev. Lett. 063001.
14. Graham E.B., Raab R.E. 1983 Proc. R. Soc. London A 73
15. Andrews D.L., Daniels G.J., Stedman G.E. 2003 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 36 L357.
16. Budker D., Stalnaker J.E. 2003 Phys. Rev. Lett. 263901.
17. Mironova P.V., Chernushkin V.V., Ovsiannikov V.D. 2006 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 39 4999.
18. Takamoto M., Hong F.-L., Higashi R., Katori H. 2005 Nature 435 321.
19. Berestetskii V.B., Pitaevskii L.P., Lifshits E.M. 1971 Relativistic Quantum Theory (Oxford, UK: Pergamon Press).
20. Manakov N.L., Ovsiannikov V.D., Rapoport L.P. 1986 Phys. Rep. 141 319.
21. Varshalovich D.A., Moskalev A.N., Khersonskii V.K. 1988 Quantum Theory of Angular Momentum (Singapore: World Scientific).
22. Ovsiannikov V.D., Pal'chikov V.G., Katori H. and Takamoto M 2006 Quantum Electronics 36 3.