

УДК 539.184.28

КОНЦЕПЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО МАГНИТОМЕТРА НА ОСНОВЕ СПЕКТРОСКОПИИ ПАРОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ, ЗАКЛЮЧЕННЫХ В ЯЧЕЙКАХ НАНОМЕТРИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ

Э. КЛИНГЕР^{1,2}

¹Institute for Physical Research, NAS of Armenia, Ashtarak, Armenia

²Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne – UMR CNRS 6303,
Université Bourgogne Franche-Comté, France

e-mail: emmanuel.klinger@u-bourgogne.fr

(Поступила в редакцию 25 октября 2018 г.)

Представлена концепция оптического скалярного магнитометра, основанного на спектроскопии горячих паров щелочных металлов, заключенных в ячейках нанометрической толщины. Представлена соответствующая теоретическая модель, описывающая взаимодействие линейно- и циркулярно-поляризованного света с атомарными парами щелочных металлов в сверхтонких ячейках при приложении продольного магнитного поля. Модель может быть использована для проведения последовательного фитирования экспериментальных спектров, зарегистрированных методом производной селективного отражения, с целью измерения величины магнитного поля. Модель проиллюстрирована различными расчетными спектрами для паров природного Rb, но может быть использована также для других атомов щелочных металлов (Na, K и Cs). Проанализирована реализуемость концепции для разных случаев в зависимости от поляризации света и толщины ячейки, обсуждены возможные ограничения использования метода.

1. Введение

В последние десятилетия атомная спектроскопия завоевала признание в качестве одного из лучших инструментов для проведения высокоточных измерений [1] в связи с появлением все большего количества сенсоров, основанных на атомах. Одним из преимуществ использования атомарных паров для метрологических применений является отсутствие необходимости криогенного охлаждения, что открывает возможности для миниатюризации и интеграции [2]. Более того, другим преимуществом атомарных паров щелочных металлов является то, что формализм уравнений Дирака непосредственно применим к настоящему исследованию, обеспечивая хорошее согласие теории с экспериментом. Важным

приложением атомной спектроскопии является оптическая магнитометрия, имеющая широкий спектр применений – от проверки фундаментальных симметрий в природе до детектирования магнитных полей сердца и мозга [3].

Многолетние экспериментальные и теоретические исследования по спектроскопии паров щелочных металлов продемонстрировали возможность предсказания с большой точностью динамики изменения частотных сдвигов и амплитуд атомных переходов при приложении продольного магнитного поля [4]. В недавних работах было показано, что оптические наноячейки (НЯ) с зазором между окнами в 40–1000 нм являются очень удобным инструментом для проведения субдоплеровской спектроскопии [5], обуславливая преимущество их использования для исследования отдельных близко расположенных атомных переходов [6]. Было показано, что производная сигнала селективного отражения (пСО) от НЯ позволяет сузить ширину переходов вплоть до ~ 40 МГц, при этом не требуя высокой мощности лазерного излучения ($P_{\text{las}} \sim 100$ мкВт) и технической сложности реализации, в отличие от широко используемой техники спектроскопии насыщенного поглощения [7, 8].

В настоящей работе мы представляем концепцию оптического магнитометра, основанного на фитировании экспериментально измеренных спектров пСО от наноячеек. Последовательное фитирование экспериментальных данных может быть выполнено с использованием теоретической модели, детально представленной в Разделе 2, описывающей полную эволюцию взаимодействия атомарных паров со статическим магнитным полем, начиная от режима эффекта Зеемана до режима Пашена–Бака для сверхтонкой структуры (ПБС). В разделе 3 представлена динамика модификации спектров атомарных паров щелочных металлов в зависимости от величины магнитного поля и толщины ячейки при разных поляризациях света. Конкретные исследования проведены для случая природного Rb, тот же подход может быть применен также для других атомов щелочных металлов (Na, K и Cs). Проанализированы операционные характеристики магнитометра и обсуждены ограничивающие факторы.

2. Теоретическая модель

Целью расчетов спектров атомов щелочных металлов, заключенных в НЯ и взаимодействующих со статическим магнитным полем, является нахождение частот и амплитуд отдельных линий, а также их профиля с учетом специфических свойств НЯ. Для этого, наряду с решением системы уравнений Максвелла–Блоха для взаимодействия лазерного излучения с атомами, заключенными в ячейку рассчитывается взаимодействие атомов с магнитным полем. Ниже

подробно представлена теоретическая модель, использованная для проведения расчетов спектров селективного отражения и пСО, которые проведены с использованием данных из работ [9, 10].

2.1. Взаимодействие атомов со статическим магнитным полем

При помещении атомов в магнитное поле снимается энергетическое вырождение уровней их сверхтонкой структуры, приводя к смещению частот отдельных переходов; кроме того, возможно также перемешивание волновых функций уровней. Существуют простые формулы, описывающие взаимодействие в слабых (режим Зеемана) и сильных (режим ПБС) магнитных полях, они неприменимы для точного описания сдвигов частот и изменения амплитуд атомных переходов в умеренных магнитных полях. Для должного описания этого режима взаимодействия, как показано в работе [4], необходимо рассмотреть гамильтониан

$$H_m = H_{\text{hfs}} - \frac{\mu_B}{\hbar} (g_S S_z + g_L L_z + g_I I_z) B_z, \quad (1)$$

где H_{hfs} – невозмущенный атомный гамильтониан, μ_B – магнетон Бора ($\mu_B = q\hbar / (2m_e) = -9.27400915 \times 10^{-24}$ ДжТл⁻¹) [11], L_z, S_z, I_z – орбитальное, спиновое и ядерное квантовые числа с соответствующими Ланде-факторами $g_L \approx 1$, $g_S \approx 2.002319$, $g_I \approx -0.000399$ и в качестве оси квантования выбрана ось z , вдоль которой приложено магнитное поле. В базисе невозмущенных атомных состояний ($|n, L, J, F, m_F\rangle \equiv |F, m_F\rangle$) диагональные элементы H_m имеют вид

$$\langle F, m_F | H_m | F, m_F \rangle_F = E_{\text{hfs}}(F) - \mu_B g_F m_F B_z, \quad (2)$$

где $E_{\text{hfs}}(F)$ – энергия подуровня $|F, m_F\rangle$, а g_F – соответствующий Ланде-фактор. Недиагональные элементы могут быть ненулевыми только между подуровнями, удовлетворяющими условиям $\Delta F = \pm 1$ и $\Delta m_F = 0$:

$$\begin{aligned} \langle F, m_F | H_m | F-1, m_F \rangle = & -\frac{\mu_B}{2} (g_J - g_I) \\ & \times B_z \left(\frac{[(J+I+1)^2 - F^2][F^2 - (J-I)^2]}{F} \right)^{1/2} \left(\frac{F^2 - m_F^2}{F(2F+1)(2F-1)} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где g_J – Ланде-фактор, связанный с квантовым числом J .

Для нахождения энергий уровней, модифицированных присутствием магнитного поля, требуется диагонализация гамильтониана, в результате уровни энергии будут даны собственными значениями. После диагонализации

гамильтониана новые векторы состояний могут быть выражены в виде линейной комбинации векторов начальных состояний:

$$\left| \varphi(F_g, m_{F_g}) \right\rangle = \sum_{F'_g} c_{F_g F'_g} \left| F'_g, m_{F_g} \right\rangle, \quad (4a)$$

$$\left| \varphi(F_e, m_{F_e}) \right\rangle = \sum_{F'_e} c_{F_e F'_e} \left| F'_e, m_{F_e} \right\rangle. \quad (4б)$$

В этом соотношении $c_{F_g F'_g}$ и $c_{F_e F'_e}$ — коэффициенты перемешивания для основного и возбужденного состояний, соответственно, которые зависят от величины магнитного поля. Кроме частот переходов, задаваемых разностью уровней энергии, нас интересуют также их амплитуды. Атомные переходы имеют место, когда атомные дипольные моменты взаимодействуют с пробным электрическим полем. В обозначениях стандартных компонент, электрический дипольный момент выражается как $\mathbf{d} \cdot \mathbf{e} = \sum_q d_q e_q$, где $q = 0, \pm 1$ представляет поляризацию пробного поля. В приближении возмущения вероятность перехода пропорциональна квадрату дипольного момента, а каждая компонента дипольного момента пропорциональна скорости спонтанного испускания:

$$\left| \langle e | d_q | g \rangle \right|^2 = \frac{3\varepsilon_0 \hbar \lambda_{eg}^3}{8\pi^2} A_{eg}, \quad (5a)$$

$$A_{eg} = \Gamma_e a^2 \left[\varphi(F_e, m_{F_e}); \varphi(F_g, m_{F_g}); q \right]. \quad (5б)$$

Здесь Γ_e — скорость спонтанного распада возбужденного состояния, а коэффициенты передачи, модифицированные магнитным полем, даются как

$$a \left[\varphi(F_e, m_{F_e}); \varphi(F_g, m_{F_g}); q \right] = \sum_{F'_e, F'_g} c_{F_e F'_e} a(F'_e, m_e; F'_g, m_g; q) c_{F_g F'_g}, \quad (6)$$

где

$$a(F'_e, m_e; F'_g, m_g; q) = (-1)^{1+I+J_e+F_e+F_g-m_e} \times \sqrt{2J_e+1} \sqrt{2F_e+1} \sqrt{2F_g+1} \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ -m_e & q & m_g \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} F_e & 1 & F_g \\ J_g & I & J_e \end{Bmatrix}. \quad (7)$$

В этом соотношении обычные и фигурные скобки обозначают 3- j и 6- j коэффициенты, соответственно.

2.2. Форма линии

В работах [12, 13] было показано, что в общем отклике атомов, заключенных между двумя диэлектрическими окнами с зазором l порядка длины электромагнитной волны, распространяющейся в ячейке, перемешаны абсорбционная и

дисперсионная составляющие. Выведем выражение для сигнала, отраженного от такой ячейки, заполненной атомами щелочного металла. Рассмотрим падающее электрическое поле

$$\mathbf{E}_{\text{in}}(z, t) = \frac{1}{2} E_{\text{in}} \exp[-i(\omega t - kn_w z)] + \text{с. с.}, \quad (8)$$

распространяющееся вдоль оси z с частотой $\omega = kc / n_w$ и направленное перпендикулярно к окнам ячейки. Это поле частично отражается и частично преломляется на границах, порождая поля $\mathbf{E}_r(z, t)$ и $\mathbf{E}_t(z, t)$, которые могут быть представлены в той же форме (8). Поле $\mathbf{E}_0(z, t)$, распространяющееся внутри ячейки, взаимодействуя с атомами, может поляризовать среду, вызывая наведенную поляризацию $\mathbf{P}_0(z, t)$. Вследствие малой толщины ячейки атомный отклик может проявлять неоднородность вдоль оси z из-за возможных переходных (движение атомов) или нелинейных (накачка, насыщение) эффектов, поэтому мы не делаем никаких конкретных предположений относительно формы $\mathbf{E}_0(z, t)$ и $\mathbf{P}_0(z, t)$:

$$\mathbf{E}_0(z, t) = \frac{1}{2} E_0(z) \exp[-i(\omega t - kz)] + \text{с. с.}, \quad (9a)$$

$$\mathbf{P}_0(z, t) = \frac{1}{2} P_0(z) \exp[-i(\omega t - kz)] + \text{с. с.} \quad (9b)$$

Схематическое представление задачи приведено на рис.1а. Необходимо найти амплитуду E_r отраженного поля. С этой целью можно использовать свойство непрерывности электрического поля на границах ячейки $z = 0$ и $z = l$ для нахождения соотношения между $\mathbf{E}_0(z, t)$, $\mathbf{E}_r(z, t)$ и $\mathbf{E}_t(z, t)$ [13]. В случае непрерывного (стационарного) возбуждения, поле $\mathbf{E}_0(z, t)$ подчиняется максвелловскому уравнению распространения

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_0(z) + 2ik \frac{\partial}{\partial z} E_0(z) = -\frac{k^2}{\epsilon_0} P_0(z). \quad (10)$$

Используя условия непрерывности для электрических полей и их производных на границах, получаем

$$\begin{cases} E_r + E_{\text{in}} = E_0(0) \\ in_w k (E_{\text{in}} - E_r) = ikE_0(0) + \frac{\partial E_0(0)}{\partial z}, \end{cases} \quad \text{при } z = 0, \quad (11a)$$

$$\begin{cases} E_t = E_0(l) \\ ikE_0(l) + \frac{\partial E_0(l)}{\partial z} = ikn_w E_t, \end{cases} \quad \text{при } z = l. \quad (11b)$$

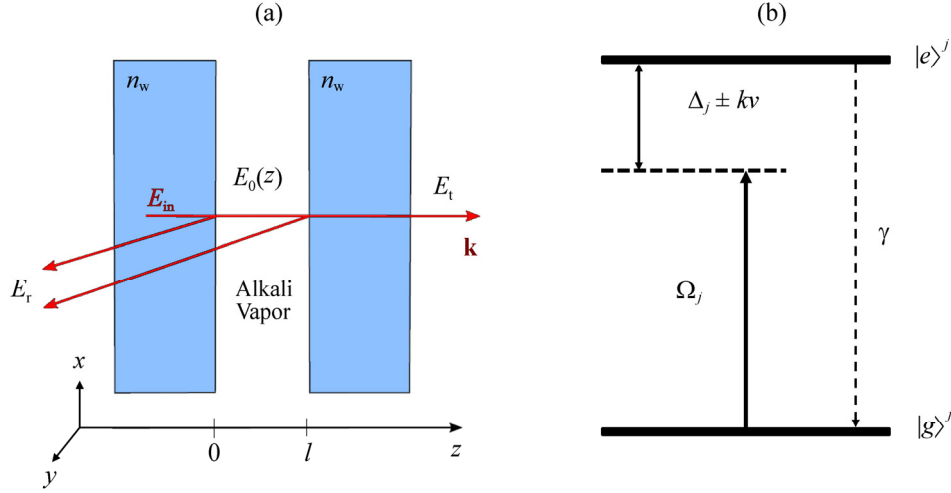


Рис.1. (а) Схематическое представление НЯ: пары щелочного металла заключены между двумя плоско-параллельными пластинами, расположенными на расстоянии l друг от друга. Размер столба паров – нанометрический вдоль оси z и сантиметровый в поперечных направлениях. Пучок лазерного излучения с амплитудой электрического поля E_{in} распространяется вдоль оси z . При прохождении падающего пучка через ячейку образуются отраженный и прошедший пучки с амплитудами E_r и E_t . (б) Диаграмма j -й двухуровневой системы, частично описывающая взаимодействие. Поле в ячейке $E_0(z)$, отстроенное от резонанса на величину $\Delta \pm kv$, возбуждает пары с частотой Раби Ω . Возбужденное состояние $|e\rangle$ распадается на основное состояние $|g\rangle$ со скоростью γ .

Интегрируя уравнение (10) с подставлением (11а) и (11б), получаем отраженное поле

$$E_r = E_r' + E_r'' = \frac{r_w [1 - r_w e^{2ikl}] E_{in}}{Q} + \frac{t_w [I_b - r_w I_f e^{2ikl}]}{Q}, \quad (12)$$

где $Q = 1 - r_w^2 e^{2ikl}$ – добротность ячейки, E_r' – отраженное поле в случае пустой ячейки (решение для пустого резонатора Фабри–Перо), E_r'' – резонансный вклад, $r_w = (n_w - 1) / (n_w + 1)$ и $t_w = 2 / (n_w + 1)$ – коэффициенты отражения и пропускания (поля), соответственно. В уравнение (12) входят интегралы поляризации, наведенной в прямом и обратном направлениях:

$$I_f = \frac{ik}{2\epsilon_0} \int_0^l P_0(z) dz, \quad (13a)$$

$$I_b = \frac{ik}{2\epsilon_0} \int_0^l P_0(z) e^{2ikz} dz. \quad (13б)$$

Так как нас интересует интенсивность отраженного сигнала, необходимо вычислить $I_r = 0.5\epsilon_0 c E_r E_r^* \propto |E_r'|^2 + |E_r''|^2 + 2\Re(E_r' E_r'')$. Рассматривая только резонансный вклад $S_r = |E_r|^2 - |E_r'|^2$, находим

$$S_r \approx 2E_{in} \frac{t_w}{|Q|^2} \Re \{ r_w [1 - e^{-2ikl}] I_{SR} \}, \quad (14)$$

где $I_{SR} = I_b - r_w I_f e^{2ikl}$ – отражение от тонкой ячейки. В случае разреженной среды, членом $|E_r''|^2$ можно пренебречь, так как $|E_r''|^2 \ll 2\Re(E_r' E_r'')$.

Далее найдем выражение для наведенной поляризации $P_0(z)$. В случае слабой мощности лазерного излучения атомные пары могут рассматриваться как ансамбль двухуровневых систем, и поляризация может быть выражена суммой вкладов каждого атомного перехода в пределах области сканирования лазерной частоты ω , усредненных по максвелловскому распределению скорости

$$W(v) = \frac{1}{u\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{v^2}{u^2}\right], \quad u = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}} :$$

$$P_0(z, \omega) = \tilde{N} \sum_j \mu_{eg}^j \int_{-\infty}^{+\infty} W(v) \rho_{eg}^j(z, v, \omega) dv. \quad (15)$$

Здесь $\tilde{N} \equiv \tilde{N}(l) = l \times \pi r^2 \times N$, где r – радиус лазерного пучка и N – плотность атомов, зависящая от температуры ячейки через давление паров, ρ_{eg}^j – когерентности (трансформированной) матрицы плотности ρ , которые должны удовлетворять уравнению движения Лиувилля

$$\frac{d}{dt} \rho = -\frac{i}{\hbar} [H^j, \rho] - \frac{1}{2} \{ \Gamma, \rho \} + \Lambda \rho. \quad (16)$$

В этом уравнении $H^j = \hbar \omega_{eg}^j |e\rangle\langle e| - i\Omega_j |e\rangle\langle g| + i\Omega_j |g\rangle\langle e|$ – гамильтониан системы (после приближения вращающейся волны), Γ – матрица релаксации (однородное уширение), а Λ – матрица репопуляции. Диаграмма одной из двухуровневых систем представлена на рис. 1b. Разлагая уравнение (16) с использованием соотношения $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z}$ и предполагая ненасыщающее поле ($\Omega \ll \gamma$), получаем для стационарного режима [12]

$$v \frac{\partial}{\partial z} \rho_{eg}^j = i\Omega_j - (\gamma - i\Delta_j \pm ikv) \rho_{eg}^j, \quad (17)$$

где знак плюс (минус) соответствует атомам, имеющим положительные (отрицательные) скорости вдоль оси z , $\Omega_j = \mu_{eg}^j t_w E_{in} / 2Q$ – частота Раби, а $\Delta_j = \omega - \omega_{eg}^j$ – расстройка лазерной частоты от частоты перехода. Уравнение (17) может быть решено аналитически с начальными условиями $\rho(z=0) = 0$, $\rho(z=l) = 0$ (полное

девозбуждение атома вследствие столкновения со стенками). В приближении оптически-тонкой среды и в линейном режиме взаимодействия [13] отражение от тонкой ячейки может быть переписано в виде функции отраженного и прошедшего сигналов:

$$I_{\text{SR}} = [1 + r_w^2 \exp(2ikl)] I_{\text{SR}}^{\text{lin}} - 2[r_w \exp(2ikl)] I_{\text{T}}^{\text{lin}}. \quad (18)$$

Решая (17) и используя (15), окончательно получаем:

$$I_{\text{SR}}^{\text{lin}} = \tilde{N} \sum_j A_j \int_{-\infty}^{+\infty} W(v) h_{\pm}(\Delta_j, v, l) dv, \quad (19a)$$

$$I_{\text{T}}^{\text{lin}} = \tilde{N} \sum_j A_j \int_{-\infty}^{+\infty} W(v) g(\Delta_j, v, l) dv, \quad (19b)$$

где $A_j = |\mu_{eg}^j|^2 t_w E_{\text{in}} / 4\hbar\epsilon_0 Q$,

$$h_{\pm}(\Delta_j, v, l) = \frac{1}{2i} \left[\frac{1}{\Lambda_{\mp}} - \frac{\exp(2ikl)}{\Lambda_{\pm}} \right] - \frac{k|v|}{\Lambda_{+}\Lambda_{-}} \exp\left(-\frac{\Lambda_{\mp}}{|v|}l\right), \quad (20a)$$

$$g(\Delta_j, v, l) = -\frac{k}{\Lambda_{+}} \left[l - \frac{|v|}{\Lambda_{+}} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\Lambda_{+}}{|v|}l\right) \right\} \right] \quad (20b)$$

и $\Lambda_{\pm} = \gamma - i\Delta_j \pm ikv$. Спектр СО может быть получен численно посредством последовательного вычисления уравнений (19), (18) и (14) с использованием результатов, полученных выше для $\omega_{eg} = (E_e - E_g) / \hbar$ и $\mu_{eg} = \langle e | d_q | g \rangle$. Наконец, спектр пСО получается простым численным дифференцированием СО по ω :

$$dS_r(\omega) = \frac{\partial}{\partial \omega} S_r.$$

3. Концепция и обсуждение

В этом разделе мы представляем теоретические результаты по зависимости формы линии пСО при разных толщинах ячейки, а также по эволюции спектров щелочных металлов при приложении продольного магнитного поля. Эти исследования лежат в основе рассмотрения возможности использования НЯ для измерения магнитного поля и определения ограничений применимости.

3.1. Зависимость формы линии от толщины ячейки

На рис.2 показана эволюция формы спектральной линии пСО при увеличении толщины ячейки от $l = \lambda / 4$ до $l = 1.29\lambda$ и с шагом изменения 0.065λ (780 нм для D₂-линии Rb). В приведенных зависимостях для удобства опущено

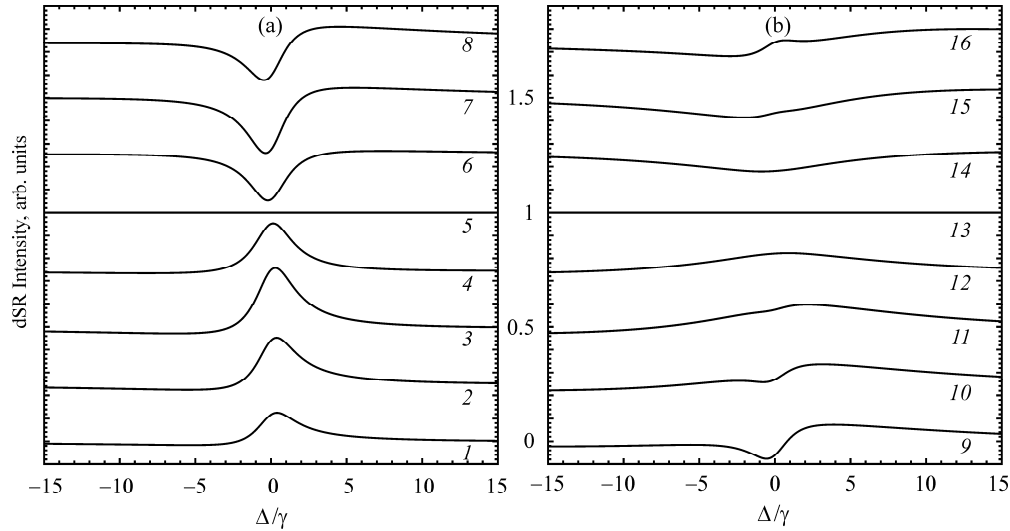


Рис.2. Эволюция спектрального профиля сигнала пСО с увеличением толщины ячейки для (a) $0.25\lambda \leq l \leq 0.77\lambda$ (кривые 1–8) и (b) $0.83\lambda \leq l \leq 1.29\lambda$ (кривые 9–16). Шаг расчета 0.065λ и $\gamma = 2\pi \times 25$ МГц.

возрастание интенсивности сигнала с увеличением толщины из-за линейного роста числа атомов, участвующих в формировании сигнала. Сравнивая кривые 4, 5 и 6 на рис.2а, с кривыми 12, 13 и 14 на рис.2б, можно увидеть, что форма линии испытывает периодические изменения с периодом $\lambda/2$. При $l = n\lambda/2$, где n – целое, исчезает гомодинное биение S_r отраженного сигнала, что является демонстрацией интерференционного поведения, характерного для эффекта Фабри–Перо. Соответственно, при этих значениях толщины амплитуда пСО зануляется (см. кривые 5 и 13).

Из приведенных результатов наиболее удобным для проведения измерений магнитного поля с использованием сигнала пСО от паров щелочных металлов, заключенных в НЯ, является случай толщины $l \sim 0.40\lambda$. Действительно, в дополнение к положительной полярности, которая удобна для большинства аналого-цифровых преобразователей, так как не требуется приложения смещающего напряжения, симметричная «поглощательная» форма сигнала менее чувствительна к изменениям толщины ячейки. Заметим, что благодаря сильной зависимости сигнала пСО от толщины ячейки по измерениям профиля линии можно также определять толщину ячейки.

3.2. Зависимость спектров от магнитного поля

С использованием модели, представленной в разделе 2, была рассчитана эволюция спектров пСО природного рубидия (72% ^{85}Rb и 28% ^{87}Rb) с ростом

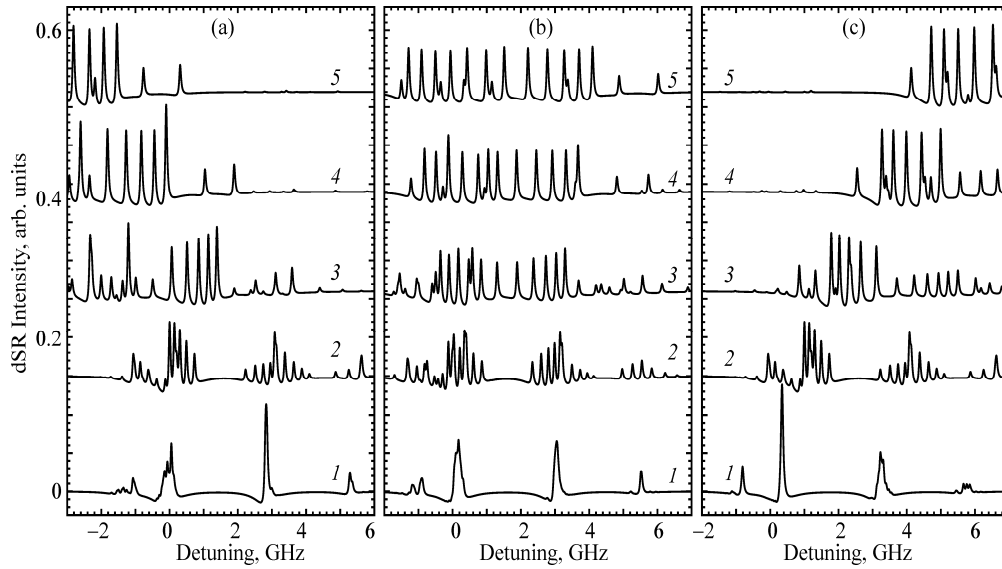


Рис.3. Изменение спектра пСО на D_2 -линии природного Rb в зависимости от магнитного поля для: (а) σ^- -поляризованного света, (б) π -поляризованного света и (с) σ^+ -поляризованного света. Величины магнитного поля: 1 – 100, 2 – 500, 3 – 1000, 4 – 2000 и 5 – 3000 Гс. Для удобства восприятия амплитуды спектров 1(а,б,с) разделены на 2, а кривые 2–5 смещены вертикально. Нулевая частота соответствует переходу $F_g = 3 \rightarrow F_e = 1$ ^{85}Rb при нулевом магнитном поле. Параметры расчета: $l = 0.45\lambda$ и $\gamma = 2\pi \times 25$ МГц.

величины магнитного поля при разных поляризациях света: $\sigma^\pm$ ($q = \pm 1$) и π ($q = 0$). Результаты представлены на рис.3а для σ^- -поляризации, на рис.3б для π -поляризации и на рис.3с для σ^+ -поляризации, при изменении индукции магнитного поля от 100 Гс (кривые 1) до 3000 Гс (кривые 5). Частотный диапазон расчетов был выбран с охватом 8 ГГц, в соответствии с типичной областью плавной (без модовых скачков) перестройки доступных диодных лазеров с внешним резонатором.

Как видно из рисунка, спектры сильно отличаются в зависимости от поляризации лазерного пучка: с увеличением магнитного поля в случае левой (правой) циркулярной поляризации света переходы начинают смещаться в сторону более высоких (низких) частот, в то время как в случае линейно-поляризованного света переходы остаются примерно в том же частотном диапазоне. Кривые 5 на рис.3а,б,с показывают, что по мере дальнейшего увеличения магнитного поля до наибольших значений постепенно устанавливается режим ПБС: появляются группы переходов с одинаковой амплитудой и одинаковым взаимным частотным расстоянием. Следует отметить, что в этом режиме наклон зависимости частоты

от магнитного поля одинаков внутри каждой группы переходов. Это означает, что для определения величины магнитного поля достаточно измерить лишь абсолютные частотные положения переходов.

3.3. Концепция

Как видно из рис.3, спектры пСО сильно меняются в магнитном поле, и мы предлагаем использовать спектральный профиль пСО от паров щелочных металлов, заключенных в НЯ, в качестве измеряемой величины для определения значения магнитного поля. На рис.4 схематически представлен возможный принцип работы такого оптического магнитометра на основе НЯ. Предварительно по выражениям, представленным в разделе 2.1, должны быть рассчитаны частотные сдвиги и амплитуды переходов, которые будут использованы для последующих расчетов теоретических спектров пСО с использованием модели, представленной в разделе 2.2, с целью наилучшего фитирования экспериментальных измерений. После этого предварительного этапа управляющая программа переходит к регистрации экспериментального спектра от НЯ, помещенной в измеряемое магнитное поле. Дифференцирование спектра СО может быть осуществлено численно – после записи спектра или непосредственно в процессе регистрации – с использованием синхронного детектирования. На этом этапе могут быть также задействованы методы обработки сигнала для сглаживания экспериментального спектра и фильтрации шума. Процедура фитирования может быть реализована непосредственно, посредством последовательного сравнения (расчета разности) между экспериментальными и теоретическими данными для каждого значения магнитного поля, после чего выдается то значение, для которого разность наименьшая (т. е. соответствующее лучшему совпадению теоретического спектра с экспериментальным). Процедура может быть циклически повторена,

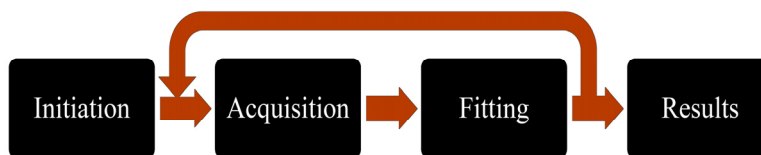


Рис.4. Принцип работы магнитометра. После этапа инициализации, где загружаются данные по частотным положениям и амплитудам переходов, управляющая программа магнитометра дает команду на регистрацию и обработку экспериментального спектра СО от НЯ, к которой приложено продольное магнитное поле. Этот спектр сохраняется и фитируется разработанной моделью, после чего отображается значение магнитного поля, взаимодействующего с парами.

начиная с этапа сбора данных, для непрерывного измерения магнитного поля.

На рис.5 показана эволюция производной спектра пСО по B , представленная в зависимости как от магнитного поля, так и от лазерной частоты, и дающая информацию о чувствительности профиля пСО к изменениям магнитного поля. Как видно из рисунка, области перекрытия переходов демонстрируют более сильную чувствительность к магнитному полю, чем остальные, что делает эту технику более надежной по сравнению с проведением единичного измерения частотного положения линии для определения приложенного магнитного поля.

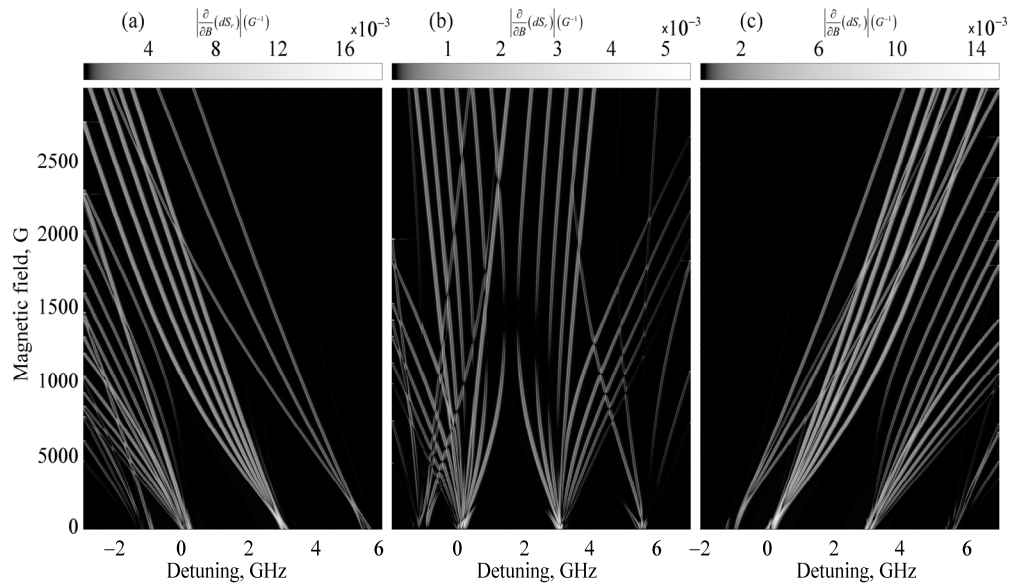


Рис.5. Чувствительность (абсолютное значение) сигнала пСО на D₂-линии природного Rb к изменениям магнитного поля в случае (a) σ^- -поляризованного света, (b) π -поляризованного света и (c) σ^+ -поляризованного света. Расчеты проведены с шагом в 5 Гс. Чувствительность выше в областях перекрытия переходов.

Хотя π -поляризация кажется более удобной для измерений, так как переходы остаются в том же (неизменном) частотном диапазоне при увеличении магнитного поля, средняя чувствительность в этом случае примерно в 3 раза ниже, чем для $\sigma^\pm$. Важно также отметить, что при π -возбуждении для сохранения преимуществ НЯ требуется конфигурация $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$, которая в данном случае означает, что магнитное поле приложено вдоль сантиметровых поперечных размеров ячейки (т. е. или по оси x , или по оси y , см. рис.1a), а значит, метод будет намного более чувствительным к градиенту магнитного поля поперек пучка. Следовательно, циркулярно-поляризованное возбуждение предпочтительно для

реализации скалярной магнитометрии с НЯ. С другой стороны, линейно-поляризованный свет в конфигурации $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$ вызывает одновременное возбуждение $\sigma^\pm$, которое может представлять интерес, но потребует вдвое больших расчетов.

Как отмечалось в разделе 3.2, при достижении режима ПБС для определения значения магнитного поля достаточно произвести измерение абсолютного положения частоты перехода, так как амплитуды переходов в каждой группе остаются неизменными при дальнейшем увеличении магнитного поля. Следовательно, чувствительность магнитометра в режиме ПБС снизится, если не удастся обеспечить точный репер частоты. В этом режиме определение значения магнитного поля из характеристически симметричных спектров поглощения является более удобным методом [14]. В этом методе требуется одновременное возбуждение паров σ^+ - и σ^- -поляризованным светом, что достигается использованием линейно-поляризованного света в конфигурации $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$. Заметим, что режим ПБС начинается при $B > B_0 = A_{\text{hfs}} / \mu_B$, где A_{hfs} – магнитно-дипольная постоянная сверхтонкой структуры основного состояния, а полностью устанавливается, когда $B \gg B_0$. Так как это значение различно для всех атомов щелочных металлов: $B_0 = 165$ Гс для ^{39}K , $B_0 = 700$ Гс для ^{87}Rb , $B_0 = 2400$ Гс для ^{85}Rb и $B_0 = 1700$ Гс для ^{133}Cs , то целесообразно использовать смесь двух атомных паров с различными значениями B_0 , что позволит расширить как верхнюю, так и нижнюю границы чувствительности. По этой причине расчеты были проведены для случая природных паров Rb.

4. Заключение

В настоящей работе представлена полная теоретическую модель, описывающую спектры атомарных паров щелочных металлов, заключенных в НЯ, при приложении продольного магнитного поля. Показано, что спектры пСО очень чувствительны как к толщине ячейки, так и к магнитному полю. Предложен принцип работы оптического скалярного магнитометра с использованием метода пСО от НЯ. Исследование также показало, что случай возбуждения $\sigma^\pm$ -поляризованным излучением предпочтителен по сравнению со случаем π -поляризации. Одновременное возбуждение обеими компонентами циркулярной поляризации возможно в конфигурации $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$ с использованием линейно-поляризованного света, однако в этом случае потребуется удвоение времени расчета по сравнению со случаем одной поляризации. Кроме того, показано, что использование смеси паров щелочных металлов (как в случае би-изотопного природного Rb) может повысить чувствительность предлагаемого магнитометра.

Заметим, что благодаря нанометрическому размеру толщины столба паров в НЯ величина градиента магнитного поля, при котором в спектре возникнут существенные изменения, намного больше, чем в случае сантиметровых и миллиметровых ячеек [15], что делает магнитометры, основанные на НЯ, удобным инструментом не только для измерения сильно-неоднородного магнитного поля, но и его картографирования посредством простого перемещения НЯ, обеспечивая субмиллиметровое пространственное разрешение. Недавний прогресс в разработке и изготовлении стеклянных НЯ [16] и спектроскопических чипов с атомарными парами [17] позволяет предположить, что предложенная техника может найти коммерческие приложения.

Автор благодарит Д. Саркисяна, К. Леруа и А. Папоьяна за руководство работой, а также А. Амирян, А. Саргсяна и Г. Азизбекяна за полезные обсуждения и редактирование.

ЛИТЕРАТУРА

1. **W. Demtröder.** Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation. Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation, Berlin: Springer-Verlag, 2013.
2. **W. Yang, D.B. Conkey, B. Wu, D. Yin, A.R. Hawkins, H. Schmidt.** Nature Photonics, **1**, 331 (2007).
3. **D. Budker, D.F.J., Kimball.** Optical magnetometry. Cambridge University Press, 2013.
4. **P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, N. Cyr.** Phys. Rev. A, **42**, 2766 (1990).
5. **A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan, A. Atvars, M. Auzinsh,** Appl. Phys. Lett., **93**, 021119 (2008).
6. **A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan.** JOSA B, **34**, 776 (2017).
7. **А. Саргсян, Э. Клиндер, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, А. Папоян, Д. Саркисян.** Письма в ЖЭТФ, **104**, 222 (2016).
8. **Э. Клиндер, А. Саргсян, К. Леруа, Д. Саркисян.** ЖЭТФ, **152**, 641 (2017).
9. **D.A. Steck.** Rubidium 85 D line data, <http://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf>
10. **D.A. Steck.** Rubidium 87 D line data, <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>
11. **C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë.** Quantum Mechanics, Volume I, ISBN 978-0-471-16433-3, Wiley-VCH, 830 (2005).
12. **B. Zambon, G. Neinhuis.** Opt. Commun., **143**, 308 (1997).
13. **G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, M. Ducloy.** JOSA B, **20**, 793 (2003).
14. **L. Weller, K.S. Kleinbach, M.A. Zentile, S. Knappe, C.S. Adams, I.G. Hughes.** J. Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, **45**, 215005 (2012).
15. **A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, D. Sarkisyan.** Optics Letters, **37**, 1379 (2012).
16. **K.A. Whittaker, J. Keaveney, I.G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, B. Gmeiner,**

- V. Sandoghdar, C.S. Adams.** J. Physics: Conference Series, **635**, 122006 (2015).
17. **M.T. Hummon, S. Kang, D.G. Bopp, Q. Li, D.A. Westly, S. Kim, C. Fredrick, S.A. Diddams, K. Srinivasan, V. Aksyuk, J.E. Kitching.** Optica, **5**, 443 (2018).

CONCEPT OF AN OPTICAL MAGNETOMETER BASED ON THE
SPECTROSCOPY OF ALKALI VAPORS
CONFINED IN NANOMETRIC-THICK CELLS

E. KLINGER

In this article, we present the concept of an optical scalar magnetometer based on the spectroscopy of hot alkali vapors confined in nanometric-thick cells. We present an appropriate theoretical model to describe the interaction of linearly and circularly polarized light with atomic alkali vapors confined in extremely thin cells where a longitudinal magnetic field is applied. This model can be used to perform consecutive fittings of experimental spectra recorded by derivative selective reflection method, in order to measure the value of magnetic field. We illustrate the model with various calculated spectra for natural Rb vapor, while equivalent results hold for other alkalis (Na, K, and Cs). We analyze the feasibility of the concept for different cases depending on light polarization and cell thickness, and discuss possible limitations of the technique.