# Физика и техника полупроводников

# Semiconductor physics and engineering

*УДК 621.375.826:535.33*

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МИКРОВИБРАЦИЙ СЛАБООТРАЖАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ ПО КЕПСТРУ СИГНАЛА САМОСМЕШЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ

***Е. Д. КАРИХ***[1)]

[1)]*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь*

Рассмотрен режим работы полупроводникового инжекционного лазера в условиях внутрирезонаторного приема оптического эхосигнала от внешнего объекта. Анализ основан на асимптотической модели лазера со слабой внешней оптической обратной связью. Показана адекватность одномодового приближения при амплитудах колебательного движения внешнего объекта от долей до нескольких длин волн генерируемого излучения. Продемонстрирована высокая чувствительность кепстра к наличию амплитудной модуляции колебаний объекта. Проведено сравнение реакций кепстра и спектра мощности сигнала самосмешения на параметры колебаний. Показано, что положение кепстральных линий практически не зависит от амплитуды вибраций и определяется частотами основного и модулирующего колебаний. Структура спектра мощности сигнала самосмешения достаточно сложна и зависит от амплитуды колебаний. Таким образом, частоты микровибраций могут быть установлены по положению линий кепстра, а оценка амплитуды получена по ширине спектра мощности сигнала самосмешения.

***Ключевые слова:*** полупроводниковый лазер; внешняя оптическая обратная связь; самосмешение; микроколебания; спектр и кепстр сигнала самосмешения.

**Образец цитирования:**
Карих Е. Д. Определение параметров микровибраций слабоотражающих объектов по кепстру сигнала самосмешения в полупроводниковом лазере // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2017. № 3. С. 57–64.

**For citation:**
Karikh E. D. Determination of the parameters of low-reflecting object microvibrations by cepstrum of self-mixing signal in semiconductor laser. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2017. No. 3. P. 57–64 (in Russ.).

**Автор:**
***Евгений Дмитриевич Карих*** – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники факультета радиофизики и компьютерных технологий.

**Author:**
***Evgenii Karikh***, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of quantum radio physics and optoelectronics, faculty of radio physics and computer technologies.
*karikh@bsu.by*

# DETERMINATION OF THE PARAMETERS OF LOW-REFLECTING OBJECT MICROVIBRATIONS BY CEPSTRUM OF SELF-MIXING SIGNAL IN SEMICONDUCTOR LASER

*E. D. KARIKH* [a]

[a]*Belarusian State University, Niezaliežnasti Avenue, 4, 220030, Minsk, Belarus*

The operation mode of a semiconductor injection laser under conditions of intracavity reception of an optical echo signal from an external object is considered. The analysis is based on an asymptotic model of a laser with a weak external optical feedback. The adequacy of the single-mode approximation for amplitudes of the vibrational motion of an external object from some fractions of a wavelength to several wavelengths of the generated radiation is shown. High sensitivity of the cepstrum to the presence of amplitude modulation of the object's oscillations is demonstrated. The reactions of the cepstrum and the power spectrum of a self-mixing signal to the parameters of oscillations are compared. It is shown that the position of cepstral lines is practically independent of the amplitude of vibrations and is determined by the frequencies of the main and modulating oscillations. The structure of the power spectrum of a self-mixing signal is quite complex and depends on the oscillation amplitude. It is demonstrated that the frequencies of microvibrations may be found from the position of cepstral lines, and the amplitude can be estimated from the width of the power spectrum for a self-mixing signal.

***Key words:*** semiconductor laser; external optical feedback; self-mixing; microvibrations; spectrum and cepstrum of self-mixing signal.

## Введение

В традиционной лазерной интерферометрии используются специальные оптические схемы (Майкельсона, Маха – Цендера и др.) с оптическими элементами (призмы, линзы, зеркала), требующие тщательной юстировки. Развивающаяся в последнее время интерферометрия самосмешения [1] обладает рядом преимуществ перед традиционными схемами, поскольку обеспечивает простоту, компактность, легкость юстировки, возможность работы с диффузно отражающими объектами и др. Существенно также то, что когерентный прием излучения методом самосмешения в принципе реализуется без использования внешнего фотодетектора, опорного лазера и необходимости согласования их характеристик. Интерферометры на основе эффекта самосмешения применяются в оптико-физических, медико-биологических и других исследованиях, где важны бесконтактность, высокие чувствительность, спектральное и пространственное разрешение.

В ряде приложений, например при изучении динамических свойств естественных или искусственных объектов, требуется измерение параметров вибрационного движения [1–4]. Возбуждение вибраций с заданными характеристиками используется для определения расстояния до внешних объектов и их скорости [5–7]. При решении подобных задач применяется временной или спектральный анализ сигнала самосмешения [1; 5–7]. Переход от временного представления сигнала к частотному приводит к «сжатию» информации. Бесконечный гармонический сигнал в частотной области представляется одной линией. Однако спектр сигнала самосмешения даже при простых гармонических колебаниях отражателя достаточно широк. В работе [8] предложен способ определения частоты и амплитуды гармонических колебаний объекта по спектру мощности сигнала самосмешения в полупроводниковом лазере. Показано, что частота вибраций равна наименьшей частоте в спектре, а амплитуда может быть определена по положению спектральной составляющей с наибольшей мощностью. В случае негармонических колебаний отражателя спектр мощности и его интерпретация усложняются. В связи с этим особый интерес вызывает кепстральный анализ сигнала, который дает еще более компактное представление информации. В кепстре множеству гармоник спектра соответствует одна линия. С этой точки зрения кепстр мощности можно рассматривать как «спектр спектра». Это свойство особенно важно, если получаемый спектр содержит множество гармонических рядов. Принципиальная возможность использования кепстрального анализа для обработки сигнала самосмешения в полупроводниковом лазере продемонстрирована в [9].

Цель настоящей работы – установить практические возможности определения параметров микроколебаний внешнего отражающего объекта путем кепстрального анализа сигнала самосмешения в полупроводниковом лазере.

## Аналитическая модель

Полупроводниковый инжекционный лазер с собственным резонатором обычно генерирует излучение, электрический вектор которого ориентирован в плоскости волноводного слоя (ТЕ-поляризованное

излучение). В зависимости от свойств внешнего отражателя оптический эхосигнал, возвращающийся в лазер, может содержать как TE-, так и TM-составляющую. В этом случае внешняя оптическая обратная связь (ВООС) оказывается комбинированной [10]. Когерентная TE-составляющая взаимодействует непосредственно с внутренним полем лазера. Это означает, что лазер, как квантовый приемник когерентного типа, «выбирает» из всего набора пространственных мод отраженного излучения только ту, поляризация которой соответствует поляризации его внутреннего поля. Ортогональная (некогерентная) TM-составляющая не суммируется с внутренним лазерным полем (их фазовые соотношения не играют при этом никакой роли) и влияет на излучение только опосредованно – через электронную подсистему лазера (концентрацию неравновесных носителей заряда).

В работе [11] предложена асимптотическая модель лазера с ВООС, основанная на учете вклада спонтанного излучения в энергетический баланс моды. В рамках асимптотического подхода спектр продольных мод лазера с комбинированной ВООС [10] при малых коэффициентах отражения внешнего объекта может быть записан следующим образом:

$$P_q = P_{s0}\left\{1+\frac{1}{\chi}\left[bq^2+\gamma\rho R_{ef}^{TM}-\frac{\sqrt{\rho R_{ef}^{TE}}}{\Gamma g_0 L}\cos\left[2\pi\xi\left(1+\sigma q\right)\right]\right]\right\}^{-1}, \qquad (1)$$

где $P_q$ – мощность $q$-й моды; $\chi=\dfrac{\alpha}{\Gamma g_0}-1$ есть дефицит усиления; $\alpha$ – коэффициент потерь; $g_0$ – материальный коэффициент усиления; $P_{s0}$ – мощность центральной ($q = 0$) моды в уединенном лазере; $\Gamma$ – коэффициент оптического ограничения; $b=\dfrac{(hc)^2}{8\left(kT\bar{n}_g L\right)^2}$, $h$ – постоянная Планка, $c$ – скорость света в вакууме, $k$ – постоянная Больцмана, $T$ – температура, $\bar{n}_g$ – групповой показатель преломления активной области, $L$ – длина собственного резонатора лазера; $\gamma$ – отношение коэффициентов усиления активной среды для мод TM и TE; $\rho=\dfrac{\left(1-R_2\right)^2}{R_2}$, $R_2$ – коэффициент отражения собственного зеркала лазера, обращенного к внешнему объекту; $R_{ef}^{TE}$ и $R_{ef}^{TM}$ – эффективные коэффициенты отражения внешнего объекта по интенсивности для излучения с поляризациями TE и TM; $\xi=\dfrac{2l}{\lambda_0}$, $l$ – расстояние от выходного зеркала лазера до объекта, $\lambda_0$ – длина волны излучения в вакууме; $\sigma=\dfrac{\lambda_0}{2\bar{n}_g L}$.

Сделаем некоторые численные оценки. При нормальном отражении TE-поляризованного излучения от зеркальной поверхности $R_{ef}^{TM}=0$. В случае практически полной деполяризации излучения, например при отражении от диффузной поверхности, $R_{ef}^{TE}\approx R_{ef}^{TM}$. Для типичных значений лазерных параметров $\gamma \approx 1$, $\rho = 1{,}45$, $\Gamma g_0 L = 1{,}625$ и при коэффициентах отражения $R_{ef}^{TE}\approx R_{ef}^{TM}\sim 10^{-6}$ имеем: $\gamma\rho R_{ef}^{TM}\approx 1{,}45\cdot 10^{-6}$, $\dfrac{\sqrt{\rho R_{ef}^{TM}}}{\Gamma g_0 L}\approx 0{,}741\cdot 10^{-3}$. Таким образом, с достаточной степенью точности вкладом некогерентной (ортогонально-поляризованной) составляющей в указанных случаях можно пренебречь.

Рассмотрим теперь применимость асимптотической модели для расчетов в одномодовом приближении. Представим временную зависимость расстояния от выходного зеркала лазера до внешнего объекта в виде

$$l = l_0 + \delta l(t),$$

где $l_0=\mu\lambda_0$; $\delta l(t)=\bar{x}_0\lambda_0 x(t)$; $\xi=2\left[\mu+\bar{x}_0 x(t)\right]$; $\max\left[x(t)\right]=1$.

Изменение фазы косинуса в формуле (1) при изменении расстояния до объекта на $\delta l$ для моды с номером $q$ равно $\delta\varphi_q=\left(\dfrac{4\pi}{\lambda_0}\right)(1+\sigma q)\delta l$, для центральной моды $\delta\varphi_0=\dfrac{4\pi}{\lambda_0}\delta l$. Положим $\lambda_0$ = 670 нм,

$L = 250$ мкм, $\bar{n}_g = 4$. Тогда $\sigma = 3{,}35 \cdot 10^{-4}$. Даже для достаточно удаленной моды с $q = 9$ величина $\sigma q = 3{,}02 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, значения $\delta\varphi_q$ для периферийных мод отличаются от $\delta\varphi_0$ для нулевой моды не более чем на доли процента. Изменения фазы для симметричных ($\pm q$) мод имеют противоположные знаки, поэтому фазовые отличия еще больше нивелируются. К тому же мощность периферийных мод значительно меньше, чем центральной.

Таким образом, при анализе отклика лазера на микроколебания внешнего отражателя с амплитудой порядка длины волны излучения с достаточной точностью можно ограничиться когерентным одномодовым приближением

$$P \approx P_\Sigma \left\{1 - \varepsilon \cdot \cos\left[4\pi\left[\mu + \bar{x}_0 x(t)\right]\right]\right\}^{-1}, \qquad (2)$$

где $\varepsilon = \dfrac{\sqrt{\rho R_{\text{ef}}^{\text{TE}}}}{\Gamma g_0 L \chi} < 1$.

Лазерные модули зачастую снабжаются встроенным контрольным *pin*-фотодиодом. Временная зависимость вырабатываемого им электрического сигнала определяется характером движения отражающего объекта: $U_{\text{sm}}(t) = S_u k_p P\left[x(t)\right]$, где $S_u$ – вольтовая чувствительность фотодиода; $k_p$ – доля полной мощности, поступающая на фотодетектор. Заметим, что наличие контрольного фотодиода для регистрации сигнала самосмешения в принципе необязательно. В качестве полезного сигнала может быть использовано напряжение на самом лазере при питании его генератором тока (так называемый оптоэлектронный сигнал). Оптоэлектронный сигнал регистрируется как разность напряжений на $p$ – $n$-переходе при генерации лазера на собственных зеркалах и с внешним отражателем.

Для подтверждения обоснованности применения одномодовой модели проведено сравнение экспериментально полученного сигнала самосмешения с расчетным (формула (2)). В эксперименте использован полупроводниковый инжекционный лазер на основе AlGaInP с напряженной структурой и множеством квантовых ям, работающий в области волны длиной 670 нм. Ток накачки превышал порог генерации приблизительно на 10 %. В этом режиме спектр содержит несколько продольных мод, а сигнал самосмешения имеет максимальную амплитуду. На рис. 1, *а*, приведена фотография осциллограммы выходного сигнала встроенного *pin*-фотодиода при приеме на лазер оптического эхосигнала от гармонически колеблющегося диффузного отражателя. Результат расчета по предложенной одномодовой модели показан на рис. 1, *б* ($\varepsilon = 0{,}1$, $\mu = 1{,}31$, $\bar{x}_0 = 1{,}865$). Как видно, имеет место практически полное совпадение форм экспериментального и расчетного временных треков.

Таким образом, предложенная модель вполне адекватна и может быть использована для выяснения возможностей кепстральной обработки сигнала самосмешения. Подчеркнем, что модель является квазистационарной, т. е. применимой до частот ниже резонансной частоты лазера, лежащей в гигагерцевой области. Предполагается также, что связь лазера с внешним объектом достаточно слабая, а оптический эхосигнал обладает полной временной когерентностью с внутренним полем лазера.

## Кепстральный анализ сигнала самосмешения

Кепстр мощности $C_{\text{sm}}(\tau)$ рассчитывается как обратное преобразование Фурье логарифма спектра мощности $S_{\text{sm}}(f)$ сигнала самосмешения $U_{\text{sm}}(t)$. В качестве диагностического признака используем амплитуду кепстральных составляющих:

$$C_{\text{sm}}(\tau) = \text{Abs} \int_{-\infty}^{\infty} \ln\left[S_{\text{sm}}(f)\right] e^{i2\pi f\tau} df.$$

Аргумент функции $C_{\text{sm}}(\tau)$ имеет размерность времени (кепстральное время). Спектр мощности определяется через составляющие фурье-спектра сигнала самосмешения:

$$S_{\text{sm}}(f) = \left\{ \text{Abs} \int_{-\infty}^{\infty} U_{\text{sm}}(t) e^{-i2\pi ft} dt \right\}^2.$$

Кепстр мощности $C_{\text{sm}}(\tau)$ сигнала самосмешения от гармонически колеблющегося внешнего объекта, рассчитанный по модели (2), приведен на рис. 1, *в*. Положение первой (ненулевой) линии кепстра $\tau_1$ и расстояние между соседними линиями $\Delta\tau_1$ соответствуют полупериоду $\dfrac{T_1}{2} = \tau_1 = \Delta\tau_1$ или удвоенной частоте колебаний объекта

$$2f_1 = \frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\Delta\tau_1}. \quad (3)$$

Спектр мощности сигнала самосмешения $S_{sm}(f)$ рассчитывается на этапе нахождения кепстра $C_{sm}(\tau)$. Ранее показано [8], что в случае гармонических колебаний частота вибраций равна наименьшей частоте в спектре сигнала самосмешения, а их амплитуда может быть определена по спектральной составляющей с наибольшей мощностью с точностью не хуже ±3,6 %.

Практически более интересна ситуация, когда вибрации объекта подвержены низкочастотной амплитудной модуляции. Если исследуемым объектом является, например, работающий двигатель, это может быть признаком его неисправностей. Вид кепстров сигнала самосмешения для такого режима приведен на рис. 2, *а*, и 2, *б*. Частота несущей $f_1$ в обоих случаях одинакова и совпадает с частотой уже рассмотренного выше гармонического колебания (55 Гц).

Сравнение рис. 1 и 2 показывает, что линии кепстра несущего колебания сохраняют свое положение, образуя кластеры при малой глубине модуляции (см. рис. 2, *а*; $d$ = 2 %). Сами кластеры расположены вблизи нуля кепстрального времени и значений $\tau_2 = \Delta\tau_2$, кратных периоду модулирующего низкочастотного сигнала. Отсюда определяется искомая частота модуляции

$$f_2 = \frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\Delta\tau_2}.$$

При более значительной глубине модуляции (см. рис. 2, *б*; $d$ = 50 %) количество линий со сравнимой интенсивностью в кластерах уменьшается и в кепстре доминируют линии, отвечающие за период

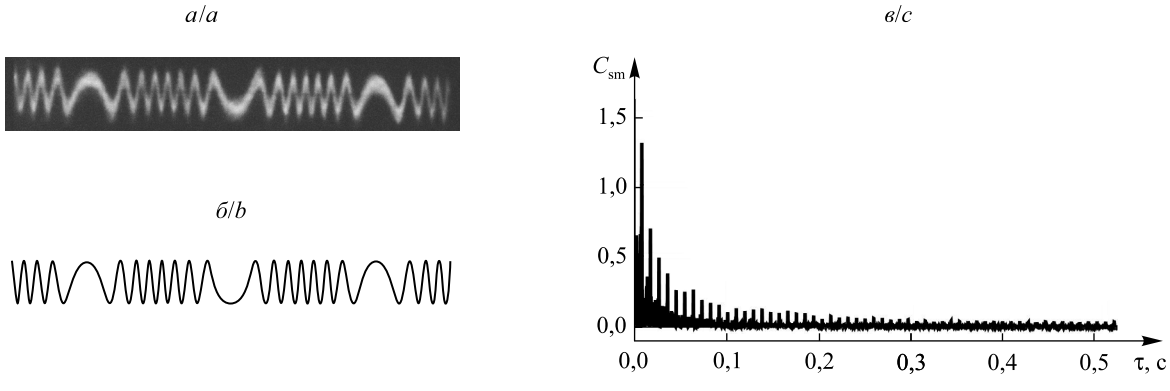



*Рис. 1.* Временной характер (*а*, *б*) и кепстр мощности (*в*) отклика лазера на гармонические колебания внешнего объекта с частотой 55 Гц: *а* – эксперимент; *б*, *в* – теория

*Fig. 1.* The temporal character (*a*, *b*) and the power cepstrum (*c*) of the laser response to harmonic oscillations of an external object with a frequency of 55 Hz: *a* – experiment; *b*, *c* – theory

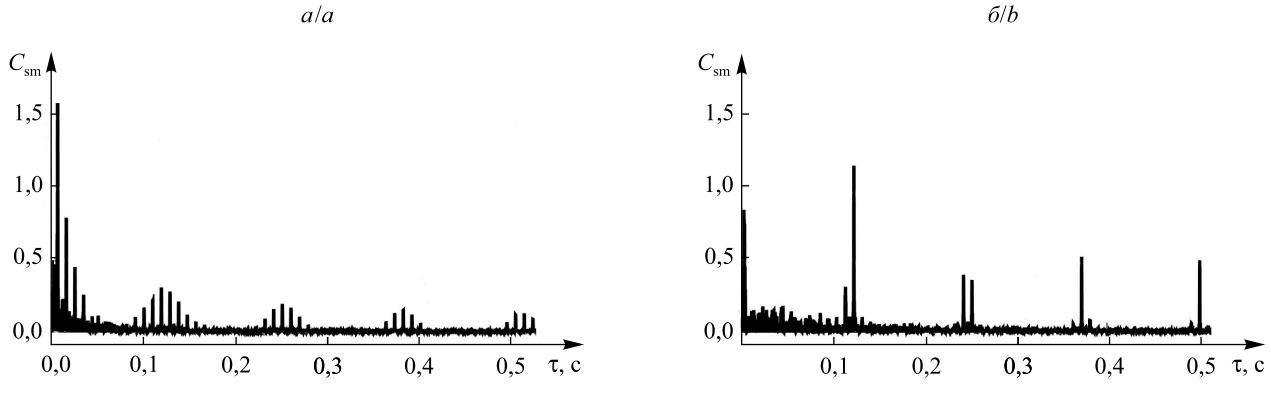



*Рис. 2.* Кепстры мощности сигнала самосмешения при амплитудной модуляции микроколебаний ($f_1$ = 55 Гц) низкочастотным сигналом ($f_2$ = 8 Гц). Глубина модуляции $d$: 0,02 (*а*); 0,5 (*б*). Амплитуда немодулированного колебания $\bar{x}_0 = 1{,}9$

*Fig. 2.* Power cepstrums of the self-mixing signal in the case of amplitude modulated micro-oscillations ($f_1$ = 55 Hz) with a low-frequency signal ($f_2$ = 8 Hz). Modulation depth $d$: 0.02 (*a*); 0.5 (*b*). The amplitude of the unmodulated oscillation $\bar{x}_0 = 1.9$

или частоту амплитудной модуляции. Однако и в этом случае кепстр сохраняет информацию о частоте несущих колебаний $f_1$ в виде линии $\tau_1$, наиболее близкой к нулю, и расщепления линий $\Delta\tau_1$ вблизи максимумов кепстра.

Расчетные спектры и кепстры мощности отклика лазера на колебания объекта с различной амплитудой при одинаковой глубине модуляции приведены на рис. 3.

Как видно из рис. 3, с увеличением амплитуды колебаний при постоянных частотах вибрации $f_1$ и модулирующего воздействия $f_2$ положения линий в кепстре не изменяются, хотя спектр мощности сигнала при этом расширяется. Можно заметить, что периодичность линий в спектрах на рис. 3, *а*, *в*, одинакова, хотя интенсивности их различны. Таким образом, если принять во внимание тот факт, что в известном смысле кепстр можно рассматривать как «спектр спектра», вид полученных кепстров становится понятным.

В работе [8] отмечено, что в случае гармонических колебаний оценка амплитуды микровибраций может быть получена не только по положению спектральной составляющей с наибольшей мощностью, но и по наивысшей частоте в спектре сигнала самосмешения. Как показывает анализ, произведение $(1+d)\bar{x}_0$, характеризующее максимальное отклонение отражателя от состояния равновесия в случае амплитудно-модулированных колебаний, можно оценить, используя приближенное соотношение вида

$$f_{\max} \approx 8 \cdot f_1 (1+d)\bar{x}_0, \tag{4}$$

где $f_{\max}$ – наивысшая частота в спектре $S_{\text{sm}}(f)$. При глубине модуляции 50 % и частоте несущей 49 Гц формула (4) дает для $f_{\max}$ следующие значения: 0,823 КГц ($\bar{x}_0 = 1{,}4$) и 1,176 КГц ($\bar{x}_0 = 2{,}0$). Сравнение

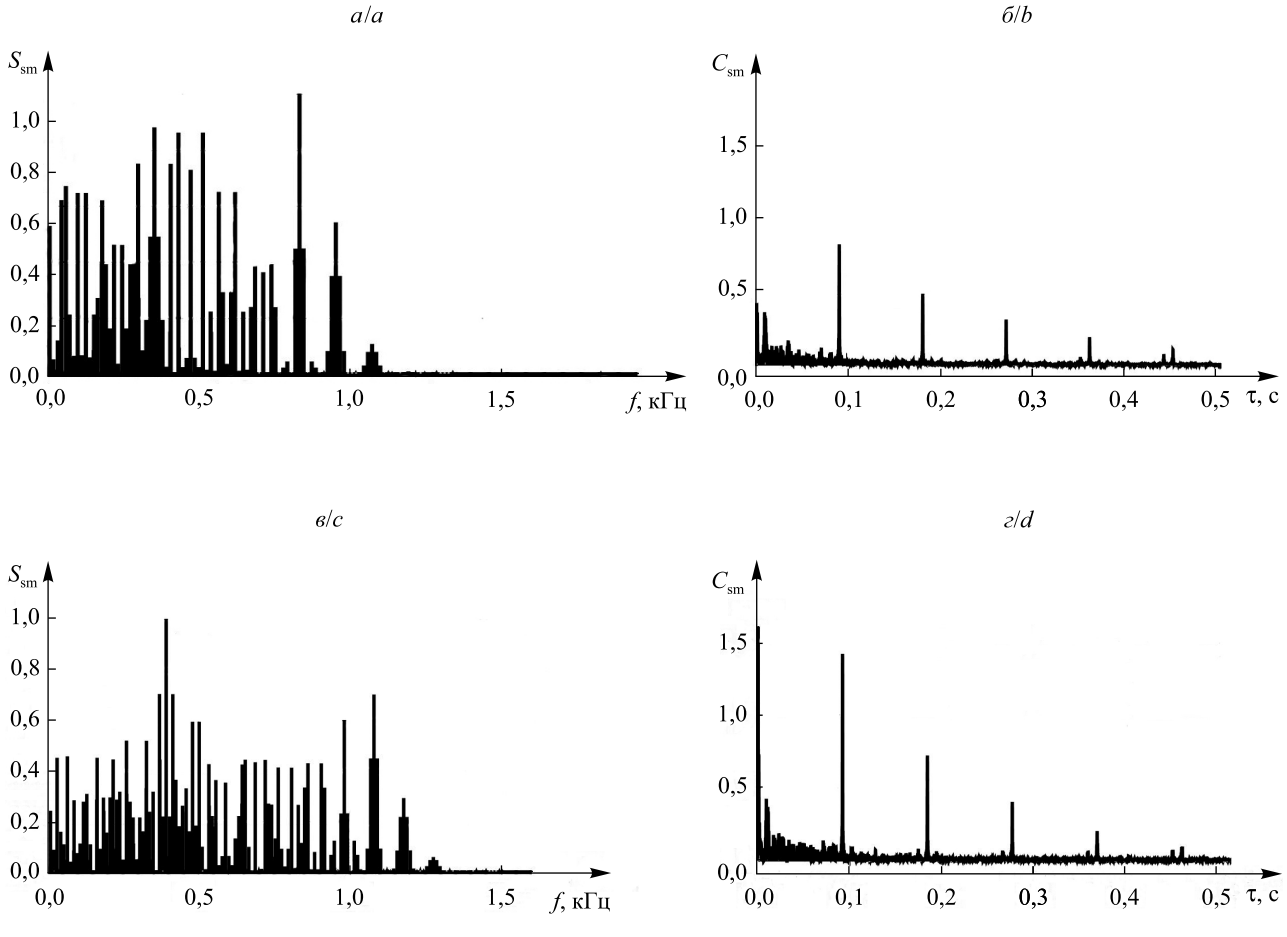



*Рис. 3.* Спектры (*а*, *в*) и кепстры мощности (*б*, *г*)
при различных амплитудах микроколебаний $\bar{x}_0$: 1,4 (*а*, *б*); 2,0 (*в*, *г*).
Частоты: $f_1$ = 49 Гц; $f_2$ = 11 Гц. Глубина модуляции $d$ = 0,5

*Fig. 3.* Spectra (*a*, *c*) and power cepstrums (*b*, *d*)
at different amplitudes of micro-oscillations $\bar{x}_0$: 1.4 (*a*, *b*); 2.0 (*c*, *d*).
Frequencies: $f_1$ = 49 Hz; $f_2$ = 11 Hz. Modulation depth $d$ = 0.5

с данными рис. 3 показывает хорошее соответствие численных оценок $f_{max}$ значениям $(1+d)\bar{x}_0$, при которых получены приведенные спектры.

Далее, обратим внимание на некоторые терминологические моменты. На степень временной когерентности излучения лазера с ВООС могут оказывать влияние квантовые флуктуации в лазере и неустойчивость режима генерации [12]. При этом речь идет не об ортогональности внутренней ТЕ-моды лазера и ТМ-составляющей отраженного излучения, а о потере временной когерентности в пределах самой ТЕ-моды. В режиме сильной связи возможен переход лазера в режим хаотических пульсаций и ВООС оказывается некогерентной [12]. В режиме слабой оптической обратной связи временная когерентность излучения сохраняется. Заметим, что в эксперименте условие слабой обратной связи легко может быть обеспечено путем использования оптических аттенюаторов.

## Заключение

Таким образом, путем численного эксперимента установлена возможность определения параметров микровибраций слабоотражающих объектов с помощью кепстрального анализа сигнала самосмешения в полупроводниковом лазере. Положения кепстральных линий позволяют находить частоты несущего и модулирующего колебаний при микровибрациях объекта с амплитудами порядка длины волны лазерного излучения. Одновременный расчет спектра мощности сигнала самосмешения дает информацию о максимальном отклонении отражателя от состояния равновесия при амплитудно-модулированных колебаниях.

## Библиографические ссылки

1. *Giuliani G., Norgia M., Donati S., et al.* Laser diode self-mixing technique for sensing applications // J. of Optics A: Pure and Applied Optics. 2002. Vol. 4. P. S283–S294.

2. *Giuliani G., Bozzi-Pietra S., Donati S.* Self-mixing laser diode vibrometer // Measurement Sci. Techn. 2003. Vol. 14. P. 24–32.

3. *Norgia M., Svelto C.* Novel measurement method for signal recovery in optical vibrometer // IEEE Trans. Instrum. Measurement. 2008. Vol. 57, № 8. P. 1703–1707.

4. *Ruiz-Llata M., Lamela H.* Self-mixing technique for vibration measurements in a laser diode with multiple modes created by optical feedback // Appl. Opt. 2009. Vol. 48, № 15. P. 2915–2923.

5. *Усанов Д. А., Скрипаль Ал. В., Скрипаль Ан. В.* Физика полупроводниковых радиочастотных и оптических автодинов. Саратов, 2003.

6. *Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Камышанский А. С.* Измерение скорости нанометровых перемещений по спектру автодинного сигнала лазера на квантоворазмерных структурах // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, вып. 7. С. 77–82.

7. *Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Авдеев К. С.* Определение расстояния до объекта с помощью частотно модулированного полупроводникового лазерного автодина // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33, вып. 21. С. 72–77.

8. *Карих Е. Д.* Определение параметров микроколебаний по спектру сигнала самосмешения в полупроводниковом лазере // Квантовая электроника : материалы X Междунар. науч.-техн. конф. (Минск, 9–13 нояб. 2015 г.). Минск, 2015. С. 147.

9. *Карих Е. Д.* Кепстральный анализ эхо-сигнала квантового приемника на основе полупроводникового инжекционного лазера // Квантовая электроника : материалы X Междунар. науч.-техн. конф. (Минск, 9–13 нояб. 2015 г.). Минск, 2015. С. 148.

10. *Карих Е. Д.* Полупроводниковый лазер с комбинированной внешней оптической обратной связью // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2015. № 2. С. 35–39.

11. *Карих Е. Д.* Спектрально-ондуляционные характеристики полупроводникового лазера со слабой внешней оптической обратной связью // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2012. № 3. С. 7–11.

12. *Карих Е. Д., Афоненко А. А.* Влияние флуктуаций излучения на величину оптоэлектронного сигнала в полупроводниковых лазерах с внешней оптической обратной связью // Журн. прикл. спектроскопии. 2008. Т. 75, № 6. С. 809–813.

## References

1. Giuliani G., Norgia M., Donati S., et al. Laser diode self-mixing technique for sensing applications. *J. of Optics A: Pure and Applied Optics.* 2002. Vol. 4. P. S283–S294.

2. Giuliani G., Bozzi-Pietra S., Donati S. Self-mixing laser diode vibrometer. *Measurement Sci. Techn.* 2003. Vol. 14. P. 24–32.

3. Norgia M., Svelto C. Novel measurement method for signal recovery in optical vibrometer. *IEEE Trans. Instrum. Measurement.* 2008. Vol. 57, No. 8. P. 1703–1707.

4. Ruiz-Llata M., Lamela H. Self-mixing technique for vibration measurements in a laser diode with multiple modes created by optical feedback. *Appl. Opt.* 2009. Vol. 48, No. 15. P. 2915–2923.

5. Usanov D. A., Skripal Al. V., Skripal An. V. Physics of semiconductor radio-frequency and optical autodynes. Saratov, 2003 (in Russ.).

6. Usanov D. A., Skripal A. V., Kamyshansky A. S. Measurement of the speed of nanometer-scale displacements by the spectrum of an autodyne laser signal on quantum-size structures. *Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 2004. Vol. 30, issue 7. P. 77–82 (in Russ.).

7. Usanov D. A., Skripal A. V., Avdeev K. S. Determination of the distance to the object with the help of a frequency-modulated semiconductor laser autodyne. *Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 2007. Vol. 33, issue 21. P. 72–77 (in Russ.).

8. Karikh E. D. Determination of the parameters of microvibrations from the spectrum of the self-mixing signal in a semiconductor laser. *Kvantovaya elektronika* : materialy X Mezhdunar. nauchn.-tekhn. konf. (Minsk, 9–13 Novemb., 2015). Minsk, 2015. P. 147 (in Russ.).

9. Karikh E. D. [Cepstral analysis of the echo signal of a quantum receiver based on a semiconductor injection laser]. *Kvantovaya elektronika* : materialy X Mezhdunar. nauchn.-tekhn. konf. (Minsk, 9–13 Novemb., 2015). Minsk, 2015. P. 148 (in Russ.).

10. Karikh E. D. Semiconductor laser with combined external optical feedback. *Vestnik BGU. Ser. 1, Fiz. Mat. Inform*. 2015. No. 2. P. 35–39 (in Russ.).

11. Karikh E. D. Spectral and undulation characteristics of semiconductor laser with weak external optical feedback. *Vestnik BGU. Ser. 1, Fiz. Mat. Inform*. 2012. No. 3. P. 7–11 (in Russ.).

12. Karikh E. D., Afonenko A. A. Influence of radiation fluctuations on the magnitude of optoelectronic signal in semiconductor lasers with external optical feedback. *Zh. prikl. spektrosk.* 2008. Vol. 75, No. 6. P. 809–813 (in Russ.).

*Статья поступила в редколлегию 24.05.2017.*
*Received by editorial board 24.05.2017.*