

Моделирование метода модуляционной лазерной спектроскопии для исследования газовых смесей на основе метана

С.М. Кухтин

Харьковский национальный университет радиоэлектроники, пр. Науки 14, 61166 Харьков, Украина

(Получено 16.07.2018; в отредактированной форме – 05.12.2018; опубликовано online 18.12.2018)

В работе проведено математическое моделирование метода модуляционной лазерной спектроскопии (МЛС) с использованием прямого преобразования Фурье для оценки затухания в газовой смеси на основе метана. Дана оценка применимости приближенных аналитических выражений при расчетах затухания в газовых средах с большим поглощением в случаях лоренцовского профиля частотной зависимости коэффициентов поглощения. Проведен анализ влияния вида амплитудно-частотной характеристики лазера на точность вычисления потерь при различных способах его настройки на частоту максимального поглощения в газе. Предлагается несколько методик измерений потерь в метане, дается оценка их точности. Приводится описание экспериментальной установки, анализируются результаты измерений.

Ключевые слова: Модуляционная лазерная спектроскопия, Прямое преобразование Фурье, Поглощающая среда, Метан, Коэффициент потерь, Экспериментальная установка.

DOI: 10.21272/jnep.10(6).06045

PACS numbers: 42.25.Bs, 42.62.Fi

1. ВВЕДЕНИЕ

Для решения проблемы улучшения экологического состояния окружающей среды, повышения достоверности, надежности и оперативности мониторинга состояния атмосферы и водных бассейнов контролируемых территорий наиболее предпочтительным является метод модуляционной лазерной спектроскопии (МЛС). Несмотря на значительный прогресс в развитии техники оптической частотно-модулированной спектроскопии, теоретические модели разработаны и частично изучены только для двухуровневых систем. К таким системам относятся исследуемые в работе атмосферные смеси на основе метана. В работах [1-2] проанализирован частный случай использования метода МЛС для измерения малых потерь в газе. Были получены приближенные соотношения (для случая $\alpha = \alpha_0(\nu)CL \ll 1$), связывающие коэффициент затухания $\alpha_0(\nu)$, концентрацию газа C и оптическую длину измерительной ячейки L с амплитудами первых трех гармоник спектральной характеристики сигнала. В данной работе рассмотрена математическая модель метода МЛС и проанализирована ее применимость для газовых сред как с малым, так большим поглощением, а также произведен учет влияния частотной зависимости мощности излучения лазера $W_{\text{лазер}}$ (АЧХ) на точность вычисления суммарных потерь $\alpha_{\text{расч}}$, либо концентрации газовой смеси. Кроме того, проанализировано влияние различных способов установки частоты лазера в резонанс поглощения среды на точность расчета потерь $\alpha = \alpha_{\text{расч}}$.

2. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Интенсивность ИК излучения на частоте ν при прохождении через поглощающую среду с коэффициентом поглощения $\alpha_0(\nu)$, концентрацией C , толщиной L описывается законом Бугера-Ламберта-Бера. В случае, когда неравномерность амплитудно-

частотной характеристики лазера носит линейный характер, мощность промодулированного с частотой Ω лазерного излучения, фиксируемая фотоприемником, может быть записана в виде:

$$W = W_{0,\text{лазер}} \alpha_{11}(\xi, x) \exp(-\alpha(\beta, \delta, \nu)), \quad (1.1)$$

где:

$$\alpha(\beta, \delta, \nu) = \alpha_0(\nu)CL$$

$$\alpha_0(\beta, \delta, \nu) = \alpha_{\text{рез}} / [(\beta + \delta \cos(\Omega t))^2 + 1] = \\ = \alpha_{\text{рез}} / [(\beta + \delta \cos x)^2 + 1],$$

$$\nu = \nu_1 + \nu_m \cos(\Omega t); \quad \alpha_{11}(\xi, x) = (1 - \delta \xi \cos x)$$

$$\beta = (\nu_1 - \nu_0) / \gamma; \quad \delta = \nu_m / \gamma; \quad x = \Omega t,$$

где ν_1 – частота излучения лазера; ν_m – амплитуда девиации частоты; Ω – частота модуляции, ξ – относительное (при $W_{0,\text{лазер}} = 1$) изменение мощности лазера на полуширине линии поглощения. Произведение $\xi \delta = m$ численно равно коэффициенту модуляции m лазерного излучения на интервале свипирования $\pm \nu_m$. Выражение для мощности лазерного излучения (1.1) можно представить в виде разложения в ряд Фурье, где коэффициенты a_n ряда могут быть вычислены по формулам Эйлера – Фурье:

$$W(\beta, \delta, \nu) = W_{0,\text{лазер}} \alpha_{11}(\xi, x) \exp(-\alpha) = \\ = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\Omega t) \quad (1.2)$$
$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} W_{0,\text{лазер}} \alpha_{11}(\xi, x) \exp[-\alpha(\beta, \delta, \nu)] \cos(nx) dx$$

В случае слабо поглощающей среды $\alpha \ll 1$ выражение (1.1) может быть преобразовано к виду:

$$W(\beta, \delta, \nu) = W_{0\text{лазер}} \alpha_{11}(\xi, x)(1 - \alpha) = \frac{b_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos(n\Omega t) \quad (1.3)$$

В таком приближении величина суммарного коэффициента затухания газа $\alpha = \alpha_{\text{расч.}} = \alpha_0(\nu)CL$ может быть вычислена по соотношениям, учитывающим первые три гармоники частотной модуляции:

$$\alpha_{\text{расч.}}(\beta, \xi) = \frac{1}{K(\delta)} \frac{a_2}{a_0} = \frac{\delta^2 \sqrt{1 + \delta^2}}{2(2 + \delta^2 - \sqrt{1 + \delta^2})} \frac{a_2}{a_0} \quad (1.4)$$

$$\alpha_{\text{расч.}}(\beta, \xi) = \left[\frac{\delta^2 \sqrt{1 + \delta^2}}{2(2 + \delta^2 - 2\sqrt{1 + \delta^2})} \right] \cdot \frac{\delta \xi a_2(\beta, \xi)}{a_1(\beta, \xi)} \quad (1.5)$$

Необходимо отметить, что выражение (1.5) применимо лишь в частном случае, когда зависимость мощности оптического излучения от частоты не является величиной постоянной ($\xi \neq 0$), при этом амплитуды нечетных первой либо третьей гармоник при настройке в резонанс ($\beta = 0$) не равны нулю.

3. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА МЛС

Для случая постоянства АЧХ лазера ($W(\nu) = \text{const}$, $\xi = 0$), потерь $0.005 \leq \alpha \leq 1.5$ и расстройки $\beta = 0$ по формуле (1.4) были рассчитаны значения затухания $\alpha_{\text{расч.}}$ и методической погрешности $\zeta = (\alpha - \alpha_{\text{расч.}}) / \alpha = 1 - \alpha_{\text{расч.}} / \alpha$ измерений потерь. Показано, что при $\xi = 0$ и $\beta = 0$ амплитуды нечетных гармоник обращаются в нуль как при малых, так и больших потерях и амплитудах свипирования. Однако критична зависимость амплитуд нечетных гармоник от расстройки β резко возрастает с увеличением потерь α , что позволяет упростить настройку частоты лазера на частоту максимума поглощения. Также установлено, что в режиме малых амплитуд свипирования ($\delta \approx 1$) может быть обеспечена достаточно малая методическая погрешность, с $\zeta \leq 1,2\%$ при $\alpha \leq 0,5$ и $\zeta \leq 5\%$ при $\alpha \leq 1,5$. Увеличение амплитуды свипирования до $\delta = 2$ и 3 приводит к возрастанию погрешности ζ , соответственно, до 10% и 17% .

Было проанализировано влияние АЧХ лазера на точность определения расчетных значений потерь. Было установлено, что даже при незначительной неравномерности АЧХ лазера ($\xi \sim 0,05$ – среднее значение для типичных полупроводниковых лазерных диодов) первая и третья гармоники не обращаются в 0 при настройке в резонанс поглощения ($\beta = 0$) и равенство нулю нечетных гармоник не может быть критерием точной настройки частоты лазера ν_1 на частоту ν_0 максимума поглощения в газе. Кроме того, в случае малых потерь ($\alpha \leq 0,1$) амплитуда первой гармоник $a_1(\beta)$ не обращается в ноль при допустимых значениях расстройки β .

Были проведены расчеты зависимостей методической погрешности $\zeta(\beta, \alpha, \delta, \xi)$ вычисления потерь $\alpha_{\text{расч.}}$ по формуле (1.4) от расстройки β при значениях потерь в газе $\alpha = 0,005 - 1,5$, амплитудах свипирования $\delta = 1-3$ и неоднородностях $\xi = 0,075, \xi = 0,05, \xi = 0,005$. Результаты расчетов приведены на рис. 3.1.

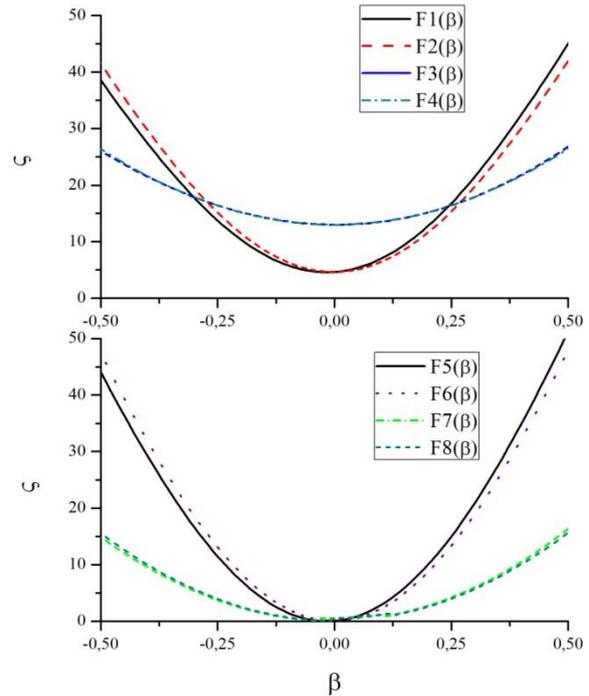


Рис. 3.1 – F1($\alpha = 1,5$; $\delta = 1$; $\xi = 0,075$), F2($\alpha = 1,5$; $\delta = 1$; $\xi = 0,005$), F3($\alpha = 1,5$; $\delta = 2$; $\xi = -0,075$), F4($\alpha = 1,5$; $\delta = 2$; $\xi = 0,005$), F5($\alpha = 0,005$; $\delta = 1$; $\xi = 0,075$), F6($\alpha = 0,005$; $\delta = 1$; $\xi = 0,005$), F7($\alpha = 0,005$; $\delta = 2$; $\xi = -0,075$), F8($\alpha = 0,005$; $\delta = 2$; $\xi = 0,005$)

Установлено, что в пределах перестройки $0,5 \leq \beta \leq 0,5$ зависимость $\zeta(\beta)$ носит параболический характер с минимальным значением погрешности $\zeta \leq 5\%$ при отрицательных значениях $\beta \approx 0,01$. Наименьшая погрешность ($\zeta \approx 0$) обеспечивается при малых значениях амплитуд девиации ($\delta = 1$) и измеряемых потерях $\alpha \leq 0,1$. При увеличении δ до 2 (кривые F3,4) и потерь $\alpha = 0,5-1,5$ при $\beta \approx 0$ наблюдается возрастание погрешности до 15% , а при $\beta = \pm 0,5$ некоторое ее снижение до $\zeta \approx 20\%-25\%$. Следует отметить, что погрешность расчетов слабо зависит от величины неоднородности ξ .

Было проанализировано влияние различных способов установки частоты лазера в резонанс поглощения среды на методическую погрешность $\zeta(\alpha, \delta, \xi)$ расчета потерь $\alpha_{\text{расч.}}$ по формуле 1.4. Рассматривались следующие критерии настройки: а) по равенству нулю амплитуд нечетных первой либо третьей гармоник ($a_1(\beta) = 0, a_3(\beta) = 0$); б) по максимуму мощности немодулированного сигнала на выходе измерительной ячейки ($dW(\beta, \delta)/d\beta = 0$); в) по максимуму второй гармоники ($da_2/d\beta = 0$). Результаты расчетов методической погрешности $\zeta(\alpha, \delta, \xi)$ приведены в Таблице 3.1.

Установлено, при неравномерности $\xi = 0,05$, наименьшая методическая погрешность расчетов $\zeta_i\%$ составляет $4\%-6\%$ для малой девиации частоты $\delta = 1$ (критерий а). При увеличении δ до 2 погрешность ζ в интервале потерь $\alpha = 0,5-1,5$ возрастает, соответственно, от $25\%-16\%$ ($\delta = 2$). Необходимо отметить, что при измерениях α в интервале потерь $\delta_1 = 0,005-1$ первая гармоника не обращается в ноль (нк-нет корня) и настройка в резонанс невозможна.

Таблица 3.1 – Зависимость методической погрешности $\zeta(\alpha, \delta, \xi)$, при $\xi_1 = 0.05, \xi_2 = 0.075$

α_i		$\alpha = 0.005$		$\alpha = 0.05$		$\alpha = 0.1$		$\alpha = 0.5$		$\alpha = 1$		$\alpha = 1.5$	
		ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2
а) $\alpha_1(\beta_1) = 0$													
$\delta = 1$	$\xi_i\%$	нк	нк	нк	нк	нк	нк	6.2	12.4	4.1	5.9	5.3	2
$\delta = 2$	$\xi_2\%$	нк	нк	нк	нк	нк	нк	25	51	14	21	16	19
б) $\alpha_3(\beta_3) = 0$													
$\delta = 1$	$\xi_i\%$	0	-	0	0	0	0	1.2	1.2	2.9	3.4	4.8	5
$\delta = 2$	$\xi_2\%$	0	0	0	0	1	1	44.	44.	88.6	88.7	13	13
в) $dW(\beta, \delta) / d\beta = 0$													
$\delta = 1$	$\xi_i\%$	нк	нк	нк	нк	2	нк	2	2	3	3.1	4.8	4.8
$\delta = 2$	$\xi_2\%$	нк	нк	нк	нк	7	нк	4.2	4.2	8.5	8.5	13	13
г) $d\alpha_2 / d\beta = 0$													
$\delta = 1$	$\xi_i\%$	0	0	0	0	0	0	0	1.2	2.8	2.8	4.6	4.7
$\delta = 2$	$\xi_2\%$	0	0	0	0	1	1	4	4	8.5	8.5	13	13

нк – нет корня

При большей неравномерности $\xi = 0,075$ первая гармоника обращается в нуль также только при $\alpha = 0.5-1.5$ для $\delta_2 = 1-2$. Наилучшая точность 2 %-12 % обеспечивается при малых амплитудах свипирования ($\delta_2 \approx 1$) и относительно больших уровнях потерь $\alpha = 1-1.5$. Значительное возрастание погрешности объясняется значительной расстройкой β , поэтому нецелесообразно работать с $\delta > 2$.

Методическая погрешность может быть существенно снижена при установке частоты лазера по третьей гармонике ($\alpha_3(\beta_3) = 0$). Так при малых неравномерности $\xi = 0,05$ и $\delta_2 = 1$ погрешность расчетов составляет 1.2 %-4.8 % (для $\alpha_1 = 0,5-1.5$). При потерях $\alpha \leq 0.05$ наблюдается практически полное совпадение результатов ($\zeta = 0 \%$), однако проведение измерений становится затруднительным из-за малых амплитуд сигнала. При увеличении относительной девиации δ до 2-3 погрешность возрастает до 13-18 %. Аналогичный порядок зависимостей $\zeta(\alpha, \delta)$ наблюдаются при больших неравномерностях: $\xi = 0.075$.

При установке частоты лазера по максимуму немодулированной мощности $dW(\beta, \delta) / d\beta = 0$ при малых потерях ($\alpha \leq 0.05, \xi = 0.05$ и $\alpha \leq 0.1, \xi = 0.075$) корни уравнения $dW(\beta, \delta) / d\beta = 0$ отсутствуют и установка частоты лазера невозможна. Погрешность расчетов ζ лежит в пределах 2 %-13 %. Минимальные значения ζ наблюдаются при $\alpha = 0.5$. При увеличении α до 1.5 и уменьшении до 0.1 погрешность возрастает до 13 % и 7 %, соответственно.

При установке частоты лазера в резонанс поглощения по максимуму второй гармоники $d\alpha_2 / d\beta = 0$ погрешность ζ практически не зависит от степени неоднородности ξ , но ухудшается с увеличением как амплитуды свипирования так и величины измеряемых потерь α и лежит в пределах от 0 до 13 %.

Были проанализированы зависимости погрешности $\zeta(\beta, \alpha, \delta, \xi)$ вычисления потерь арасч, выполненные по формуле (1.5) от расстройки лазера β при значениях суммарных потерь в газе $\alpha = 0.005-1.5$, амплитудах свипирования $\delta = 1, \delta = 2$ и значениях неоднородности $\xi = 0.075, \xi = 0.05, \xi = 0.005$. Результаты расчетов приведены на рис 3.2.

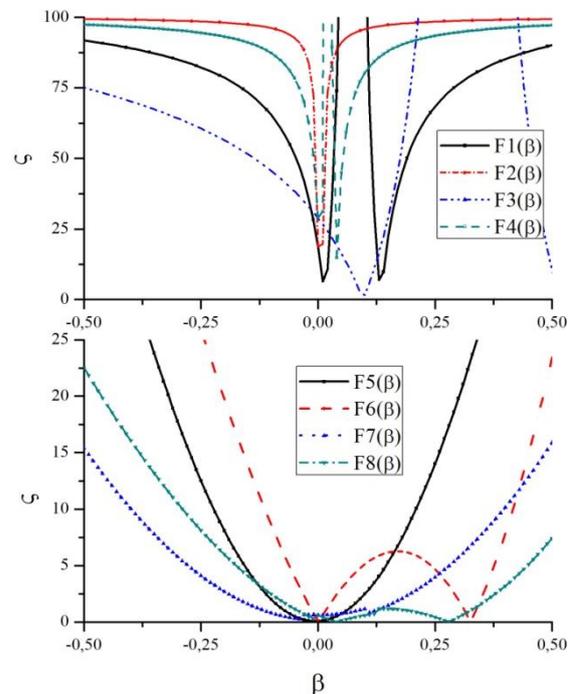


Рис. 3.2 – F1($\alpha = 1,5; \delta = 1; \xi = 0.075$), F2($\alpha = 1,5; \delta = 1; \xi = 0.005$), F3($\alpha = 1,5; \delta = 2; \xi = -0.075$), F4($\alpha = 1,5; \delta = 2; \xi = 0.005$), F5($\alpha = 0,005; \delta = 1; \xi = 0.075$), F6($\alpha = 0,005; \delta = 1; \xi = 0.005$), F7($\alpha = 0,005; \delta = 2; \xi = -0.075$), F8($\alpha = 0,005; \delta = 2; \xi = 0.005$)

Было показано ,что при $-0.5 \leq \beta \leq 0.5$ зависимость $\zeta(\beta)$ имеет два четко выраженных минимума. Положение первого ($\beta \approx 0.01$) слабо зависит от величины анализируемых потерь, степени неоднородности АЧХ и амплитуды свипирования, при этом погрешность ζ в нем не превышает 15 %. Положение второго минимума критично к δ и величине измеряемых потерь и при снижении α от 1.5 до 0.3 смещается в положительную область расстройки β и составляет $\beta \approx 0,67$, при $\delta = 1$ и $\beta \approx 1,2$, при $\delta = 2$, При потерях $\alpha \leq 0.3$ наблюдается обратное смещение и сближение второго и первого минимума, а при $\alpha \approx 0.005$ и их совпадение. Зависимость $\zeta(\beta)$, при этом, носит

параболический характер. Между двумя минимумами зависимость $\zeta(\beta)$ носит резонансный характер с максимальными значениями ξ при относительно больших потерях $\alpha = 1.5-0.5$, превышающих 103.

По формуле (1.6) были проведены расчеты β и погрешности $\zeta(\beta, \alpha, \delta, \xi)$ вычисления потерь расч, по трем (а, б, в) критериям настройки частоты лазера в резонанс поглощения. Результаты расчетов приведены в таблице 3.2

Таблица 3.2 – Зависимость методической погрешности $\zeta(\beta, \alpha, \delta, \xi)$, при $\beta_1 = 0.05, \beta_2 = 0.075$

α_i		$\alpha = 0.005$		$\alpha = 0.05$		$\alpha = 0.1$		$\alpha = 0.5$		$\alpha = 1$		$\alpha = 1.5$	
		ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2
а) $\alpha_3(\beta) = 0$													
$\delta = 1$	$\xi_i\%$	0	нк	1.8	1.9	4.1	4.2	19.6	19.6	38	38	54	54
$\delta = 2$	$\xi_2\%$	0	0	1.8	1.9	3.6	3.7	16.6	16.6	30.5	30.5	42	42
б) $dW(\beta, \delta) / d\beta = 0$													
$\delta = 1$	$\xi_i\%$	нк	нк	нк	нк	34	нк	42	41	31	32	23	22
$\delta = 2$	$\xi_2\%$	нк	нк	нк	нк	43	нк	3.4	3.4	14	14	23	23
в) $d\alpha_2 / d\beta = 0$													
$\delta = 1$	$\xi_i\%$	0.6	0	2	2	10	3	15.5	14.8	29.4	29.6	44.4	44
$\delta = 2$	$\xi_2\%$	0	0	2	2	3	3	12.6	12.6	24.5	24	34.8	35

При настройке частоты по максимуму немодулированного сигнала расстройка β лежит в положительной области $\beta \geq 0$ и точность настройки возрастает при больших потерях и малых неоднородностях ξ . В тоже время, точность настройки практически не зависит от величины амплитуды свипирования δ . Таким образом при возрастании β значения погрешности $\zeta(\alpha, \beta, \delta)$, вычисленные по формуле (1.5) могут оказаться в области резонансных экстремумов. Для выбранных режимов наименьшая погрешность расчетов составляет 23 % при $\alpha = 1.5$ и возрастает до 40 % при уменьшении потерь до $\alpha = 0.1$

При настройке лазера в резонанс поглощения по максимуму второй гармоники $d\alpha_2 / d\beta = 0$ погрешность расчетов по соотношению (1.5) в 3-10 больше чем по формуле (1.4), учитывающей нулевую и вторую гармонику. В интервале измеряемых потерь α от 1,5 до 0.005 погрешность ζ уменьшается с 44 % до ≈ 0 % при $\delta = 1$ и с 44 % до 35 % при $\delta = 2$.

Была проведена оценка точности ζ расчета $\alpha_{расч}$ в случае установки частоты лазера в резонанс поглощения по равенству нулю третьей гармоники $\alpha_3(\beta) = 0$. Установлено, что при этом расчет потерь по формуле (1.5) нецелесообразен, так как связан с большими методическими погрешностями. Так, при $\delta = 1-2$ и потерях α от 1.5 до 0.05 погрешность ζ лежит в диапазоне от 54 % до 2 %.

4. ИЗМЕРЕНИЕ СУММАРНЫХ ПОТЕРЬ В МЕТАНЕ МЕТОДОМ МЛС

Методом МЛС были проведены измерения потерь в природном газе с долей концентрации метана 98 %. Функциональная схема экспериментальной установки приведена на рис. 4.1.

В качестве источника излучения, использовался РОС-лазерный модуль LDI-HDFB-1650-10P с длиной волны 1,65 μ и мощностью 10 мВт в непрерывном режиме. Питание осуществлялось при помощи драйвера Thorlabs FC 280. Для обеспечения перестройки длины волны был реализован высокоточный контроллер тока Пельтье на основе 8-разрядного микро-

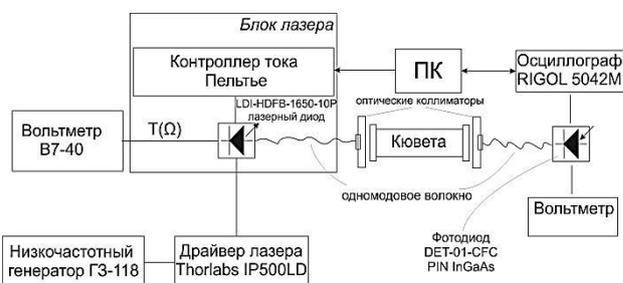


Рис. 4.1 – Функциональная схема экспериментальной установки для измерения параметров газовых смесей ММЛС

контроллера ATMEGA-8, позволяющий программно задавать 1024 дискретные значения в диапазоне рабочих токов элемента Пельтье 0-600 мА. Электрическая схема включала также управляемый резистор для более точной подстройки длины волны лазера и плавного ее смещения. Использование 8-разрядного микроконтроллера и управляемого терморезистора позволило добиться минимального предельного шага установки тока элемента Пельтье $< \approx 1$ мА что эквивалентно относительной перестройке частоты с шагом $\beta = 0.08$. Были произведены измерения коэффициентов перестройки длины волны используемого лазера по температуре и по току и АЧХ, которые составили, соответственно, $\kappa_T \approx 0,101$ нм / $^{\circ}\text{C}$, $\kappa_I \approx 7,3 \cdot 10^{-3}$ нм / мА, а неравномерность его АЧХ в пересчете к ширине линии поглощения на уровне половинной мощности $\xi = 0.07$. Регистрация оптического излучения обеспечивалась с помощью InGaAs PIN фотодиода Thorlabs DET 01CFC с рабочим диапазоном $\lambda = 800-1700$ нм и спектральной чувствительности $\kappa_{max}(\lambda) = 0.95$ А/Вт на длине волны 1550 нм и $\kappa_{max}(\lambda) = 0,85$ А/Вт на $\lambda = 1550$ нм. Для регистрации электрических сигналов использовался вольтметр В7-40 и двухканальный цифровой осциллограф RIGOL DS5042M с функцией быстрого преобразования Фурье. Модуляция сигнала с частотой 1 кГц обеспечивалась с помощью генератора ГЗ-118. Измерения спектров поглощения газа проводились с помощью двухканального спектроанализатора СФ-8.

С помощью ПК и контроллера тока обеспечивалась

настройка лазера на максимум поглощения по трем (а, б, в) критериям настройки, а амплитудам свипирования $\delta_1 = 1$, $\delta_2 = 2$, устанавливались путем ручной перестройки амплитуды генератора ГЗ-118.

Исследования природного газа проводились при атмосферном давлении 740 мм рт. ст. и температуре $T = 22$ С. Кювета продувалась газом, после чего клапаны закрывались, обеспечивая герметичность объема

на время проведения исследований. Для данных условий эксперимента суммарный коэффициент затухания метана $\alpha = \alpha_0 CL = 0.803$.

Результаты измерений α для трех (а, б, в) критериев настройки частоты на максимум поглощения в газе приведены в табл. 4.1 $\alpha_{\text{средн}}$ среднее значение по трем измерениям.

Таблица 4.1 – Результаты измерений α . (критерий а)

$\alpha_3(\beta) = 0$								
α	a_2/a_0				a_2/a_1			
	$\delta = 1$	$\xi_i \%$	$\delta = 2$	$\xi_i \%$	$\delta = 1$	$\xi_i \%$	$\delta = 2$	$\xi_i \%$
$\alpha_{\text{теор}}(\alpha = 0.803)$	0.754	6.1	0.616	23.2				
$\alpha_{\text{эсп сред}}$	0.739	7.9	0.603	24.9				
$\alpha_{\text{теор}}(\alpha = 0.803)$	0.785	2.2	0.748	6.8	0.557	30.6	0.6	25.3
$\alpha_{\text{эсп сред}}$	0.770	4.1	0.736	8.3	0.573	29	0.591	26
$dW(\beta, \delta) / d\beta = 0$								
$\alpha_{\text{теор}}(\alpha = 0.803)$	0.781	2.8	0.748	6.8	1.089	35.6	0.722	10.1
$\alpha_{\text{сред}}$	0.766	4.6	0.736	8.3	1.277	59	0.716	10.8
$da_2 / d\beta = 0$								
$\alpha_{\text{теор}}(\alpha = 0.803)$	0.786	2.1	0.749	6.7	0.612	23.8	0.644	19.8
$\alpha_{\text{сред}}$	0.772	3.8	0.737	8.2	0.634	21	637	20.6

Как видно из таблицы 4.1 наименьшие погрешности измерений обеспечиваются при малых амплитудах свипирования ($\delta \sim 1$). и учете нулевой и второй гармоник (формула 1.4). Так, при настройке частоты по критериям (б, в) и (а-третья гармоника) методическая погрешность ξ_i лежит в пределах, соответственно, 3.7-4.3 %, 3.8-5.6 %; 3.8-4.1 %; ($\xi_{\text{средн}}$ 4.1 %, 4.6 %, 3.8 %, $\xi_{\text{теор}} = 2.2\%$); 2.8 %; 2.1 %, Возрастание погрешности измерений ξ_i до $\sim 8.6\%$ наблюдается при увеличении амплитуды свипирования до $\delta = 2$.

При настройке на максимум поглощения в газе по равенству нулю первой гармоники ξ возрастает до 10.3 % и 27.8 % при $\delta_1 = 1$ и $\delta_2 = 2$.

Использование первой и второй гармоник (формула 2.12) по-видимому нецелесообразно из за больших погрешностей измерений. Так, даже при малых амплитудах свипирования ($\delta = 1$), при использовании критериев (а-третья гармоника, б, в) методические погрешности будут находится в пределах, соответственно, 9.6-44.9 % ($\xi_{\text{средн}}$ 29 %, $\xi_{\text{теор}} = 30.6\%$); 8.5-151 % ($\xi_{\text{средн}}$ = 59 %, $\xi_{\text{теор}} = 35.6\%$). 2.1-40.6 % ($\xi_{\text{средн}}$ = 21 %, $\xi_{\text{теор}} = 23.8\%$). Таким образом результаты измерений концентрации (суммарных потер) газа достаточно хорошо коррелируют с результатами расчетов приведенными в разделе.

5. ВЫВОДЫ

1. Предложена и проанализирована математическая модель метода модуляционной лазерной спектроскопии (ММЛС), учитывающая влияние АЧХ лазера, а также способа установки его частоты в резонанс поглощения среды на точность расчета потер газовой смеси как с малым, так и большим поглощением ($0 \leq \alpha_0(v) CL \leq 1,5$).

2. Показано, что при реализации данного метода целесообразно использовать одну из двух видов измерительных установок и методик измерений:

- 1) Измерительная установка использует дополни-

тельную стабилизацию частотной зависимости мощности лазерного излучения при помощи, например, электро-либо акустооптического модулятора, включенного в цепь обратной связи лазера. Измерительная кювета обеспечивает значения суммарных потер α порядка 0.1-1. Обеспечивается режим работы с относительно небольшой амплитудой свипирования $\delta \sim 1-2$. В качестве критерия настройки частоты лазера на частоту максимума поглощения в газе выбирается равенство нулю амплитуд нечетных первой либо третьей гармоник. Оценка потер газовой смеси сводится к измерению нулевой и второй гармоник и расчету их по формуле (1.4), при этом наибольшая методическая погрешность, обеспечиваемая при $\delta \leq 2$ и $\alpha \approx 1,5$ составляет $\approx 10\%$. При измерениях малых потер $0,1 \leq \alpha$, методической погрешностью ζ можно пренебречь ($\zeta \approx 0\%$).

2) Если зависимость мощности лазерного излучения от частоты носит линейный характер с коэффициентом неоднородности $\xi \leq 0,075$, то оценку затухания (или концентрации) рекомендуется производить по следующей комплексной методике:

- оценивается характер зависимости поглощения от частоты (Лоренцовский либо Гауссовский);

- в случае Лоренцовского распределения настройка частоты лазера на частоту максимума поглощения в газе целесообразно производить по равенству нулю третьей гармоники либо максимуму второй гармоники. Обеспечивается минимальная амплитуда свипирования $\delta \sim 1$. В этом случае методическая погрешность расчета потер точность оценки потер в диапазоне $\alpha \leq 1,5$ не превышает 5 %. Если величина измеряемых потер $\alpha \leq 1,5$, то возможна повторная настройка частоты по равенству нулю первой гармоники. В этом случае, при неоднородности $\xi \leq 0,075$ погрешность расчетов составляет 2-5 %. Соотношение, использующее первую и вторую гармоники может быть использовано для дополнительного контроля в случае измерений малых потер $\alpha \leq 0,1$.

Модельовання метода модуляційної лазерної спектроскопії для дослідження газових сумішей на основі метану

С.М. Кухтін

Харківський національний університет радіоелектроніки, пр. Науки 14, 61166, Харків, Україна

В роботі проведено математичне моделювання метода модуляційної лазерної спектроскопії (МЛС) з використанням прямого перетворення Фур'є для оцінки згасання в газовій суміші на основі метану. Дана оцінка застосовності наближених аналітичних виразів при розрахунках згасання в газових середовищах з великим поглинанням у випадках лоренцевого профілю частотної залежності коефіцієнтів поглинання. Проведено аналіз впливу виду амплітудно-частотної характеристики лазера на точність розрахунку втрат при різних способах його налаштування на частоту максимального поглинання в газі. Запропоновано декілька методик виміру втрат в метані, дається оцінка їх точності. Наводиться опис експериментальної установки, аналізуються результати вимірів

Ключові слова: Модуляційна лазерна спектроскопія, Пряме перетворення Фур'є, Поглинаюче середовище, Метан, Коефіцієнт втрат, Експериментальна установка.

Modelling of Modulation Laser Spectroscopy Method for Study of Gas Mixtures Based on Methane

S.M. Kukhtin

Kharkiv National University of Radioelectronics, 14, Nauki Ave., 61166 Kharkiv, Ukraine

Mathematical modeling of modulation laser spectroscopy method (MLS) utilizing direct Fourier transform for estimation of losses in methane based gas mixtures was done in this work. Usability evaluation is provided for approximate analytical equations that are used for losses calculation in gas media with high absorption lorentzian line shape profile. The effect of laser's amplitude-frequency characteristic on calculation accuracy was analyzed for different approaches of setting on frequency on maximum absorption in gas. Numbers of methods have been proposed for the measurement of losses in methane as well as evaluation of their accuracy. This work also accesses experimental setup and provides analysis of measurement results.

Keywords: Modulation laser spectroscopy, Direct Fourier transform, Absorption medium, Methane, Coefficient of losses, Experimental setup.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Ю.П. Мачехин, *Пр. Радиоэл.* 4 № 3, 326 (2005) (Yu.P. Machehkhin, *Pr. Radioel.* 4 No 3, 326 (2005)) [In Russian].
2. S.C. Srivastava, V. Kumar, *Research and Industry* 34 No 2, 107 (1989).
3. J.P. Dakin, *SPIE, Fiber Optic Sensor III* 1011, 173 (1988).
4. T Iseki, H. Tai, K. Kimura, *Meas. Sci. Technol.* 11, 594 (2000).
5. С.Д. Великанов, С.Д. Елутин, *Квант. Эл.* 24 № 3, 279 (1997) (S.D. Velikanov, S.D. Yelutin, *Kvant. El.* 24 No 3, 279 (1997)) [In Russian].
6. J.A. Silver, *Appl. Opt.* 31, 707 (1992).
7. С.М. Кухтін, *Радиотехника* 175, 56 (2013) (S.M. Kukhtin, *Radiotekhnika* 175, 56 (2013)) [In Russian].