Установлено, что предварительное облучение ионами Не ведет к активации спинодального распада твердого раствора с-(Ti,Zr,Al)N при температуре отжига 1000 °C из-за усиления процессов перераспределения компонентов в зерне твердого раствора за счет образования дополнительных подвижных комплексов «Не – Ме».

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Воеводин В. Н. Конструкционные материалы ядерной энергетики – вызов 21 века // Вопр. атомной науки и техники. 2007. № 2. С. 10–22.

2. Wang H., Araujo R., Swadener J. G. Cagin Ion Irradiation Effects in Nanocrystalline TiN Coatings // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2007. B 261. P. 1162.

3. Uglov V. V., Rusalski P. D., Zlotski S. V. Stability of Ti – Zr – N coatings under Xe-ion irradiation // Surface & Coatings Technology. 2010. № 204. P. 2095–2098.

4. *PalDey S., Deevi S. C.* Single layer and multilayer wear resistant coatings of (Ti,Al)N // Material Science and Engineering. 2003. A 342. P. 58–79.

5. Zhang J., Guo W., Zhang Y. Mechanical properties and phase structure of (TiAlZr)N films deposited by multi arc ion plating // Thin Solid Films. 2009. № 517. P. 4830–4834.

6. Thermal stability and oxidation resistance of Ti – Al – N coatings / L. Chen [et al.] // Surf. Coat. Technol. 2012. № 206. P. 2954–2960. 7. *Yong-Qin Chang, Qiang Guo, Jing Zhang.* Irradiation effects on nanocrystalline materials Front // Material Science. 2013. № 7. P. 143–155.

8. Thermal stability and mechanical properties of arc evaporated ZrN/ZrAlN multilayers / L. Rogström [et al.] // Thin Solid Films. 2010. № 519. P. 694–699.

9. Vaz F., Rebouta L., Andritschky M. The effect of the addition of Al and Si on the physical and mechanical properties of titanium // J. Eur. Ceram. Soc. 1997. № 17. P. 1971–1978.

10. Saladukhin I. A., Abadias G., Michel A. Influence of Al content on the phase formation, growth stress and mechanical properties of TiZrAlN coatings // Thin Solid Films. 2013. № 538. P. 32–41.

11. Metastable Ti_{1-x}Al_xN films with different Al content / A. Kimura [et al.] // Material Science Letter. 2000. № 19. P. 601–602.

12. Rogström L., Ullbrand J., Almer J. Strain evolution during spinodal decomposition of TiAlN thin films // Thin Solid Films. 2012. P. 5542.

13. Paul H. Mayrhofer, Lars Hultman, Jochen M. Schneider. Spinodal decomposition of cubic $Ti_{1-x}Al_xN$: Comparison between experiments and modeling // Int. J. Mat. Res. 2007. No 98. P. 1054–1059.

14. Thermal stability and oxidation behavior of quaternary TiZrAlN magnetron sputtered thin films: Influence of the pristine microstructure / G. Abadias [et al.] // Surf. Coat. Technol. 2013. № 237. P. 187–195.

15. Chinsakolthanakorn S., Buranawong A., Witit-anun N. Characterization of Nanostructured TiZrN Thin Films Deposited by Reactive DC Magnetron Co-sputtering // Proc. Engineering. 2012. № 32. P. 571–576.

16. Uglov V. V., Zlotski S. V., Saladukhin I. A. // Surf. Coat. Technol. 2014. DOI: 10.1016/j.surfcoat.2014.03.003.

17. Rogström L., Ahlgren M., Almer J. Phase transformations in nanocomposite ZrAlN thin films during annealing // J. Materials Research. 2012. № 27 (13). P. 1716–1724.

18. Knotek O., Barimani A. On spinodal decomposition in magnetron-sputtered (Ti, Zr) nitride and carbide thin films // Thin Solid Films. 1989. № 174. P. 51–56.

Поступила в редакцию 13.03.2015.

Владимир Васильевич Углов – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физики твердого тела физического факультета БГУ.

Анастасия Юрьевна Роббуть – аспирант кафедры физики твердого тела физического факультета БГУ. Научный руководитель – В. В. Углов.

Сергей Владимирович Злоцкий – научный сотрудник кафедры физики твердого тела физического факультета БГУ.

Игорь Анатольевич Солодухин – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики физического факультета БГУ.

УДК 621.375.826:535.33

Е. Д. КАРИХ

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ЛАЗЕР С КОМБИНИРОВАННОЙ ВНЕШНЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Приведен сравнительный анализ различных способов формирования внешней оптической обратной связи в полупроводниковых лазерах. Рассмотрены схемы с зеркально и диффузно отражающими объектами и поляризационными элементами в канале внешней обратной связи. Получены выражения для эффективных коэффициентов обратного отражения в генерируемую лазером ТЕ-моду (когерентная составляющая) и ортогональную ТМ-моду (некогерентная составляющая обратной связи). Предложена асимптотическая модель многомодового лазера с комбинированной внешней обратной связью. Модель позволяет анализировать влияние уровня возбуждения, собственных параметров лазера, типа и величины обратной связи на спектр излучения лазера. Показано, что в стационарном режиме модовый спектр практически полностью определяется когерентной составляющей обратной связи. Отмечено, что вид спектра непосредственно влияет на автокорреляционные свойства излучения, от которых зависят основные характеристики автодинных датчиков на основе полупроводниковых лазеров.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер; внешняя оптическая обратная связь; поляризация; когерентная и некогерентная обратная связь; самосмешение; модовый спектр.

Вестник БГУ. Сер. 1. 2015. № 2

A comparative analysis of different methods for external feedback forming in semiconductor lasers is given. The schemes with mirrorlike and diffusive reflecting objects and polarizing elements in the external feedback channel are considered. The obtained expressions give the effective coefficients of backward reflection into the lasing TE-mode (coherent component) and orthogonal TM-mode (incoherent feedback component). An asymptotic model for a multimode laser with a combined external feedback is suggested. The model allows one to analyze the effects exerted by the excitation level, laser parameters, feedback type and level on laser spectra. It is shown that in the stationary regime a mode spectrum is almost entirely determined by the coherent feedback component. It is noted that the spectral shape directly influences the autocorrelation features of radiation and hence the basic characteristics of autodyne sensors with semiconductor lasers.

Key words: semiconductor laser; external optical feedback; polarization; coherent and incoherent feedback; self-mixing; mode spectrum.

Работа лазера при воздействии на него оптического эхо-сигнала, отраженного от внешнего объекта, заслуживает особого внимания в связи с возможностями построения бесконтактных лазерных датчиков автодинного типа [1–4], использующихся в оптико-физических, медико-биологических и других исследованиях. В общем случае внешняя оптическая обратная связь (ООС) может быть когерентной [3], некогерентной [5] или комбинированной [6] в зависимости от состояний поляризации генерируемого и обратно отраженного излучений. Изменение поляризации имеет место, например, при рассеянии излучения от шероховатой поверхности. Переключение поляризации может происходить и целенаправленно – для преобразования обратной связи в некогерентную [7]. Это актуально, в частности, для высокоскоростных оптических систем передачи информации с защитой от несанкционированного доступа [8].

Цель настоящей работы – сравнительный анализ различных способов формирования внешней ООС в полупроводниковых лазерах. Во всех случаях предполагается, что расстояние до внешнего отражателя намного меньше длины когерентности лазерного излучения. Полагаем также, что при изменении условий ООС поляризация излучения, генерируемого лазером, сохраняется.

Схемы формирования комбинированной внешней ООС

1. Зеркало + поляризатор. Как правило, уединенный лазер генерирует излучение с ТЕ-поляризацией (электрический вектор волны \vec{E}^{TE} лежит в плоскости волноводного слоя). Угол θ между вектором \vec{E}^{TE} и осью поляризатора \vec{P} считаем произвольным (рис. 1).



Рис. 1. Схема лазера с внешней ООС от зеркально отражающего объекта (*a*) и векторная диаграмма (*б*): *1* – лазер; *2* – собирающая оптика (объектив); *3* – поляризатор; *4* – внешнее зеркало

После отражения волны от зеркала и повторного прохождения поляризатора амплитуды ТЕ- и ТМсоставляющих возвращающегося к лазеру излучения будут равны

$$E_{\rm ef}^{\rm TE} = \sqrt{k_{\rm a}} E^{\rm TE} r_{\rm e} \cos^2 \theta, \quad E_{\rm ef}^{\rm TM} = (1/2) \sqrt{k_{\rm a}} E^{\rm TE} r_{\rm e} \sin 2\theta,$$

где E^{TE} – амплитуда напряженности поля, создаваемого лазером на выходе из правого зеркала; k_a – коэффициент пропорциональности, учитывающий долю мощности излучения, попадающую в апертуру собирающей оптики; r_e – модуль амплитудного коэффициента отражения внешнего зеркала 4. Многократными отражениями во внешней части резонатора при слабой внешней ООС можно пренебречь. Полагая $R_e = r_e^2$, для эффективных коэффициентов отражения по мощности для излучения с TE-и TM-поляризациями R_{ef}^{TE} и R_{ef}^{TM} , а также для полного коэффициента отражения системы R_{ef} получим

$$R_{\rm ef}^{\rm TE} = \left(\frac{E_{\rm ef}^{\rm TE}}{E^{\rm TE}}\right)^2 = k_{\rm a}R_{\rm e}\cos^4\theta; \quad R_{\rm ef}^{\rm TM} = \left(\frac{E_{\rm ef}^{\rm TE}}{E^{\rm TE}}\right)^2 = (1/4)k_{\rm a}R_{\rm e}\sin^22\theta;$$

$$R_{\rm ef} = R_{\rm ef}^{\rm TE} + R_{\rm ef}^{\rm TM} = k_{\rm a} R_{\rm e} \cos^2 \theta.$$

Когерентная часть ООС связана с ТЕ-составляющей, некогерентная – с ТМ-составляющей отраженного излучения. Последний компонент не дает непосредственного вклада в генерируемую лазером ТЕ-моду, однако оказывает на нее опосредованное влияние, приводя к частичному «сбросу» инверсии за счет взаимодействия с электронной подсистемой лазера. В рассматриваемой схеме получить полностью некогерентную связь невозможно: в зависимости от угла θ она может быть либо когерентной ($\theta = 0$), либо комбинированной ($0 < \theta < \pi/2$). При $\theta = \pi/2$ внешняя ООС отсутствует.

2. Зеркало + вращатель поляризации. Поляризатор 3 из схемы на рис. 1, *a*, здесь не применяется, а перед зеркалом помещен элемент, вращающий плоскость поляризации прошедшего излучения (например, ячейка Фарадея). Пусть при двойном проходе вращателя вектор поляризации поворачивается на угол θ . Тогда коэффициенты отражения по мощности системы «вращатель + зеркало» будут равны

$$R_{\rm ef}^{\rm TE} = k_{\rm a} R_{\rm e} \cos^2 \theta; \quad R_{\rm ef}^{\rm TM} = k_{\rm a} R_{\rm e} \sin^2 \theta; \quad R_{\rm ef} = k_{\rm a} R_{\rm e}.$$

В данном случае в принципе возможно получить ООС любого типа – когерентную ($\theta = 0$), некогерентную ($\theta = \pi/2$) или комбинированную ($0 < \theta < \pi/2$).

3. Зеркало + четвертьволновая пластинка. Схема аналогична описанной в п. 2, но вместо ячейки Фарадея используется пластинка $\lambda/4$. После однократного прохождения линейно-поляризованного света через пластинку излучение приобретает эллиптическую поляризацию. При повторном прохождении пластинки поляризация снова становится линейной, но ее вектор поворачивается на угол 2 θ , где θ – угол между направлением \vec{E}^{TE} и оптической осью пластинки. Для коэффициентов отражения соответственно имеем

$$R_{\rm ef}^{\rm TE} = k_{\rm a} R_{\rm e} \cos^2 2\theta; \quad R_{\rm ef}^{\rm TM} = k_{\rm a} R_{\rm e} \sin^2 2\theta; \quad R_{\rm ef} = k_{\rm a} R_{\rm e}.$$

Если $\theta = \pi/4$, то $R_{\rm ef}^{\rm TE} = 0$, $R_{\rm ef}^{\rm TM} = k_a R_e$, т. е. генерируемая лазером ТЕ-волна преобразуется в отраженную ТМ-волну. Такая схема довольно часто применяется на практике для получения некогерентной ООС. Заметим, что при $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$ действия на характер ООС пластинка не оказывает (кроме влияния на фазу обратно отраженного излучения).

4. Зеркало. В отличие от схемы на рис. 1 здесь отсутствует поляризатор 3. Это стандартная схема получения когерентной внешней ООС:

$$R_{\rm ef}^{\rm TE} = k_{\rm a} R_{\rm e}; \ R_{\rm ef}^{\rm TM} = 0; \ R_{\rm ef} = k_{\rm a} R_{\rm e}.$$

5. Диффузно отражающий объект + поляризатор. Предположим теперь, что в канале внешней ООС вместо зеркала установлен объект 4 с диффузно отражающей поверхностью и дополнительный объектив 5 (рис. 2).

Мощность, излучаемая лазером в апертуру собирающей оптики, равна $k_a k_{EP} \left(E^{\text{TE}} \right)^2$, где k_{EP} – коэффициент, определяющий связь между мощностью и квадратом напряженности поля. Мощность, создаваемая лазером на объекте, равна $k_a k_{EP} \left(E^{\text{TE}} \right)^2 \cos^2 \theta$. При нормальном падении излучения на шероховатую поверхность доля зеркального компонента в отраженном свете составляет $R_e^r = R_0 \exp \left[-(4\pi\sigma/\lambda) \right]$, где R_0 – коэффици-



Рис. 2. Схема лазера с ООС от диффузно отражающего объекта: 1 – лазер; 2, 5 – объективы; 3 – поляризатор; 4 – внешний объект

ент, зависящий от оптических свойств поверхности и условий ее освещения; σ – среднеквадратичное отклонение профиля поверхности от средней линии; λ – длина волны излучения [9]. В случае сильно шероховатых поверхностей ($4\pi\sigma/\lambda \gg 1$) зеркальным компонентом можно пренебречь. При этом в апертуру второго объектива поступит рассеянное излучение мощностью $R_{ea}^{s}k_{a}k_{EP}(E^{TE})^{2}\cos^{2}\theta$, где R_{ea}^{s} – коэфициент, характеризующий потери излучения на поверхности объекта и долю излучения, собираемого вторым объективом.

При полной деполяризации излучения шероховатой поверхностью через поляризатор в обратном направлении пройдет излучение мощностью $(1/2)R_{ea}^{s}k_{a}k_{EP}(E^{TE})^{2}\cos^{2}\theta$ с поляризацией в направлении вектора \vec{P} . В ТЕ-моду поступит излучение мощностью $(1/2)R_{ea}^{s}k_{a}k_{EP}(E^{TE})^{2}\cos^{4}\theta$, в ТМ-моду –

мощностью $(1/8)R_{ea}^{s}k_{a}k_{EP}(E^{TE})^{2}\sin^{2}2\theta$. Таким образом, эффективные коэффициенты отражения системы внешней ООС для рассматриваемого случая будут равны

$$R_{\rm ef}^{\rm TE} = (1/2)k_{\rm a}R_{\rm ea}^{\rm s}\cos^4\theta; \quad R_{\rm ef}^{\rm TM} = (1/8)k_{\rm a}R_{\rm ea}^{\rm s}\sin^22\theta; \quad R_{\rm ef} = (1/2)k_{\rm a}R_{\rm ea}^{\rm s}\cos^2\theta.$$

С помощью данной схемы можно добиться либо полностью когерентной, либо комбинированной внешней ООС аналогично схеме с поляризатором и зеркалом.

6. Диффузно отражающий объект. В этом случае схема отличается от приведенной на рис. 2 отсутствием поляризатора 2. При полной деполяризации излучения соответствующие коэффициенты отражения будут равны

$$R_{\rm ef}^{\rm TE} = R_{\rm ef}^{\rm TM} = (1/2)k_{\rm a}R_{\rm ea}^{\rm s}; R_{\rm ef} = k_{\rm a}R_{\rm ea}^{\rm s};$$

Характер связи здесь комбинированный с одинаковым уровнем когерентной и некогерентной составляющих.

Следует отметить, что в случае ООС от диффузно отражающего объекта прием эхо-сигнала лазером происходит только в той пространственной моде поля, которая генерируется самим лазером. Причина – в аддитивном характере нарушения пространственной когерентности при рассеянии.

Заметим также, что в любой из рассмотренных схем при наличии когерентной составляющей ООС мы имеем дело с внутрирезонаторным вариантом метода лазерного гетеродинирования [10], или автодинным эффектом [4]. В литературе данный режим работы лазера называется также режимом самосмешения (self-mixing) [2].

Асимптотическая модель лазера с комбинированной ООС

Полученные результаты позволяют обобщить предложенную в работе [3] асимптотическую модель многомодового лазера на случай комбинированной ООС.

Из уравнений лазера с некогерентной ООС [5] следует, что общее потребление инверсии при вынужденных переходах в $w=1+\gamma\rho R_{ef}^{TM}$ раз больше, чем ее потребление генерируемой ТЕ-модой (где $\rho = (1-R_2)^2/R_2$; R_2 – коэффициент отражения собственного зеркала лазера, обращенного к внешнему отражателю; γ – отношение коэффициентов усиления для ТМ- и ТЕ-мод в лазере). Причина – поступление в лазер обратно отраженного излучения с ТМ-поляризацией. В связи с этим коэффициент усиления g_q для q-й ТЕ-моды, генерируемой лазером, уменьшается в w раз. Таким образом, формула для спектра продольных мод в режиме стационарной генерации, полученная в [3], в случае слабой комбинированной обратной связи приобретает следующий вид:

$$\tilde{P}_{q} = \left\{ 1 + \frac{1}{\chi} \left[bq^{2} + \gamma \rho R_{\text{ef}}^{\text{TM}} - \frac{1}{2\Gamma g_{0}L} \left[\rho R_{\text{ef}}^{\text{TE}} + 2\sqrt{\rho R_{\text{ef}}^{\text{TE}}} \cos\left[2\pi\xi(1+\sigma q) \right] \right] \right\}^{-1},$$
(1)

где $\tilde{P}_q = P_q/P_{s0}$; P_q – мощность q-й моды в лазере с внешней ООС; P_{s0} – мощность центральной (q = 0) моды в уединенном лазере; $\chi = \alpha / \Gamma g_0 - 1$; α и g_0 – относительный дефицит усиления, коэффициент потерь и материальный коэффициент усиления для центральной моды в уединенном лазере; Γ – коэффициент оптического ограничения; $b = (hc)^2 / 8 (kT \bar{n}_g L)^2$; 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; $\xi = 2l/\lambda_0$; l – длина внешней части резонатора; λ_0 – длина волны излучения в вакууме; $\sigma = \lambda_0 / 2 \bar{n}_c L$.

На рис. 3 приведены спектры, рассчитанные по формуле (1) для лазера с отражающим и просветляющим покрытиями зеркал: $R_1 = 0.9$; $R_2 = 0.1$; $k_a R_e = 10^{-6}$; $\Gamma g_0 = 65$ см⁻¹; L = 250 мкм; $\gamma = 1$; $\xi = 10\ 000.48$; $\sigma = 3.35 \cdot 10^{-4}$; $\chi = 4 \cdot 10^{-3}$ в схеме с фарадеевским вращателем поляризации. Негладкая огибающая спектра при наличии когерентной составляющей ООС – результат различного фазового набега во внешней части резонатора для мод с разными продольными индексами. Перераспределение мощности между модами зависит также от значения R_{ef}^{TE} . При этом уровень некогерентной составляющей ООС на характер спектра практически не влияет (см. рис. 3, *a*, *z*).

Таким образом, формула (1) позволяет анализировать влияние уровня возбуждения, собственных параметров лазера, характера и величины ООС на спектр излучения лазера. Подчеркнем тот факт, что



Рис. 3. Спектры продольных мод лазера: уединенного (*a*); с внешней ООС в схеме с фарадеевским вращателем поляризации ($\delta - \epsilon$). Угол поворота вектора поляризации θ : 0 (δ); $\pi/4$ (*в*); $\pi/2$ (ϵ)

вид спектра непосредственно влияет на автокорреляционные свойства излучения [11], от которых зависят основные характеристики лазерных автодинных датчиков. Особое значение это имеет при работе лазера с небольшим превышением порога генерации, где отклик лазера на оптический эхо-сигнал обычно максимален [4], а спектр генерации многомодовый [3, 4].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Оптический и электрический отклики в InGaAsP/InP-лазерах и усилителях на внешнюю обратную связь и их применения / Ву Ван Лык [и др.] // Тр. ФИАН им. П. Н. Лебедева. 1992. Т. 216. С. 144–171.

2. Laser diode self-mixing technique for sensing applications / G. Giuliani [et al.] // J. of Optics A: Pure and Applied Optics. 2002. Vol. 4. P. S283–S294.

3. *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.

4. *Карих Е. Д.* Автодинные свойства интерференционного датчика смещения на основе полупроводникового инжекционного лазера // Электроника. Инфо. 2011. № 3 (78). С. 69–72.

5. Ju R., Spencer P. S. Dynamic regimes in semiconductor lasers subject to incoherent optical feedback // J. of Lightwave Technology. 2005. Vol. 23, № 8. P. 2513–2523.

6. TE-TM coupled mode dynamics in a semiconductor laser subject to feedback with variably rotated polarization / L. Khaykovich [et al.] // Optics Communications. 2009. № 282. P. 2059–2061.

7. Takeuchi Y., Shogenji R., Ohtsubo J. Chaotic dynamics in semiconductor lasers subjected to polarization-rotated optical feedback // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 93. P. 181105-1–181105-3.

8. Ma J.-S., Gu W.-H. Simulation of chaotic synchronization system based on optical feedback and injection // Optoelectronics Letters. 2006. Vol. 2, № 3. P. 0192–0194.

9. Морозов В. Н., Солодов С. Е. Влияние условий отражения на оптоэлектронный сигнал в инжекционных лазерах на AlGaAs // Квантовая электроника. 1989. Т. 16, № 9. С. 1915–1919.

10. Протопопов В. В., Устинов Н. Д. Лазерное гетеродинирование. М., 1985.

11. Карих Е. Д. Модель автокорреляционной функции излучения многомодовых лазеров // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2011. № 2. С. 45–49.

Поступила в редакцию 09.03.2015.

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

УДК 577.3366;535.333

И. В. ЯКОВЕЦ, И. В. ЯНКОВСКИЙ, Л. Н. БОЛОТИНА (ФРАНЦИЯ), В. П. ЗОРИН

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК *мета*-ТЕТРА(ГИДРОКСИФЕНИЛ)ХЛОРИНА В БИОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Отмечается, что спектральные характеристики поглощения и флуоресценции позволяют контролировать процессы связывания тетрапиррольных красителей с биологическими структурами. Проведено исследование спектрально-флуоресцентных характеристик *мета*-тетра(гидроксифенил)хлорина (*м*ТГФХ) в разных растворах и при связывании с различными биологическими структурами. Установлено, что форма полосы Соре *м*ТГФХ существенно меняется при связывании с белками, липосомами, циклодекстринами и др. Предполагается, что этот эффект обусловлен изменениями конформации молекулы *м*ТГФХ при связывании с биологическими субстратами. Предложена математическая модель формализации изменений полосы Соре. Показано, что вариабельность формы полосы Соре в основном связана с изменениями отношения весов B_x и B_y полос. Сделан вывод о том, что их отношение является характеристичным по отношению к типу структуры, с которой связана молекула *м*ТГФХ. Определено, что величина B_x/B_y может быть использована для слежения за процессами распределения *м*ТГФХ в биологических системах.

Ключевые слова: фотодинамическая терапия; мета-тетра(гидроксифенил)хлорин; циклодекстрины; полоса Соре.