

УДК 537.632.5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗЕЕМАНОВСКИХ СДВИГОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ СТРУКТУР В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ*

В. А. Сорокин

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
E-mail: Vlad_sorokin@ngs.ru*

Рассмотрены закономерности изменения наблюдаемого сдвига спектральных структур, обусловленных эффектом Зеемана в пространственно неоднородном магнитном поле. Оказалось, что этот сдвиг может варьироваться при изменении ширины спектральных структур, их формы, методики и условий регистрации. Предложен способ учёта неоднородности магнитного поля для оптически тонких и толстых сред.

Ключевые слова: оптико-магнитные резонансы, эффект Зеемана, модуляционный метод производной.

DOI: 10.15372/AUT20170603

Введение. В оптических измерениях с использованием эффекта Зеемана часто возникает задача определения коэффициентов, связывающих наблюдаемое проявление этого эффекта с величиной магнитного поля (МП). Так, в астрофизике МП космических объектов измеряется по зеемановскому расщеплению спектральных линий определённых химических элементов, частотный сдвиг которых пересчитывается в МП. Например, для измерений МП Солнца часто применяются линии железа Fe-I ($\lambda = 6301,5, 6302,5, 5247,06, 5250,22 \text{ \AA}$), относящиеся попарно к разным мультиплетам [1]. Результаты для линий разных мультиплетов дают значимо отличающиеся величины МП [2].

Аналогичная задача возникла при нахождении положения оптико-магнитных резонансов (ОМР) в излучении газоразрядной кюветы, заполненной смесью изотопов ^{20}Ne и ^{22}Ne , наблюдавшихся в работах [3, 4]. Эти резонансы регистрировались как резкое изменение интенсивности свечения положительного столба тлеющего разряда при определённых значениях тока в сканируемом цилиндрическом соленоиде. Положение ОМР, измеренное в единицах тока и пересчитанное в эффективное МП через коэффициент пропорциональности, отождествлялось с изотопическими сдвигами спектральных линий неона [5]. Однако, как будет показано далее, в условиях пространственно неоднородного МП связь между током соленоида и эффективным МП усложняется. Соответствующий коэффициент пропорциональности перестаёт быть константой и начинает зависеть от ширины, формы и метода регистрации ОМР. Игнорирование таких зависимостей приводит к заметным систематическим погрешностям при измерении положения ОМР.

Цель данного исследования — анализ этих систематических погрешностей и разработка методов их коррекции.

Методика лабораторных оптико-магнитных измерений. Полагаем, что в опытах используется тонкая цилиндрическая кювета длиной L_d и радиусом капилляра $\rho_d \ll$

*Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ ведущих научных школ РФ (грант № НШ-4447.2014.2).

$\ll L_d$, в которой горит тлеющий разряд низкого давления. На кювету накладывается сканируемое МП H_c , создаваемое цилиндрическим соленоидом, в обмотке которого ток I_c изменяется в определённых пределах.

Из торца кюветы выходит излучение положительного столба, однородного по температуре и концентрации заряженных частиц вдоль оси кюветы (орт \mathbf{ez}) [6]. Полный поток излучения Φ — это сумма вкладов от всех слоёв газа [7]:

$$\Phi = \int_{L_d} D(H(z))W(z)dz. \quad (1)$$

Здесь $D(H(z))$ — светимость слоя, зависящая от МП H , которое в свою очередь зависит от координаты z ; $W(z)$ — весовая функция, характеризующая оптическую толщину газа и описывающая ослабление света из-за расходимости и самопоглощения. Считаем, что $W(z)$ от МП зависит слабо, поскольку эффект Зеемана одинаково сдвигает линии излучения и поглощения, не меняя интегрального коэффициента поглощения.

Далее будем анализировать лишь магнитозависимую часть Φ . Поэтому считаем, что $D(H(z))$ — часть светимости, определяющая оптико-магнитный контур (ОМК) тонкого слоя газа. Пусть ОК содержит резкие структуры и $D = D_p + D_r$, где D_p — слабо зависящий от МП пьедестал, а D_r — оптико-магнитный резонанс, центрированный при МП, равном H_0 для каждого слоя газа. Природа ОМР заключается в проявлении интерференционных эффектов разного рода (см., например, [8, 9]). Требуется определить положение ОМР в единицах напряжённости МП для всей кюветы.

Если $D_r(H \approx H_0)/D_p \ll 1$, то для регистрации ОМР предпочтителен метод производной, при котором происходит контрастирование D_r . Для реализации удобна модуляционная методика [10] с дополнительным соленоидом, в обмотке которого ток I_m осциллирует по гармоническому закону с частотой f_m и создаёт модулирующее МП H_m . Магнитное поле $H = H_c + H_m$ оказывает влияние на поток излучения Φ , который можно записать в виде

$$\Phi_c + \Phi_m(t) = \int_{L_d} D_r(H_c(z) + H_m(z))W(z)dz, \quad H_m(z) = H_{m0}(z) \sin(2\pi f_m t).$$

Для восстановления формы ОМР удобен метод синхронного детектирования, эквивалентный усреднению по времени T произведения $\Phi_m(t)$ и синхронной гармонической функции R_q (т. е. опорным сигналом синхронного детектирования), осциллирующей с частотой qf_m ($q = 1, 2, \dots$). Сигнал $S^{(q)}$ (гармоника от $\Phi_m(t)$ с номером q) задаётся выражением

$$S^{(q)} = \frac{1}{T} \int_0^T \Phi_m(t) R_q(t, \varphi_m) dt, \quad R_q(t, \varphi_m) = \sin(2\pi q f_m t + \varphi_m). \quad (2)$$

При $H_{m0} < \Gamma$ (Γ — параметр, характеризующий ширину D_r) сигнал $S^{(q)}$ можно разложить в ряд Фурье по гармоникам сигнала $\Phi_m(t)$:

$$S^{(q)} = \Psi_q \sum_{n \geq q} \Phi_c^{(n)} / 2^n \left(\frac{n-q}{2}\right)! \left(\frac{n+q}{2}\right)!, \quad (3)$$

$$\Phi_c^{(n)} = \int_{L_d} D^{(n)}(H_c)W(z)H_{m0}^n dz, \quad D^{(n)}(H) = \frac{d^n D(H)}{dH^n},$$

где $\Psi_q = (-1)^{q/2} \sin(\varphi_m)$ (n, q чётные), $\Psi_q = (-1)^{(q-1)/2} \cos(\varphi_m)$ (n, q нечётные).

Суммирование в (3) производится по n , чётность которых совпадает с чётностью q и начинается с $n = q$. При разной чётности n и q величина $S^{(q)} \rightarrow 0$ при $T \rightarrow \infty$. Наиболее применимы методы 1-, 2- и 3-й производных, тогда:

$$S^{(1)} \approx \frac{\Phi_c^{(1)}}{2} \cos(\varphi_m); \quad S^{(2)} \approx -\frac{\Phi_c^{(2)}}{8} \sin(\varphi_m); \quad S^{(3)} \approx -\frac{\Phi_c^{(3)}}{48} \cos(\varphi_m). \quad (4)$$

При $H_{m0} < \Gamma/3$ и $H_c \sim H_0$ главный вклад в $S^{(q)}$ дают $D_r^{(q)}$. Амплитуда регистрируемых ОМР тем больше, чем уже резонанс. Вне области локализации ОМР ($|H_c - H_0| \gg \Gamma$), где $|D_r^{(q)}| \rightarrow 0$, главный вклад в $S^{(q)}$ будут давать производные от пьедестала — $D_p^{(q)}$. Если значение D_p велико, а $D_p^{(q)}$ малы, будет происходить контрастирование узких резонансов. Фазовый сдвиг φ_m функции R_q регулирует амплитуду $S^{(q)}$ и выбирается таким, чтобы $|S^{(q)}|$ был максимален. Вклад $D_p^{(q)}$ легко устраняется математической обработкой и в дальнейшем анализе не учитывается. При $H_{m0} > \Gamma/3$ производные ОМР испытывают модуляционное уширение.

Пространственное распределение магнитного поля. Учёт пространственной неоднородности МП будем анализировать для случая, когда сканируемый и модулирующий соленоиды являются цилиндрическими с конечными размерами. Длины соленоидов обозначим L_α , внутренний и внешний радиусы цилиндров — $a_{1\alpha}$ и $a_{2\alpha}$ ($\alpha = c$ для сканируемого или $\alpha = m$ для модулирующего соленоидов). При аксиальной симметрии в цилиндрической системе координат с осями \mathbf{ez} , $\mathbf{e\rho}$ и $\mathbf{e\varphi}$ отличны от нуля лишь \mathbf{ez} - и $\mathbf{e\rho}$ -проекции H_c и H_m , зависящие от z и ρ . Внутри цилиндрического соленоида вблизи оси наибольшее значение имеет \mathbf{ez} -проекция МП. При малых значениях $\rho \leq \rho_d$ ($\rho_d \ll L_\alpha$) $\mathbf{e\rho}$ -проекция МП [11] не превышает величины $8\rho z(a_{1\alpha}^2 + a_{2\alpha}^2 + a_{1\alpha}a_{2\alpha})/L_\alpha^4$ по отношению к \mathbf{ez} -проекции МП в центре соленоида. Зависимость \mathbf{ez} -компоненты МП от ρ имеет порядок малости $4\rho^2(a_{1\alpha}^2 + a_{2\alpha}^2 + a_{1\alpha}a_{2\alpha})/L_\alpha^4$, и приближение одномерной геометрии при $\rho_d \ll L_\alpha$ в формуле (1) обосновано. Магнитные поля $H_c(z)$ и $H_m(z)$ могут быть выражены через токи I_c и I_m в обмотках и геометрические параметры соленоидов [11]:

$$H_\alpha(z) = H_{\alpha\infty} G_\alpha(z), \quad H_{\alpha\infty} = (2\pi/5)v_\alpha I_\alpha = k_{0\alpha} I_\alpha. \quad (5)$$

Здесь $H_{c\infty}$ и $H_{m\infty}$ — \mathbf{ez} -проекции МП для бесконечно длинных однородных сканируемого и модулирующего соленоидов; v_c и v_m — плотности катушки сканируемого и модулирующего соленоидов. Если единица измерения силы тока — ампер, а v_α имеет размерность число витков на сантиметр, то напряжённость $H_{\alpha\infty}$, определяемая формулами (5), будет иметь размерность гаусс. Коэффициенты $k_{0\alpha}$ можно рассматривать как коэффициенты пропорциональности нулевого приближения между током и МП. Функции G_α будем называть геометрическими факторами для \mathbf{ez} -проекции МП. Геометрический фактор $G_\alpha(z)$ для однородного цилиндрического соленоида с началом координат в его центре имеет вид

$$G_\alpha(z) = \frac{L_\alpha \ln(a_{2\alpha}/a_{1\alpha}) + g_\alpha(z) + g_\alpha(-z)}{2(a_{2\alpha} - a_{1\alpha})},$$

$$g_\alpha(z) = (L_\alpha/2 + z) \ln \left[\frac{1 + u(z, a_{2\alpha}, L_\alpha)}{1 + u(z, a_{1\alpha}, L_\alpha)} \right], \quad u(z, a, L) = \sqrt{1 + [(L/2 + z)/a]^2}.$$

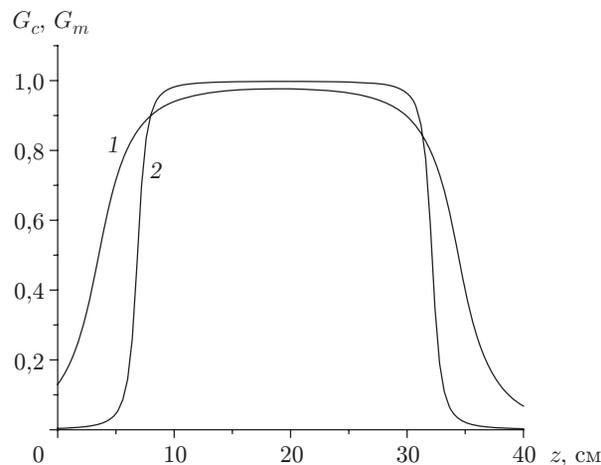


Рис. 1. Геометрические факторы для ez -проекции МП цилиндрических соленоидов: кривая 1 — G_c ($a_{1c} = 1,6$ см, $a_{2c} = 4,96$ см, $L_c = 30,9$ см, $z_{0c} = 19$ см), кривая 2 — G_m ($a_{1m} = 0,5$ см, $a_{2m} = 1,2$ см, $L_m = 25,3$ см, $z_{0m} = 19,5$ см)

Максимум $G_\alpha(z)$ достигается при $z = 0$. В общем случае $G_\alpha(z) < 1$. Если соленоид достаточно длинный ($L \gg a_{2\alpha}$), то при $|z| < L_\alpha/2 - a_{2\alpha}$ функция $G_\alpha(z)$ меняется слабо. Этот интервал можно называть зоной однородного МП. При $|z| \approx L_\alpha/2$ функция $G_\alpha \approx 1/2$, при $|z| > L_\alpha/2$ величина $G_\alpha(z) \rightarrow 0$. Если соленоид смещён относительно начала координат на $z_{0\alpha}$, то $z \rightarrow z - z_{0\alpha}$ и $G_\alpha(z) \rightarrow G_\alpha(z - z_{0\alpha})$. На рис. 1 приведены графики $G_\alpha(z - z_{0\alpha})$ для соленоидов, применявшихся в работах [3, 4].

Наблюдаемое положение ОМР при неоднородном МП. При регистрации ОМР методом 1-й производной, когда $H_{m0} < \Gamma/3$, из (4) следует

$$S^{(1)} \approx \frac{\Phi_c^{(1)}}{2} = \frac{1}{2} \int_{L_d} D_r^{(1)}(H_{c\infty} G_c(z)) W(z) H_{m\infty} G_m(z) dz.$$

Если функция $D_r(H)$ центрирована при $H = H_0$ и имеет форму пика, то форма $S^{(1)}$ близка к дисперсионной. При сканировании тока I_c вблизи величины H_0/k_{0c} сигнал $S^{(1)}$ будет переходить через нулевое значение. Наблюдаемое положение ОМР в единицах тока (или $H_{c\infty}$) определяется решением уравнения

$$\Phi_c^{(1)} = \int_{L_d} W(z) D_r^{(1)}(H_{c\infty} G_c(z)) H_{m\infty} G_m(z) dz = 0, \quad (6)$$

которое находится аналитически, если параметр Γ , характеризующий ширину ОМР, велик либо $\Gamma \rightarrow 0$. Пусть $D_r(H)$ имеет достаточно большую ширину, такую что

$$\Gamma \gg H_0 [G_c(0) - G_c(\pm 0,5L_m)]. \quad (7)$$

Условие (7) означает, что Γ (в единицах МП) заметно больше характерного изменения МП сканируемого соленоида в области, где значимо МП модулирующего соленоида. Раскладывая $D_r^{(1)}$ в ряд Тейлора по степеням $[H_{c\infty} G_c(z) - H_0]$ в окрестности H_0 , получим уравнение

$$\int_{L_d} [H_{c\infty} G_c(z) - H_0] W(z) G_m(z) dz = 0, \quad (8)$$

решение которого выражается через $G_c(z)$, $G_m(z)$ и $W(z)$ и связывает $H_{c\infty} = k_{0c}I_c$ и H_0 :

$$H_0 = k_{sw}k_{0c}I_{0sw} = k_{sw}H_{sw}, \quad k_{sw} = \int_{L_d} W(z)G_c(z)G_m(z)dz / \int_{L_d} W(z)G_m(z)dz < 1. \quad (9)$$

Здесь I_{0sw} — ток сканируемого соленоида, отвечающий наблюдаемому положению ОМР ($H_{\text{ОМР}} = H_{sw} > H_0$ в единицах МП в нулевом приближении). Поправочный коэффициент k_{sw} для широких (w) симметричных (s) ОМР корректирует H_{sw} к H_0 .

Если $D_r(H)$ имеет достаточно малую ширину, такую что

$$\Gamma \ll H_0[G_c(0) - G_c(\pm 0,5L_m)], \quad (10a)$$

то интеграл в уравнении (6) следует представить в виде суммы интегралов по пути $|z| < L_0$, где выполняется соотношение

$$\Gamma \gg H_0[G_c(0) - G_c(\pm 0,5L_0)], \quad (10б)$$

и остальной части кюветы. Условие (10б) ограничивает область, где магнитное поле H_c однородно и максимально. Тогда уравнение (6) может быть записано в виде

$$\int_{L_0} D_r^{(1)}(H_{c\infty}G_c(z))W(z)H_{m\infty}G_m(z)dz + \int_{L_d \cap L_0} D_r^{(1)}(H_{c\infty}G_c(z))W(z)H_{m\infty}G_m(z)dz = 0. \quad (11)$$

Второе слагаемое с узкой (n) антисимметричной функцией $D_r^{(1)}(H_c)$ при $H_c \sim H_0$ обращается в нуль, так как может быть сведено к интегралу от $D_r^{(1)}(H_c)$ по H_c в бесконечных пределах, который стремится к нулю с уменьшением Γ . При $\Gamma \rightarrow 0$, $L_0 \rightarrow 0$ решение (11) имеет вид

$$D_r^{(1)}(H_0) = D_r^{(1)}(H_{c\infty}G_c(0)) = 0 \Rightarrow H_0 = k_{sn}k_{0c}I_{0sn} = k_{sn}H_{sn}, \quad k_{sn} = G_c(0) < 1. \quad (12)$$

Здесь k_{sn} и $H_{\text{ОМР}} = H_{sn}$ — поправочный коэффициент и наблюдаемое положение для симметричных узких ОМР. Поскольку $G_c(0) \geq G_c(z)$, то $k_{sn} > k_{sw}$ и $H_0 < H_{sn} < H_{sw}$. Из (12) следует неожиданный результат — независимость k_{sn} от весовой функции $W(z)$ и оптической толщины газа.

Если в (9) $W(z) = \text{const}$, то можно определить коэффициент k_e , связывающий I_c и эффективное МП (H_e), задаваемое зоной на оси кюветы, где значимо модулирующее МП:

$$H_e = k_e k_{0c} I_c = k_e H_{c\infty}, \quad k_e = \int_{L_d} G_c(z)G_m(z)dz / \int_{L_d} G_m(z)dz. \quad (13)$$

Коэффициент k_e может быть измерен по сдвигу контура поглощения монохроматического излучения круговой поляризации, смещённого по частоте на известную величину Ω относительно центра спектральной линии с нормальным эффектом Зеемана. Сдвиг Ω удобно определять методом сканирования МП, применяя модуляционный метод 1-й производной. Интенсивность потока излучения, достигшего фотодетектора, подчиняется закону Бэра — Бугера — Ламберта:

$$J_T = J_0 \exp \left\{ -A_0 \int_{L_d} F(\Omega - \mu_{Vg}H_{c\infty}G_c(z) - \mu_{Vg}H_{m\infty}G_m(z))dz \right\}.$$

Здесь J_0 и J_T — входящий и выходящий из кюветы потоки излучения; A_0 — коэффициент поглощения для центра спектральной линии; функция $F(x)$ описывает симметричный контур поглощения, $F(0) = \max$; μ_B — магнетон Бора; g — фактор Ланде. Наблюдаемый сдвиг линии подчиняется условию $dJ_T/dH_{m\infty} = 0$, из которого следует уравнение

$$\int_{L_d} F^{(1)}(\Omega - \mu_B g H_{c\infty} G_c(z)) G_m(z) dz = 0, \quad F^{(1)}(x) = dF(x)/dx, \quad F^{(1)}(0) \equiv 0. \quad (14)$$

Если ширина $F(x)$ такая, что выполняется условие (7), то применим метод (8) и решение (14)

$$\Omega = \mu_B g H_{c\infty} \int_{L_d} G_c(z) G_m(z) dz / \int_{L_d} G_m(z) dz = \mu_B g k_{0c} I_c k_e = \mu_B g H_e$$

даёт наблюдаемый зеемановский сдвиг широкой спектральной линии, связанный с эффективным МП. Если ширина $F(x)$ настолько мала, что справедливо (12), то наблюдаемый сдвиг линии корректируется коэффициентом $k_{sn} > k_e$, т. е. сдвиг линии поглощения также зависит от её ширины. Для широкой и узкой линий испускания поправочные коэффициенты — k_{sw} и k_{sn} .

Когда $D_r(H)$ имеет антисимметричную дисперсионную форму и применяется метод 1-й производной, сигнал $S^{(1)} = S^{(1)}(I_c)$ при сканировании I_c вблизи H_0/k_{0c} будет достигать экстремума:

$$|\Phi_c^{(1)}| = \left| \int_{L_d} W(z) D_r^{(1)}[H_{c\infty} G_c(z)] H_{m\infty} G_m(z) dz \right| = \max. \quad (15)$$

Дифференцируя (15) по $H_{c\infty}$, приходим к условию для наблюдаемого положения ОМР:

$$\int_{L_d} W(z) D_r^{(2)}[H_{c\infty} G_c(z)] H_{m\infty} G_m(z) G_c(z) dz = 0. \quad (16)$$

Для широких $D_r(H)$, когда выполняется условие (7), применима формула (8). Раскладывая $D_r^{(2)}$ в ряд Тейлора по степеням $[H_{c\infty} G_c(z) - H_0]$ в окрестности H_0 и с учётом $D_r^{(2)}(H_0) \equiv 0$, получим соотношение

$$H_0 = k_{aw} k_{0c} I_{0aw} = k_{aw} H_{aw}, \quad k_{aw} = \int_{L_d} W(z) [G_c(z)]^2 G_m(z) dz / \int_{L_d} W(z) G_c(z) G_m(z) dz. \quad (17)$$

Здесь k_{aw} — поправочный коэффициент, а $H_{\text{ОМР}} = H_{aw}$ — наблюдаемое положение для антисимметричных широких ОМР. Если резонанс узкий, то применима методика (11) и получаемый результат совпадает с (12): $H_0 = k_{an} k_{0c} I_{0an} = k_{an} H_{an}$, $k_{an} = G_c(0)$, где k_{an} — поправочный коэффициент, а $H_{\text{ОМР}} = H_{an}$ — наблюдаемое положение для антисимметричных узких ОМР. Поскольку $k_{sn} = k_{an}$, наблюдаемое положение узких ОМР не зависит от типа их симметрии. Можно показать, что для широких ОМР $k_{sw} < k_{aw}$.

При регистрации ОМР методами 2-й и 3-й производных поправочные коэффициенты для наблюдаемых положений широких ОМР вычисляются по следующим формулам:

$$k_{sw}^{(2)} = \frac{\int_{L_d} W(z)[G_c(z)]^2[G_m(z)]^2 dz}{\int_{L_d} W(z)G_c(z)[G_m(z)]^2 dz}; \quad k_{aw}^{(2)} = \frac{\int_{L_d} W(z)G_c(z)[G_m(z)]^2 dz}{\int_{L_d} W(z)[G_m(z)]^2 dz};$$

$$k_{sw}^{(3)} = \frac{\int_{L_d} W(z)G_c(z)[G_m(z)]^3 dz}{\int_{L_d} W(z)[G_m(z)]^3 dz}; \quad k_{aw}^{(3)} = \frac{\int_{L_d} W(z)[G_c(z)]^2[G_m(z)]^3 dz}{\int_{L_d} W(z)G_c(z)[G_m(z)]^3 dz}.$$
(18)

Для узких ОМР поправочные коэффициенты: $k_{sn}^{(2)} = k_{an}^{(2)} = k_{sn}^{(3)} = k_{an}^{(3)} = k_{sn} = G_c(0)$. Здесь верхние индексы указывают на порядок производной в методе регистрации, а нижние классифицируют тип симметрии ОМР и его ширину.

Все поправочные коэффициенты для широких ОМР, определяемые формулами (9), (17) и (18), в общем случае отличаются друг от друга. Они также отличаются от поправочных коэффициентов для узких ОМР. Это приводит к зависимости $H_{\text{ОМР}}$ от метода регистрации.

Расчёт положения ОМР для резонансных функций разных типов. Для иллюстрации полученных выше результатов были сделаны модельные численные расчёты наблюдаемых положений ОМР для системы электромагнитов, геометрические факторы G_c и G_m которых показаны на рис. 1. Оптико-магнитные резонансы рассчитывались в однородных относительно весовой функции условиях ($W(z) = 1$, среда в ячейке оптически тонкая) и неоднородных условиях с учётом самопоглощения (среда оптически толстая).

Расчёты проводились для четырёх разных резонансных функций D_{rj} ($j = 1, 2, 3$) (дополнительный индекс кодирует тип резонансной функции):

$$D_{r1} = \frac{1}{1 + (x/u_1)^2}, \quad D_{r2} = \exp\left[-\left(\frac{x}{u_2}\right)^2\right], \quad D_{r3} = \sin\left(\frac{x}{u_3}\right) / \left(\frac{x}{u_3}\right), \quad D_{r4} = \frac{x/u_4}{1 + (x/u_4)^2},$$

$$x = [x_c + x_m \sin(2\pi f_m t) - x_0], \quad x_c = H_c/\Gamma, \quad x_0 = H_0/\Gamma, \quad x_m = H_{m0}/\Gamma,$$

которые симметричны относительно $x = 0$, а D_{r4} ($j = 4$) антисимметрична. Параметр u_j — масштабный множитель, зависящий от типа функции D_{rj} , который выбирается таким образом, чтобы расстояние по оси абсцисс между главными максимумом и минимумом производной $D_{rj}^{(1)}(x)$ ($j = 1-3$) было одинаковым и равнялось 2Γ . Для функции D_{r4} такое же условие задано для её второй производной $D_{r4}^{(2)}(x)$. Значения масштабных множителей следующие: $u_1 = \sqrt{3}$, $u_2 = \sqrt{2}$, $u_3 = 0,480015$, $u_4 = (\sqrt{2} - 1)^{-1}$. Форма ОМР вычислялась по формуле (3) с пределами интегрирования: $0 \leq t \leq 1/f_m$, $0 \leq z \leq z_{\text{max}} = 42$ см (по длине разрядного промежутка кюветы L_d в [3, 4]), $1 \leq \Gamma \leq 1200$, $H_{m0} = 0,1/u_j \ll \Gamma$ ($x_m \ll 1$).

Наблюдаемое положение ОМР ($H_{\text{ОМР}}$) находилось численным решением уравнений (6) и (16) для симметричных D_{rj} и дисперсионного D_{r4} . На рис. 2 приведены графики зависимости $H_{\text{ОМР}}$ от величины Γ при $H_0 = 1200$ и $W(z) = 1$. Поправочные коэффициенты, вычисленные по формулам (9), (13) при $W(z) = 1$, следующие: $k_{sn} = k_{an} = 0,977$, $k_{sw} = 0,941$, $k_{aw} = 0,945$. Для всех D_{rj} при заданных G_c и G_m основное изменение $H_{\text{ОМР}}$

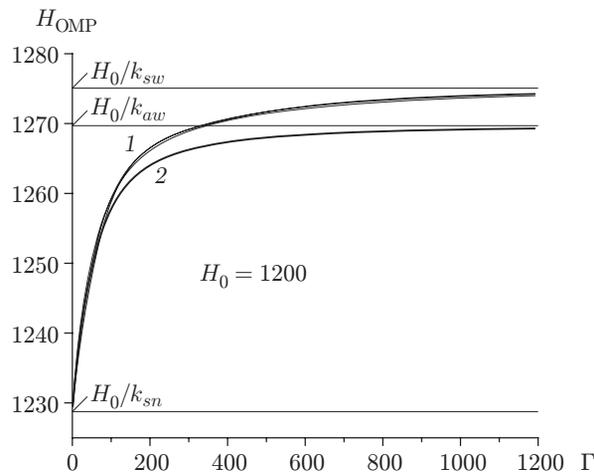


Рис. 2. Изменение положения H_{OMP} для резонансных функций разных типов в зависимости от их ширины: кривые 1 — $H_{\text{OMP}}(\Gamma)$ для D_{r1}, D_{r2}, D_{r3} ($H_0/k_{sn} < H_{\text{OMP}} < H_0/k_{sw}$); 2 — $H_{\text{OMP}}(\Gamma)$ для D_{r4} ($H_0/k_{an} < H_{\text{OMP}} < H_0/k_{aw}$). Рост H_{OMP} для D_{rj} ($j = 1-3$) практически одинаков, для D_{r4} заметно меньше из-за сужения ОМР при дифференцировании

происходит, когда Γ меняется в пределах от 1 до 200, что находится в согласии с условиями (7), (10а) и (10б).

В общем случае функция $W(z) \neq \text{const}$ и зависит от настройки оптической схемы регистрации, силы перехода и концентрации атомов. Для разделения влияния разных факторов $W(z)$ может быть выбрана в виде [7, 12]

$$W(z) = V(z) \exp[-B(z_{\text{max}} - z)]. \quad (19)$$

Здесь $V(z)$ — функция согласования фазового объёма светящегося слоя газа с фазовым объёмом фотодетектора (см. формулу (8) в [12]); параметр B определяет оптическую толщину. На рис. 3 показаны графики, демонстрирующие изменчивость коэффициентов k_{sw}

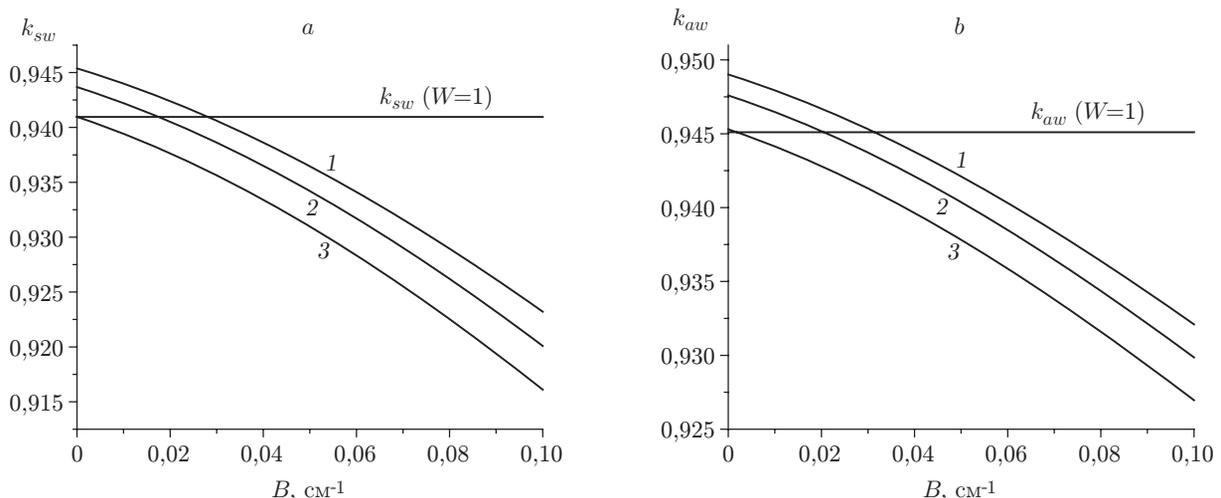


Рис. 3. Изменение поправочных коэффициентов с увеличением оптической плотности B слоя газа для различных видов функций $V(z)$: k_{sw} (а) и k_{aw} (б). Кривые 1–3 соответствуют кривым 3–5 на рис. 2 в работе [12]. Горизонтальные линии — это значения k_{sw} и k_{aw} для весовой функции $W(z) = 1$

(рис. 3, *a*) и k_{aw} (рис. 3, *b*). Оба коэффициента уменьшаются с ростом самопоглощения из-за роста вклада зоны кюветы, близкой к z_{\max} , где G_c уменьшается. Соответственно $H_{\text{ОМР}}$ растёт. При $\Gamma \rightarrow 0$ весовая функция (19) на $H_{\text{ОМР}}$ не влияет и $H_{\text{ОМР}}$ определяется областью разряда вблизи середины соленоида z_{0c} , а $W(z_{0c})$ воздействует лишь на амплитуду ОМР.

Заключение. Общие формулы и иллюстративные расчёты наглядно демонстрируют заметные изменения $H_{\text{ОМР}}$ в зависимости от симметрии ОМР, ширины и условий регистрации. На наблюдаемое положение широких ОМР сильно влияют оптическая толщина слоя газа и настройка оптической схемы регистрации. Рост оптической толщины сопровождается увеличением $H_{\text{ОМР}}$ при симметричном расположении соленоидов и газовой кюветы. Уменьшение ширины $D_r(H)$ смещает наблюдаемое положение ОМР всех типов к единому предельному минимальному значению, которое от оптической толщины газа не зависит. Аналогичные закономерности имеют место при наблюдении зеемановского сдвига спектральных линий поглощения и испускания. Они могут быть причиной нестыковки результатов измерений магнитных полей астрофизических объектов. Наблюдаемый зеемановский сдвиг разных спектральных линий одного и того же химического элемента в неоднородных условиях и должен быть разным в силу зависимости доплеровского уширения от частоты перехода.

В лабораторных условиях, когда известно распределение МП, результаты измерений $H_{\text{ОМР}}$ могут быть скорректированы с помощью поправочных коэффициентов. Формулы (9), (18) и (12) дают их асимптотические значения для двух предельных случаев широких и узких $D_r(H)$. В промежуточном случае также возможно определение поправочных коэффициентов по формулам (9) и (18) с надлежащим выбором пределов интегрирования по z .

Подавление эффекта вариации $H_{\text{ОМР}}$ возможно при симметричном расположении модулирующего соленоида внутри сканируемого с $L_m < L_c$ и $a_{m2} \ll L_m$. Уменьшение L_m устраняет влияние продольной неоднородности H_c . Этот вывод следует из формул поправочных коэффициентов для широких $D_r(H)$, значения которых будут стремиться к $G_c(0)$ при $L_m \rightarrow 0$.

Следует отметить, что если модуляция магнитного поля не может считаться слабой, то модуляционное уширение ОМР будет приводить к их дополнительному наблюдаемому смещению в сторону больших значений $H_{\text{ОМР}}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Demidov M. L., Zhigalov V. V., Peshcherov V. S., Grigoryev V. M. An investigation of the sun-as-a-star magnetic field through spectropolarimetric measurements // Solar Phys. 2002. **209**, N 2. P. 217–232.
2. Rezaei R., Schlichenmaier R., Schmidt W., Steiner O. Opposite magnetic polarity of two photospheric lines in single spectrum of the quiet Sun // Astron. and Astrophys. 2007. **469**, N 1. P. L9–L12.
3. Сапрыкин Э. Г., Сорокин В. А., Шалагин А. М. Эмиссионные аномальные оптикомагнитные резонансы в смеси чётных изотопов неона // ЖЭТФ. 2013. **143**, вып. 4. С. 622–633.
4. Сапрыкин Э. Г., Сорокин В. А., Шалагин А. М. Наблюдение узких изотопических оптико-магнитных резонансов в излучении на отдельных спектральных линиях неона // Квантовая электроника. 2015. **45**, № 7. С. 672–679.
5. Сапрыкин Э. Г., Сорокин В. А. Идентификация аномальных оптико-магнитных резонансов в интегральном излучении смеси изотопов неона // Оптика и спектроскопия. 2014. **117**, № 1. С. 20–31.

6. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. С. 12.
7. Преображенский Н. Г. Спектроскопия оптически плотной плазмы. Новосибирск: Наука, 1971. С. 85.
8. Александров Е. Б. Оптические проявления интерференции невырожденных атомных состояний // УФН. 1972. **107**, вып. 4. С. 595–622.
9. Ильичев Л. В. Квантовое состояние пары изотопов при их совместных спонтанных фотоиспусканиях в магнитном поле // ЖЭТФ. 2007. **131**, вып. 1. С. 30–36.
10. Макс Ж. Методы и техника обработки электрических сигналов при физических измерениях. М.: Мир, 1983. Т. 2. С. 15.
11. Случановский А. Магнитное поле цилиндрического соленоида // Тр. Физ.-матем. ин-та им. В. А. Стеклова. Л.: Изд-во АН СССР, 1934. Т. 5. С. 359–370.
12. Сапрыкин Э. Г., Сорокин В. А. Деформация магнитооптических структур в излучении протяженных источников // Оптика и спектроскопия. 2010. **109**, № 4. С. 573–580.

Поступила в редакцию 24 марта 2017 г.
