

ВЛИЯНИЕ ОСТАТОЧНОЙ ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДНО-ЛАЗЕРНОГО СПЕКТРОМЕТРА С МОДУЛЯЦИЕЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

© 2009 Е.А. Чернышова

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Поступила в редакцию 30.12.2008

В работе исследуются искажения, вносимые остаточной амплитудной модуляцией (РАМ) в сигнал диодно-лазерного спектрометра с модуляцией длины волны. Для этого проведено численное моделирование взаимодействия оптического излучения при комбинированной ЧМ-АМ модуляции с резонансно поглощающим газом. Продемонстрировано, что в сигнале 2-ой гармоники РАМ вызывает: сдвиг максимума относительно центра линии поглощения; уширение и искажение формы регистрируемого контура. Ключевые слова: Лазерная спектроскопия с модуляцией длины волны, спектроскопия производных, диодные лазеры, остаточная амплитудная модуляция, форма спектральной линии.

1. ВВЕДЕНИЕ

При лазерной спектроскопии с модуляцией длины волны (wavelength modulation spectroscopy – WMS) сигнал, содержащий абсорбционную информацию, смещается с постоянного тока к высоким частотам. Узкополосное фазочувствительное детектирование, применяемое затем для демодуляции абсорбционного сигнала, устраняет влияние фликер-шума, что позволяет достигать высокой чувствительности измерений [1]. Предельная чувствительность в случае WMS определяется остаточной амплитудной модуляцией (rest amplitude modulation – RAM), которую демодулирующая система воспринимает как дополнительный шум. К сожалению, в оптике, по различным техническим причинам, невозможно выполнить чистую ЧМ модуляцию. RAM появляется при любом способе ЧМ модуляции оптического излучения.

Цель данной работы заключалась в расчете величины искажений, вносимых остаточной амплитудной модуляцией в выходной сигнал диодно-лазерного спектрометра с модуляцией длины волны. Для этого рассчитывалось взаимодействие резонансно поглощающего газа с зондирующим лазерным излучением при чистой ЧМ и комбинированной ЧМ-АМ модуляциях.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В соответствии с законом Бугера интенсивность пучка $I_T(\nu)$, прошедшего через слабо поглощающую среду с коэффициентом поглощения $\alpha(\nu)$, равна

$$I_T(\nu) = I_0 \cdot T(\nu) = I_0 \cdot [1 - \alpha(\nu) \cdot \ell], \quad (1)$$

где I_0 – лазерная интенсивность; ℓ – длина ячейки с газом. Из (1) следует, что при перестройке частоты n зондирующего излучения, выходная интенсивность $I_T(\nu)$ будет повторять форму контура поглощения $\alpha(\nu)$. Для обнаружения слабых линий поглощения в WMS спектроскопии вместо контура $I_T(\nu)$ регистрируют его производные $\partial^n I_T(\nu) / \partial \nu^n$. С этой целью лазерная частота ЧМ-модулируется по закону

$$\nu_L(t) = \nu_L + \Delta \nu_m \cos(2\pi \nu_m t), \quad (2)$$

где ν_m – частота модуляции; $\Delta \nu_m = m\gamma$ девиация частоты; m – индекс модуляции; γ – полная ширина на полувысоте исследуемой линии поглощения. При $m \ll 1$ и достаточно узком резонансе поглощения, справедливо неравенство $\Delta \nu_m < \gamma \ll \nu_L$. При WMS также необходимо, чтобы лазерная частота ν_L плавно сканировалась в окрестности интересующей линии поглощения ν_a . Введем нормированную отстройку частоты $x(t)$ зондирующего излучения

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{\nu_L(t) - \nu_a}{\gamma} = x_L(t) + m \cos(\omega_m t) = \\ &= x_L(t) + m', \end{aligned} \quad (3)$$

где $\omega_m = 2\pi \nu_m$.

При настройке лазера на склон линии поглощения, ЧМ будет преобразовываться в АМ, в результате интенсивность I_T будет осциллировать с частотой ω_m

$$I_T(x) = I_T(x_L + m \cos(\omega_m t)) = I_T(x_L + m'). \quad (4)$$

Разложим интенсивность $I_T(x)$ в ряд Тейлора по малому параметру m' в окрестности x_L . Затем отбросим члены, содержащие высшие по-

рядки индекса $m \ll 1$ и учтем, что при настройке лазера близко к центру линии ($\nu_L \approx \nu_a$) интенсивность $I_T(x)$ будет четной функцией времени. В результате, получается ряд, который содержит только косинусы [2]

$$I_T(x) \approx \sum_n H_n(x, m) \cos(n \omega_m t),$$

Где

$$H_n(x, m) = \frac{2^{1-n}}{n!} m^n \frac{\partial^n I_T(x)}{\partial x^n} \Big|_{x=x_0}, \quad n \geq 1. \quad (5)$$

Учтем теперь воздействие РАМ. Предполагается, что диодный лазер ЧМ-модулируется через ток накачки, поскольку этот метод распространен на практике. Тогда, исходя из физики диодного лазера, необходимо ввести линейную зависимость лазерной интенсивности от оптической частоты

$$I_0(x) = I_0 \cdot (1 + p \gamma x), \quad (6)$$

где I_0 – интенсивность при нулевой отстройке от центра линии ($x = 0$) и p – коэффициент, учитывающий скорость изменения лазерной мощности от частоты. Согласно (1) и (6) в случае комбинированной АМ-ЧМ модуляции выходной сигнал и его вторая производная (которая обычно регистрируется экспериментально) будут равны

$$I_T(x) = I_0 \cdot (1 + p \gamma x) \cdot T(x), \quad (7)$$

$$I_T''(x) = I_0 \cdot (1 + p \gamma x) \cdot T''(x) + 2p \gamma I_0 \cdot T'(x). \quad (8)$$

Известно, что для получения повышенного отношения сигнал/шум требуется большой индекс модуляции $m \gg 1$, в этом случае аппроксимация (5) больше не действительна. Для анализа формы регистрируемых сигналов используется подход представленный в [3]. Для чистой ЧМ, в приближении слабого поглощения (1), мгновенная интенсивность $I_T(x)$ после ячейки, вновь раскладывается в ряд Фурье по косинусам с коэффициентами разложения определяемыми как

$$H_n(x, m) = \frac{1}{2\pi} (-i)^n e_n \cdot \int_{-\infty}^{\infty} J_n(my) \mathfrak{R}_0(y) \cdot \exp(ixy) \cdot dy, \quad (9)$$

где $e_0 = 1$ и $e_n = 2$ для $n \geq 1$; J_n – функция Бесселя n -го порядка и $\mathfrak{R}_0(y)$ – фурье-образ $I_T(x)$

$$\mathfrak{R}_0(y) = \int_{-\infty}^{\infty} I_T(x) \cdot \exp(-ixy) \cdot dx. \quad (10)$$

Интеграл (10) можно оценить аналитически для лоренцевской формы линии. Согласно [3], общее выражение для амплитуды n -ой гармоники имеет вид

$$H_n(x, m) = I_0 \left\{ J_n(0) - \frac{a_0}{2} [A(x, m) + A^*(x, m)] \right\}, \quad (11)$$

$$A(x, m) = (-1)^n e^n \frac{\left[\sqrt{(1-ix)^2 + m^2} - (1-ix) \right]^n}{m^n \sqrt{(1-ix)^2 + m^2}},$$

где A^* – комплексно сопряженное выражение и a_0 – поглощение в центре линии.

В [3] представлено расширение описанного подхода для $m \gg 1$ на случай комбинированной АМ-ЧМ модуляции. Наличие остаточной АМ вновь учитывается введением линейной зависимости лазерной интенсивности от частоты. Дополнительно учтено, что при модуляции диодного лазера через ток, эффективность ЧМ зависит от значения модулирующей частоты. Для этого вводятся коэффициенты: p_Ω – для медленного сканирования вдоль исследуемого спектрального диапазона и p_ω – для более высокочастотной модуляции на частоте ω_m . При лоренцевской линии поглощения, выходная интенсивность $I_T(x)$ может быть представлена в виде

$$I_T(x) = I_0 \cdot (1 + p_\Omega \gamma x_0 - p_\omega \gamma m \cos(\omega_m t)) \cdot \left\{ 1 - \frac{a_0}{1 + [x_0 - m \cos(\omega_m t + \psi)]^2} \right\}, \quad (12)$$

где ψ – сдвиг фазы между АМ и ЧМ модуляцией. Последующая процедура вычислений коэффициентов разложения (12) в ряд аналогична. Общие выражения для амплитуд n -х гармоник при комбинированной АМ-ЧМ модуляции, имеют вид

$$\begin{aligned} H_{np}(x, m) &= I_\Omega(x) \cdot \cos(n\psi) H_n(x, m) - \\ &- p_\Omega \gamma \frac{m}{2} \cdot \left(\frac{e_n}{2} - e_n + 1 \right) \cdot \cos(n\psi) H_{n+1}(x, m) - p_\omega \gamma \frac{m}{2} \cdot \\ &\cdot \left\{ \frac{2}{e_{n-1}} \cdot \cos[(n-1)\psi] H_{n-1}(x, m) + (e_n - 1) \cos[(n+1)\psi] H_{n+1}(x, m) \right\} \\ H_{nq}(x, m) &= I_\Omega(x) \cdot \sin(n\psi) H_n(x, m) - \\ &- p_\Omega \gamma \frac{m}{2} \left(\frac{e_n}{2} - e_n + 1 \right) \cdot \sin(n\psi) H_{n+1}(x, m) - p_\omega \gamma \frac{m}{2} \cdot \\ &\cdot \left\{ \frac{2}{e_{n-1}} \cdot \sin[(n-1)\psi] H_{n-1}(x, m) + (e_n - 1) \sin[(n+1)\psi] H_{n+1}(x, m) \right\} \end{aligned}$$

где $I_\Omega(x) = p_\Omega \gamma x + 1$; коэффициенты $H_n(x, m)$ определяются выражением (11). При использовании фазо-чувствительного синхронного детектирования выходной сигнал определяется выражением

$$I_{n,\Phi}(x, m) = I_0 [H_{np}(x, m) \cos(\Phi_n) + H_{nq}(x, m) \sin(\Phi_n)] \quad (15)$$

где Φ_n – фаза детектирования синхронного детектора.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1 показаны результаты, полученные с помощью (5)-(8) для случая малого индекса $m \ll 1$. Кривые, соответствующие чистой ЧМ-модуляции (т.е. при постоянной лазерной интенсивности $I_0(x) \sim const$), представлены на рис. 1 (вверху). В этом случае формы сигналов спектрометра являются симметричными относительно центра линии поглощения ν_a . Сигнал второй производной имеет максимум, совпадающий с центром линии ν_a . При комбинированной ЧМ-АМ модуляции с $m \ll 1$ определяемой (6), расчетные кривые для сигнала поглощения и его второй производной не симметричны ($H_1 \neq H_2$) относительно центра линии (рис. 1 внизу). Частота, соответствующая максимуму второй производной, имеет заметный сдвиг $\delta\nu \neq 0$, который зависит от коэффициента наклона p и ширины контура поглощения γ .

При большом индексе модуляции $m \gg 1$ и лоренцевской форме линии, WMS сигналы были рассчитаны с помощью выражения (11) (случай чистой ЧМ) и (11) – (15) (для комбинированной АМ-ЧМ).

Проверка адекватности численной модели “больших m ” проводилась сравнением с аналити-

ческими расчетами, полученными для $m \ll 1$. Формы сигналов, полученных с помощью численных расчетов при малом индексе модуляции, показаны на рис. 2 (слева). Видно хорошее совпадение с аналитическими результатами на рис. 1.

Разработанная модель “больших m ” позволяет рассчитывать характер и величину искажений, вносимых в форму сигнала 2-ой гармонике. Примеры подобных расчетов показаны на рис. 2 (справа). С помощью модели “больших m ” показано, как получить максимальную чувствительность WMS при минимальных искажениях формы линии. Результаты на рис. 3 демонстрируют, что максимум и амплитуда сигнала 2-ой гармонике как функции индекса модуляции достигают своих максимумов при $m \approx 2,2$. При дальнейшем увеличении m чувствительность уменьшается, а искажения вносимые АМ возрастают.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе построена модель, описывающая влияние остаточной амплитудной модуляции на форму сигналов регистрируемых в WMS спектроскопии. Продемонстрировано, что остаточная амплитудная модуляция вызывает

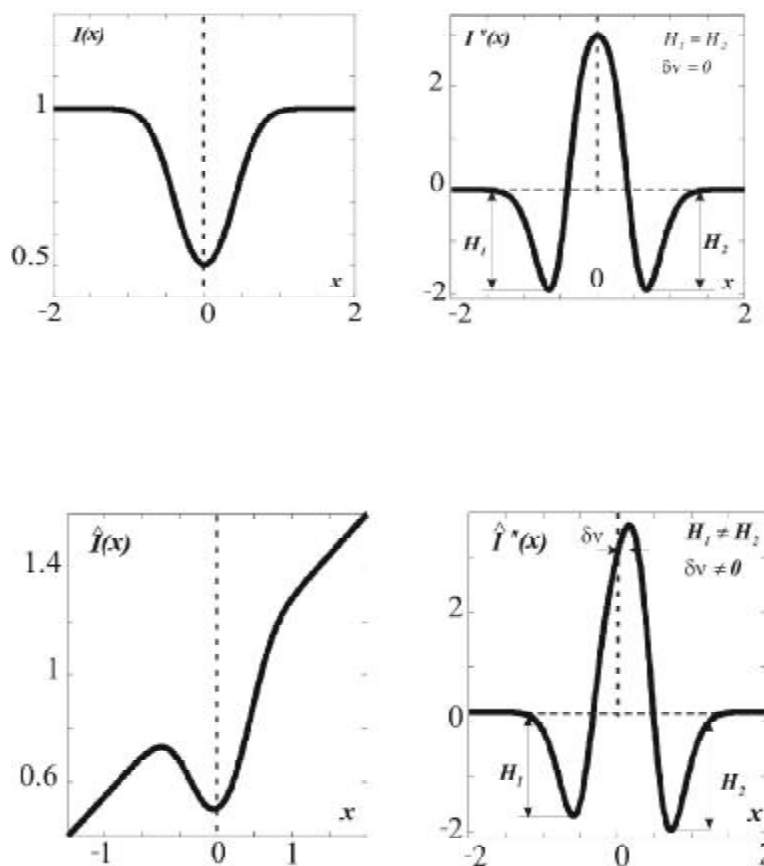


Рис. 1. Расчетные профили WMS сигналов при малом индексе модуляции: вверху – чистая ЧМ-модуляция; внизу – комбинированная АМ-ЧМ модуляция; слева – исходные профили линии поглощения; справа – WMS сигналы на частоте 2-ой гармонике

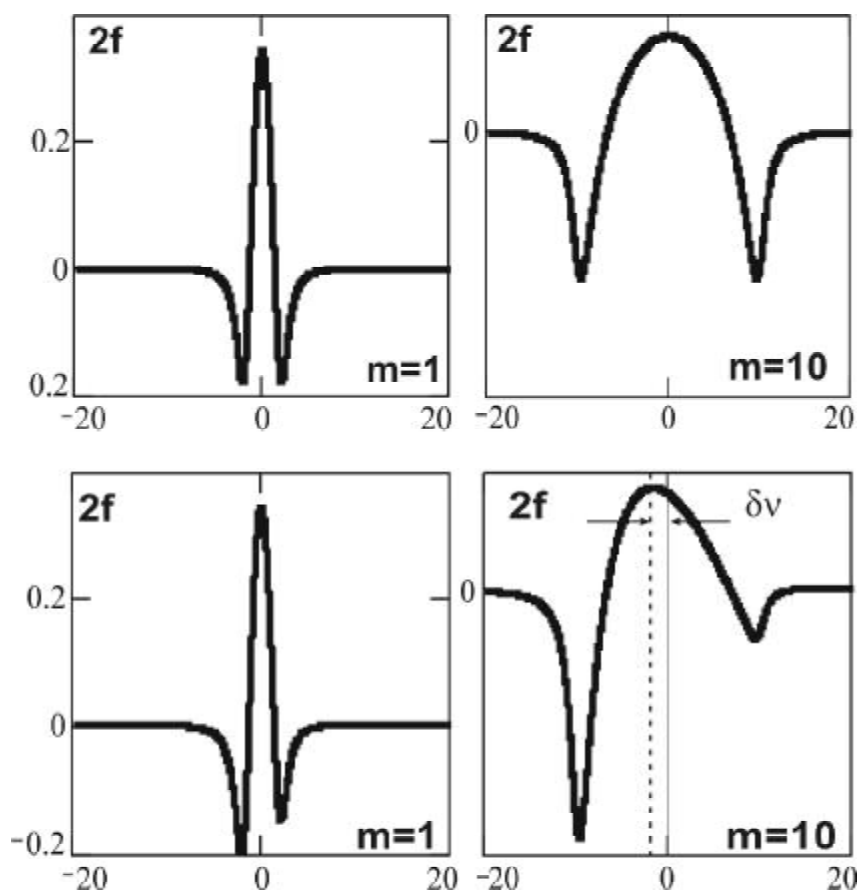


Рис. 2. Расчетные профили WMS сигналов для больших индексов модуляции: сверху – чистая ЧМ-модуляция; внизу – комбинированная АМ-ЧМ модуляция. Коэффициент a представляет девиацию лазерной частоты, нормированную на ширину исследуемой линии поглощения

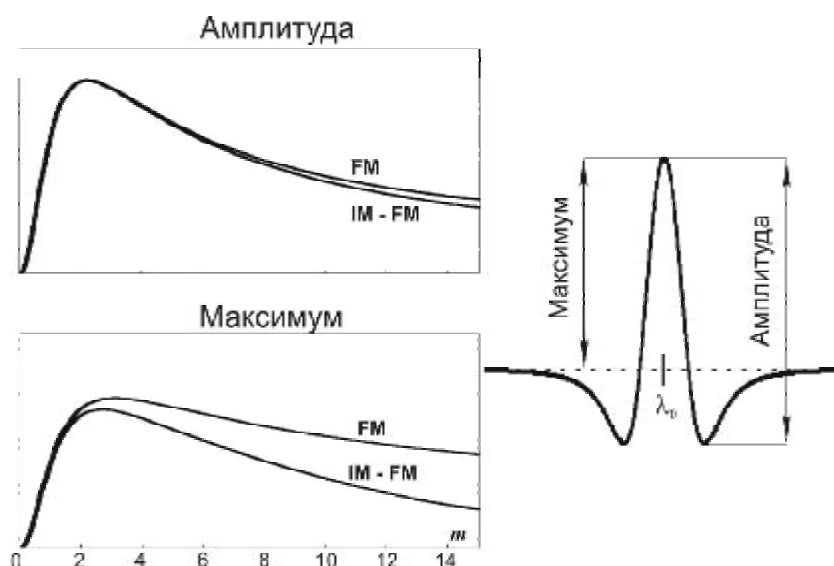


Рис. 3. Расчетные зависимости для амплитуды и максимума сигнала 2-ой гармоники при WMS как функции индекса модуляции m

сдвиг максимума в сигнале 2-ой гармоники относительно центра линии поглощения, вносит асимметрию в форму контура и при больших индексах модуляции приводит к дополнительному уширению. Расчеты позволяют

дать количественные оценки наблюдаемых эффектов во всем интервале реализуемых индексов модуляции. В дальнейшем предполагается выполнить экспериментальные измерения и сопоставить их с модельными рас-

четами. Кроме того, представляется интересным поиск методик прямой модуляции диодных лазеров, которые позволят минимизировать влияние RAM.

Автор выражает благодарность к.ф.-м.н. Котовой С.П. и к.ф.-м.н. Чернышовой А.К. за помощь в проведении расчетов и подробное обсуждение результатов. Работа поддержана УНК ФИАН и Целевой Программой Президиума РАН поддержки молодых ученых.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wizemann H.D.* Application of the 2f-wavelength modulation technique for the measurement of large lithium isotope ratios by diode laser graphite furnace atomic absorption spectroscopy // *Spectrochimica Acta B*, 1999, v.54, pp.1267-1278.
2. *M. de Rosa, A. Ciucci et al.* On the measurement of pressure induced shift by diode lasers and harmonic detection // *Opt. Comm.* 1998, v.147, pp.55-60.
3. *Schilt S., Thevenaz L., Robert Ph.* Wavelength modulation spectroscopy: combined frequency and intensity laser modulation // *Appl. Opt.*, 2003, v.42, №33, pp.6728-6738

THE INFLUENCE OF RESIDUAL INTENSITIES VARIATION ON CHARACTERISTICS OF DIODE LASER SPECTROMETER WITH WAVELENGTH MODULATION

© 2009 E.A. Chernyshova

Samara Branch of Physical Institute named after P.N. Lebedev, Russian Academy of Sciences

The distortions, which bring by rest amplitude modulation (RAM) in signal of diode laser spectrometer with wavelength modulation, are investigated in this work. Numerical simulation of the interaction of optical radiation is organized for this at combined FM-AM modulation with resonance absorbing gas. It is shown, that RAM distortion causes: shift of a maximum second harmonic signal concerning the center of a line absorption; broadening and distortion of the form of a registered absorption line contour.

Key words: wavelength modulation spectroscopy, derivative spectroscopy, diode laser, rest amplitude modulation, form of a spectral line