

УДК 535.21

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ЯЧЕЙКАХ С АНТИРЕЛАКСИРУЮЩИМ ПОКРЫТИЕМ ПРИ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

К. А. Насыров

*Институт автоматки и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1  
E-mail: nasuyrov@iae.nsk.su*

Теоретически предсказывается, что форма магнитооптического резонанса приобретает асимметрию при использовании сочетания излучения эллиптической поляризации и антирелаксирующего покрытия стенок вакуумной ячейки, содержащей пары щелочных металлов. Причиной возникновения асимметрии является оптическая накачка по сверхтонкой компоненте основного состояния, которая не разрушается при столкновении атома со стенкой. Эффект наиболее выражен при настройке частоты лазера на резонанс с переходом  $F \rightarrow F + 1$ .

*Ключевые слова:* магнитооптический резонанс, эллиптическая поляризация излучения, оптические уравнения Блоха.

**Введение.** Долгоживущие поляризации атомов в основном состоянии в ячейках с атомными парами являются базой для развития физики атомных часов, магнитометров, квантовой памяти и т. д. Например, в медицинских целях разрабатываются миниатюрные магнитометры с высокой чувствительностью для измерения объёмной картины распределения магнитного поля, генерируемого человеческим сердцем. В оптических магнитометрах магнитное поле измеряется путём наблюдения магнитооптических резонансов в спектрах флуоресценции или поглощения света, прошедшего через вакуумные оптические ячейки с парами щелочных металлов при сканировании магнитного поля. Чем выше контрастность резонанса и меньше его ширина, тем чувствительнее магнитометр и точнее измеряемая величина магнитного поля. Ширина резонанса определяется длительностью жизни поляризационных состояний атома, которые разрушаются при столкновении со стенкой ячейки, т. е. она зависит от размеров ячейки. С уменьшением размеров ячейки ширина резонанса увеличивается и чувствительность магнитометра падает. Поэтому на стенки ячейки наносят антирелаксирующее покрытие [1], которое не меняет спин атома при столкновении со стенкой. Очевидно, что должны обнаружиться заметные различия в картине проявления магнитооптического резонанса в ячейках с антирелаксирующим покрытием и без него.

Для обычной вакуумной ячейки форма резонанса, и даже его знак (пик или провал), зависит от угла между направлениями наблюдения флуоресценции и лазерного пучка [2]. Это иллюстрирует рис. 1, на котором представлены результаты расчёта интенсивности флуоресценции при сканировании продольного магнитного поля и линейной поляризации излучения, резонансного оптическому переходу в двухуровневой системе  $F = 4 \rightarrow F = 5$ . В зависимости от направления наблюдения форма резонанса заметно меняется. В частности, если наблюдать флуоресценцию вдоль направления линейной поляризации  $x$ , то резонанс имеет форму провала. В направлении  $y$ , ортогональном распространению волны и её поляризации, будет регистрироваться пик. Если флуоресценцию наблюдать в направлении распространения волны  $z$ , то снова будет регистрироваться провал, хотя здесь возникают технические трудности отделения флуоресценции от прошедшего излучения. Интеграль-

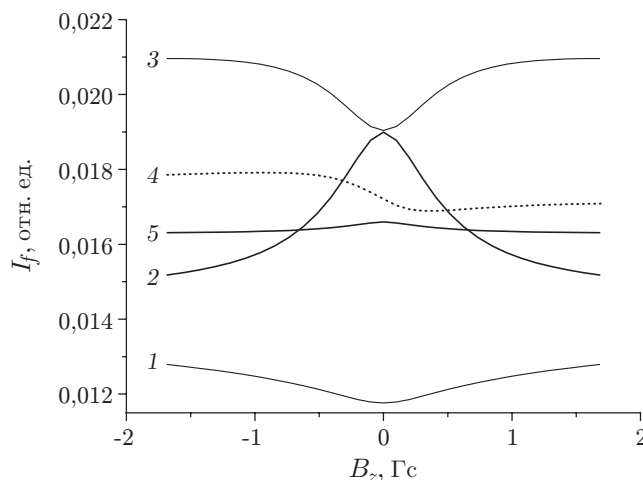


Рис. 1. Расчёт интенсивности флуоресценции для двухуровневой системы  $F = 4 \rightarrow F = 5$  при линейной поляризации излучения (радиус лазерного пучка 0,15 см, мощность 12,8 мВт): кривая 1 — зависимость от продольного магнитного поля интенсивности флуоресценции, наблюдаемой в направлении  $x$  вдоль вектора поляризации; 2 — в направлении  $y$ , ортогональном вектору поляризации и лазерного луча; 3 — в направлении  $z$  распространения лазерного луча; 4 — под углом к осям  $x, y, z$ ; 5 — интегральная по всем углам флуоресценция

ная по углам наблюдения интенсивность флуоресценции, именно она соответствует поглощению прошедшего излучения, также имеет форму пика, но с контрастностью много меньше, чем для случая наблюдения вдоль оси  $y$ . Флуоресценция, которая регистрируется под некоторым углом (не прямым) к направлению распространения волны и к её поляризации, формирует асимметричный резонанс. Поэтому необходимы усилия по сужению диапазона углов наблюдения флуоресценции.

В данной работе речь пойдёт о наблюдении резонансов с помощью регистрации интенсивности флуоресценции в направлении, ортогональном лазерному пучку. Форма резонанса зависит как от поляризации излучения и типа оптического перехода, резонансной частоте излучения, так и от направления сканируемого магнитного поля. При простых поляризациях (линейной или циркулярной) резонанс имеет также простую форму (провал или пик).

При эллиптической поляризации излучения резонанс приобретает более сложную форму. Особенности проявления эллиптичности поляризации при взаимодействии резонансного излучения с атомами посвящено множество публикаций (см., например, [2–7]).

Исходя из вида оптических уравнений Блоха (ОУБ) для двухуровневых квантовых систем с вырождением по проекции углового момента форма резонансов должна быть симметрична по отношению к смене знака магнитного поля или направлению вращения поляризации волны. В этих уравнениях отсутствуют члены вида  $\mathbf{E} \otimes \mathbf{B}$ , которые могут приводить к асимметрии.

Ситуация меняется, если вместо двухуровневой системы рассматривать так называемые «закрытые» оптические переходы  $D_2$ -линии атомов щелочных металлов. В закрытых переходах атом из возбуждённого состояния спонтанно распадается только на уровень, с которого возбуждался. Схема резонансных переходов для  $D_1$ - и  $D_2$ -линий щелочных металлов показана на рис. 2. Далее для определённости мы будем иметь ввиду атом Cs и закрытые переходы  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$  и  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ . Строго говоря, эти переходы закрытыми не являются. Сверхтонкие состояния возбуждённого уровня  $P_{3/2}$  отстоят друг

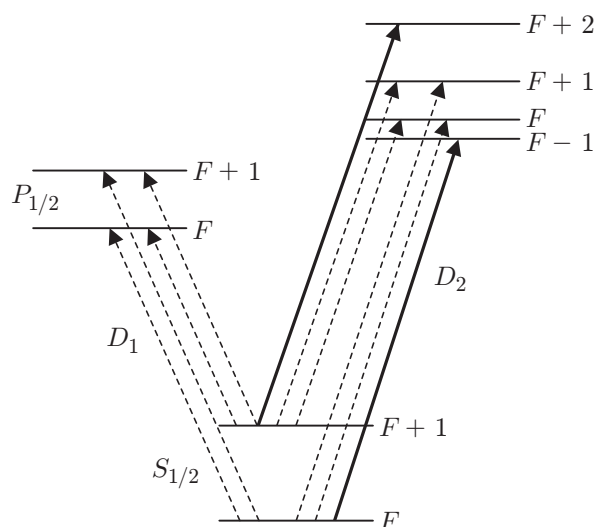


Рис. 2. Схема оптических переходов  $D_1$ - и  $D_2$ -линий щелочных атомов (сплошные линии означают закрытые переходы)

от друга на десятки или сотни мегагерц, что меньше доплеровского уширения. Поэтому, если лазер по частоте настроен на резонанс с переходом  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ , будет происходить возбуждение и соседних состояний ( $F_e = 3, 4$ ), которые распадаются на сверхтонкую компоненту  $F_g = 3$  основного уровня, не затронутую оптическим излучением (оптическая накачка по сверхтонким компонентам). В этих условиях сказать что-то про симметрию магнитооптических резонансов можно только с помощью численного решения ОУБ, учитывающих все переходы  $D_2$ -линии.

Данная работа направлена на исследование проявления особенностей (в том числе и асимметрии) в магнитооптических резонансах при эллиптической поляризации излучения и в условиях вакуумных ячеек с антирелаксирующим покрытием стенок на примере атомной структуры Cs. Антирелаксирующие покрытия сохраняют спин атома при очень большом числе столкновений со стенкой. Так, парафиновые покрытия сохраняют спин до  $10^4$  столкновений [8]. В настоящее время появились покрытия [9], допускающие  $10^6$  соударений без релаксации спина атома. Однако в этой работе мы будем рассматривать «плохие» покрытия, выдерживающие порядка десяти соударений без релаксации спина.

**Теория и расчёты.** Типична постановка задачи, когда предполагается равновесное заселение всех уровней основного состояния атома, влетающего в лазерный пучок. Такое предположение базируется на допущении, что при каждом столкновении атома со стенкой вакуумной ячейки атом прилипает к ней на некоторое время, при этом происходит полная релаксация по всем уровням основного состояния. Затем атом отлетает от стенки и снова попадает в лазерный пучок. Пролетевший сквозь пучок поляризованного излучения атом приобретает анизотропию по ориентации углового момента и испытывает оптическую накачку по сверхтонким компонентам, но после столкновения со стенкой вакуумной ячейки приходит к одинаковому заселению всех  $M$ -подуровней основного состояния и в таком виде снова попадает в лазерный пучок.

В ячейке с антирелаксирующим покрытием стенок атомы, пролетевшие через лазерный пучок, возвращаются туда же после столкновения со стенкой ячейки без разрушения внутреннего состояния. Таким образом, приобретя в лазерном пучке анизотропию по угловому моменту и оптическую накачку в компоненту сверхтонкой структуры, которая не взаимодействует с излучением, атомы Cs имеют возможность вернуться в лазерный пучок в неравновесном состоянии по заселённости. Фактически начальные условия для влетаю-

щих в лазерный пучок атомов оказываются связанными с состояниями атомов, прошедших через пучок.

Математически эту связь можно сформулировать следующим образом. Пусть  $\rho(\mathbf{v}, \mathbf{r})$  есть матрица плотности по внутренним состояниям атома и функция его скорости и положения. Формально эта матрица плотности удовлетворяет уравнению Лиувилля [10]

$$\frac{d}{dt}\rho(\mathbf{v}, \mathbf{r}) + (\hat{L}_0 + \hat{L}_H + \hat{L}_E)\rho(\mathbf{v}, \mathbf{r}) = 0, \quad (1)$$

где оператор  $\hat{L}_0$  описывает динамику атома по внутренним состояниям, в том числе и релаксацию из-за спонтанного излучения, а операторы  $\hat{L}_H$  и  $\hat{L}_E$  — взаимодействие атома с постоянным магнитным полем и электрическим полем излучения. Вне лазерного пучка атом взаимодействует только с магнитным полем и, если оно однородно внутри оптической ячейки, вне пучка решение даётся выражением

$$\rho(t) = e^{-(\hat{L}_0 + \hat{L}_H)(t-t_0)}\rho(t_0). \quad (2)$$

Пусть  $\rho_{\text{out}}(\mathbf{v}, r_b)$  — матрица плотности атомов, вылетающих из лазерного пучка,  $r_b$  — прицельный параметр атома, пролетающего сквозь лазерный пучок. Мы считаем, что интенсивность излучения в пучке аксиально-симметрична и зависит только от радиуса. В лазерный пучок атом может вернуться только после столкновения со стенкой ячейки. Вероятность этого события после однократного столкновения атома со стенкой при произвольном угле отскока равна  $(2/\pi)(R_b/R_c)$ , где  $R_b$  и  $R_c$  — радиусы лазерного пучка и ячейки соответственно. Если  $R_b \ll R_c$ , то атом совершает много столкновений со стенкой, прежде чем снова попадёт в лазерный пучок. Введём параметр качества антирелаксирующего покрытия  $\varepsilon \leq 1$  — вероятность того, что при столкновении со стенкой произойдёт релаксация атома по его внутренним состояниям. Чем меньше  $\varepsilon$ , тем выше качество антирелаксирующего покрытия. Формально матрица плотности  $\rho_{\text{in}}(\mathbf{v})$  атома, влетающего в пучок, связана с матрицей плотности атома, вылетающего из лазерного пучка, уравнением

$$\rho_{\text{in}}(\mathbf{v}) = (1 - W)\rho_0(\mathbf{v}) + f_0(\mathbf{v})\hat{W}\langle \rho_{\text{out}}(\mathbf{v}, r_b) \rangle_{\mathbf{v}, r_b}. \quad (3)$$

Здесь

$$f_0(\mathbf{v}) = 1/(\sqrt{\pi}v_T)^3 \exp(-\mathbf{v}^2/v_T^2) \quad (4)$$

— равновесное распределение по скоростям с тепловой скоростью  $v_T$ ;  $\rho_0(\mathbf{v})$  — матрица плотности с равновероятным заселением уровней нижнего состояния атома и равновесным распределением по скоростям;  $\langle \cdot \rangle_{\mathbf{v}, r_b}$  означает усреднение по скоростям и прицельному параметру. Оператор  $\hat{W}$  определяется как

$$\hat{W} = \int_0^\infty w(t)e^{-(\hat{L}_0 + \hat{L}_H)t} dt, \quad (5)$$

где  $w(t)dt$  — вероятность возвращения атома обратно в лазерный пучок в отрезок времени  $t, t + dt$  после его вылета из пучка без релаксации внутренних состояний.

В уравнении (3)

$$W = \int_0^\infty w(t)dt \quad (6)$$

есть доля частиц, возвращающихся в лазерный пучок без релаксации на стенке ячейки.

Функция  $w(t)$  вычислялась с помощью метода Монте-Карло, при этом разыгрывались произвольный угол отскока атома от стенки, скорость в соответствии с тепловым распределением и вероятность того, что при соударении со стенкой произошла релаксация внутренних состояний атома.

Динамика атома в ячейке с антирелаксирующим покрытием находится итерациями. На первом шаге предполагается  $\rho_{\text{in}}(\mathbf{v}) = \rho_0(\mathbf{v})$  и с помощью ОУБ [10, 11] рассчитывается динамика матрицы плотности атома, пролетающего сквозь пучок с гауссовым распределением интенсивности по радиусу. Расчёт делается для разных значений продольной и поперечной скоростей атомов по отношению к лазерному пучку и для разных прицельных параметров. Таким образом, определяется матрица плотности  $\rho_{\text{out}}(\mathbf{v}, r_b)$ , которая подставляется в уравнение (3) для вычисления  $\rho_{\text{in}}(\mathbf{v})$ . Далее эта процедура вновь повторяется до сходимости итераций с заданной точностью.

Результаты таких расчётов для интенсивности флуоресценции представлены на рис. 3. Условия расчёта: радиус ячейки  $R_c = 1,1$  см, радиус лазерного пучка  $R_b = 0,15$  см, мощность 12,8 мВт. Эллиптичность поляризации  $I_x : I_y = 2,07 : 1$ . Качество антирелаксирующего покрытия  $\varepsilon = 0,1$ . На рисунке для сравнения показана интенсивность флуоресценции двухуровневого атома, регистрируемого в направлении  $y$  (кривая 5). Резонанс имеет форму симметричного пика с контрастностью значительно ниже, чем в случае линейной поляризации (см. рис. 1, кривая 2). В тех же условиях флуоресценция атома Cs имеет ярко выраженную асимметрию (кривая 1). При смене направления вращения поляризации волны перекус в форме резонанса меняется на противоположный (кривая 2). Для ячейки без антирелаксирующего покрытия ( $\varepsilon = 1$ ) резонанс имеет симметричную форму значительно меньшей контрастности. Отсюда следует, что высокая контрастность кривых 1, 2 обусловлена применением антирелаксирующего покрытия стенок ячейки. При круговой поляризации (кривая 3) не видно никакого резонанса, как это и должно быть. В этом случае излучение заселяет состояние  $F_g = 4$ ,  $M_g = 4$ , а магнитное поле в направлении  $z$  не перемешивает это состояние с другими, из которых может происходить оптическая перекачка. Поэтому присутствие обеих циркулярных компонент в эллиптической поляризации

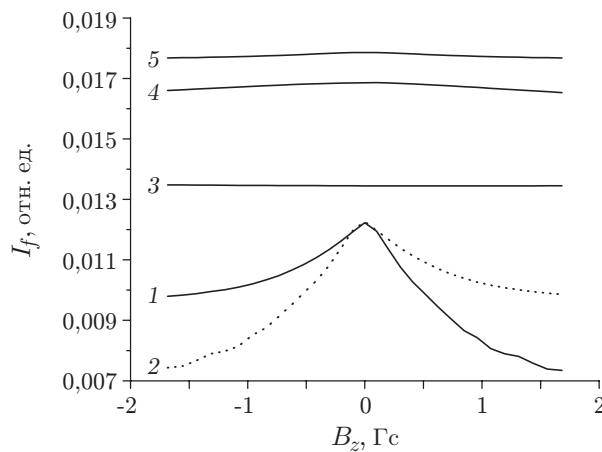


Рис. 3. Расчёты зависимости от магнитного поля интенсивности флуоресценции, наблюдаемой в направлении  $y$  в условиях эллиптической поляризации излучения и антирелаксирующего покрытия ячейки с парами Cs: кривая 1 — для правовращающейся поляризации; 2 — левовращающейся поляризации; 3 — круговой поляризации; 4 — эллиптической поляризации излучения и ячейки без антирелаксирующего покрытия; 5 — эллиптической поляризации излучения ячейки с антирелаксирующим покрытием, но для двухуровневой модели атома

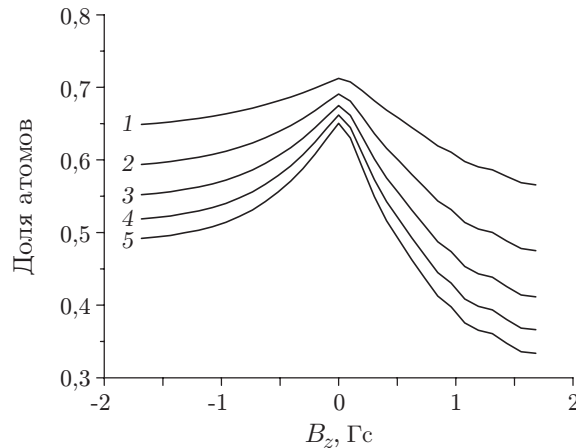


Рис. 4. Доля атомов, прошедших сквозь пучок и оставшихся на рабочем уровне сверхтонкой структуры основного состояния, в зависимости от магнитного поля и номера итерации (кривые 1–5)

излучения необходимо для резонанса с ненулевой контрастностью.

Причину высокого контраста резонанса в ячейке с покрытием проясняет рис. 4. Показаны зависимости от продольного магнитного поля доли атомов, прошедших сквозь лазерный пучок и оставшихся на рабочем уровне сверхтонкой структуры основного состояния, при разном числе итераций в решении уравнения (3). Так, при первой итерации, когда предполагается, что в пучок влетают атомы с одинаковой заселённостью по всем  $M$ -подуровням основного состояния, на выходе из пучка остаётся примерно 70 % атомов на рабочем уровне основного состояния при нулевом магнитном поле. При усилении амплитуды магнитного поля эти потери также усиливаются. Причину потерь поясняет рис. 5. Оптическая накачка происходит из-за того, что, хотя лазер настроен на резонанс с переходом  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ , вследствие доплеровского уширения происходят оптические переходы  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ . А из состояний  $F_e = 3, 4$  допустим спонтанный распад в нижнее состояние  $F_g = 3$ , не взаимодействующее с излучением. В частности, на рис. 5 показана система магнитных подуровней состояний  $F_g = 4$  и  $F_e = 3$ . Из-за зеемановского расщепления нижнего магнитного состояния (в Cs для  $F_e = 3$  фактор Ланде равен нулю

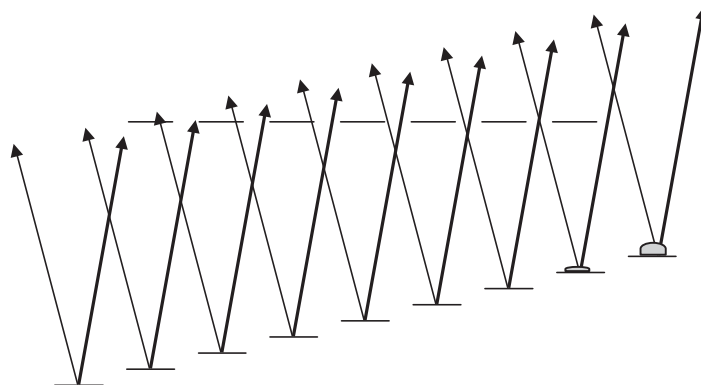


Рис. 5. Система магнитных подуровней для уровней  $F_g = 4$  и  $F_e = 3$  и схема оптических переходов при эллиптической поляризации излучения. Видно, что при ненулевом магнитном поле часть магнитных подуровней находится ближе к резонансным условиям

и магнитного расщепления нет) для неподвижного атома отстройка частоты между излучением и переходом  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$  будет меньше всего для подуровня  $M_g = -4$  (для определённости мы здесь предполагаем положительное магнитное поле) и, значит, атомы, находящиеся на этом подуровне, сильнее взаимодействуют с излучением. Доплеровская полуширина  $D_2$ -линии Cs составляет 240 МГц, а частотное расстояние между состояниями  $F_e = 5$  и  $F_e = 3$  равно 468 МГц. Таким образом, атомы, резонансные переходу  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ , по скоростям находятся на крутом склоне доплеровского распределения. Даже небольшое смещение отстройки частоты заметно меняет число атомов, эффективно взаимодействующих с излучением на переходе  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ . Поэтому любое магнитное поле по сравнению с нулевым будет увеличивать число атомов, совершающих оптические переходы  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$  и, следовательно, усиливать оптическую накачку. Асимметрия связана с тем обстоятельством, что в зависимости от направления вращения эллипса поляризации основная часть заселённости по магнитным подуровням концентрируется либо вблизи  $M_g = -4$ , либо вблизи  $M_g = 4$ , и поэтому знак магнитного расщепления зеемановских подуровней существенно влияет на скорость оптической накачки. При линейной поляризации расчёты показывают симметричный резонанс. Отсюда также следует, что если в ячейке с антирелаксирующим покрытием форма резонанса обусловлена оптической накачкой, то его форма и контраст не должны или почти не должны зависеть от направления наблюдения флуоресценции в противоположность тому, как показано на рис. 1 для двухуровневого атома.

Возникает вопрос, как будет проявляться асимметрия резонанса, если излучение настроено на резонанс с другим закрытым переходом:  $F_g \rightarrow F_e = F_g - 1$  (см. рис. 2), для Cs  $F_g = 3$ . Расчёты показывают, что для прежних условий асимметрия в таком случае будет значительно меньше (рис. 6). Это объясняется тем, что для оптических переходов  $F \rightarrow F - 1, F$  при любой поляризации излучения атом попадает в «тёмное» состояние (в суперпозицию магнитных подуровней основного состояния), в котором перестаёт взаимодействовать с излучением. Для того чтобы произошла заметная оптическая накачка по сверхтонким компонентам (именно она ответственна за асимметрию) за то время, пока атом пролетает сквозь пучок, необходимо большое число актов возбуждения верхнего состояния, а они не возникают, поскольку атом почти сразу попадает в тёмное состояние.

Кроме того, сама амплитуда магнитооптического резонанса на переходе  $F \rightarrow F - 1$

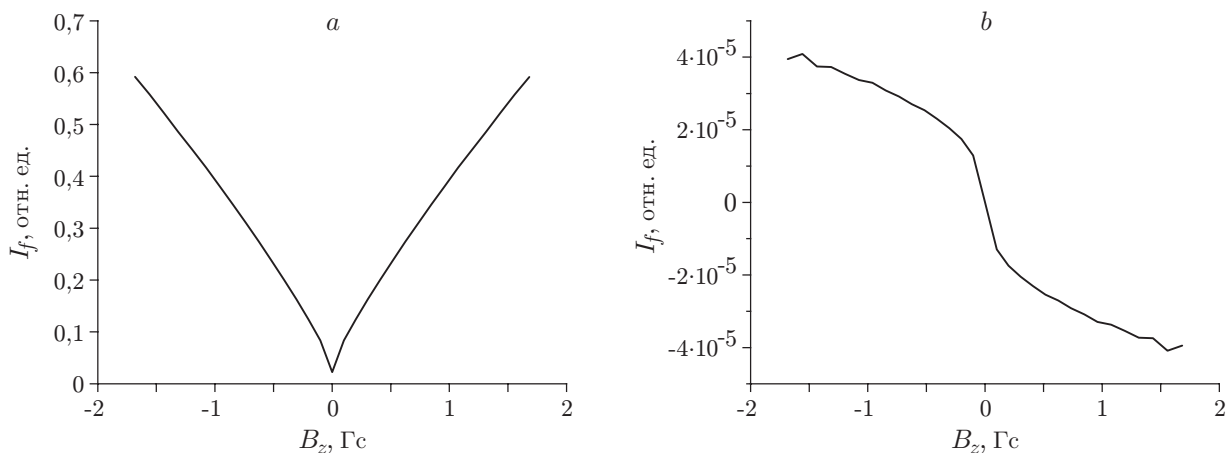


Рис. 6. Расчёт зависимости интенсивности флуоресценции от магнитного поля при эллиптической поляризации излучения в ячейке с антирелаксирующим покрытием для резонанса излучения с переходом  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ : общий вид резонанса (a) и антисимметричная составляющая этой зависимости (b)

значительно выше, чем для перехода  $F \rightarrow F + 1$ , и на этом фоне также скрадываются эффекты асимметрии. Поэтому лучше всего экспериментально наблюдать асимметрию магнитооптических резонансов на переходе  $F \rightarrow F + 1$ .

**Заключение.** Таким образом, в данной работе теоретически предсказано усиление контраста магнитооптического резонанса и появление асимметрии в его форме при эллиптической поляризации лазерного излучения в ячейках с антирелаксирующим покрытием. Причиной появления асимметрии и усиления контраста резонанса является оптическая накачка на сверхтонкий подуровень основного состояния, которая накапливается при каждом прохождении атома через лазерный пучок и не разрушается при столкновении со стенкой ячейки, имеющей антирелаксирующее покрытие. Эти выводы могут быть полезны при создании малоразмерных оптических магнитометров. В частности, по величине контраста резонанса и степени его асимметрии можно оценить качество антирелаксирующего покрытия ячейки магнитометра. Для высокого качества антирелаксирующего покрытия форма резонанса и его контрастность не должны зависеть от направления наблюдения флуоресценции. Кроме того, модуляция эллиптичности поляризации излучения и детектирование сигнала флуоресценции на этой же частоте могут увеличить точность измерения магнитного поля.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Alexandrov E. B., Balabas M. V., Budker D. et al.** Light-induced desorption of alkali-metal atoms from paraffin coating // *Phys. Rev. A*. 2002. **66**, N 4. 042903.
2. **Nasyrov K., Cartaleva S., Petrov N. et al.** Coherent population trapping resonances in Cs atoms excited by elliptically polarized light // *Phys. Rev. A*. 2006. **74**, N 1. 013811.
3. **Смирнов В. С., Тумайкин А. М., Юдин В. И.** Стационарные когерентные состояния атомов при резонансном взаимодействии с эллиптически поляризованным светом. Когерентное пленение населенностей (общая теория) // *ЖЭТФ*. 1989. **96**, № 5. С. 1613–1628.
4. **Milner V., Chernobrod B. M., Prior Y.** Arbitrary orientation of atoms and molecules via coherent population trapping by elliptically polarized light // *Phys. Rev. A*. 1999. **60**, N 2. P. 1293–1304.
5. **Rochester S. M., Hsuing D. S., Budker D. et al.** Self-rotation of resonant elliptically polarized light in collision-free rubidium vapor // *Phys. Rev. A*. 2001. **63**, N 4. 0438814.
6. **Taichenachev A. V., Tumaikin A. M., Yudin V. I., Nienhuis G.** Steady state of atoms in a resonant field with elliptical polarization // *Phys. Rev. A*. 2004. **69**, N 3. 033410.
7. **Насыров К. А., Каргалева С.** Магнитооптические резонансы в ячейках с остаточным содержанием буферного газа при эллиптической поляризации излучения // *Автометрия*. 2012. **48**, № 4. С. 79–87.
8. **Bouchiat M. A., Brossel J.** Relaxation of optically pumped Rb atoms on paraffin-coated wall // *Phys. Rev.* 1966. **147**, N 1. P. 41–54.
9. **Balabas M. V., Karaulanov T., Ledbetter M. P., Budker D.** Polarized alkali-metal vapor with minute-long transverse spin-relaxation time // *Phys. Rev. Lett.* 2010. **105**, N 7. 070801.
10. **Насыров К. А.** О методах моделирования взаимодействия атомов с поляризованным излучением // *Автометрия*. 2010. **46**, № 3. С. 54–63.
11. **Andreeva C., Cartaleva S., Dancheva Y. et al.** Coherent spectroscopy of degenerate two-level systems in Cs // *Phys. Rev. A*. 2002. **66**, N 1. 012502.

*Поступила в редакцию 21 сентября 2012 г.*