

621.396(06)
P 15

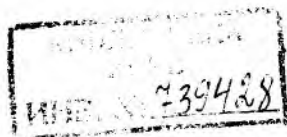
МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 110



Харків

Харківський державний технічний
університет радіоелектроніки

1999

ХНУРЕ Radvotekhnika



739428

Сборник включен в список специальных изданий ВАК Украины по физико-математическим и техническим наукам

В данном сборнике опубликованы работы, посвященные теоретическим проблемам современной лазерной и оптоволоконной техники. Рассмотрены вопросы создания полупроводниковых лазеров на сверхрешетках и кванторазмерных структурах, математического моделирования и оптимизации параметров структур и методов их моделирования; результаты, отражающие поведение квантовокаскадных лазеров среднего инфракрасного диапазона и кванторазмерных лазеров с распределенной обратной связью и с вертикальными резонаторами. Представлены разработки в области CO₂-лазеров и распространения оптического излучения в различных средах, а также в области волоконной оптики, в том числе по исследованиям фотоприемных элементов, модового анализа волоконных световодов и пассивных элементов, методам анализа дифракционных эффектов и другим смежным областям

Для преподавателей вузов, научных работников и специалистов.

В даному збірнику опубліковані роботи, які присвячені теоретичним проблемам сучасної лазерної і оптоволоконної техніки. Розглянуті питання створення напівпровідникових лазерів на зверхрешітках і кванторозмірних структурах, математичного моделювання і оптимізації параметрів структур і методів їх моделювання; результати, що відображають дію квантовокаскадних лазерів середнього інфрачервоного діапазону і кванторозмірних лазерів з визначеним зворотним зв'язком і з вертикальними резонаторами. Наведені розробки в області CO₂-лазерів і розповсюдження оптичного випромінювання в різних середовищах, а також в області волоконної оптики, в тому числі по дослідженнях фотоприймальних елементів, модового аналізу волоконних світловодів і пасивних елементів, методах аналізу дифракційних ефектів та інших суміжних областях.

Для викладачів вищих закладів освіти, науковців і фахівців.

Редакционная коллегия: гл. ред., д-р техн. наук, проф. *А.И. Терещенко*, зам. гл. ред., канд. техн. наук, проф. *В.И. Алехин*, отв. секретарь, канд. техн. наук, доц. *Ж.Ф. Нащенко*, д-р физ.-мат. наук *Б.М. Булгаков*, д-р техн. наук, проф. *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук, проф. *Б.Л. Кашеев*, д-р техн. наук, проф. *Н.И. Кравченко*, д-р физ.-мат. наук, проф. *В.М. Кузьмичев*, акад. НАН Украины *Л.Н. Литвиненко*, д-р техн. наук, проф. *А.А. Молчанов*, д-р физ.-мат. наук, проф. *В.А. Омельченко*, д-р техн. наук, проф. *В.В. Поповский*, д-р техн. наук, проф. *Е.Г. Прошкин*, д-р техн. наук, проф. *А.И. Стрелков*, д-р физ.-мат. наук, проф. *О.А. Третьяков*, д-р физ.-мат. наук, проф. *Н.А. Хижняк*, д-р техн. наук, проф. *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф. *В.М. Шокало*, д-р техн. наук, проф. *С.Н. Шостка*

Ответственный за выпуск д-р техн. наук, проф. *Я.С. Шифрин*

Адрес редакционной коллегии: Украина, 310726 Харьков-726, просп. Ленина, 14, Харьковский государственный технический университет радиозлектроники (ХТУРЭ), тел. 40-93-97

*P. CHRISTOL and P. BIGENWALD¹,
D.A. YAREKHA, A. WILK, Y. ROUILLARD, A.N. BARANOV
and A. JOULLIÉ²,
A. STEIN, A. BEHRES and K. HEIME³*

IMPORTANCE OF THE COULOMB EFFECT AND ORDERING IN THE DESIGN OF SB-BASED MID-INFRARED MQW EMITTING STRUCTURES

III-V heterostructure lasers emitting in the mid-infrared (IR) wavelength domain (2-5 μm) have recently received increasing attention because the need of emitters for a variety of commercial and military uses. Direct optical communications can be carried out through the 2-2.5 μm and 3.5-4 μm high transparency atmospheric bands [1]. Remote sensing and environmental monitoring with high sensitivity can be developed because strong characteristic absorption lines of many combustible or pollutant gases of the atmosphere lie in the mid-IR region: NH_3 (2.1 μm), HF (2.5 μm), CH_4 (2.35 μm ; 3.3 μm), HCl (3.5 μm), N_2O (3.9 μm ; 4.5 μm), SO_2 (4 μm), CO_2 (4.2 μm) and CO (2.3 μm ; 4.7 μm) [2]. Other applications include chemical process control, leak detection, IR counter measures against heat-seeking missiles, IR illumination and laser surgery. The goal is to obtain cw or average powers on the order of 1W from compact sources operating at room temperature (RT).

Mid-infrared laser diodes have been demonstrated in a variety of III-V laser structures. They are based on interband transitions in double heterostructures (DHs), multi-quantum-wells (MQWs) or superlattices (SLs) showing type-I or type-II band alignment. They include all antimonide compounds [3,4]. A new family of injection lasers, the quantum cascade (QC) laser, based on unipolar intersubband transitions, has recently emerged [5,6].

Until now, stimulated emission from injection diode lasers has been observed above 300 K at wavelengths around 2 μm from DH or MQW lasers using the type-I GaInAsSb/AlGaAsSb system [7-9], and from a QC laser based on type I GaInAs/AlInAs quantum wells emitting near 5 μm [10, 11]. The Sb-based laser

¹ Laboratoire de Physique des Matériaux (LPM), Faculté des Sciences d'Avignon, Avignon France

² Centre d'Électronique et de Microoptoélectronique de Montpellier (CEM2), Université de Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc, France

³ Institut für Halbleitertechnik, RWTH Aachen, Aachen, Germany

structures, employing GaSb, InAs, AlSb and related alloys, are focusing actually much attention, essentially because they can provide type-II or type-III band alignments, with as consequences the introduction of spatially indirect radiative transitions with energies smaller than the narrowest bulk band gap of the structure, large conduction and valence band-offsets which enhance the electrical confinement, and the predicted suppression of Auger processes by valence-band engineering on strained structures [12]. Type-II interband quantum cascade lasers made from the InAs-Ga(In)Sb-AlSb family have been designed as an optimization of the intersubband type-I QC laser [6, 13].

The demonstration of type-II laser diode operating at RT was made from GaInAsSb/GaSb MQWs emitting at 2.36 μm [14] and 2.63 μm [15] and from InAs/GaSb MQWs emitting up to 2.32 μm [16]. For RT emission at longer wavelengths with type-II structures, it is necessary to design new structures which combine the advantages of type-II-ones (large conduction band-offsets, reduction of non-radiative Auger rate) with those of type-I-ones (strong optical coupling and 2D-dispersion for both electrons and holes). This can be obtained in the type-II "W" configuration which consists of a hole quantum well inserted between two electron quantum wells, forming a conduction band profile in the shape of a "W" [17,18].

In this paper we report the study of two strained heterostructures operating in the mid-IR region : GaSb-based GaInAsSb/GaSb QWs, grown at the University of Montpellier by molecular beam epitaxy (MBE), for emission in the wavelength range 2-3 μm , and InAs-based InAsSb/InAsP QWs, grown in RWTH Aachen by metal organic vapour phase epitaxy (MOVPE), for emission in the wavelength range 3-5 μm . For the first structure which has a type-II band alignment in the active region, we show that the coulombic attraction, induced by carrier injection, strongly modifies the potential profile at the vicinity of the well-barrier interface, explaining why RT lasing is possible. In the case of the second structure, we show that spontaneous CuPt-type ordering in the InAsSb QW can reverse the sign of the conduction band-offset, leading to a type-I band alignment. The optical transitions calculated in those conditions agree in a satisfactory manner with experimental data. We conclude that these two effects, Coulombic attraction and ordering-induced band-gap reduction, must be taken into account for a precise modelling of new type-II laser structures.

Experimental results. GaInAsSb/GaSb multi-quantum well laser structures

The GaSb-based laser structures were grown at ~ 480 $^{\circ}\text{C}$ by solid source molecular beam epitaxy on (100)-oriented n-type GaSb substrates using a valved As_2 cracking effusion cell and a conventional Sb_4 source. They include layers grown in the following order : n-GaSb buffer ; a 2000 \AA n-type layer graded from GaSb to $\text{Al}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{As}_{0.04}\text{Sb}_{0.96}$; a 2- μm -thick n- $\text{Al}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{As}_{0.04}\text{Sb}_{0.96}$ cladding layer ; an undoped active region consisting of five 70 \AA thick

$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ wells and 300 Å thick GaSb barriers enclosed between 1000 Å thick GaSb layers; a ~2 μm-thick p- $\text{Al}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{As}_{0.04}\text{Sb}_{0.96}$ cladding layer and finally a p+-GaSb contacting layer. The cladding layers are lattice-matched to the GaSb substrates. The wells are compressively strained ($\Delta a/a = 1.1\%$ for $x = 0.35$, $y = 0.15$; $\Delta a/a = 1.6\%$ for $x = 0.50$, $y = 0.22$).

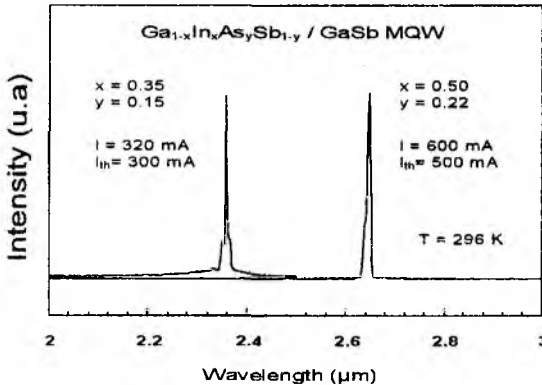


Fig. 1 Emission spectra of $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$ MQW laser diodes at room temperature.

Broad mesa lasers 100 μm wide were fabricated from the grown structures. Laser diodes with $\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{As}_{0.15}\text{Sb}_{0.85}/\text{GaSb}$ QWs exhibited room temperature emission around 2.35 μm as shown in Figure 1, with a typically pulsed threshold current density J_{th} of 600 A/cm² for devices with a cavity length $L = 500$ μm. Emitted powers of the order of 90-100 mW/A/facet with external differential quantum efficiency $\eta_d = 35\%$ were measured for shorter diodes (300 μm long) [14]. CW operation at room temperature (RT) was obtained [19]. For laser diodes with $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/\text{GaSb}$ QWs, the RT laser emission was also observed near 2.65 μm (Fig. 1), with J_{th} values of 3 kA/cm² ($L = 500$ μm) and peak output power of ~ 30 mW/A/facet ($L = 300$ μm) furnishing η_d value of ~ 14% [15]. These laser characteristics are close to those reported for GaInAsSb/AlGaAsSb type-I MQW lasers emitting around 2 μm [8,9].

InAsSb/InAsP multi-quantum well laser structures

The InAsSb/InAsP MQW structures were fabricated by low pressure MOVPE at a growth temperature of 570°C and a total reactor pressure of 20 hPa using TMin, TMGa, TESb, AsH₃ and PH₃. The width of the compress-

sively strained InAsSb layer was 100 Å and that of tensile-strained InAsP barrier was 500 Å. The samples were characterised by Photoluminescence (PL) and Electroluminescence (EL) measurements. For PL measurements, ten-period multiquantum wells were deposited on exactly (100) oriented InAs substrate. For EL measurements, the MQWs were embedded in 1 µm thick p- and n-doped InPSb cladding layers lattice-matched to InAs-substrate. Besides, an additional undoped lattice-matched InAsP wave guide layer was introduced between the MQW active region and each cladding layer in order to improve the optical confinement in later laser structures. The samples were processed into 270 x 270 µm² light emitting diodes (LEDs) and EL-measurements were carried out at constant currents between 1 mA and 10 mA.

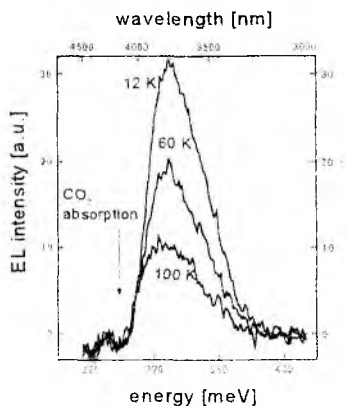


Fig. 2 Electroluminescence spectra of the InAsP_{0.05}/InAsSb_{0.12} MQW LED (from 12 K to 100 K)

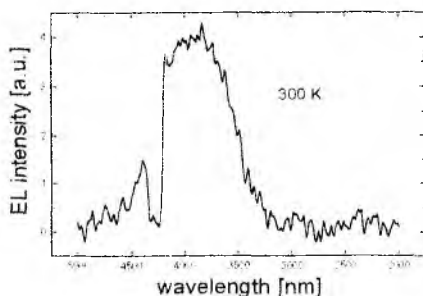


Fig. 3 Electroluminescence spectrum at 300 K of InAsP_{0.05}/InAsSb_{0.12} MQW LED ($I = 250$ mA, 10 µs, 10 KHz)

InAsP_{0.05}/InAsSb_{0.12} MQW LEDs showed asymmetry in the electroluminescence spectra (Fig. 2). At low energies (around 330 meV) spectra do not change their position with temperature (12 to 180 K) due to the cutoff by CO₂ absorption, whereas high energy transitions shift from 360 meV (20 K) to 340 meV (180 K).

On Figure 3, the device showed spontaneous emission at 4.0 µm (FWHM = 800 nm) and the output power is 5 µW at 300 K which enables the detection of the CO₂ absorption band around 4.25 µm. No recombination was observed in the InAsP barriers, however, spectra indicated band-filling at 80 K for pulsed currents $I > 1$ A (1 µs at 10 kHz) corresponding to a reduction of EL intensities.

Calculations and discussion

The computation was performed using the k.p. formalism and the envelope function approximation. To simplify the equations, we have considered carriers without in-plane momentum [20] ($k_x = k_y = 0$). In that case, the heavy-hole band is decoupled from the others and we have to solve a triple-band effective mass hamiltonian with coupling between conduction, light-hole and split-off states [21,22].

The calculation is achieved only for the fundamental ($\epsilon 1hh1$) transition, because the other transitions involving excited energy levels, are not enough optically efficient ($\epsilon 1hh3$ for example), or not present in the scale of the experimental observations (like $\epsilon 2hh2$).

To carry out the theoretical calculations for the GaInAsSb/GaSb or InAsSb/InAsP system, the numerical values can be found in Ref. [23]. The band-offsets E_v , which are critical parameters for the band diagram construction, are estimated (when unknown) by interpolation of binary heterointerface values (Tables 1 and 2) followed by calculation of shifts due to strain [24].

Table 1 Valence band offsets ΔE_v (eV) and potential profile for GaSb-based heterostructures

GaSb-structures	ΔE_v (eV)	Potential profile
GaSb/AlSb	0.4	Type I
GaSb/InP	0.96	Type II
GaSb/AlAs	1.16	Type I
GaSb/GaAs	0.68	Type I
GaSb/InAs	0.51	Type III
GaSb/InSb	0.08	Type I

Table 2 Valence band offsets ΔE_v (eV) and potential profile for InAs-based heterostructures

InAs-structures	ΔE_v (eV)	Potential profile
InAs/AlSb	0.11	Type II
InAs/InP	0.45	Type I
InAs/AlAs	0.65	Type I
InAs/GaAs	0.17	Type I
InAs/GaSb	0.51	Type III
InAs/InSb	0.43	Type III

GaInAsSb/GaSb multi-quantum well laser structures

Our energy band diagram calculation for $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/\text{GaSb}$ QWs gives a type-II heterostructure with valence (the heavy hole subband) and conduction band discontinuities, respectively equal to $U_h = 55$ meV and $U_c = 405$ meV (Fig. 4a). To elucidate the room temperature lasing with good performance in these indirect radiative recombination structures, we have calculated the confined states and the potential profiles without (a) and with (b) current injection displayed respectively on Figure 4a and 4b.

Because of the 300 Å thick GaSb barriers that induces a multi-quantum well behaviour, we can consider only one periodicity of the structure. Two confining potentials for the holes influenced by the negative charge in the central well like in Figure 4, or the inverse situation with one hole in the quantum well surrounded by two electrons. In fact, the selfconsistent calculation gets the same result. In our calculation, we have used a single particle model modified by the only addition of interband Coulomb attraction. We didn't use a more complete simulation including other significant many-body effects, like band-gap renormalization and carrier scattering[25,26], which have to be considered if we want to calculate, for example, the optical gain in such structure.

Without injection, at thermal equilibrium (Fig. 4a), the two kinds of carriers are localised in the two adjacent materials. The electrons are well confined in the 70Å GaInAsSb QW. On the contrary, the holes are dispersed in the 300Å wide GaSb layers at both sides of the QW. This spatial separation of carriers leads to an extremely small value (1.2%) for the wave function overlap, yielding small interband optical matrix element, and consequently prohibits the occurrence of lasing. Moreover, the calculated radiative transition energy between the first electron quantum level (e1) in the QW and the homologous heavy hole (hh1) in the GaSb is 422 meV, lower than the experimental value (468 meV). In these conditions, it is evident that the "zero injection" situation is inappropriate to explain laser emission of our type-II structures.

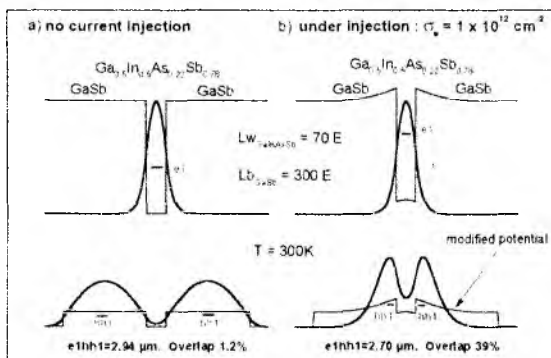


Fig. 4 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/\text{GaSb}$ type-II MQW band diagram and carrier probability densities at thermodynamic equilibrium (a) and under carrier injection with $\sigma_c = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (b)

Under carrier injection, the holes in the GaSb barriers are strongly attracted by the electrons localised in the deep QWs. To evaluate the electrostatic interaction between the two carriers of opposite charge, we have to solve self-consistently the Schrödinger and Poisson equations [27, 28]

The result is reported in Figure 4b for a typical electron injection density $\sigma_e = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. The difference between the potential profiles of Figures 4a and 4b is the attractive potential $V(z)$ created by σ_e . We present on Figures 5a and 5b, for three carrier densities σ_e , the calculated potential $V(z)$ and the fundamental heavy hole probability density $|\Psi_{hh1}|^2$, for three carrier densities, as a function of z , the coordinate along the growth axis. The lines are symmetric like in Figure 4. For a given σ_e value, the coulombic attraction between electron and hole generates narrow quantum wells in the GaSb barriers. The holes are then confined in a nearly triangular potential close to the QW interfaces, that induces a strong modification of the wavefunction and increases the hole probability density near the quaternary layer. As we can see in Figures 4b and 5b, the Coulomb attraction reduces the spreading of the hole wavefunction in the GaSb layers and then drastically improves the wavefunction overlap, from 1.2% under "zero injection" situation to 39% for $\sigma_e = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Simultaneously, for this electron charge density, the calculated radiative transition energy rises to 459 meV ($2.70 \mu\text{m}$).

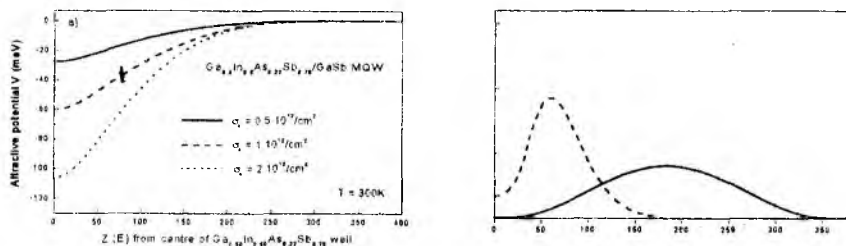


Fig. 5 Calculated attractive potential (a) and the fundamental heavy hole probability densities $|\Psi_{hh1}|^2$ on the growth axis (b) as function of the different carrier injection densities. The curves are symmetrical about $z = 0$, the centre of the quaternary layer

Similar study has been made for $\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{As}_{0.15}\text{Sb}_{0.85}/\text{GaSb}$ laser structures emitting at $2.35 \mu\text{m}$. The $\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{As}_{0.15}\text{Sb}_{0.85}/\text{GaSb}$ quantum wells have also type-II band alignment with discontinuities $U_e = 295 \text{ meV}$ and $U_h = 40 \text{ meV}$, for the conduction and valence bands respectively. At equilibrium, the wavefunction overlap is 1.1%, too small to generate laser emission, with a fundamental transition e_h, hh_1 at 512 meV , lower than the observed value (528 meV). When using an injection of $0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, the wavefunction overlap increases to 32% and the calculated fundamental transition fits well the experimental one.

InAsSb/InAsP multi-quantum well laser structures

In the case of InAsSb/InAs system there exist conflicting reports concerning its band alignment. A type-II offset was claimed from experiments on

MBE samples [29] while a type-I offset was suggested from experiments on MOVPE samples [30].

In order to explain this discrepancy it was suggested that ordering or phase separation in the alloy was present in MOVPE layers, which leads to a band gap reduction, and could convert the type-II character to type-I [31]. This ordering effect only depends on growth parameters and appears in the InAsSb layer. Moreover, spontaneous CuPt-type ordering was found by transmission electron microscopy on MOVPE samples [32]. Consequently, we have to consider two theoretical assumptions for modelling InAs-based structures :

a) Type-I potential profile with ordering : according to Biefeld [30], the ordering can be important. The band gap reduction $\Delta E_g = E_g(\text{random}) - E_g(\text{ordered})$ in MOVPE grown unstrained $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ layers can be expressed by the empirical law : $\Delta E_g \text{ (meV)} = 600 X_{\text{Sb}}$ for $X_{\text{Sb}} < 0.2$

Using the unstrained theoretical valence band offset values ΔE_v for InAs-based heterostructure (table 2) followed by strain calculations and the band gap reduction, we obtain type-I potential profile for the $\text{InAs}_{0.945}\text{P}_{0.05}/\text{InAs}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ heterostructure, with a direct bandgap energy of 267 meV at low temperature, 210 meV at room temperature. The basic effect of band gap reduction is to reverse the sign of the valence band offset, leading an initial type-II-B situation with holes confined in the InAsSb layer to a classical type-I alignment where both carriers are confined in the Sb alloy.

b) Type-II potential profile : For the indirect potential profile, we follow the band offset calculation of Li et al. [29] having type-II-A potential profile for the InAsSb/InAs heterostructure, where electrons and holes are confined in InAsSb layer and in binary compound respectively. The calculated band offsets strongly depend on the fractional valence-band offset parameter (the ratio of the offset ΔE_v to strained energy bandgap difference ΔE_g of the two materials) : $Q_v = \Delta E_v / \Delta E_g$ with $Q_v < 0$. For this study, we considered $Q_v = -1.30$.

These two values for the $\text{InAs}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}/\text{InAs}$ system with table 2 parameters and strain calculations, generate a type-II-A potential profile for the $\text{InAs}_{0.945}\text{P}_{0.05}/\text{InAs}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ heterostructure, with indirect bandgap energies equal to 253 meV at 2K, 225 meV at 300K.

Next, we have to compare experimental results and calculations taking into account the two previous theoretical approaches. We report in Figures 6 and 7 the calculated emission energies of two InAsP/InAsSb MQW versus antimony content in the well X_{Sb} .

In the first comparison with Biefeld's experiments (Fig. 6), the best fit is obtained using calculation with ordering that is to say type-I situation but the type-II hypothesis gives also theoretical curve approaching the experimental data. For the classical calculation without ordering, the results are not satisfactory.

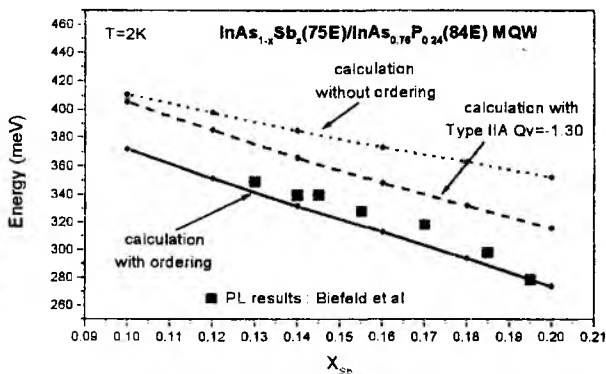


Fig. 6 Calculated emission energies of the $\text{InAs}_{0.76}\text{P}_{0.24}$ (84Å) / $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ (75Å) MQW as a function of antimony content in the wells X_{Sb} . Comparison between experimental results from Biefeld et al [30] and calculations : Type-I approach with ordering (solid line) ; Classical calculation without ordering (dot line) ; Type-II calculations using $Q_v = -1.30$ (dashed lines)

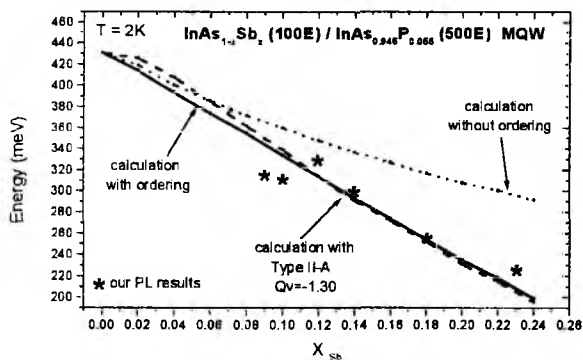


Fig. 7 Calculated emission energies of the $\text{InAs}_{0.945}\text{P}_{0.055}$ (500Å) / $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ (100Å) MQW as a function of antimony content in the wells X_{Sb} . Comparison between our experimental results and calculations with the same hypothesis than for the previous figure

Similar comparison is presented in Figure 7 with various photoluminescence results for the $\text{InAsSb}(100 \text{ \AA})/\text{InAsP}(500 \text{ \AA})$ MQW. We can remark that type-I with ordering and type-II-A profile with $Q_v = -1.30$ give the same calculated energy transitions and fit well the experimental data. In contrast, there is no doubt that the other calculation (type-I without ordering) is not adequate.

Conclusion

Strained multi-quantum well laser diodes based on $\text{GaInAsSb}/\text{GaSb}$ type-II system have operated at room temperature near $2.35 \mu\text{m}$ and $2.65 \mu\text{m}$, with emission characteristics approaching the best ones reported for Sb-based type-I MQWs emitting at these wavelengths. We have shown that this result is not surprising if

one takes into account the induced electrostatic attraction created by carrier injection. Coulomb attraction strongly modifies the band profiles, increases the hole probability density at the quantum well interface and then produces a sufficient electron-hole wavefunction overlap (greater than 30%) to allow laser emission.

Concerning InAsSb/InAsP multi-quantum well structures, we have found that CuPt-type ordering, which is often observed in III-V solid solution [33], can reverse the sign of the well-barrier conduction band offset, leading to a type-I band alignment. The calculated optical transitions under this hypothesis (type-I offset with ordering) agree very well with our PL data as with the reported experiments in the literature.

In conclusion, we have shown that two effects, the coulombic attraction and the ordering induced band gap reduction, strongly modify the band alignment of type-II Sb-based quantum wells. These two features must to be taken under consideration for the design of *a priori* type-II laser structures emitting in the mid-infrared wavelength region.

References: 1. H.A. Gebbie, W.R. Harding, C. Hilsun, A.W. Pryce and V. Roberts// Proc. Roy. Soc. A 1951. № 206. P. 87. 2. L.S. Rothman, R.R. Gamache, R.H. Tipping, C.P. Rinsland, M.A.H. Smith, D.C. Benner, V.M. Devi, J.M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Perrin, A. Goldman, S.T. Massie, L.R. Brown and R.A. Toth// The HITRAN molecular database: editions of 1991 and 1992// J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 1992. № 48. P. 469. 3. A. Joulie// J. Phys. IV France 1999. № 9. Pr2-79 (many references therein) 4. MID-IR SOURCES. parts II and III// Proc. of the SPIE. 1998. Vol. 3284. H.K. Choi and P.S. Zory ed. 5. F. Capasso, J. Faist, C. Sirtori and A.Y. Cho. Solid State Commun. 1997. № 102. P. 231 6. J.R. Meyer// LEOS NEWSLETTER. 1998. № 6. P. 3. 7. P. Grunberg, A. Baranov, C. Fouillat, J.L. Lazzari, P. Grech, G. Boissier, C. Alibert and A. Joulie// Electron. Lett. 1994. № 30. P. 312. 8. H.K. Choi, G.W. Turner and S.J. Eglash// IEEE Photon. Technol. Lett. 1994. № 6. P. 7. 9. H. Lee, P.K. York, R.J. Menna, R.U. Martinelli, D.Z. Garbuzov, S.Y. Narayan and J.C. Connolly// Appl. Phys. Lett. 1995. № 66. P. 1942. 10. J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson and A.Y. Cho// Electron. Lett. 1996. № 32. P. 560. 11. J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, J.N. Bailargeon, A.L. Hutchinson, S.N.G. Chu and A.Y. Cho// Appl. Phys. Lett. 1996. № 68. P. 3680. 12. C.H. Grein, P.M. Young and H. Ehrenreich// J. Appl. Phys. 1994. № 76. P. 1940. 13. J.R. Meyer, I. Vurgaftman, R.Q. Yang and L.R. Ram-Mohan// Electron. Lett. 1996. № 32. P. 45. 14. A.N. Baranov, Y. Cuminal, G. Boissier, C. Alibert and A. Joulie// Electron. Lett. 1996. № 32. P. 2279. 15. Y. Cuminal, A.N. Baranov, D. Bacc, P. Grech, M. Garcia, G. Boissier, A. Joulie, G. Glastre and R. Blondeau// Semicond. Sci. Technol. 1999. № 14. P. 283. 16. A.N. Baranov, N. Bertru, Y. Cuminal, G. Boissier, C. Alibert and A. Joulie// Appl. Phys. Lett. 1997. № 71. P. 735. 17. J.R. Meyer, C.A. Hoffman, F.J. Bartoli and L.R. Ram-Mohan// Appl. Phys. Lett. 1995. №67. P. 757. 18. J.R. Meyer, L.J. Olafsen, E.H. Aifer et al.// IEE Proc. Optoelectron. 1998. №145. P. 275. 19. A. Joulie, G. Glastre, R. Blondeau, J.C. Nicolas, Y. Cuminal, A.N. Baranov, A. Wilk, M. Garcia, P. Grech, and C. Alibert// IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., to be published. 20. K. Fobelets, R. Vouckx and G. Borghs// Semicond. Sci. Technol. 1993. № 8. P. 1815. 21. P. Bigenwald, P. Christol, L. Konczewicz, P. Testud and B. Gill// Mater. Sci. and Eng. 1997. B 50. P. 208. 22. J. Genoe, K. Fobelets, C. Van Hoof and G. Borghs// Phys. Rev. 1995. B 52. P. 14025. 23. Y. Tsou, A. Ichii and E.M. Garmire// IEEE J. Quantum Electron. 1992. № 28. P. 1261. 24. C.G. Van de Walle// Phys. Rev. 1989. B 39. P. 1871. 25. C-F Hsu, P.S. Zory, C-H Wu and M.A. Emanuel // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. 1997. №3.

- P.158. 26. B.P.C. Tsou and D.L. Pulfrey // IEEE J. Quantum Electron. 1998. № 34. P. 318.
27. J. Barrau, T. Amand, M. Brousseau, R.J. Simes and L. Goldstein // J. Appl. Phys. 1992.
№12. P. 5768. 28. M. Silver and E.P. O'Reilly//IEEE J. Quantum Electron. 1994. №30. P. 547.
29. Y.B. Li, D.J. Bain, L. Hart, M. Livingstone, C.M. Ciesla, M.J. Pullin, P.J.P. Tang,
W.T. Yuen, I. Galbraith, C.C. Phillips, C.R. Pidgeon and R.A. Stradling// Phys. Rev. 1997.
B55. P. 4589. 30. R.M. Biefeld, S.R. Kurtz and A. A. Allerman// IEEE J. Select. Topics Quantum
Electron. 1997. № 3. P. 739. 31. S. H. Wei and A. Zunger//Phys. Rev. 1995. B52. P.12039.
32. D.M. Follstaed, R.M. Biefeld, S.R. Kurtz and K.C. Baucom// J. Electron Mater. 1995. №24.
P. 819. 33. A.G. Norman, T.Y. Seong, I.T. Ferguson, G.R. Booker and B.A. Joyce// Semicond.
Sci. Technol. 1993. № 8. P. 59.

Поступила в редколлегию 16.06.99.

EXTRACTION OF RATE EQUATION PARAMETERS FOR QUANTUM WELL LASER DIODES USING DC AND SMALL SIGNAL MEASUREMENTS

For the design of photonic networks, numerical simulations are of paramount importance. To reduce the computing time the numerical model for each network component has to be chosen carefully. For laser diodes, rate equation models have proved to be a good compromise between an adequate physical representation and an acceptable computing time. However, the extraction of model parameters from measured data represents a challenging problem.

We present a new parameter extraction method based on measurements of the power-versus-current characteristic, and of the small signal response function for two different operating points. The method allows the unique determination of all required rate equation parameters. By extracting and comparing parameters using measured data registered at different operating points it is possible to assess the validity of different rate equation models for a certain device under test. This is demonstrated by the evaluation of experimental data presented in [1].

Introduction

Numerical simulations of communication system components are essential for the design of new photonic networks. Since the computing time of such simulations increases greatly with the number of system components and with the total length of the transmitting fiber, simple but powerful physical models are required.

Laser diodes play a key role in optical communication systems. For their simulation, rate equation models have proved to be a good compromise between adequate accuracy and acceptable computing time. However, for realistic simulation results, an appropriate extraction of the numerous model parameters from measured data is important. Several authors have proposed parameter extraction techniques, which are either ambiguous [1] or require numerous [2] or difficult measurements being unfeasible for commercially available laser devices [3].

In this paper, we show a method to extract laser diode rate equation parameters from the small signal response measured at two operating points, and from the power-versus-current characteristic. Analytical expressions for the steady state and the small signal case result in a system of nonlinear equations

¹ Institute of High Frequency Technics and Quantenelectronics University Karlsruhe, Germany

² Technical University of Radioelectronics, Kharkov, Ukraine

for the rate equation parameters. For its solution a quasi-Newton method is employed. The required starting values are determined from the measured data.

We demonstrate the extraction method and compare the results of different rate equation models using experimental data presented in [1]. By evaluating data registered at different operating points we check the validity of different rate equation models for the device under test as follows. Our rate equation parameters are by definition independent of the magnitude of the injection current above threshold. We thus rank different models by considering the variation of the extracted parameter values with the injection current: the better a model matches the device behaviour, the less sensitive its extracted parameters react to a change in injection current.

Theory

In this section, rate equation models with different degrees of complexity are formulated. For each model, the steady state solutions are derived leading to expressions for the photon number-versus-current characteristic, and for the threshold current. Subsequently, analytical expressions for the damping constant and the resonance frequency of the small signal response function are evaluated.

To simplify the notation, some abbreviations are introduced: Q , E , G and G_d are related to the effective factor of spontaneous emission in all modes Q , to the optical gain G , differential gain G_d and gain saturation parameter ε as $Q \equiv \Gamma Q$, $E \equiv \varepsilon \Gamma / V$, $G \equiv \Gamma G$ and $G_d \equiv \Gamma G_d$, with Γ denoting the optical confinement factor and V the volume of the active zone, respectively.

A. Simple rate equation model

The dynamic behaviour of the carrier number in the quantum well N_W and the photon number in the active mode N_P can be described with the well-known coupled rate equation system

$$\frac{dN_P}{dt} = N_P \left[G - \frac{1}{\tau_P} \right] + \frac{N_W}{\tau_{eff}} Q, \quad (1)$$

$$\frac{dN_W}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{N_W}{\tau_{eff}} - N_P G. \quad (2)$$

The photon lifetime and the effective carrier lifetime are denoted by τ_P and τ_{eff} , respectively. The pump rate is given by the externally injected current I per elementary charge e . G describes the nonlinear optical gain

$$G(N_P, N_W(N_P)) = \frac{G_d(N_W - N_{W,T})}{1 + EN_P}. \quad (3)$$

The saturation parameter E controls the phenomenological dependency of the gain on the photon number, which is due to spectral hole burning and to carrier heating. $N_{W,T}$ denotes the carrier number at the transparency point.

The relation between the optical output power P leaving one laser facet and the photon number in the mode defines the quantum efficiency η_0 .

$$P(N_P) = \frac{\eta_0 h \nu}{2\tau_P} N_P, \quad (4)$$

with h denoting Planck's constant and ν standing for the measured lasing frequency.

For $d/dt = 0$ in (1) and (2) two static device characteristics can be derived. In terms of the DC photon number N_{P0} , the static carrier number N_{W0} reads

$$N_{W0}(N_{P0}) = N_{W,T} \frac{(1 + EN_{P0})/\tau_P + G_d N_{W,T}}{\frac{QN_{W,T}}{\tau_{eff} N_{P0}} (1 + EN_{P0}) + G_d N_{W,T}}. \quad (5)$$

The static injection current I_0 may be expressed as a function of the photon number.

$$I_0(N_{P0}) = \frac{e N_{P0}}{\tau_P} \cdot \frac{1 + \tau_P G_d N_{W,T} (1 - Q) + (G_d \tau_{eff} + E) N_{P0}}{Q + (G_d \tau_{eff} + EQ) N_{P0}}. \quad (6)$$

Equations (6) and (4) represent the inverse power-versus-current characteristic. For $N_{P0} \rightarrow \infty$ it approaches a straight line, whose intersection point with the current axis defines the laser threshold current

$$I_{th} = e \frac{1 + \tau_P G_d N_{W,T} (1 - Q)}{\tau_P (G_d \tau_{eff} + EQ)}. \quad (7)$$

For a small current modulation $\Delta I(t)$ superimposed to I_0 the small signal response function may be calculated as follows. Presuming harmonic time functions of the type $x(t) = x_0 + \Delta x(f) e^{j\omega t}$ for all time-dependent quantities (modulation frequency $f = \omega/2\pi$, $\Delta x(f) \ll x_0$), a small signal analysis leads to the response function $H(\omega) = e \Delta N_P(\omega) / (\tau_P \Delta I(\omega))$. Its normalized form reads

$$H_n(\omega) = \frac{H(\omega)}{H(0)} = \frac{\omega_r^2}{(j\omega)^2 + j\omega 2\gamma_r + \omega_r^2}, \quad (8)$$

with γ_r and ω_r denoting the damping factor and the resonance frequency of the small signal response function, respectively [4].

$$2\gamma_r(N_{P0}) = \frac{1}{\tau_{eff}} + \frac{G_d N_{P0}}{1 + EN_{P0}} + \frac{1}{\tau_P} - \frac{G_0}{1 + EN_{P0}}, \quad (9)$$

$$\omega_r^2(N_{P0}) = \frac{1}{\tau_P} \left(\frac{1}{\tau_{eff}} + \frac{G_d N_{P0}}{1 + EN_{P0}} \right) + \frac{Q-1}{\tau_{eff}} \frac{G_0}{1 + EN_{P0}}. \quad (10)$$

G_0 defines the static gain, given by

$$G_0(N_{P0}, N_{W0}(N_{P0})) = \frac{G_d(N_{W0} - N_{W,T})}{1 + EN_{P0}}. \quad (11)$$

B. Extended rate equation model

The linear dependency of the gain on the carrier number (eq. (3)) is sufficiently accurate only for low carrier densities. For quantum well lasers in the 1550 nm regime the carrier numbers are such that a logarithmic dependency is more appropriate according to measurements. Therefore, to facilitate an analytical treatment, we propose a gain model, which corresponds to the first order Taylor series expansion of the logarithmic model,

$$G_0(N_P, N_W(N_P)) = \frac{G_d(N_W - N_{W,T})}{(1 + EN_P)(1 + DN_W)}. \quad (12)$$

In (12) the new rate equation parameter D has been introduced, which describes the nonlinear dependency of the gain on the carrier density.

In the rate equation model (1) - (3) no differentiation was made between the externally applied current I and the current, which is injected into the active layer. However, due to a parasitic shunt conductance inside the laser device, the external injection current is reduced. Above threshold the laser diode voltage is approximately constant, so the injection current may be replaced by $I - I_{sh}$ in the second rate equation (2), thereby introducing a new rate equation parameter, I_{sh} , which is only weakly dependent on I_0 .

With these two extensions made, the static solutions of the modified model show terms of higher order in N_{W0} , N_{P0} and I_0 . The static carrier number N_{W0} is given by the quadratic equation

$$a_0 + a_1 N_{W0} + D Q N_{W0}^2 = 0, \quad (13)$$

with the coefficients

$$a_0 = -\tau_{eff} \left(\frac{N_{P0}}{\tau_P} + \frac{G_d N_{P0} N_{W,T}}{1 + EN_{P0}} \right), \quad (14)$$

$$a_1 = \tau_{eff} \left(-\frac{DN_{P0}}{\tau_P} + \frac{Q}{\tau_{eff}} + \frac{G_d N_{P0}}{1 + EN_{P0}} \right). \quad (15)$$

The solution of equation (13) reads

$$N_{W0}(N_{P0}) = \frac{-a_1 + \sqrt{a_1^2 - 4a_0 D Q}}{2DQ}. \quad (16)$$

For $D = 0$, N_{W0} from eq. (5) results. The relation between the static photon number N_{P0} and the applied current is

$$b_1 N_{P0} + b_2 N_{P0}^2 + b_3 N_{P0}^3 = \left(c_0 + c_1 N_{P0} + c_2 N_{P0}^2 \right) \frac{I_0 - I_{sh}}{e} + c_3 \left(\frac{I_0 - I_{sh}}{e} \right)^2. \quad (17)$$

with the abbreviations

$$b_1 = \tau_P G_d N_{W,T} (1 - Q) + 1, \quad (18)$$

$$b_2 = \tau_{eff} G_d + E + \tau_{eff} D / (\tau_P (Q - 1)), \quad (19)$$

$$b_3 = \tau_{eff} E D / (\tau_P (Q - 1)), \quad (20)$$

$$c_0 = \tau_P Q. \quad (21)$$

$$c_1 = \tau_P E Q + \tau_{eff} \tau_P G_d + \tau_{eff} D (Q + 1) / (Q - 1), \quad (22)$$

$$c_2 = \tau_{eff} E D (Q + 1) / (Q - 1). \quad (23)$$

$$c_3 = \tau_{eff} \tau_P D (1 + EN_{P0}) Q / (Q - 1). \quad (24)$$

The contribution of the last term in (17) can be safely neglected. A comparison of the other coefficients leads to the order-of-magnitude relation $c_2 \ll c_1$, $c_2 \ll c_0$, $b_3 \ll b_1$, $b_3 \ll b_2$. Using these approximations, the intersection point of the asymptote for $N_{P0} \rightarrow \infty$ in (17) with the current axis can be calculated and yields the modified threshold current

$$I_{th} = e \frac{1 + \tau_P G_d N_{W,T} (1 - Q)}{\tau_P (G_d \tau_{eff} + EQ) + \tau_{eff} D (Q + 1) / (Q - 1)} + I_{sh}. \quad (25)$$

A small signal analysis leads to the normalized response function, which is of the same form as (8). Its damping factor and resonance frequency are given by

$$2\gamma_r(N_{P0}) = \frac{1}{\tau_{eff}} + \frac{1}{\tau_P} + N_{P0} \frac{G_d - DG_0(1 + EN_{P0})}{(1 + EN_{P0})(1 + DN_{W0})} - \frac{G_0}{(1 + EN_{P0})}. \quad (26)$$

$$\omega_r^2(N_{P0}) = \frac{1}{\tau_P} \left(\frac{1}{\tau_{eff}} + N_{P0} \frac{G_d - DG_0(1 + EN_{P0})}{(1 + EN_{P0})(1 + DN_{W0})} \right) + \frac{Q - 1}{\tau_{eff}} \frac{G_0}{(1 + EN_{P0})}. \quad (27)$$

in which the static optical gain is defined

$$G_0(N_{P0}, N_{W0}(N_{P0})) = \frac{G_d(N_{W0} - N_{W,T})}{(1 + EN_{P0})(1 + DN_{W0})}. \quad (28)$$

Extraction of rate equation parameters

A. Derivation of nonlinear equation system

The following analysis is carried out only for the simple rate equation model. However, the same procedure can be applied to the extended model. The rate equation model (1) to (3) contains the 7 model parameters G_d , E , Q , $N_{W,T}$, τ_P , τ_{eff} and η_0 . In the following we relate measured data to these parameters using the equations derived in our theory. To distinguish between measured and analytically calculated data we adapt the following notation of [1]: W , X , X_{th} , Y and Z are the *measured* values for the one-sided output power P , pump current I , threshold current I_{th} , damping constant $2\gamma_r$ and resonance frequency ω_r of the small signal response function, respectively. The subscripts A and B indicate two different operating points near (A) or significantly above (B) threshold. Relating data measured at two operating points to equations (4), (5), (6), (7), (9) and (10), a set of seven equations is formulated

$$\begin{aligned} X_{th} &= I_{th}, \\ X_{A,B} &= I_0 \left(\frac{2\tau_P}{\eta_0 h\nu} W_{A,B} \right), \\ Y_{A,B} &= 2\gamma_r \left(\frac{2\tau_P}{\eta_0 h\nu} W_{A,B} \right), \\ Z_{A,B} &= \omega_r^2 \left(\frac{2\tau_P}{\eta_0 h\nu} W_{A,B} \right). \end{aligned} \quad (29)$$

This system of nonlinear equations may be solved numerically using a quasi-Newton routine.

The parameter values may be extracted for the same device from different sets of measured data by varying the bias current X_B of the device. Since the rate equation parameters are by definition independent of the operating point, their extracted values should be nearly constant. Conversely, a dependence on the bias current indicates that the rate equation model is not adequate for the device under test.

B. Determination of starting values

For reliable results the quasi-Newton algorithm requires starting values, which should not be too far away from the final solution to avoid local minima. Neglecting Q and E the following linear relations between the measured data are calculated from (29):

$$X = \frac{2e}{h\nu\eta_0} W + \frac{e}{\tau_{eff}} \left(\frac{1}{G_d\tau_P} + N_{W,T} \right), \quad (30)$$

$$Z = \frac{Y}{\tau_P} + \frac{1}{\tau_{eff} \tau_P}, \quad (31)$$

$$Z = \frac{2G_d}{h\nu\eta_0} W, \quad (32)$$

$$Y = \frac{2\tau_P G_d}{h\nu\eta_0} W + \frac{1}{\tau_{eff}}. \quad (33)$$

Straight-line fits to the functions (30) to (33) yield parameter estimates from slopes and axis intersection points. As will be demonstrated in the example below, these estimations are sufficient as starting values for the quasi-Newton routine.

C. Parasitic effects

Due to parasitic elements from the laser diode mount, the transfer function $H_n(\omega)$ of (8) has to be modified to read $H_n(\omega) \cdot H_p(\omega)$. Because the parasitic transfer function $H_p(\omega)$ does not depend on the bias current, it may be eliminated by forming the ratio

$$S(\omega) = \frac{H_n(\omega, Y_B, Z_B) \cdot H_p(\omega)}{H_n(\omega, Y_A, Z_A) \cdot H_p(\omega)} = \frac{Z_B \left((j\omega)^2 + j\omega Y_A + Z_A \right)}{Z_A \left((j\omega)^2 + j\omega Y_B + Z_B \right)}, \quad (34)$$

The ratio $S(\omega)$ depends only on the (parasitic-free) resonance frequencies and damping factors. Z_A , Z_B , Y_A and Y_B are evaluated by fitting (34) to the quotient of the measured response functions using a four parameter nonlinear curve fitting procedure.

D. Example

We demonstrate our extraction method referring to data measured and evaluated in [1]. The device under test was a MQW-DFB laser mounted in a butterfly package for 2.5 Gbit/s operation.

D.1. Smoothing of the measured data set

In order to reduce statistical errors in the measured power-versus-current characteristic we fitted a straight line above threshold and replaced the measured data by the fitted ones. The data measured by [1] as well our fitted values are shown in Table I and in Fig. 1 as a function of the bias current X_B .

D.2. Estimation of starting values

With the measured data of Table I parameter estimations are found as starting values for the quasi-Newton method. Fig. 1 shows the measured data and the fitted straight lines. Because the equation system (30) to (33) is overdetermined, different sets of parameter estimations are possible, which are shown in Table II.

All sets of parameter estimations listed in Table II were used successively as starting values for the quasi-Newton algorithm based on the rate equation model (1) to (3). During the calculation the parameters Q and E were set equal to zero thereby reducing the numerical routine to a 5 parameter model. The extracted parameters were averaged with respect to X_B . These averages were independent of the set of starting values and are displayed in the last column of Table III.

Table I: Measured data set [1] and fitted values

TABLE I

	X_A /mA	X_B /mA					
	23	25	30	35	40	45	50
$W_{A,B}$ / mW as in [1]	0.40	0.56	0.97	1.36	1.73	2.16	2.55
$W_{A,B}$ / mW fitted	0.402	0.561	0.959	1.357	1.755	2.153	2.551
$Y_{A,B}$ / (10^{10} Hz)	1.028	1.216	1.696	2.187	2.591	3.035	3.512
$Z_{A,B}$ / (10^{21} Hz ²)	0.643	0.896	1.479	2.052	2.603	3.100	3.571
X_{th} / mA	Measured [1]	18.00			from fitted data		17.93

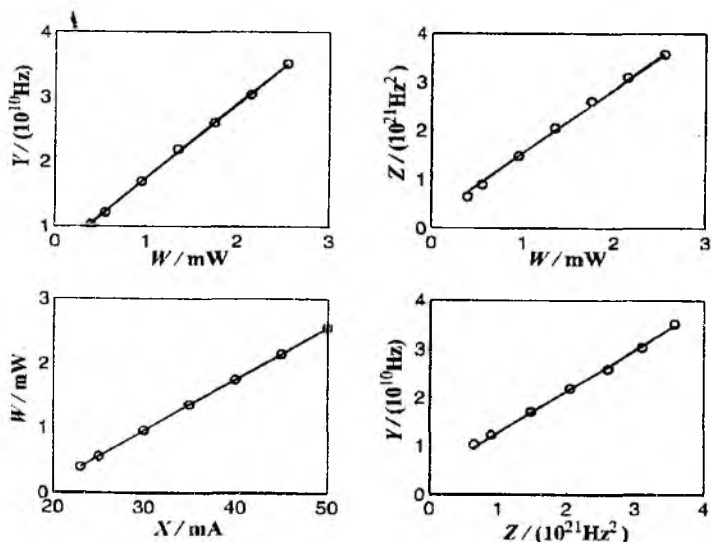


Fig.1: Measured data and fitted straight lines. The slopes and axis intersection points were used to determine starting values for the quasi-Newton routine.

Table II: Different sets of starting values calculated with eq. (30) to (33) and with the data from Table I. The extraction result averaged with respect to the bias current I_B was the same for each set of starting values and is shown in the last column.

TABLE II

	Starting values				Average result for 5-parameter model
	Set 1	Set 2	Set 3	Set 4	
$N_{W,T} / 10^7$	1.855	1.242	8.773	1.583	1.251
$G_d / (10^4 \text{ s}^{-1})$	1.747	1.747	1.747	0.356	1.677
τ_p / ps	82.257	8.383	8.372	82.257	7.834
τ_{eff} / ns	0.172	0.172	0.845	0.172	0.180
η_0	0.199	0.199	0.199	0.199	0.174

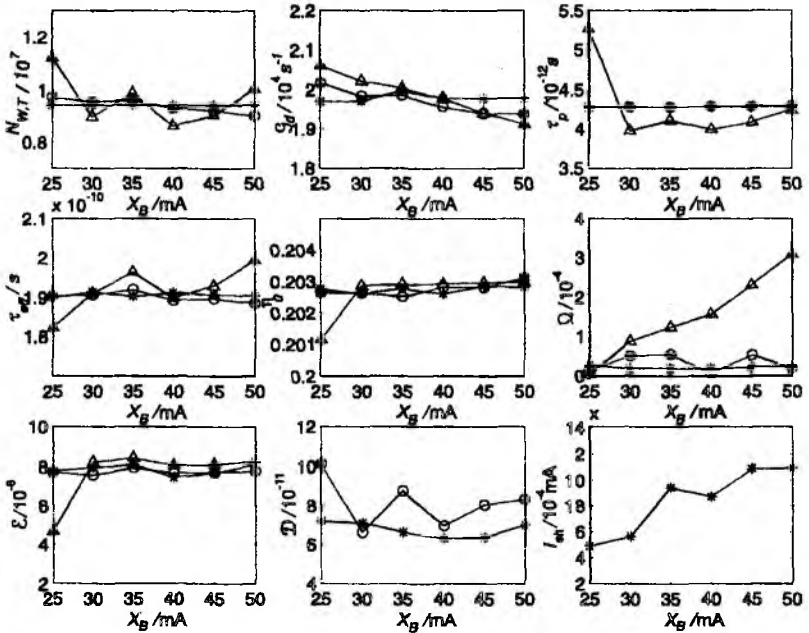


Fig. 2: Extracted parameters versus bias current X_B for different rate equation models. Triangles: 7-parameter model, circles: 8-parameter model, stars: 9-parameter model. The constancy of the parameters with respect to X_B is a measure of the model quality.

D.3. Parameter extraction

The last column of table II was used as a new set of starting values for the full extraction using all 7 parameters of rate equation model (1) to (3). We set the starting values for Q and E equal to zero. Subsequently, the equations of the extended rate equation model ((1), (2) with the replacement $I \rightarrow I - I_{sh}$ and (12)) were used for the extraction procedure. For $I_{sh} = 0$ we investigated an 8-parameter model first. Afterwards, D and I_{sh} were both taken as free parameters (9-parameter model). The resulting parameters versus the bias current X_B for the different models (7, 8 or 9 free parameters) are shown in Fig. 2. The averaged results are shown in Table III.

With the extraction method based on the 7-parameter model, the parameters show partly a considerable dependence on the bias current (see triangles in Fig. 2), whereas with the method based on the extended rate equation model using 8 (circles) or even 9 (stars) parameters, the extracted parameters are more independent of the bias current. The expected weak dependence of the shunt current I_{sh} on the bias current may be seen in the picture at the lower right corner of Fig. 2.

Table III: Extraction results averaged with respect to the bias current I_B for different models

	Average result for 5-parameter model	Average result for 7-parameter model	Average result for 8-parameter model	Average result for 9-parameter model
$N_{W,T} / 10^7$	1.251	0.963	0.941	0.941
$G_d / (10^4 \text{ s}^{-1})$	1.677	1.987	1.971	1.979
τ_p / ps	7.834	4.281	4.287	4.285
τ_{eff} / ns	0.180	0.190	0.190	0.190
η_0	0.174	0.203	0.203	0.203
$Q / 10^{-5}$	-	3.373	3.373	2.235
$E / 10^{-8}$	-	7.731	7.731	7.844
$D / 10^{-11}$	-	-	8.143	6.765
$I_{sh} / \mu\text{A}$	-	-	-	0.844

Conclusion

For rate equation models of different complexity we have presented an analysis that relates model parameters to simple DC and small signal measurement data. Based on these calculation a simple method was demonstrated to extract all rate equation

parameters numerically from the measured data. We have shown that by using data sets for the extraction that were measured at different operating points the independence of the extracted parameters on the operating point may be examined. Since the parameters are defined to be independent of the operating point in the rate equation model, the constancy of the extracted parameters with respect to the operating point provides a measure of model accuracy.

We have demonstrated our method using data measured and evaluated in [1]. Referring to these data we extracted parameters for three different rate equation models. Depending on the model the extracted parameters were more or less independent of the operating point. The best constancy of the extracted parameters with respect to the operating point was obtained with a 9-parameter model.

References: 1. *Cartledge J. C., Srinivasan R. C.*, Extraction of DFB laser rate equation parameters for system simulation purposes // *J. Lightwave Technol.*, Vol. 15, pp. 853-860, 1997. 2. *Bjerkas L., Royset A., Hafskaer L., Myhre D.*, Measurement of laser parameters for simulation of high-speed fiberoptic systems // *J. Lightwave Technol.*, Vol. 14, pp. 839-850, 1996. 3. *Schatz R., Berlind E., Gillner L.*, Parameter extraction from DFB lasers by means of a simple expression for the spontaneous emission spectrum // *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 6, pp. 1182-1184, 1994. 4. *Bowers J. E.*, High-speed InGaAsP Constricted-Mesa Lasers // *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 22, pp. 833-844, 1986. 5. *Morton P. A., Tanbun-Ek T., Sergeant R. A., Sciortino P. F., Jr. and Coblenz D. L.* Frequency response subtraction for simple measurement of intrinsic laser dynamic properties // *IEEE Photonic Technol. Lett.*, Vol. 4, pp. 133-137, 1992.

Поступила в редколлегию 16.06.99.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН В СЛОИСТЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Цель данной работы - исследовать влияние искусственной трансляционной симметрии на процессы трехволновых взаимодействий электромагнитных волн. Интерес к задачам такого рода связан с технологическими возможностями создания новых материалов - диэлектрических сверхрешеток, физическими свойствами которых можно "управлять" при их изготовлении.

В работе предлагается метод анализа и рассмотрено взаимодействие гармоник в периодических структурах, образованных слоями, в которых связь между индукцией и электрическим полем имеет такой вид:

$$D_i = \varepsilon_{ik} E_k + \chi_{ikl} E_k E_l. \quad (1)$$

Здесь ε_{ik} - компонента тензора диэлектрической проницаемости, χ_{ikl} - компонента тензора нелинейной поляризуемости, E_k, E_l - компоненты электрического поля. Для твердых тел характерными являются малые значения энергии нелинейного взаимодействия по сравнению с энергией самих волн. Это позволяет решать задачу в приближении теории возмущений, используя методику анализа трехволновых взаимодействий, описанную в работе [1]. Основным в этой методике является использование формулы Грина для линейных дифференциальных уравнений [2]:

$$\int_a^b \left[\tilde{\varphi}^* \cdot (\hat{L} \varphi) - (\tilde{L} \tilde{\varphi})^* \cdot \varphi \right] dv = \varphi \tilde{\varphi}^* \Big|_a^b. \quad (2)$$

Здесь \hat{L} - дифференциальный оператор, представляющий квадратную матрицу, составленную из операторов линеаризованной системы уравнений, \tilde{L} - транспонированный оператор, φ и $\tilde{\varphi}$ - собственные функции операторов L и \tilde{L} соответственно, $*$ - означает комплексное сопряжение, v - пространство, в котором действуют операторы L и \tilde{L} , a и b - границы этого пространства, $\tilde{\varphi}^* \cdot (\hat{L} \varphi)$ - скалярное произведение. Формула (2) означает, что собственные функции транспонированного линейного оператора ортогональны к правой части системы линейных дифференциальных уравнений $\hat{L} \varphi = \hat{N}(\varphi, \varphi)$, $\hat{N}(\varphi, \varphi)$ - билинейный оператор-столбец, образованный нелинейными слагаемыми исходной системы уравнений. Теорема (2) является дифференциальным аналогом

теоремы линейной алгебры, которая используется при получении уравнений связи в однородных средах [3].

Одной из первых монографий, в которой рассмотрена теория нелинейного взаимодействия волн в ограниченной структуре была книга Н.Бломбергера [4]. Нами неограниченные среды рассматривались в работе [5]. Первые эксперименты по нелинейной генерации оптических гармоник проведены более 30 лет назад [6]. Однако и в настоящее время нелинейное взаимодействие гармоник привлекает внимание исследователей [7].

Постановка задачи. Зонная структура спектра.

Рассмотрим периодическую структуру, образованную повторением слоев анизотропного ($\hat{\epsilon}_1 = \{\epsilon_{xx}, \epsilon_{xx}, \epsilon_{zz}\}$, толщина слоя d_1) и изотропного (ϵ_2 и d_2) диэлектриков, $d = d_1 + d_2$. Считаем также, что первый слой обладает нелинейными свойствами.

Распространение электромагнитных волн в каждом из слоев описывается уравнениями Максвелла, материальными уравнениями (1), а также граничными условиями - непрерывностью тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границах слоев. Упрощение выкладок можно получить, если выбрать геометрию задачи таким образом, чтобы уравнения распались на две независимых системы для двух поляризаций. Такая ситуация возможна при совпадении оптической оси одноосного диэлектрика с осью сверхрешетки. В данной работе предполагается, что первый слой структуры является одноосным диэлектриком, для которого коэффициенты нелинейной поляризуемости третьего порядка χ_{ikl} отличны от нуля. Такой тензор имеют многие кристаллические вещества, применяемые в оптике. Например, CdS, ZnO, BeO, SiC, AgI, CaAs; LiNbO₃, LiTaO₃, Ag₃SbS₃, HgS; BaTiO₃, PbTiO₃, и т.д.

Направим оптическую ось (ось $0z$) перпендикулярно границам слоев. Тогда исходная система уравнений распадается на две поляризации: первая - с компонентами полей E_x, E_z, H_y , вторая - с компонентами E_y, H_x, H_z . Для определенности будем рассматривать анизотропный диэлектрик класса *btt*. Для него тензор нелинейной восприимчивости имеет вид:

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \chi_{xxz} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \chi_{xxz} & 0 & 0 \\ \chi_{zxx} & \chi_{zyy} & \chi_{zzz} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Решение линеаризованной системы уравнений для плоских волн $\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_z z)$ неоднократно рассматривалось в литературе (см., например, [8]). В результате получается дисперсионное уравнение:

$$\cos \bar{k}d = \cos k_{z1}d_1 \cos k_{z2}d_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{k_{z1}\varepsilon_2}{k_{z2}\varepsilon_{xx}} + \frac{k_{z2}\varepsilon_{xx}}{k_{z1}\varepsilon_2} \right) \sin k_{z1}d_1 \sin k_{z2}d_2, \quad (4)$$

где $k_{z1} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{zz}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{zz} - k_x^2 \right)}$ и $k_{z2} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2}$ - поперечные волновые

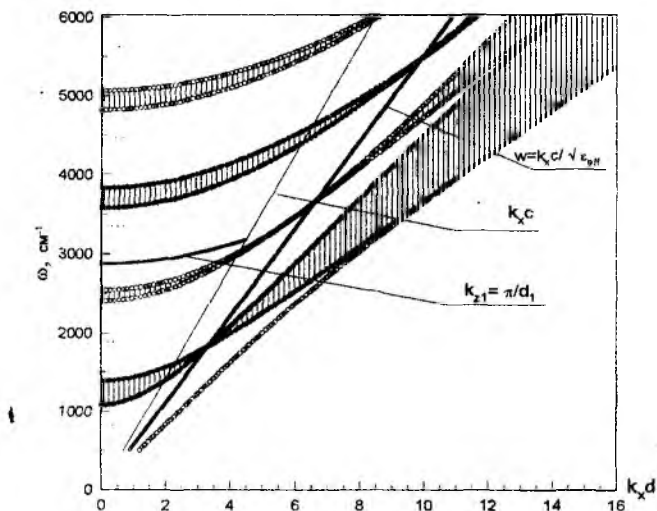


Рис.1

числа первого и второго слоев соответственно, \bar{k} - описывает периодичность среды. Соотношение (4) определяет зоны, в которых возможно (или запрещено) распространение электромагнитных волн.

На рис.1 представлена зонная структура спектра для сверхрешетки с такими параметрами: нелинейный диэлектрик типа CdS (1-й слой, $d_1 = 0.75 \mu\text{к}$, $\varepsilon_{xx} = 5.382$, $\varepsilon_{zz} = 5.457$, $\chi_{xxx} = 210 \cdot 10^{-9}$ ед. CGSE, $\chi_{zzx} = 192 \cdot 10^{-9}$ ед. CGSE, $\chi_{zzz} = 378 \cdot 10^{-9}$ ед. CGSE), и 2-й слой типа NaCl ($d_2 = 1.5 \mu\text{к}$, $\varepsilon_2 = 2.38$). На этом рисунке запрещенные зоны заштрихованы. Светлыми кружками обозначены границы зон, для которых $\cos \bar{k}d = 1$, для темных кружков - $\cos \bar{k}d = -1$. Прямая $\omega = k_x c$ - световая линия вакуума, остальные линии будут описаны ниже.

Динамические уравнения для амплитуд

Для дальнейшего удобно представить исходные уравнения в символическом виде:

$$\hat{L}C^{(k)}\varphi^{(k)} = \hat{H}(C^{(k')}\varphi^{(k')}, C^{(k'')}\varphi^{(k'')}). \quad (5)$$

Здесь $\varphi^{(k)}$ - решение линеаризованной системы уравнений $\hat{L}\varphi^{(k)} = 0$, $C^{(k)}$ - амплитуда волны k -го типа. Для решения нелинейной задачи учтем, что слагаемые, связанные с нелинейной поляризацией, малы по сравнению с линейными членами. Поэтому амплитуда волн будет медленно меняться под действием нелинейных механизмов. Решение будем искать в виде:

$$\varphi^{(k)} = \sum_{k_x \rightarrow -\infty}^{\infty} C^{(k)}(t) \left[\varphi^{(k)}(z) + \varphi^{(k,add)}(z) \right] \exp(-i\omega^{(k)}t + ik_x x). \quad (6)$$

Здесь $C^{(k)}(t)$ - амплитуда k -й гармоники, медленно зависящая от времени ($d \ln C^{(k)}/dt \ll \omega^{(k)}$), $\varphi^{(k)}(z)$ - поле этой гармоники $\varphi^{(k,add)}(z)$ - дополнительное поле, возникающее из-за нелинейного взаимодействия [3].

Подставим решение (6) в исходную систему уравнений (5):

$$\hat{L}C^{(k)}\varphi^{(k,add)}(z) = \frac{dC^{(k)}}{dt} + \sum_{k'_x + k''_x = k_x} C^{(k')}C^{(k'')} \hat{H}(\varphi^{(k')}, \varphi^{(k'')})_x \times \exp \left\{ -i(\omega^{(k')} + \omega^{(k'')} - \omega^{(k)})t + i(k'_x + k''_x - k_x)x \right\}. \quad (7)$$

Аналогичные системы могут быть записаны для волн $\varphi^{(k',add)}$ и $\varphi^{(k'',add)}$.

Теперь для исключения компонент добавочных полей $\varphi^{(k,add)}$ из системы уравнений (7) воспользуемся формулой Грина (2). Записывая операторы \hat{L} и \tilde{L} , нетрудно убедиться, что решение транспонированной системы совпадает с решением линеаризованной системы, т.е. $\varphi = \tilde{\varphi}$. Если выполняются условия фазового согласования

$$\left. \begin{aligned} \omega^{(k')} + \omega^{(k'')} - \omega^{(k)} &= 0, \\ k'_x + k''_x - k_x &= 0, \\ \bar{k} + \bar{k}'' - \bar{k} + \frac{2\pi N}{d} &= 0, N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

то для амплитуды $C^{(k)}$ уравнение выглядит обычным образом [3,4]:

$$\frac{dC^{(k)}}{dt} = W_{k,k',k''} C^{(k')} C^{(k'')} : \quad (9)$$

$$W_{k,k',k''} = -i \frac{4\pi}{c} \frac{\omega^{(k')} + \omega^{(k'')}}{E} \times \quad (10)$$

$$\times \int_0^{d_1} dz \left[\frac{\chi_{xxx}}{2} \left(e_{x1}^{(k)*} e_{x1}^{(k')} e_{z1}^{(k'')} + e_{x1}^{(k)*} e_{z1}^{(k')} e_{x1}^{(k'')} \right) + \chi_{xxx} e_{z1}^{(k)*} e_{x1}^{(k')} e_{x1}^{(k'')} + \chi_{xxx} e_{z1}^{(k)*} e_{z1}^{(k')} e_{z1}^{(k'')} \right]$$

Здесь E - энергия волны k -го типа, запасаемая на периоде структуры. Таким образом, физический смысл коэффициента $W_{k,k',k''}$ состоит в том, что он является отношением энергии, связанной с нелинейным взаимодействием волн, к полной энергии волны, а медленная зависимость амплитуды от времени является следствием малости энергии взаимодействия волн по сравнению с энергией самих волн. Уравнение (9) записано для k -й волны. Для двух других волн уравнения находятся перестановкой индексов. В результате получается система уравнений для трех взаимодействующих волн.

Приведенная методика позволяет рассмотреть особенности нелинейного взаимодействия, связанного с периодичностью структуры. Они заключены в следующем: 1. В соотношения фазового согласования (8) входят компоненты волнового вектора $\bar{k}, \bar{k}', \bar{k}''$, а не поперечные волновые числа слоев $k_{z1,2}$. 2. В последнем законе (8) имеется слагаемое $2\pi N/d$, связанное с периодичностью среды. Это соотношение показывает, что в периодической среде имеют место явления "переброса" (unklapp) [10]. Впервые необходимость существования такого закона сохранения из физических соображений высказана в работе [11]. 3. Следующая особенность связана с видом коэффициента нелинейного взаимодействия, которая будет рассмотрена в следующем разделе.

Анализ условий фазового синхронизма

В этом разделе будут проанализированы условия резонансного взаимодействия первой и второй гармоник с частотами $\omega^{(k)} = \omega''$, $\omega^{(k')} = \omega^{(k'')} = \omega'$. Система уравнений для амплитуд второй (C'') и первой (C') гармоник имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dC''}{dt} &= W_{2k',k'}(C')^2, \\ \frac{dC'}{dt} &= W_{k',2k'}C''(C')^* \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Матричные элементы $W_{2k',k'}$ и $W_{k',2k'}$ определяются формулой (10), в которой $e^{(k)} = e''$ - электрическое поле второй гармоники, $e^{(k')} = e^{(k'')} = e'$ - то же для первой гармоники. Система уравнений (11) имеет место, если выполнены условия фазового согласования:

$$\omega'' = 2\omega', k_x'' = 2k_x', \bar{k}'' = 2\bar{k}' + 2\pi N/d \quad (12)$$

и эти величины удовлетворяют дисперсионным соотношениям:

$$\left. \begin{aligned} \cos 2\bar{k}'d &= \cos 2k_{z1}'d_1 \cos 2k_{z2}'d_2 - \left(\frac{k_{z1}'\varepsilon_2}{k_{z2}'\varepsilon_{xx}} + \frac{k_{z2}'\varepsilon_{xx}}{k_{z1}'\varepsilon_2} \right) \sin 2k_{z1}'d_1 \sin 2k_{z2}'d_2, \\ \cos \bar{k}'d &= \cos k_{z1}'d_1 \cos k_{z2}'d_2 - \left(\frac{k_{z1}'\varepsilon_2}{k_{z2}'\varepsilon_{xx}} + \frac{k_{z2}'\varepsilon_{xx}}{k_{z1}'\varepsilon_2} \right) \sin k_{z1}'d_1 \sin k_{z2}'d_2. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

В этой системе уравнений уже учтено, что в отсутствии дисперсии диэлектрической проницаемости $k_{z1,2}'' = 2k_{z1,2}'$. Из системы (13) надо определить две

величины: $\bar{k}'(\omega')$ и $k_x'(\omega')$. Можно убедиться, что решением (13) является

$$\cos \bar{k}'d = \cos(k_{z1}'d_1 \pm k_{z2}'d_2). \quad (14)$$

Подставляя эти решения во второе уравнение (13), получим соотношения для определения функции $k_x'(\omega)$ (или $\omega'(k_x')$):

$$\frac{\varepsilon_{xx}k_{z2}' \pm \varepsilon_2k_{z1}'}{\varepsilon_{xx}\varepsilon_2} \frac{\sin k_{z1}'d_1}{k_{z1}'} \frac{\sin k_{z2}'d_2}{k_{z2}'} = 0. \quad (15)$$

Таким образом, условия резонанса выполняются в трех случаях:

$$\varepsilon_{xx}k_{z2}' - \varepsilon_2k_{z2}' = 0, \quad k_x' = \frac{\omega'}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_2\varepsilon_{zz}(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_2)}{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_2^2}}, \quad (16a)$$

$$k_{z1}'d_1 = m_1\pi, \quad k_x' = \sqrt{\varepsilon_{zz} \left(\frac{(\omega')^2}{c^2} - \frac{m_1^2\pi^2}{\varepsilon_{xx}d_1^2} \right)}, \quad m_1 = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (16b)$$

$$k_{z2}'d_2 = m_2\pi, \quad k_x' = \sqrt{\frac{(\omega')^2}{c^2} \varepsilon_2 - \frac{m_2^2\pi^2}{d_2^2}}, \quad m_2 = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (16b)$$

Эти условия имеют простой физический смысл. Для наглядности мы их рассмотрим одновременно с рис. 1. Случай (16a) представлен на нем утолщенной прямой линией. Она представляет собой световую линию для среды с эффективной проницаемостью

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_2\varepsilon_{zz}(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_2)}{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_2^2}. \quad (17)$$

Как видно из рис. 1, утолщенная прямая неоднократно пересекает запрещенные зоны, в которых не удовлетворяются условия синхронизма. Поэтому на границах зон следует ожидать особенностей в рассматриваемом явлении.

На рис.2 представлена зависимость коэффициентов $W_{2k',k'}$ и $W_{k',2k''}$ от частоты. Основные особенности этой зависимости следующие. Коэффициенты $W_{2k',k'}$ и $W_{k',2k''}$ - комплексные величины, а в однородных средах аналогичные коэффициенты - чисто мнимые. Вторая особенность - значительное возрастание величины на границах зон пропускания. (Цифры на нижнем рисунке означают границы зон для первой (1) и второй (2) гармоник). Анализ формул показывает, что причиной этого возрастания является брэгговский резонанс на всем периоде структуры. Возможность значительного увеличения коэффициентов нелинейного взаимодействия волн на границах зон пропускания впервые для модельной задачи предсказана в работе [12].

Условия (16б) и (16в) также являются брэгговскими резонансами, но уже только на одном из слоев периода. Анализ формул показывает, что в данном случае для нелинейных процессов периодическую среду можно рассматривать как цепочку согласованных резонаторов.

Взаимодействие гармоник в полугораниченной структуре

Одним из путей исследования и использования нелинейного взаимодействия волн является генерация второй гармоники при падении электромагнитной волны на поверхность нелинейной среды [13,14]. Сложность в построении теории в ограниченной структуре связана с тем, что падающая и отраженная электромагнитные волны в данном случае не являются решением задачи на собственные значения, т. к. в полугораниченной среде собственными волнами являются поверхностные волны, распространяющиеся вдоль границы полубесконечной среды. В результате известные методы получения уравнений связи оказываются неприемлимыми.

В дальнейшем будет решена задача о возбуждении второй гармоники при падении электромагнитного сигнала первой гармоники на полугораниченную нелинейную периодическую среду. Схема решения задачи следующая. Из однородного пространства на границу с периодической средой падает плоская волна $C_g^* \exp(-i\omega't + ik'r)$. Амплитуда волны C_g^* считается

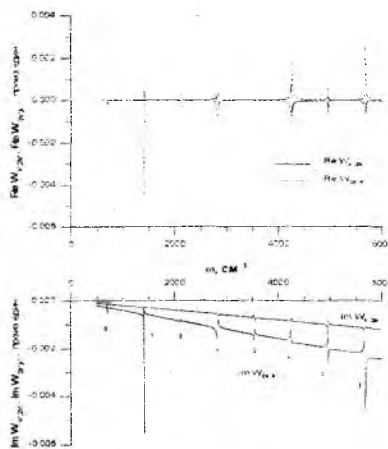


Рис.2

заданной. Амплитуда прошедшей в периодическую среду волны C' вследствие нелинейности приводит к возбуждению второй гармоники в среде $C'' \exp(-i\omega''t + ik''r)$. Вторая гармоника падает на границу с однородным полупространством со стороны периодической среды и излучается в однородное полупространство с амплитудой C''_g . Требуется найти амплитуду второй гармоники, излученной в однородную среду.

Расчет коэффициента отражения R не имеет особенностей. Поэтому сразу приведем конечное выражение

$$R' = \frac{\operatorname{Re} \left(\begin{matrix} E'_{x,omp} & H'_{y,omp} \\ E'_{x,nad} & H'_{y,nad} \end{matrix} \right)}{\operatorname{Re} \left(\begin{matrix} E'_{x,omp} & H'_{y,omp} \\ E'_{x,nad} & H'_{y,nad} \end{matrix} \right)} = \left| \frac{e^{ik'd} \left(\omega' \varepsilon_g m_{21} + k'_{zg} c m_{22} \right) - 1}{e^{ik'd} \left(\omega' \varepsilon_g m_{21} - k'_{zg} c m_{22} \right) + 1} \right|^2 \quad (18)$$

Здесь ε_g - диэлектрическая проницаемость однородного полупространства,

$k'_{zg} = \sqrt{\left(\frac{\omega'}{c} \right)^2 \varepsilon_g - k_x'^2}$ - волновое число однородного полупространства,

m_{21}, m_{22} - элементы передаточной матрицы [1,8].

Проведем исследование этих коэффициентов для случая, когда выполняются условия фазового согласования (16). Эти требования приводят к связи частоты и угла падения, например, $k_x = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon_g} \sin \theta$. Условия синхронизма (16а) интересны тем, что они выполняются для любых частот и только для одного угла падения:

$$\theta_g = \arcsin \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \varepsilon_{zz}}{\varepsilon_g} \cdot \frac{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_2}{\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_2^2}} \quad (19)$$

С помощью соотношений (16а) и (18) для коэффициента отражения получим

$$R = \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_g^2 (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_2)} - \sqrt{\varepsilon_g^2 (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_g) - \varepsilon_{xxzz} (\varepsilon_2 - \varepsilon_g)}}{\sqrt{\varepsilon_g^2 (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_2)} + \sqrt{\varepsilon_g^2 (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_g) - \varepsilon_{xxzz} (\varepsilon_2 - \varepsilon_g)}} \right]^2 \quad (20)$$

Видно, что коэффициент отражения не зависит от частоты. Для выбранных нами значений параметров $R = 0.00031$ при $\varepsilon_g = 6$, а угол падения $\theta = 31.6^\circ$. Этот случай синхронизма интересен тем, что позволяет рассмотреть взаимодействие не отдельных частот, а полосы частот.

Если выполняются условия брэгговского резонанса на первом слое (16б) $k_{z1} = m_1 \pi / d_1$, то для коэффициента отражения из (18) получим:

$$R = \left[\frac{\varepsilon_2 \cos \theta - \sqrt{\varepsilon_g (\varepsilon_2 - \varepsilon_g \sin^2 \theta)}}{\varepsilon_2 \cos \theta + \sqrt{\varepsilon_g (\varepsilon_2 - \varepsilon_g \sin^2 \theta)}} \right]^2 \quad (21)$$

Из этой формулы следует, что отражение от периодической структуры происходит таким же образом, как от среды с параметрами второго слоя.

Кроме того, в эти выражения не входит частота. Это означает, что зависимость $R(\theta)$ будет одинаковой для всех зон пропускания, для которых выполняется условие брэгговского резонанса. На рис.3 представлены эти зависимости для третьей (обозначены символом +) и пятой (символ •) зон пропускания. Также видно, что имеется угол полного прохождения (угол Брюстера)

$$R = 0, \theta_B = \arcsin \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2 + \varepsilon_g}$$

Следовательно, имеется в каждой зоне частота, для которой выполняется условие полного прохождения в глубь периодической структуры. При выполнении условий брэгговского резонанса на втором слое процессы, протекающие при отражении от периодической среды, аналогичны рассмотренным выше.

С помощью формул (20) и (21) найдем амплитуду первой гармоники C' , прошедшей в периодическую среду. Подставляя это значение в динамические уравнения (11), определим амплитуду второй гармоники C'' . И, наконец, находим амплитуду второй гармоники в однородной среде C_g'' , решив задачу о падении волны из периодической среды на границу с однородным полупространством:

$$C_g''(t) = C''(t) \left[\frac{e^{i\bar{k}''d} \left(\frac{\omega'' \varepsilon_g}{k_{zg}'' c} m_{21}'' - m_{22}'' \right) - 1}{e^{i\bar{k}''d} \left(\frac{\omega'' \varepsilon_g}{k_{zg}'' c} m_{21}'' - m_{22}'' \right) + 1} \cdot \frac{1}{1 + \frac{k_{z1}'' \varepsilon_g}{k_{zg}'' \varepsilon_{xx}}} + O(\chi_{ikl}) \right] \quad (22)$$

Здесь опущены слагаемые, пропорциональные компонентам тензора нелинейной поляризуемости, связанные с дополнительными полями.

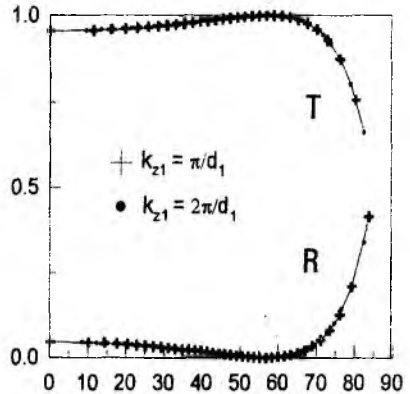


Рис.3

На рис.4 рассмотрен случай, когда выполняются законы фазового согласования (16а). Этот рисунок демонстрирует возможность преобразования спектра из одной области частот в другую. Так как в этом случае угол падения и коэффициенты отражения и прохождения не зависят от частоты, то амплитуда преобразованного сигнала определяется только величиной нелинейных коэффициентов $W_{2k',k'}$ и $W_{k',2k'}$. На рисунке представлены графики зависимости потока второй гармоники в однородную среду (утолщенная кривая) и длительности периода преобразования первой гармоники (нижняя шкала частот) во вторую (верхняя шкала).

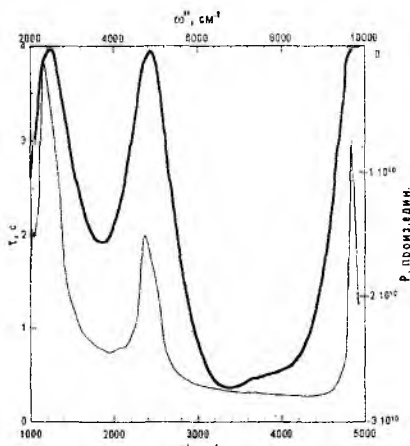


Рис. 4

Отрицательное значение потока связано с выбором направления оси $0z$. Эти графики совмещены на одном рисунке, чтобы продемонстрировать идентичность этих зависимостей. На оси абсцисс отложены частоты, которые связаны с компонентой k_x соотношением $\omega^1 = k_x c / \sin(31.6^\circ)$. На

рис.1 эта зависимость отмечена прямой утолщенной линией. Видно, что линия проходит вблизи точек касания разрешенных зон. Сравнивая рис.4 с дисперсионной зависимостью рис. 1, можно увидеть, что максимумы амплитуды потока имеют место для частот, лежащих вблизи точек касания, т.е. вблизи границ зон.

На рис.5 представлена зависимость z -й компоненты потока энергии второй гармоники в однородной среде от времени, полученная в результате численного решения динамических уравнений для различных частот (или углов па-

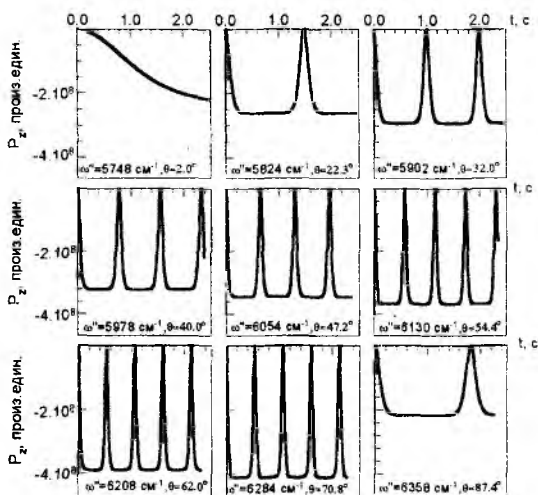


Рис.5

дения θ). Рассматривается случай (16 б). На рис. 1 эта область дисперсионной зависимости представлена утолщенной линией в третьей зоне пропускания. При различных углах падения первой гармоники происходит изменение периода эллиптической функции и амплитуды потока. Отметим, что при выполнении условия, когда амплитуда волны накачки в начальный момент времени превышает амплитуду второй гармоники, можно получить аналитическое решение динамических уравнений [15]:

$$|C''|^2 \approx |C'(0)|^2 \left\{ 1 - \text{sn}^2 \left[\sqrt{|W_{k',2k'}| |W_{2k',k'}|} |C'(0)| t, 1 - \sqrt{K} \right] \right\}, \quad (23)$$

где $K \equiv |C''(0)/C'(0)|^2 |W_{k',2k'}|/|W_{2k',k'}|^2$, sn - функция эллиптического синуса. Таким образом, амплитуда второй гармоники в периодической среде зависит только от амплитуды первой. Следовательно, изменение амплитуды потока определяется условиями прохождения и отражения гармоник при $z = 0$ для различных углов падения, а период эллиптической функции определяется коэффициентами $W_{k',2k'}$ и $W_{2k',k'}$, т.е. свойствами нелинейных слоев.

Заключение

В работе рассмотрено излучение второй гармоники из периодической среды, вызванное нелинейным взаимодействием с первой гармоникой, падающей на границу из однородного полупространства. Выполнение условий фазового согласования возможно, если выполняются условия брэгговского резонанса на отдельных слоях или полном периоде периодической структуры.

Если законы синхронизма таковы, что периодическая среда может рассматриваться как среда с эффективной диэлектрической проницаемостью, то коэффициенты отражения и прохождения не зависят от частоты. Угол падения имеет единственное значение для различных частот падающей гармоники. В этом случае нелинейное резонансное взаимодействие осуществляется не для отдельных частот, а для области спектра. Наибольшее значение амплитуда второй гармоники принимает на частотах, расположенных вблизи границ зон пропускания.

При брэгговском резонансе на первом или втором слое каждому углу падения первой гармоники соответствует определенная частота. Если диэлектрическая проницаемость не зависит от частоты, то коэффициенты отражения и прохождения для различных зон пропускания периодической среды имеют одинаковую зависимость от частоты. В результате в каждой зоне пропускания имеется одна частота, соответствующая углу Брюстера. В этом случае амплитуда потока второй гармоники определяется как ампли-

тудой волны накачки, так и законами отражения и прохождения гармоник через границу однородного полупространства и периодической среды.

Список литературы: 1. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989, 287 с. 2. Хартман Ф. Обыкновенные дифференциальные уравнения. / Пер. с англ. Под ред. Алексеева В.М. М.: Мир, 1970, 490 с. 3. Галеев А.А., Карпман В.И. Турбулентная теория слабонеравновесной разреженной плазмы и структура ударных волн // ЖЭТФ. 1963. Т.44, в.2. С.592-602. 4. Blombergen N. Nonlinear optics. New York - Amsterdam: W.A.Benjamin, Inc. 1965(имеется русский перевод: Бломберген Н. Нелинейная оптика. М.: Мир. 1966. 424с.) 5. Булгаков А.А., Ханкина С.И., Яковенко В.М. Трехволновые процессы в ограниченных полупроводниках и диэлектриках. // ФТТ. 1980.Т.22, в. 8. с.2536-2538. 6. Franken P.A., Hill A.E., Peters C.W., Weinreich G.//Phys.Rev.Lett. V.7, 1961. P. 118. 7. Tong Kun Lim, Mi-Yun Jeong, Changho Song, and Doo Chul Kim. Absorption effect in the calculation of a second-order nonlinear coefficient from the data of a Maker fringe experiment. //Applied Optics. 1998. Vol. 37, No.13. P.2723-2728 8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973, 720 с. (гл.1, §1.6). 9. Weiland J.C., and Wilhelmsson H. Coherent Non-Linear interaction of waves in plasmas.Oxford, New York: Pergamon Press,1977. 348 p. 10. Shelton J.W.,Shen Y.R. Study of phase-matched normal and unklapp third-harmonic-generation processes in cholesteric liquid crystals. //Phys.Rev., A. 1972. Vol.5, No. 4. P.1867-1882. 11. Blombergen N., Sievers A.J. Nonlinear optical properties of periodic laminar structures. //Appl.Phys Letts.. 1970.Vol.86, P.94-98. 12. В.Э.Пожар, Л.А.Чернозатонский. Повышение эффективности параметрической генерации в периодических средах.//ФТТ, т.27, в.3, 1985, 682-685. 13. N.Blombergen, P.S.Pershan. Light waves on border of nonlinear media. Phys. Rev. 128, 1962, p. 606 14. Шен И.П. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989, 560 с. 15. Bulgakov A.A. Bulgakov S.A, Vazquez L. Second-harmonic resonant excitation in optical periodic structures with nonlinear anisotropic layers. Phys.Rev. E,vol.58,1998,p.7887-7898

ИРЭ НАН Украины, г. Харьков

Поступила в редколлегию 16.06.99.

*О.В.ГУРИН, В.А.МАСЛЮВ, канд. физ.-мат. наук,
И.М.МИЛИТИНСКИЙ, В.А.СВИЧ, д-р физ.-мат. наук,
А.Н.ТОПКОВ, канд. физ.-мат. наук*

ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ С РАВНОМЕРНЫМ ПРОФИЛЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ В ЛАЗЕРНЫХ РЕЗОНАТОРАХ

Лазерные пучки, используемые в научных и прикладных целях, обычно имеют гауссово распределение интенсивности в поперечном сечении. Однако существует ряд задач, где использование данных пучков не является оптимальным. Например, в системах записи и обработки информации, в лазерных радарах с решетками детекторов, при использовании лазеров для обработки поверхности металлов и полупроводников желательны пучки с равномерным распределением интенсивности (РРИ) и резкими границами [1].

Основными конструктивными элементами лазера, способными решить поставленную задачу, являются либо внерезонаторные оптические устройства, либо сам резонатор лазера. В литературе описаны многие методы формирования пучков с однородным профилем с использованием различных внешних устройств: асферических линз, зеркал, призм, конусов, пространственно-неоднородных светоделителей, фазовых фильтров и дифракционных решеток, голограмм, устройств на акустооптических и электрооптических эффектах, волноводов (см., напр. [2]). Они позволяют эффективно сформировать пучок, но приводят к усложнению оптической системы, уменьшению ее надежности, дополнительным потерям энергии и поэтому применяются в задачах, где энергетическая эффективность лазерного излучения незначительна.

Лишены данных недостатков альтернативно развивающиеся в последнее время внутррезонаторные методы формирования пучков с равномерным профилем. Из основных принципов построения резонаторов выделим такие: использование сложных асферических зеркал [3]; применение неоднородных зеркал, у которых коэффициенты отражения заданы по определенному закону. Учитывая известные возможности технологии обработки асферических поверхностей [4] и принимая во внимание чрезвычайную сложность их изготовления, остановимся подробнее на рассмотрении работ, развивающих получивший распространение метод неоднородных зеркал.

В работе [5] для формирования лазерных пучков с РРИ в He-Ne лазере впервые предложено использовать выходное зеркало со ступенчатым (повышенным на оси) пропусканием и эквивалентным отражением по всей

поверхности. Благодаря этому можно было вывести лишь центральную часть гауссова пучка низшего порядка. Сначала на поверхность зеркала наносилось 15-слойное покрытие из чередующихся четвертьволновых слоев двух диэлектриков с высокими и низкими показателями преломления – сернистого цинка и криолита, которые обеспечивали малое пропускание ($T_{min}=0.001$). После этого, часть поверхности, через которую выводилась энергия, закрывалась маской желаемой конфигурации из фольги и затем наносилось трехслойное покрытие ZnS-криолит-ZnS, обеспечивающее повышенное пропускание в “пятне” ($T_{max}=0.016$). В области повышенного пропускания в луче идет 77 % полного светового потока с почти равномерным распределением интенсивности и резкими границами. При этом падение мощности неоднородного вывода по отношению к однородному не превышает 10±20 %. Однако этот метод оказался неэффективен в лазерах с большим усилением, поскольку он ухудшает модовую стабильность резонатора [6].

Более широкие возможности дает применение лазерных зеркал с плавным изменением пропускания. В [7] предложен метод формирования негауссовых лазерных пучков, основанный на использовании в лазере многослойного диэлектрического выходного зеркала, пропускание которого минимально на оси и плавно увеличивалось к краям. В этом случае на подложку зеркала последовательно нанесены многослойник из N_1 чередующихся четвертьволновых слоев с высокими и низкими показателями преломления, слой переменной толщины $l(r)$ и однородный многослойник из N_2 слоев. Выбирая зависимость $l(r)$, а также N_1 и N_2 , можно получать различные профили коэффициентов пропускания. Возможности этого метода шире, чем для ранее описанных выходных зеркал со ступенчатой неоднородностью: “ступенчатые зеркала” позволяют вырезать только часть пучка, а с помощью “плавных” неоднородностей можно получить практически любую зависимость интенсивности. Однако этот метод ограничивается вариацией профиля пучка лишь областью дальней зоны.

В [8] рассмотрен более универсальный метод управления профилем лазерного пучка, обеспечивающий получение заданных пучков как в ближней, так и в дальней зонах. Метод основан на использовании в качестве выходного зеркала лазера управляемого пьезокерамикой неоднородного интерферометра (НИ), функция пропускания которого плавно изменяется при перестройке его длины. НИ образован двумя многослойными диэлектрическими зеркалами, одно из которых содержит слой диэлектрика переменной толщины. Наличие этого слоя приводит к вариации амплитуды и, что более существенно, фазы отражения по поверхности зеркала. Получена перестройка профиля распределения интенсивности He-Ne лазера от близкого к гауссову до пучка с провалом на оси, почти без уменьшения

мощности лазера. В работе [9] взамен глухого зеркала резонатора использовались амплитудный и фазовый селекторы поперечных мод – неоднородные интерферометры, у которых амплитуда и фаза коэффициента отражения являются функциями координат и расстояния между зеркалами. Пучок с плоской вершиной предложено формировать, используя комбинацию основной гауссовой и кольцевой мод, имеющих, как правило, разные частоты.

Отдельное направление составляют работы [10–12], в которых проблема формирования однородного поля рассматривается как обратная резонаторная задача, когда по заданному распределению поля на зеркале определяется форма зеркала. Получены замкнутые интегральные уравнения для определения комплексных коэффициентов отражения зеркал. Основные трудности реализации такого подхода связаны с изготовлением зеркал заданной формы. Известны работы [13,14], в которых приведены экспериментальные исследования импульсного ТЕА-СО₂ и непрерывного СО₂-лазера с зеркалом сложного профиля, реализующего требуемое фазовое распределение коэффициента отражения.

Как видно из проведенного обзора основных работ, формирование однородного поля является предметом актуальных исследований и для достижения этой цели не останавливаются перед довольно сложными решениями.

Высокоселективная фурье-мода открытого резонатора СО₂-лазера с амплитудно-ступенчатым зеркалом

Метод, предложенный в настоящей работе, предварительно изложен авторами в [15] и относится к внутрирезонаторным. Он отличается от известных методов несложной модификацией резонатора, малыми дополнительными потерями энергии и обеспечением одномодового режима генерации. Нами обнаружена новая мода открытого резонатора с малыми потерями и однородным амплитудным распределением на одном из зеркал. Она названа фурье-модой, потому, что ее амплитудные распределения на зеркалах резонатора являются приближенно фурье-образами друг друга.

Простейший резонатор, который имеет фурье-моду, это хорошо известный двухзеркальный симметричный конфокальный резонатор. В этом резонаторе существует набор фурье-мод благодаря тому, что его зеркала являются элементами фурье-преобразования. В нашей работе [16], с применением идей теории фурье-оптики при преобразованиях системы интегральных уравнений для конфокального резонатора с неоднородными зеркалами, предсказано существование такой моды. Следует отметить, что заданное распределение будет иметь только одно из собственных колебаний резонатора. Остальные моды не должны проявляться в режиме генерации. Поэтому формирование пучков с заданным распределением поля тесно связано с другой важной проблемой лазерной техники – одномодовым

режимом генерации. В работе [17] показано, что получить наибольшую селективность можно, используя симметричные устойчивые резонаторы, эквивалентные конфокальному и содержащие положительную линзу между зеркалами, – обобщенные конфокальные резонаторы (ОКР).

Рассмотрим двухзеркальный софокусный резонатор с радиусами зеркал a_1 и a_2 и фокусным расстоянием f , пронумеровав отражатели $n=1,2$ и введя координаты апертур $S_n=X_n, Y_n$. Представим кривизну поверхностей рефлекторов функциями фазовой коррекции и опишем в скалярном приближении физической теории дифракции распространение между ними поперечной электромагнитной волны. Тогда задача исследования мод может быть сведена к системе двух интегральных уравнений относительно функции распределения комплексной амплитуды одной из компонент поля, например E_y , упомянутой волны при ее падении на поверхности отражателей.

$$\alpha_{(n)} U_{(n)}(S_n) = \frac{1}{i\lambda L} F \left\{ R_m(S_m) U_{(m)}(S_m) \right\}, \quad (1)$$

где λ – длина волны; L – расстояние между зеркалами; F – символ преобразования Фурье [18] функции, приведенной в фигурных скобках, с пространственными частотами $\frac{x_n}{\lambda L}, \frac{y_n}{\lambda L}$; $m=3-n$; $R_m(S_m)$ – коэффициент отражения m -го

рефлектора для E_y , учитывающий также конечность его размеров. Постоянные $\alpha_{(n)}$ симметризуют уравнения. Физический смысл имеет их произведение, модуль и аргумент которого равны коэффициенту уменьшения амплитуды и дополнительно к геометрическому набегу фазы образующей моду электромагнитной волны за время ее кругового обхода резонатора.

Для имеющего большее практическое значение случая ОКР, учитывая вид Фурье-образа равномерной функции [18] и метод выделения поперечных мод при помощи кусочно-постоянного коэффициента отражения [19], сформулируем условия существования моды с однородным поперечным распределением амплитуды, для определенности на первом зеркале, вида:

$$U_1(\rho_1) = \text{circ}(\rho_1) = \begin{cases} 1, & \rho \leq 1 \\ 0, & \rho > 1 \end{cases}, \quad (2)$$

где ρ_1 – безразмерная (в единицах a_1) радиальная координата на зеркале 1.

Преобразование Фурье-Бесселя функции (2) с точностью до постоянного множителя в случае бесконечного фазового корректора и плоских зеркал имеет вид функции сомбреро:

$$U_2(\rho_2) = \frac{J_1(2\pi N_{12}\rho_2)}{\rho_2}, \quad (3)$$

где $N_{12} = \frac{a_1 a_2}{\lambda \cdot f (1 - \gamma_1 \gamma_2)}$, $\gamma_{1(2)} = 1 - \frac{L_{1(2)}}{f}$, ρ_2 – безразмерная (в единицах a_2) радиальная координата на зеркале 2, $L_{1(2)}$ – расстояние от зеркал до фазового корректора. Второе зеркало – решетчатый рефлектор выполняется с поглощающими или фазосдвигающими участками в координатах

$$\rho_2 = \frac{v_{1g}}{2\pi N_{12}} \quad (v_{1g} - \text{корни функции } J_1, g = 1, 2, 3, \dots), \text{ которые соответст-}$$

вуют нулевым значениям функции (3). При этом поперечные размеры разнородных участков, на границах которых имеется скачок материальных постоянных, должны значительно превышать длину волны.

Для численного решения (1) матричным методом [20] составлена программа с использованием квадратурной формулы Симпсона (матрица 101×101). Находились собственные функции и собственные значения четырех низших мод, по две четно- и нечетно-симметричных. Исследовались зависимости амплитудных распределений и потерь энергии мод от числа Френеля резонатора, количества и размеров поглощающих участков. Основные результаты приведены в [21]. Проверка программы осуществлялась сравнением наших результатов, полученных для резонатора, образованного однородными круглыми зеркалами, с результатами работы [22] для конфокальной геометрии.

На основе ОКР с амплитудно-ступенчатым зеркалом (АСЗ) создан экспериментальный образец CO_2 -лазера ($\lambda = 10.6$ мкм). Его описание приведено в [23]. Экспериментальные исследования выполнены для случаев неконфокального расположения зеркал резонатора ($L_{1,2} \neq f$, $f = 500$ мм). Расстояние между плоскими зеркалами и сферическим фазовым корректором выбиралось равным 505 мм ($\gamma_{1,2} = -0.01$). Такие размеры резонатора позволяли снять частотное вырождение [24] и не приводили к значительному увеличению модовых потерь. При проведении экспериментальных исследований записывались картины радиального распределения интенсивности выходного излучения CO_2 -лазера на различных расстояниях d от выходного зеркала. Это связано с тем, что получить картину распределения поля непосредственно на выходном зеркале лазера не представлялось возможным из-за технических трудностей, вызванных конечностью размеров юстировочного и приемного устройств. Для корректности сравнения расчетных и экспериментальных результатов измерения проводились на расстояниях, соответствующих условию зоны Френеля для пучка излучения на выходной апертуре лазера.

На рис. 1 приведено расчетное радиальное распределение интенсивности на выходном зеркале для экспериментальной модели лазера (кривая а) при параметрах АСЗ, описанных в [23].

Характерные распределения интенсивности поля на расстоянии 150 мм от выходного зеркала представлены на рис.2 (кривая а – расчет, кривая б – эксперимент). В этих случаях нормированная абсолютная мера различия между средним значением распределения интенсивности фурье-моды на однородном зеркале и текущим значением этого распределения представленных кривых, вычисленная по формуле:

$$P_{cp} = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \left| \left| \bar{U}(\rho_k) \right|^2 - \left| U(\rho_k) \right|^2 \right|$$

[25], не превышает 20%. Из приведенных результатов видно, что зависимости радиального распределения интенсивности поля, полученные экспериментальным путем, качественно совпадают с соответствующими им расчетными кривыми. В тоже время имеются некоторые расхождения, в частности, незначительная несимметричность экспериментальных кривых. Это обусловлено имеющими место малыми перекосами зеркал, незначительными aberrациями и другими факторами, которые не учитывались в расчетной модели лазерного резонатора. Радиусы пучка на уровне e^{-1} для экспериментальных и численных результатов совпадают.

Для подтверждения получения на выходе CO_2 -лазера близкого к однородному радиального распределения интенсивности поля в эксперименте исследовалось распределение интенсивности в фокусе положительной линзы с $f=75$ мм. Она устанавливалась так, чтобы одна из ее фокальных плоскостей совпадала с плоскостью выходного зеркала лазера. Тогда в другой ее фокальной плоскости можно снять картину распределения интенсивности пучка, которая будет фурье-

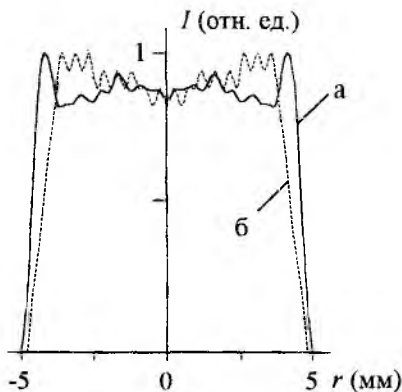


Рис. 1

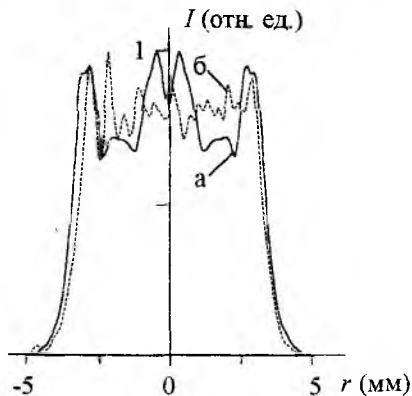


Рис. 2

образом функции, описывающей распределение поля, сформированного на полупрозрачном зеркале. В нашем случае это должна быть кривая, близкая к функции сомбреро. Вид полученных расчетных (а) и экспериментальных (б) кривых приведен на рис.3. При сравнении данных результатов видно, что и в этом случае качественных расхождений нет. Уровень боковых лепестков экспериментальной кривой сравним с уровнем сигнала шумов пирозлектрического приемника.

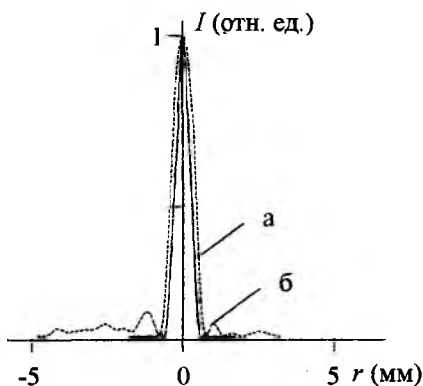


Рис. 3

Расчетные дифракционные потери Δ за проход для фурье-моды в исследуемом резонаторе составляют 7.5 %. Они зависят от ширины канавок S и от параметра γ , характеризующего отклонение от конфокального расположения зеркал. В расчетах полагалось $\gamma = \gamma_1 = \gamma_2$.

Без оптимизации прозрачности выходного зеркала мощность лазера с однородными зеркалами составляла 1Вт, а с исследуемым неоднородным зеркалом – 0.3Вт.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования подтвердили результаты численных расчетов и показали принципиальную возможность использования предложенного внутррезонаторного метода для формирования близкого к равномерному распределения поля выходного излучения СО₂-лазера. При этом необходимо использовать конфигурации резонатора, отличные от конфокальных для снятия вырождения мод, а также подбором геометрических параметров резонатора (изменением числа Френеля, вариацией числа и размеров поглощающих канавок и отражающих колец) добиваться малого уровня дифракционных потерь.

Формирование пучка с равномерным профилем в обобщенном конфокальном резонаторе с фазоступенчатым зеркалом

Для получения фурье-моды и более высокой дискриминации поперечных мод в ОКР предлагается использовать плоское фазоступенчатое зеркало (ФСЗ) определенной конфигурации. Фазосдвигающие участки могут представлять собой либо тонкие участки оптического покрытия или канавки определенной глубины, наносимые на ФСЗ лазера в области узловых линий выделяемой моды. Амплитуда коэффициента отражения такого зеркала одинакова по всей поверхности, а фаза отражения на полосках или канавках сдвинута по отноше-

нию к остальной поверхности ФСЗ. В результате, световая волна, падающая на фазосдвигающие участки, отражается с определенной фазой и интерферирует со световой волной, отраженной основной частью зеркала. Это значительно снижает добротность всех мод, для которых участки фазового сдвига приходятся на область большой амплитуды поля. Поэтому, при использовании ФСЗ следует ожидать увеличения степени дискриминации мод по сравнению с АСЗ, что и подтверждают результаты проведенных нами расчетов.

Решена задача по выбору оптимальной геометрии (чисел Френеля N_{12} и радиусов зеркал, а соответственно и числа фазосдвигающих участков на апертуре ФСЗ) резонатора CO_2 -лазера. Ширина фазосдвигающих колец была фиксированной и составляла $0.02a$. Величина фазового сдвига на этих участках выбиралась постоянной при изменении N_{12} в диапазоне $2 \div 9$ и составляла $\frac{\pi}{2} \div \frac{3\pi}{2}$, параметр конфокальности $\gamma = -0.01$.

В табл. 1 представлены результаты для характерных расчетных значений: фазового сдвига φ в канавках, ширины фазосдвигающих колец S и смещения центральной линии фазосдвигающих колец от нулей функции вида (3) ΔS . Видно, что оптимальные значения чисел Френеля N_{12} лежат в пределах $4 \div 6$. При этом соответствующее им число фазосдвигающих колец варьируется в пределах $7 \div 11$. В этих случаях нормированная абсолютная мера различия между средним значением распределения интенсивности фурье-моды на однородном зеркале и текущим значением этого распределения минимальна и изменяется от 9.8 % до 18.1 %. Потери энергии за проход основной моды (фурье-моды) δ_1 не превышают 5.6 %, в то время как для следующей низшей четно-симметричной моды δ_2 они составляют не менее 42.1 %, т.е. наблюдается хорошая модовая дискриминация.

Таблица 1

Число Френеля	Количество канавок		$\delta_1, \%$	$\delta_2, \%$	$\Delta\varphi, \text{рад}$	$\Pi_{\text{обн}}, \%$
	$\varphi = \pi,$	$S = 0.02a,$				
	$\Delta S = 0$					
2	3		2.7	23.4	0.03	19.3
3	5		2.9	32.4	0.03	15.6
4	7		3.4	42.1	0.05	14.6
5	9		5.3	52.9	0.27	9.8
6	11		5.6	55.9	0.30	18.1
7	13		5.6	56.4	0.43	23.9
8	15		8.9	57.2	0.47	31.4
9	17		10.3	47.9	3.05	28.7

В табл. 2 приведены результаты расчетов по выбору оптимальной величины сдвига фаз на ФСЗ. Величина фазового сдвига была одинаковой на всех фазосдвигающих участках и менялась в диапазоне $90^\circ \div 170^\circ$. Данные расчеты проведены для радиуса ФСЗ $a = 4.9$ мм (при этом $N_{12} = 4.53$). Для этого зеркала оптимальные параметры фазосдвигающих канавок были та-

кие: $S = 0.03 a$, $\Delta S = 0.015 a$. В заданном диапазоне фазового сдвига они обеспечивают низкие потери для основной моды и наилучшую однородность распределения интенсивности выходного поля.

Таблица 2

Фазовый сдвиг, °	$\delta_1, \%$	$\delta_2, \%$	$\Delta\varphi, \text{рад}$	$\Pi_{\text{ср}}, \%$
$a = 4.9 \text{ мм}, S = 0.03a, \Delta S = 0.015a$				
90	1.98	25.94	0.54	17.40
100	2.16	31.45	0.56	16.20
110	2.30	37.30	0.59	15.50
120	2.50	43.30	0.60	15.20
130	2.65	49.25	0.58	15.40
140	2.80	54.90	0.54	16.10
150	2.90	59.80	0.46	16.97
160	2.96	63.10	0.35	17.98
170	3.00	65.50	0.22	19.10

При данных параметрах ФСЗ потери энергии фурье-моды лежат в диапазоне $1.98 \div 3.00\%$, а потери следующей по добротности четно-симметричной моды – $25.94 \div 65.50\%$. Фазовое разделение между этими поперечными модами составляет $0.22 \div 0.60$ рад. Нормированная абсолютная мера различия не превышает 19.1% .

Для выбранной геометрии резонатора и зеркал наиболее оптимальный фазовый сдвиг φ на ФСЗ лежит в диапазоне $110 \div 130^\circ$. Он обеспечивает потери за проход фурье-моды не более 2.7% и следующей по добротности четно-симметричной моды не менее 37.3% . Фазовое разделение между этими поперечными модами составляет ≈ 0.6 рад. При этом мера различия $\Pi_{\text{ср}}$ не превышает 16% .

Характерное для выбранной нами геометрии ФСЗ распределение интенсивности фурье-моды на выходном зеркале ОКР изображено на рис. 1 (кривая б).

На основании проведенных численных расчетов можно утверждать, что применение ФСЗ для формирования фурье-моды в ОКР имеет определенные преимущества по сравнению с использованием АСЗ [23]. Оказывая более сильное действие на все моды, чем АСЗ, ФСЗ незначительно влияет на величину потерь выделяемой моды. Степень дискриминации нежелательных мод в резонаторе с ФСЗ выше, чем с АСЗ.

Таким образом, можно говорить о существовании в открытом ОКР с неоднородным ФСЗ фурье-моды, для которой профиль распределения интенсивности на выходном зеркале близок к однородному. Кроме того, наблюдается хорошая селекция мод по потерям энергии и удовлетворительное частотное разделение, т.е. выполняется условие одномодового режима генерации для этой моды.

- Список литературы:** 1. Сухоруков А.П., Трофимов В.А. Проблемы управления пространственной структурой световых пучков. В сб.: Итоги науки и техники. Серия "Управление пространственной структурой оптического излучения". М.: ВИНТИ, 1990. Т.1. С.49-168. 2. Епишин В.А., Маслов В.А., Рябых В.Н., Свищ В.А., Топков А.Н. Формирование пучков излучения с плоским профилем распределения интенсивности // Письма в ЖТФ. 1988. Т.14, № 24. С.2237-2241. 3. Chao S.H., Sheali D.L. Theoretical analysis of stable and unstable aspherical laser cavities // Appl.Optics. 1988. Vol.27, №1. P.75-79. 4. Русин М.М. Несферические поверхности в оптике. М.: Недра, 1984. 326 с. 5. Троицкий Ю.В. Равномерное освещение при помощи газового лазера // Оптика и спектроскопия. 1974. Т.37, вып.5. С.973-978. 6. Никитенко А.Г., Троицкий Ю.В. Формирование негауссова профиля интенсивности в лазере с неоднородными зеркалами // Квантовая электрон. 1982. Т.9, № 8. С.1600-1607. 7. Матизен Ю.Э., Троицкий Ю.В. Получение негауссовых световых пучков в лазере с выходным зеркалом, имеющим главную амплитудную неоднородность // Квантовая электрон. 1986. Т. 13, № 7. С.1437-1441. 8. Матизен Ю.Э., Троицкий Ю.В. Управление профилем выходного пучка лазера с помощью неоднородного интерферометра // Квантовая электрон. 1988. Т.15, № 1. С.208-211. 9. Матизен Ю.Э., Троицкий Ю.В. Управление поперечными модами лазера и получение заданной их комбинации // Квантовая электрон. 1989. Т.16, № 12. С.2475-2481. 10. Вахитов Н.Г. Формирование собственного колебания, реализующего заданное распределение поля на зеркале открытого резонатора // Доклады АН СССР. 1970. Т.195, №6. С.1323-1325. 11. Аверьянов Н.Е., Балашин Ю.А., Беляков И.В., Павлюшин И.В. Расчет резонаторов лазеров с оптической накачкой // Журнал прикладной спектроскопии. 1987. Т.46, №3. С.396-400. 12. Анполонов В.В., Артемов Д.В., Кислов В.И., Прохоров А.М. Синтез конфигурации лазерного резонатора как обратная задача в оптике // Квантовая электрон. 1993. Т.20, № 12. С.1203-1211. 13. Belanger P.A., Lachance R.L., Pare C. Super-Gaussian output from a CO₂ laser by using a graded-phase mirror resonator // Optics Letters. 1992. Vol.17, №10. P.739-741. 14. Neste R.V., Pare C., Lachance R.L., Belanger P.A. Graded-phase mirror resonator with a super-Gaussian output in a CW-CO₂ laser // IEEE Journal of Quant. Electron. 1994. Vol.30, №11. P.2663-2669. 15. Епишин В.А., Маслов В.А., Милитинский И.М. Фурье-мода несимметричного квазиоптического резонатора с равномерным амплитудным распределением // I Укр. симпозиум "Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн": Тезисы докладов. Харьков. 1991. Ч.1. С.274-275. 16. Епишин В.А., Маслов В.А., Милитинский И.М. Обнаружение в модифицированном решетчатом резонаторе моды с равномерным амплитудным распределением на одном из зеркал // Письма в ЖТФ. 1991. Т.17, вып.2. С.1-5. 17. Вахитов Н.Г., Исаев М.П., Кушнир В.Р., Шариф Г.А. Сравнительный анализ резонаторов одномодовых лазеров // Квантовая электроника. 1987. Т.14, № 8. С.1633-1637. 18. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с. 19. Епишин В.А., Лытов А.В., Камышан В.А. Открытые резонаторы с плоскими зеркалами, на которых периодически расположены поглощающие полосы // Труды 5 Всесоюз. симпоз. по дифракции и распространению волн (Ленинград, 1971 г.) Л.: Наука, 1971. С.91-103. 20. Sanderson R.L., Streifer W. Comparison of laser mode calculations // Appl. Opt. 1969. Vol.8, № 1. P.131-136. 21. Епишин В.А., Маслов В.А., Милитинский И.М. Высокоселективная фурье-мода открытого резонатора с однородной амплитудой на одном из отражателей // Радиотехнические системы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн: Сб.научн.тр.- Харьков: Ин-т радиофизики и электроники АН Украины, 1991. С.144-148. 22. Фокс А., Ли Т. Резонансные типы колебаний в интерферометре квантового генератора. В сб. Лазеры / Пер. с англ. под ред. М.Е. Жаботинского и Т.А. Шамонова. М.: ИЛ, 1963. С.325-362. 23. Гурин О.В., Епишин В.А., Маслов В.А., Милитинский И.М., Свищ В.А., Топков А.Н. Получение пучка с равномерным распределением интенсивности в СО₂-лазере с обобщенным конфокальным резонатором // Квантовая электрон. 1998. Т.25, № 8. С.424-428. 24. Техника субмиллиметровых волн/Под ред. Р.А. Валитова. М.: Сов. радио, 1969. 480 с. 25. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. М.: Мир, 1983. 349 с.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редколлегию 16.06.99.

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА УСИЛИВАЮЩЕМ ИЗЛУЧЕНИЕ ЦИЛИНДРЕ

Закономерности взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, усиливающим это излучение, в настоящее время хорошо изучены, т.к. относятся к важнейшей области физики - физике квантовых генераторов. Однако, остался мало исследованным вопрос о том, что происходит при падении электромагнитной волны извне на объект из вещества, усиливающего эту волну. Между тем, при этом возникают интересные эффекты. Так, в работах [1,2] показано, что коэффициент отражения света от усиливающей среды может быть значительно большим единицы. В работах [3,4] обсуждался вопрос о дифракции электромагнитной волны на сферических частицах из вещества, усиливающего излучение. Но в них были затронуты только некоторые частные вопросы. Так, в [3] рассматривалось, может ли вместо тени за частицей формироваться область повышенной интенсивности излучения. В работе [4] приведены результаты расчетов давления излучения на сферу, которые показывают, что возникающие при некоторых условиях резонансы становятся более острыми, когда излучение в веществе усиливается.

В настоящей работе представлены результаты расчетов дифракции электромагнитной волны на круговом цилиндре из вещества, в котором происходит усиление излучения. Простая геометрия задачи позволяет легко выявить закономерности в возникающих явлениях и сравнить их с теми, которые наблюдаются в случае поглощающего цилиндра.

Выберем цилиндрическую систему координат так, чтобы ось z была направлена вдоль оси цилиндра. Пусть волновой вектор падающей на него плоской электромагнитной волны направлен вдоль оси x , вектор электрического поля параллелен оси z .

Взаимодействие цилиндра с волной характеризуется факторами эффективности ослабления Q , рассеяния Q_s и давления излучения Q_{pr} , которые вычисляются по таким формулам [5]:

$$Q = \frac{2}{\rho} \operatorname{Re} \sum_{l=-\infty}^{\infty} b_l,$$

$$Q_s = \frac{2}{\rho} \sum_{l=-\infty}^{\infty} |b_l|^2,$$

$$Q_{pr} = \frac{2}{\rho} \operatorname{Re} \sum_{l=0}^{\infty} (b_l + b_l^* - 2b_l b_l^*),$$

где

$$b_l = \frac{m J_l'(m\rho) J_l(\rho) - J_l(m\rho) J_l'(\rho)}{m J_l'(m\rho) H_l^{(2)}(\rho) - J_l(m\rho) H_l^{(2)'(\rho)},}$$

$\rho = 2\pi a/\lambda$, a - радиус цилиндра, λ - длина волны излучения, $J_l(z)$ - функция Бесселя, $H_l^{(2)}(z)$ - функция Ханкеля 2-го рода, штрих обозначает дифференцирование по всему аргументу. Показатель преломления $m = n + i\kappa$ - комплексная величина. При $\kappa < 0$ излучение поглощается веществом, при $\kappa > 0$ - усиливается.

На рис. 1 изображена зависимость фактора эффективности ослабления от параметра ρ для поглощающего ($\kappa = -0,1$) и усиливающего ($\kappa = 0,1$) цилиндров.

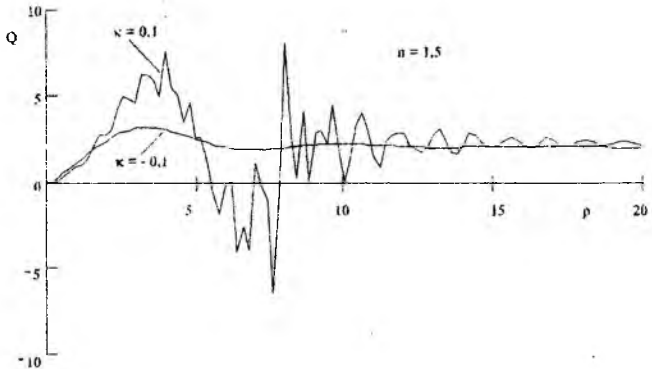


Рис. 1

Действительная часть показателя преломления равна 1,5. Видно, что в обоих случаях кривая $Q(\rho)$ идет с начала координат, возрастает и после некоторого числа осцилляций стремится к значению $Q = 2$. То, что фактор эффективности ослабления поглощающих объектов при росте их размеров стремится к этому значению - известный из теории дифракции факт. Оказывается, это справедливо и для усиливающих излучение тел.

На медленные осцилляции кривой для усиливающего цилиндра накладываются резкие всплески. Они связаны с резонансными явлениями. Такие резонансные пики присутствуют и на кривой для поглощающего

цилиндра, но там они намного слабее. В работе [6] показано, что эти резонансы связаны с возникновением волны, которая распространяется на некоторых участках вдоль окружности цилиндра, на некоторых - проникает в цилиндр и распространяется внутри него.

На рис. 2 показаны аналогичные зависимости для фактора эффективности рассеяния. Видно, что, если для поглощающего цилиндра значения Q_s лежат в интервале от 1 до 2, то для усиливающего цилиндра они могут достигать значительно больших значений (нескольких десятков и даже сотен). Резонансные явления при этом также ярко выражены, однако, в толстых цилиндрах они исчезают.

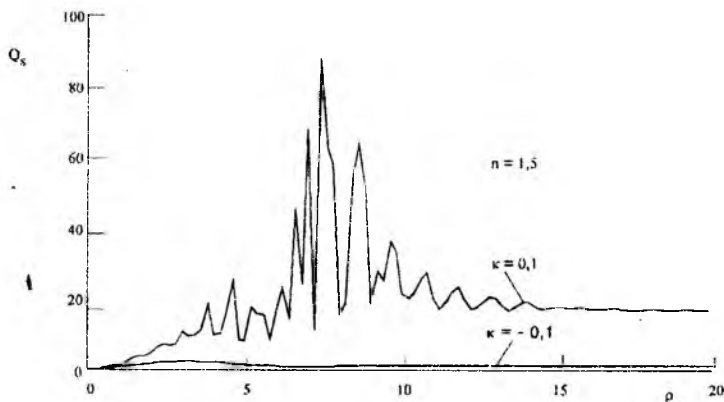


Рис. 2

Давление излучения на поглощающий цилиндр при росте диаметра последнего возрастает и стремится к некоторому асимптотическому значению, зависящему от показателя преломления (рис. 3). Резонансные явления здесь также возникают, но выражены они слабо и на графике почти не заметны. Знак фактора эффективности давления излучения все время положительный - сила направлена в ту же сторону, куда распространяется излучение

Если цилиндр усиливает излучение, картина качественно меняется. При малых значениях параметра ρ ход кривой $Q_{pr}(\rho)$ почти такой же, как и для поглощающего цилиндра. Затем значения Q_{pr} уменьшаются и даже становятся отрицательными, то есть направление давления излучения меняется на обратное. В некотором диапазоне значений ρ оно таким и остается, а затем снова

положительным, стремясь к некоторому асимптотическому значению. На эти медленные изменения Q_{pr} накладываются резонансные пики.

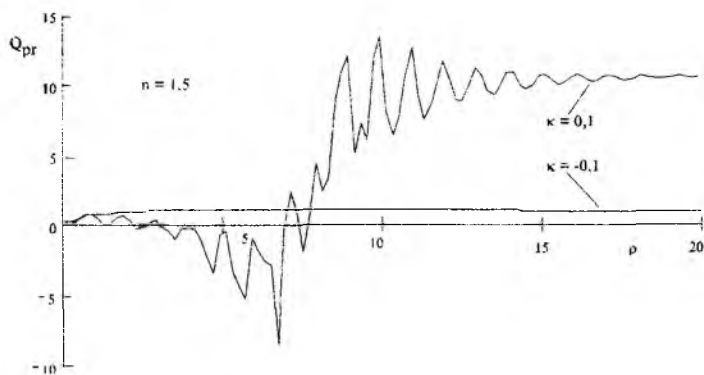


Рис. 3

Ход кривой $Q_{pr}(\rho)$ объясняется следующим. Давление излучения на объект является равнодействующей таких составляющих: давления падающей волны (сила направлена вперед), отдачи отраженной волны (сила направлена также вперед), отдачи прошедшей через объект волны (сила направлена назад) и сил отдачи волн, вышедших из объекта после одного или нескольких внутренних отражений (они направлены после четного числа отражений вперед, после нечетного - назад). Волны, вышедшие вперед, совершают 1, 3, 5, ... проходов через объект, вышедшие назад - 2, 4, 6, ... проходов, то есть на один проход больше. Проходя более длинный путь в усиливающей среде, последние приобретают большую энергию. Однако, значительная часть этой энергии теряется при отражении от границы раздела сред. При малых размерах объекта усиление волны в среде не компенсирует потери энергии при отражении. Поэтому вышедшие вперед волны имеют большую интенсивность, чем волны, вышедшие назад. Сила отдачи первых больше, чем вторых, и равнодействующая давления излучения направлена назад. В толстых объектах усиление волны в среде компенсирует потери энергии при отражении на границе раздела сред, и интенсивность волн, вышедших назад, выше интенсивности тех, которые вышли вперед. Поэтому сила отдачи первых больше, чем вторых, и равнодействующая давления излучения направлена вперед.

Это хорошо видно из формы индикатрисы рассеяния. Она рассчитывалась по такому выражению [5]:

$$F(\varphi) = |T(\varphi)|^2,$$

где

$$T(\varphi) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} b_l \cos l \varphi,$$

φ - угол рассеяния, отсчитываемый от направления вперед.

Обычная ее форма для поглощающего цилиндра - направленный вперед основной лепесток и несколько небольших боковых лепестков, направленных в разные стороны. У усиливающего цилиндра индикатриса рассеяния иная. На рис. 4 изображена ее форма для $\rho = 7,886$, когда давление излучения направлено назад, и существует один из волновых резонансов. Видно, что передний лепесток значительно расширился. Появился также лепесток с максимумом в противоположном направлении несколько меньшей интенсивности, чем передний. Общая интенсивность рассеянного излучения примерно в 3000 раз больше, чем в случае поглощающего цилиндра с таким же модулем мнимой части показателя преломления.

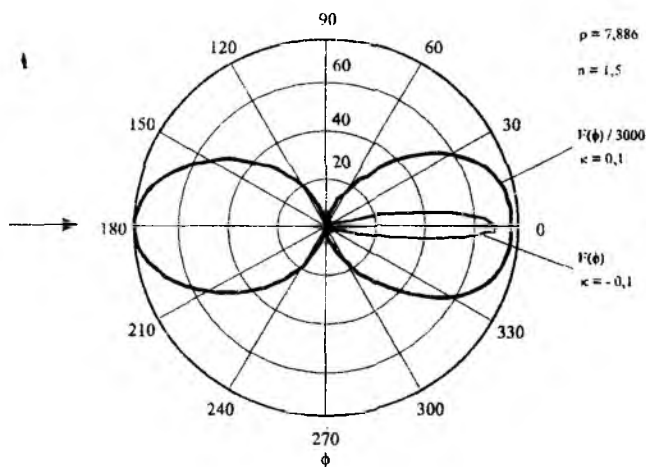


Рис. 4

На рис. 5 изображена индикатриса рассеяния толстого усиливающего цилиндра ($\rho = 18$). Видно, что рассеяние назад значительно сильнее, чем вперед. Это является причиной появления направленной вперед силы, действующей на цилиндр.

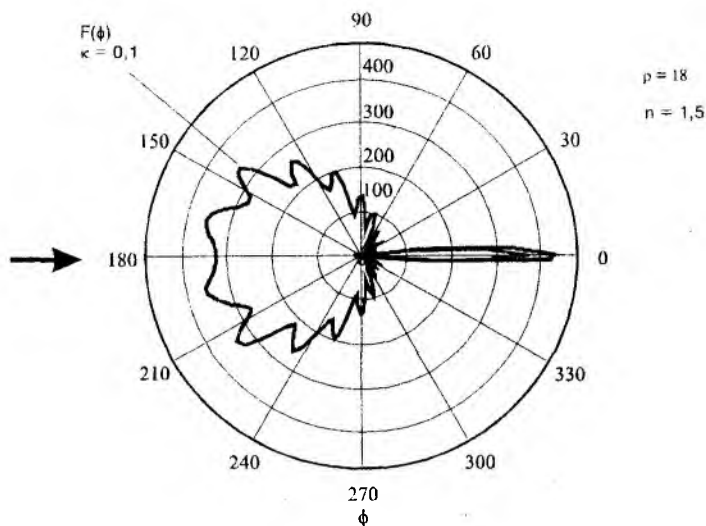


Рис. 5

На рис. 6 и 7 видно, как выглядит дифракционная картина за цилиндром при малых углах рассеяния (в области тени и полутени), рассчитанная по такой формуле:

$$I(\varphi) = I_0 \left| e^{-ikr \cos \varphi} - \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{-i\left(kr - \frac{\pi}{4}\right)} T(\varphi) \right|^2,$$

где I_0 - интенсивность падающей волны, r - расстояние от оси цилиндра до точки наблюдения, k - волновое число.

На графиках по оси абсцисс отложено расстояние от центра картины до точки наблюдения в плоскости, перпендикулярной направлению распространения падающей волны. Плоскость расположена на расстоянии 10 см от оси цилиндра ($\lambda = 1$ мкм).

В случае поглощающего цилиндра в центре картины расположена область тени с небольшим максимумом интенсивности посередине. По обеим сторонам от этой области видны интерференционные полосы, подобные тем, которые появляются при дифракции волны на краю непрозрачного экрана.

В случае усиливающего цилиндра при отсутствии резонанса на месте тени появляется область повышенной интенсивности с небольшим минимумом в центре (рис. 6). При резонансе этот минимум исчезает, а интенсивность излучения возрастает во много раз (рис. 7).

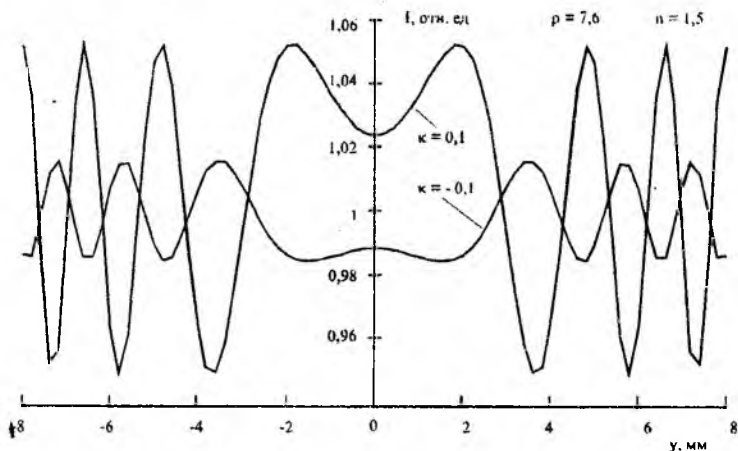


Рис. 6

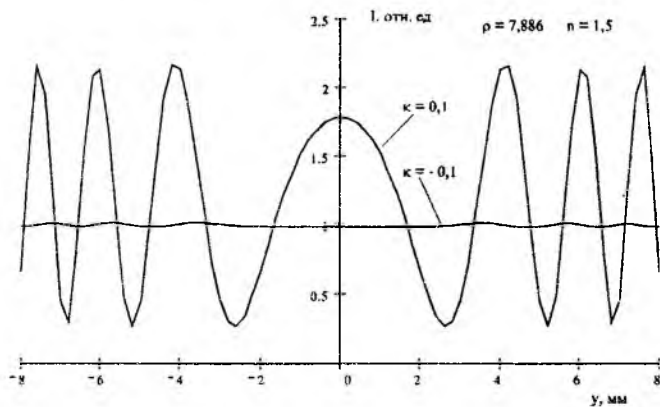


Рис. 7

Таким образом, основными особенностями рассеяния электромагнитной волны на усиливающем цилиндре являются:

- усиление резонансных явлений;
- большие значения факторов эффективности рассеяния и давления излучения;
- возможность возникновения давления излучения, направленного навстречу потоку излучения;
- существенное изменение формы индикатрисы рассеяния;
- появление на месте тени области повышенной интенсивности излучения.

Список литературы: 1. Романов Г.Р., Шахиджанов С.С. Усиление электромагнитного поля при полном внутреннем отражении от области инверсной населенности // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т.16. № 5. С. 298-301. 2. Callary P.R., Carniglia C.K. Internal reflection from an amplifying layer // J. Opt. Soc. Amer. 1976. V.66. No. 8. P. 775-779. 3. Cohen A. Extinction on active and passive particles // Applied Optics. 1980. V.19. No. 16. P. 2655-2656. 4. Drobniak A., Lukaszewski K., Pieszynski K. Resonances in radiation pressure for active particles // Optica Acta. 1986. V.33. No. 7. P. 817-820. 5. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961. 536 с. 6. Кокодий Н.Г. О природе резонансов в толстом преломляющем цилиндре при дифракции электромагнитной волны // Оптика и спектроскопия. 1992. Т.72. № 2. С. 458-461.

*Харьковский государственный
университет*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

*И.С. МАНАК, канд. физ.-мат. наук,
В.К. КОНОНЕНКО, д-р физ.-мат. наук, С.В. НАЛИВКО*

ОБРАТНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ И СЕЛЕКЦИЯ МОД ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА В РЕЗОНАТОРЕ С ДИСПЕРСИОННЫМ ЭЛЕМЕНТОМ

Основная область применения инжекционных лазеров – телекоммуникации [1]. Лазерные диоды используются как активные элементы – излучатели в многоканальных волоконно-оптических линиях связи и служат регенераторами сигналов и источниками для накачки эрбиевых волоконных усилителей. В системах оптической передачи и обработки информации, в частности в системах уплотнения сигналов, требуются перестраиваемые лазерные диоды. Основные проблемы – это расширение спектра усиления и, соответственно, кривых перестройки и получение непрерывной перестройки с узкой спектральной линией излучения без перескока мод при достаточной выходной мощности. В работе обсуждается применение асимметричных многослойных квантово-размерных лазерных гетероструктур и проводится анализ селективных характеристик внешнего резонатора с дифракционной решеткой.

В качестве перестраиваемых лазерных излучателей рассмотрены асимметричные четырехслойные квантоворазмерные гетероструктуры. В таких лазерных гетероструктурах активная область содержит усиливающие квантоворазмерные слои разной ширины или компонентного состава. Барьерные слои легируются соответствующими примесями для создания условий неоднородного возбуждения квантовых ям. В результате спектр усиления гетероструктуры расширяется и становится плоским.

Анализ спектров усиления и кривых перестройки квантоворазмерных лазеров на основе многослойных гетероструктур с активными слоями разной толщины проведен ранее [2, 3]. Здесь анализируются характеристики перестраиваемых лазерных диодов, активная область которых содержит усиливающие квантоворазмерные слои одинаковой толщины, но разного компонентного состава (рис. 1а). Толщина слоев предполагалась равной 15 нм, а компонентный состав задавался полупроводниковым твердым раствором $Al_xGa_{1-x}As$. Молярное содержание Al в активных слоях соответствует $x_1 = 0$, $x_2 = 0.07$, $x_3 = 0.08$ и $x_4 = 0.04$, а в прилегающих барьерных слоях – $x = 0.3$.

Спектры волноводного усиления данной гетероструктуры приведены на рис. 1б. Максимум усиления квантовой ямы 1 с наименьшей шириной запрещенной зоны приходится на длину волны λ порядка 850 нм, а квантовых ям 2

и 3 – 800 нм. Так как квантовая яма 1 поглощает на длинах волн вблизи 800 нм, в лазерной гетероструктуре используются две активные квантоворазмерные области примерно одинакового молярного состава для компенсации потерь излучения в данном диапазоне длин волн. Квантовая яма 4 сглаживает провал в суммарном спектре усиления на длинах волн в области 830 нм. Параметры барьерных слоев (толщина, компонентный состав, тип и уровень легирования) подобраны для создания условий неоднородного возбуждения активной области так, что суммарный коэффициент усиления структуры получается практически постоянным в широком диапазоне длин волн.

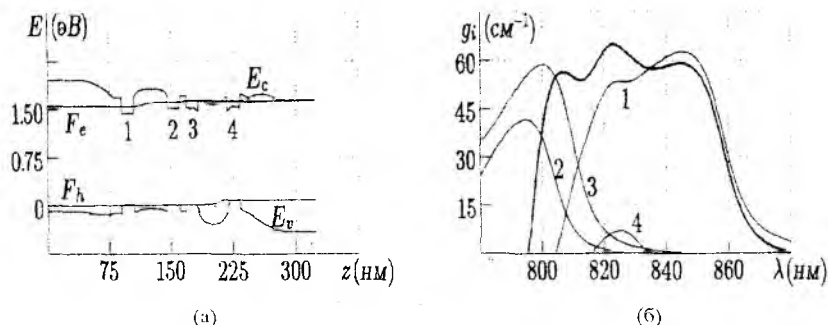


Рис. 1

(а) Зонная диаграмма $E(z)$ асимметричной четырехслойной квантоворазмерной гетероструктуры при прямом смещении 1.64 В. F_e и F_h – квазиуровни Ферми для электронов и дырок. E_c и E_v – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно. (б) Спектры волноводного усиления $g_i(\lambda)$ для ТЕ-моды. Жирная кривая соответствует суммарному усилению гетероструктуры. $j = 1.3 \text{ кА/см}^2$. Цифры на кривых – номера квантовых ям.

Кривые перестройки лазерного диода анализировались для селективного резонатора в так называемой модифицированной конфигурации Литтмана и Меткалфа (рис. 2) [4, 5]. Для уменьшения оптических потерь грань лазерного диода, обращенная к дифракционной решетке, покрывается антиотражающим покрытием. Другая грань лазерного диода имеет высокоотражающее покрытие. Параметры дифракционной решетки подобраны таким образом, что излучение отражается практически только в максимумы первого и нулевого порядков. При падении излучения, идущего от лазера, направление на первый дифракционный максимум совпадает с нормалью к поворотному зеркалу. При падении на решетку излучения, отразившегося от зеркала, направление первого дифракционного максимума совпадает с направлением на лазерный диод. Длина волны генерации задается углом между нормалью к решетке и зеркалу, и перестройка осуществляется путем поворота зеркала. Точность настройки определяется дискретностью поворота зеркала, которая при использовании пьезоэлемента

может составлять 0.01 нм. Выходной пучок имеет направление нулевого дифракционного максимума при падении на решетку излучения лазера.

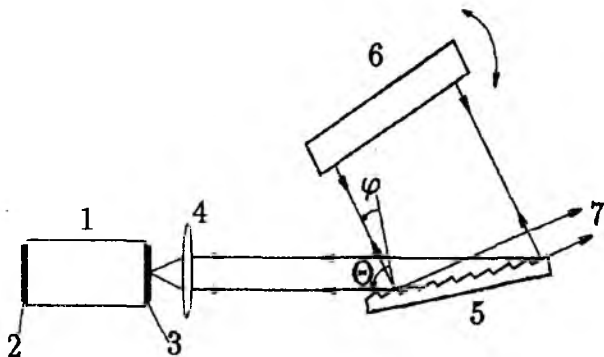


Рис. 2

Схематическое изображение внешнего резонатора с селективным элементом, (1) лазерный диод, (2) высокоотражающее покрытие, (3) антиотражающее покрытие, (4) коллимирующая линза, (5) дифракционная решетка, (6) поворотное зеркало, (7) выходной пучок.

Ширина полосы пропускания резонатора в $\Delta\lambda$, в пределах которой осуществляется положительная обратная связь, определяется по формуле

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda b}{\pi W} \sqrt{1 + \left(\frac{\pi R d}{2\lambda F}\right)^2}, \quad (1)$$

где b – постоянная дифракционной решетки, W – ширина освещаемой части решетки, R – радиус коллимированного пучка, F – фокусное расстояние линзы, d – волноводная область лазера, включающая квантовые ямы, барьерные и обкладочные слои. Так как дифракция луча на длине резонатора незначительна, то $W \approx 2R/\cos\theta$, где θ – угол между нормалью к решетке и падающим лучом. Для типичных параметров: $b = 556$ нм, $\theta = 85^\circ$, $d \approx 250$ нм, $W = 3$ см, $F = 3$ мм получаем $\Delta\lambda \approx 0.005$ нм. Следовательно, обратная оптическая связь осуществляется в узкой спектральной области и лазер работает в одномодовом режиме во всем диапазоне перестройки.

Коэффициент оптических потерь резонатора равен

$$k_l = \rho + k_r = \rho + \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{r_1 r_{\text{eff}}}, \quad (2)$$

где ρ – коэффициент внутренних оптических потерь, l – длина лазерного диода, r_1 – коэффициент отражения грани диода с высокоотражающим покрытием, r_{eff} – эффективный коэффициент отражения системы, состоя-

шей из грани диода с антиотражающим покрытием, дифракционной решетки и поворотного зеркала. Значение r_{eff} может быть рассчитано как для трехзеркального резонатора:

$$r_{\text{eff}} = r_2 + (1 - r_2)^2 \frac{r_3}{1 - r_2 r_3}. \quad (3)$$

Здесь r_2 – коэффициент отражения грани резонатора с антиотражающим покрытием. Величина r_3 определяет долю излучения, возвращающуюся в лазер после дифракции на решетке, отражения от зеркала и второй дифракции на решетке. Следовательно, $r_3 = r_{\text{gr1}} r_m r_{\text{gr2}}$, где r_m – коэффициент отражения зеркала, r_{gr1} и r_{gr2} – коэффициенты отражения при первом и втором падении излучения на решетку.

Изменения потерь резонатора, коэффициентов отражения и выхода излучения с длиной волны генерации показаны на рис. 3. Как видно, значение коэффициента оптических потерь k_r уменьшается практически линейно с ростом длины волны генерации λ и при перестройке в диапазоне от 790 до 860 нм изменяется примерно на 1.5 см^{-1} . Основной вклад в потери вносит дифракция на решетке излучения, идущего от зеркала. Коэффициент отражения r_{gr1} примерно в два раза больше r_{gr2} во всем интервале длин волн.

При анализе кривых перестройки мощность генерации P определялась из стационарных решений скоростных уравнений в одномодовом приближении для концентраций неравновесных носителей тока в квантовых ямах и двумерной плотности фотонов S в резонаторе. Спектры волноводного усиления рассчитывались в модели прямых оптических переходов с учетом релаксационного спектрального уширения и поляризационной зависимости вероятности излучательной рекомбинации [6]. Значения инжекционной эффективности неравновесных носителей тока в квантовые ямы находились при совместном решении уравнений Пуассона и непрерывности электронного и дырочного токов.

Выходная мощность лазера рассчитывалась по формуле

$$P = \frac{hc}{\lambda} \frac{v/wSr_0k_r}{1 + \frac{1-r_1}{1-r_{\text{eff}}} \sqrt{\frac{r_{\text{eff}}}{r_1}}}, \quad (4)$$

где w – ширина полоскового контакта лазерного диода, r_0 – коэффициент выхода излучения, v – скорость света в полупроводнике. Изменение кривых перестройки с ростом плотности тока накачки j показано на рис. 4. Как видно, при $j = 1.6 \text{ кА/см}^2$ выходная мощность излучения практически постоянна в интервале длин волн от 800 до 860 нм и составляет 4 мВт. С увеличением тока накачки диапазон перестройки расширяется в сторону меньших длин волн. При этом форма перестроечной кривой искажается из-

за более сильного роста мощности излучения в коротковолновой области спектра. При расчете использовались следующие значения параметров: $r_i \approx 1$, $r_o \approx 0$, $r_m \approx 1$, $w = 10$ мкм, $l = 250$ мкм, $\rho = 5$ см⁻¹.

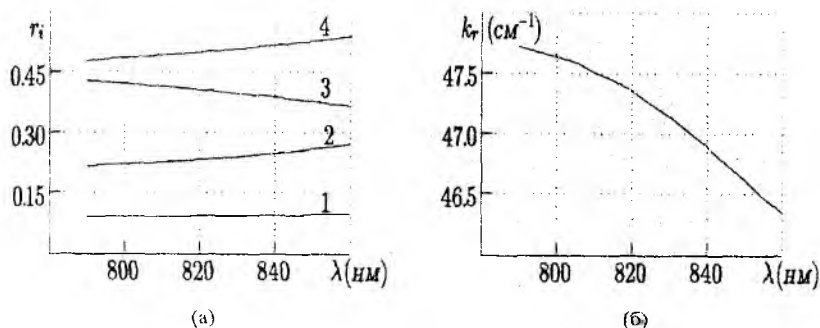


Рис. 3

(а) Зависимости коэффициентов отражения и выхода $r_i = r_o$ (1), r_{gr2} (2), r_{gr1} (3) и r_o (4) от длины волны генерации λ . (б). Изменение коэффициента оптических потерь k_T с перестройкой длины волны генерации λ .

Выходную мощность лазерного излучателя можно существенно увеличить путем оптимизации параметров селективного резонатора. При малых значениях угла блеска δ практически все излучение отражается в максимум нулевого порядка. Поэтому доля излучения, возвращающегося в лазерный диод мала, что затрудняет развитие генерации.

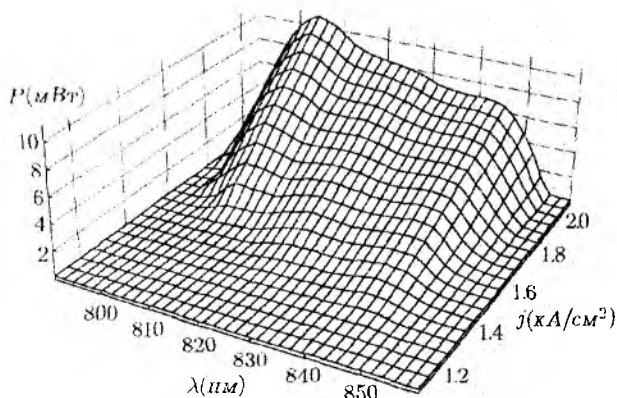


Рис. 4

Зависимость выходной мощности излучения P от длины волны λ и плотности тока накачки j для перестраиваемого лазерного диода во внешнем селективном резонаторе, $\Theta = 40^\circ$, $\delta = 12^\circ$.

При значениях угла падения, больших $\pi/2 - \delta$, излучение практически не попадает в нулевой максимум и выходная мощность равна нулю. Максимальная выходная мощность достигается при малых углах падения и угле блеска порядка 10° . Однако следует отметить, что при уменьшении угла падения θ существенно увеличивается $\Delta\lambda$ из-за уменьшения W , что может привести к многомодовой генерации или перескоку мод.

Путем подбора материала активной области лазера интервал перестройки спектра излучения может быть перенесен в другой спектральный диапазон. Предлагаемые перестраиваемые квантоворазмерные лазерные излучатели могут использоваться, кроме многоканальной оптической связи, также для целей когерентной спектроскопии, метрологии и мониторинга.

Список литературы: 1. *Steel R.J.* Review and forecast of laser markets: 1999 - Part II // *Laser Focus World*. 1999. Vol. 35, No. 2. P. 52 - 72. 2. *Manak I.S., Afonenko A.A., Kononenko V.K., Nalivko S.V., Shevtsov V.A.* Quantum-well lasers and amplifiers with a wide tunable spectrum // *Proc. SPIE*. 1997. Vol. 3176. P. 345-351. 3. *Наливко С.В., Кононенко В.К., Манак И.С.* Перестроечные характеристики асимметричных квантоворазмерных лазеров с неоднородным возбуждением // *Квантовая электроника: Материалы II Межгос. науч.-тех. конф.* Минск. БГУ. 1998. С. 31-32. 4. *Littman M.G., Metcalf H.J.* Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander // *Appl. Opt.* 1978. Vol. 17, No. 14. P. 2224 - 2227. 5. *Day T., Luecke F., Brownell M.* Continuously tunable diode lasers // *Lasers & Optonics*. 1993. Vol. 13, No. 6. P. 15 - 17. 6. *Кононенко В.К., Манак И.С., Наливко С.В., Шевцов В.А., Шуляев Д.С.* Спектры усиления и люминесценции широкополосных излучателей на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур // *ЖПС*. 1997. Т. 64, № 2. С. 221 - 227.

*Белорусский государственный
университет, г. Минск*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

*А.А. АФОНЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
В.К. КОНОНЕНКО, д-р. физ.-мат. наук,
И.С. МАНАК, канд. физ.-мат. наук*

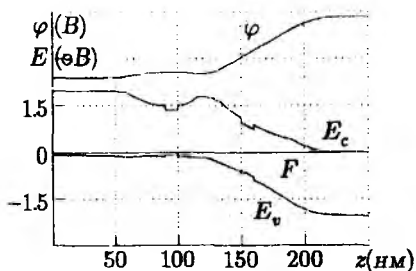
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ АСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Инжекционные лазеры на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур - перспективные источники излучения для создания интегрально-оптических логических элементов, устройств оптической записи и считывания данных, других оптических информационных систем. В асимметричных квантоворазмерных гетеролазерах получена генерация на двух далеко разнесенных длинах волн [1]. При соответствующем подборе параметров гетероструктур можно реализовать также режимы бистабильного переключения [2] и генерации регулярных пульсаций излучения [3].

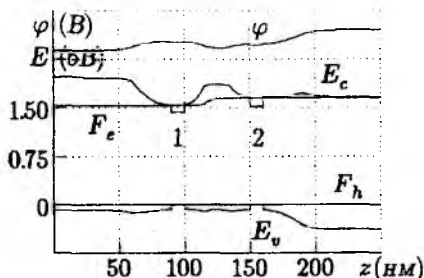
На рис. 1 приведен профиль энергий дна зоны проводимости E_c и потолка валентной зоны E_v вдоль оси z перпендикулярно плоскости активных слоев асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры с двумя квантовыми ямами, излучающей периодические импульсы излучения на двух длинах волн. Здесь квантовая яма (КЯ), находящаяся со стороны эмиттера p -типа и излучающая на длине волны λ_1 , обозначена 1, а КЯ, находящаяся со стороны эмиттера n -типа и излучающая на длине волны λ_2 , обозначена 2. Расчеты зонной диаграммы для условий термодинамического равновесия и прямого смещения выполнены путем численного интегрирования уравнений Пуассона и непрерывности электронного и дырочного токов. Для того, чтобы иметь разные λ_1 и λ_2 , квантоворазмерные слои могут быть сформированы с различной шириной запрещенной зоны полупроводника и/или толщиной. В качестве примера КЯ взяты на основе $Al_xGa_{1-x}As$ с различным компонентным составом и одинаковой ширины. Форма и размеры барьерного слоя подобраны так, что электроны инжектируются, в основном, в КЯ 2, а попадание их в КЯ 1 затруднено.

Таким образом, в такой лазерной структуре создается неоднородное возбуждение квантовых ям.

В асимметричных квантоворазмерных лазерных гетероструктурах генерируемое излучение на различных длинах волн распространяется в едином оптическом волноводе, охватывая все КЯ и осуществляя оптическую связь между ними. Неоднородное возбуждение квантоворазмерных слоев приводит к появлению инжекционной связи между КЯ.



(a)



(б)

Рис. 1

Зонная диаграмма $E(z)$ асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры в термодинамическом равновесии (а) и при прямом смещении 1.65 В (б). Показаны уровень Ферми F , квазиуровни Ферми для электронов F_e и дырок F_h и распределение электростатического потенциала φ .

Так как длинноволновое излучение усиливается только в КЯ 1, а коротковолновое - в обоих КЯ, то скоростные уравнения для двумерных концентраций неравновесных носителей заряда n_1 и n_2 в соответствующих КЯ, а также для двумерных плотностей фотонов S_1 и S_2 в лазерных модах λ_1 и λ_2 с учетом нелинейного усиления в общем виде записываются как [4]

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{j_{21}}{e} - R_1 - \sum_{j=1,2} \left[G_1(\lambda_j) - \sum_{j'=1,2} \varepsilon_{1j'} G_1(\lambda_{j'}) S_{j'} \right] S_j; \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{j - j_{21}}{e} - R_2 - [G_2(\lambda_2) - \varepsilon_{222} G_2(\lambda_2) S_2] S_2; \quad (2)$$

$$\frac{dS_1}{dt} = \left[G_1(\lambda_1) - \left(\sum_{j'=1,2} \varepsilon_{1j'} G_1(\lambda_{j'}) S_{j'} \right) - \frac{1}{\tau_{p1}} \right] S_1 + \beta_{11} R_1; \quad (3)$$

$$\frac{dS_2}{dt} = \sum_{i=1,2} \left[G_i(\lambda_2) - \left(\sum_{j'=1,2} \varepsilon_{i2j'} G_i(\lambda_{j'}) S_{j'} \right) - \frac{1}{\tau_{p2}} \right] S_2 + \sum_{i=1,2} \beta_{i2} R_i. \quad (4)$$

Здесь j - плотность тока накачки, R_i и G_i - скорости спонтанной рекомбинации и функции модового усиления в КЯ $i = 1, 2$; $\tau_{ij} = 1/\nu_g \kappa_{Lj}$ - времена жизни фотонов в резонаторе для лазерных мод λ_j ($j = 1, 2$); κ_{Lj} - коэффициенты потерь излучения; ν_g - групповая скорость света в кристалле, коэффициенты β_{ij} учитывают вклад спонтанных переходов в лазерную моду j в КЯ i ; $\varepsilon_{ij'}$ - параметры нелинейного усиления в КЯ i для излучения $\lambda_{j'}$ вследствие воздействия излучения $\lambda_{j'}$. Ток инжекции j_{21} из КЯ 2 в КЯ 1 при

учете переноса носителей между КЯ в модели термоэлектронной эмиссии определяется в виде [5]

$$j_{21} = j_{b0} \left(\exp \left[\frac{\Delta F_2}{kT} \right] - \exp \left[\frac{\Delta F_1}{kT} \right] \right), \quad (5)$$

где ΔF_i — разность квазиуровней Ферми для электронов и дырок в КЯ i ; T — температура; j_{b0} — электрофизический параметр гетероструктуры. В случае нелинейного усиления из-за нагрева носителей излучением параметры нелинейного усиления ε_{ij} оказываются прямо пропорциональными времени релаксации температуры электронного газа $\tau_{\text{врт}}$ [4].

Теоретические области существования различных режимов генерации лазера с двумя КЯ при медленном, "адиабатическом", увеличении тока накачки в пространстве $j - j_{b0}$ показаны на рис. 2. В области I осуществляется устойчивая генерация излучения только на длине волны λ_1 . Если порог генерации излучения на длине волны λ_1 не достигается, лазер излучает регулярные импульсы излучения на одной моде с длиной волны λ_2 (область II). Одновременное возбуждение обеих лазерных мод наблюдается в области III. Области, ограниченные пунктирными линиями, обозначают диапазоны изменения параметров, когда решение уравнений (1)-(4) неустойчиво по Ляпунову. С увеличением значений параметров нелинейного усиления область неустойчивой генерации сужается. При больших величинах параметров нелинейного усиления возможна также устойчивая генерация на короткой длине волны в области II. В стационарной точке при одновременной генерации излучения на двух длинах волн имеем $G_1(\lambda_2) \approx -20 \text{ см}^{-1}$ при параметрах, соответствующих рис. 2а, и $G_1(\lambda_2) \approx -5 \text{ см}^{-1}$ при параметрах, соответствующих рис. 2б. Таким образом, большая область пульсаций реализуется при большей величине поглощения коротковолнового излучения в КЯ, генерирующей длинноволновое излучение. Увеличение области пульсаций достигается также при увеличении дифференциального усиления $\partial G_1(\lambda_2) / \partial n_1$, например, при совпадении энергии фотонов на длине волны λ_2 с разностью между второй парой квантовых уровней в КЯ 1.

Численные расчеты лазерных режимов с использованием (5) показывают, что, если длительность фронта импульса накачки короче времени жизни носителей, область неустойчивости может быть шире, чем область, получаемая согласно критерию Ляпунова (рис. 2). Как видно из рис. 3, это возможно в условиях резкого включения тока из-за сильной нелинейной зависимости между барьерным током и населенностью квантовых ям, как следует из (5).

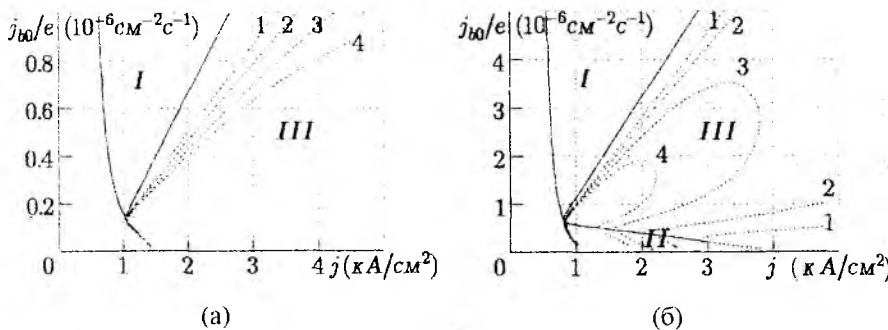


Рис. 2

Области существования различных режимов генерации в лазере с двумя КЯ при $\kappa_{L1} = \kappa_{L2} = \kappa_L = 40 \text{ см}^{-1}$ (а) при $\kappa_L = 47 \text{ см}^{-1}$ (б) в зависимости от плотности тока накачки j и параметра j_{00}/e : I – генерация на одной длине волны $\lambda_1 = 843 \text{ нм}$; II – генерация на одной длине волны $\lambda_2 = 805 \text{ нм}$; III – одновременная стационарная генерация на двух длинах волн. Штриховыми линиями изображены границы существования области существования пульсаций при эффективном времени термализации $\tau_{\text{эф}} = 0$ (1), 1 (2), 3 (3) и 5 пс (4). Границы между областями I и III, II и III рассчитаны при $\tau_{\text{эф}} = 0$. Параметры нелинейного усиления при $\tau_{\text{эф}} = 1 \text{ пс}$ составляют $\varepsilon_{111} = 0.37$, $\varepsilon_{112} = 0.12$, $\varepsilon_{121} = 0.85$, $\varepsilon_{122} = 0.27$, $\varepsilon_{222} = 0.14$ в единицах 10^{-12} см^2 .

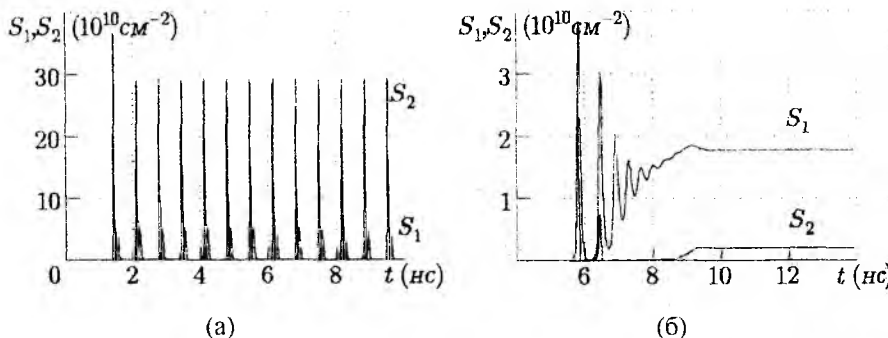


Рис. 3

Динамика генерации лазера с двумя КЯ при $j = 2 \text{ кА/см}^2$, $\kappa_L = 40 \text{ см}^{-1}$ и $j_{00}/e = 0.5 \times 10^{-6} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\tau_{\text{эф}} = 3 \text{ пс}$. Ступенчатое включение тока (а); линейное увеличение плотности тока накачки от нуля при длительности фронта импульса 10 нс (б).

Результаты моделирования динамики генерации излучения в описанной выше структуре приведены на рис. 4. При одновременной генерации двух мод поглощение в КЯ I излучения более интенсивной моды λ_2 конкурирует с процессом сброса населенности из-за генерации моды λ_1 . Возрастание населенности в одной из КЯ вызывает уменьшение эффективности инжекции в эту КЯ и увеличивает инжекцию носителей в другую КЯ. Процесс пульсаций излучения сопровождается осцилляциями эффективности

инжекции носителей в КЯ. Перепады коэффициента инжекции достигают величины, сравнимой с 1. Оптическая связь между КЯ возникает из-за поглощения коротковолнового излучения в КЯ 1. Коэффициент поглощения излучения λ_2 уменьшается при увеличении параметра инжекции j_{b0} в КЯ 1 (ср. рис. 4 а, б, в и рис. 4 г, д, е). Величина поглощения коротковолнового излучения также может быть изменена выбором соответствующей разницы длин волн генерации λ_1 и λ_2 . При сильном нелинейном электронно-оптическом взаимодействии КЯ в структуре возникает эффект синхронизации и импульсы излучения различных длин волн чередуются друг с другом. Длительность переходного процесса в этом случае мала. После импульса излучения на короткой длине волны следует импульс длинноволнового излучения, сбрасывающий населенность в поглощающей КЯ до прежнего низкого уровня, и тем самым восстанавливающий низкую добротность резонатора для коротковолнового излучения. Это увеличивает диапазон токов, в котором существуют самоподдерживающиеся пульсации излучения по сравнению с условиями, когда излучение на длине λ_1 отсутствует (ср. интервалы токов существования пульсаций в областях III и II на рис. 2). По существу, генерация длинноволнового излучения в поглощающей КЯ выполняет ту же роль, что и уменьшение времени жизни поглотителя в лазере с областью разупорядоченного полупроводника.

Нелинейное усиление, как и нелинейное поглощение в области лазера с разупорядоченным полупроводником, приводит к уменьшению амплитуды и увеличению длительности импульсов излучения. При слабой оптической связи между КЯ интенсивность излучения может колебаться, не опускаясь ниже спонтанного уровня, а импульсы излучения - иметь квазипериодический характер. Подбирая добротность резонатора и уровень накачки, можно в широких пределах управлять амплитудами световых пиков, причем увеличение амплитуды и уменьшение длительности импульсов достигается при использовании структур с большей модуляцией добротности для коротковолнового излучения - $G_1(\lambda_2)$. Длительности импульсов излучения на более короткой длине волны меньше длительности импульсов более длинноволнового излучения. Частота пульсаций излучения растет с увеличением тока. Временной сдвиг между последовательными импульсами излучения на двух разнесенных модах λ_1 и λ_2 составляет небольшую часть от периода пульсаций излучения.

Чтобы получить генерацию на трех длинах волн можно использовать асимметричную квантоворазмерную гетероструктуру с тремя КЯ, различающимися по компонентному составу (рис. 5). Для достижения сравнимых уровней инжекции в каждую КЯ между ними находятся составные барьерные слои. Тип легирования барьера приводит к блокированию электронного или дырочного переноса.

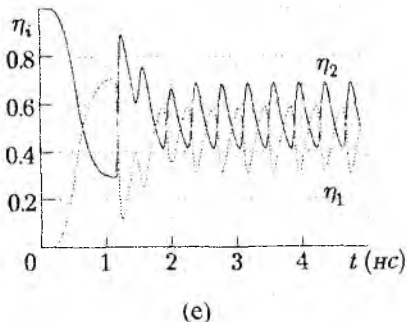
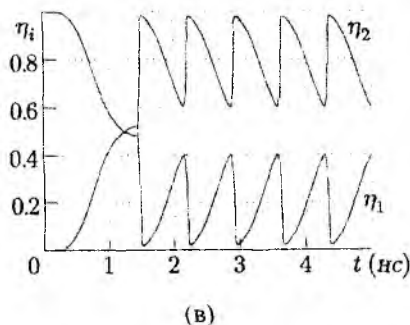
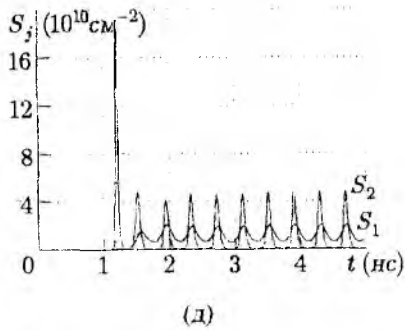
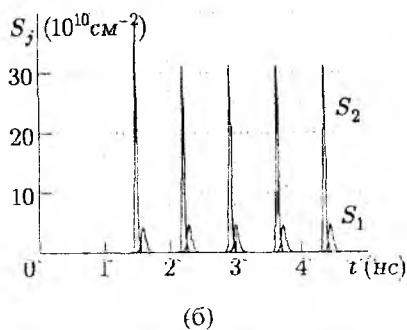
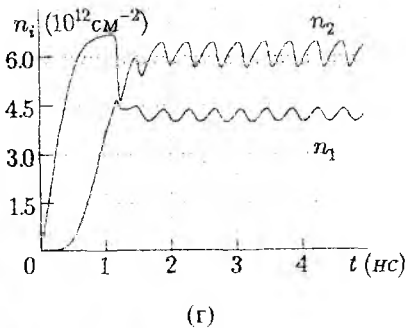
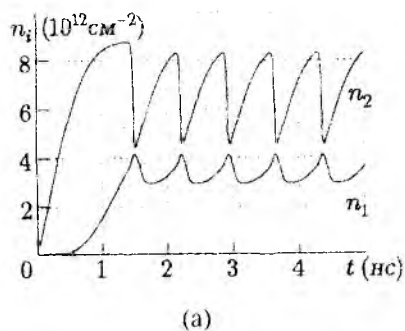


Рис. 4

Осцилляции концентраций электронов n_i в разных КЯ ($i = 1, 2$) (а, г), генерация излучения на двух разнесенных длинах волн ($j = 1, 2$) (б, д) и изменения коэффициентов инжекции носителей в КЯ η_i (в, е) при $j = 2$ кА см², $\tau_{\text{эф}} = 3$ пс; $\kappa_L = 40$ см⁻¹, $j_{\text{во}}/e = 0.4 \times 10^{-6}$ см²с⁻¹ (а, б, в), $\kappa_L = 47$ см⁻¹, $j_{\text{во}}/e = 2 \times 10^{-6}$ см²с⁻¹ (г, д, е).

Например, легирование барьерного слоя между КЯ 1 и 2 акцепторами увеличивает потенциальный барьер в зоне проводимости и уменьшает его в валентной зоне. Поэтому квазиуровень Ферми для электронов F_e значительно изменяется в области между КЯ 1 и 2. Что касается дырочной проводимости, то барьер почти не препятствует протеканию дырок в КЯ 2 и квазиуровень Ферми для дырок F_h в этой области практически постоянен. Легирование барьерного слоя между КЯ 2 и 3 донорами выполняет противоположную функцию. Уровень возбуждения КЯ 2 с наибольшей шириной запрещенной зоны прямо определяется приложенным напряжением. Таким образом, концентрации носителей в КЯ оказываются подходящими для генерации на трех удаленных длинах волн: $\lambda_1=843$ нм, $\lambda_2=814$ нм и $\lambda_3=828$ нм. Можно также сформировать лазерную структуру с потенциальными барьерами либо только в зоне проводимости, либо валентной зоне.

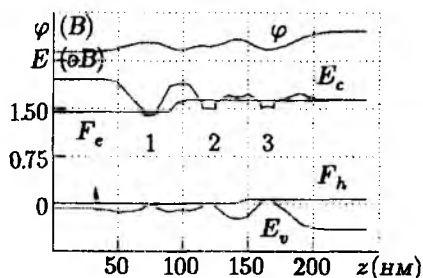


Рис. 5

Зонный профиль лазерной гетероструктуры с тремя КЯ при прямом смещении.

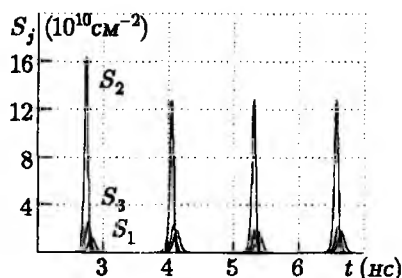


Рис. 6

Временная зависимость плотностей фотонов S_j на соответствующих длинах волн.

Рис. 6 иллюстрирует временные зависимости концентраций носителей и плотностей фотонов, рассчитанные на основе скоростных уравнений. При выбранном коэффициенте потерь в рассматриваемой структуре излучение λ_2 поглощается в КЯ 1. Это вносит синхронизирующий эффект в генерацию импульсов излучения на разных длинах волн и пульсации становятся периодическими. Импульсы излучения на разных длинах волн следуют друг за другом: первым в последовательности идет импульс самого коротковолнового излучения, последним — самого длинноволнового.

Таким образом, при соответствующем подборе параметров в асимметричной квантоворазмерной гетероструктуре создается такое неоднородное возбуждение КЯ, при котором один из квантоворазмерных слоев играет роль насыщающегося поглотителя для излучения, генерируемого в другом квантоворазмерном слое. По-существу, реализуется интегральная квантоворазмерная гетероструктура планарной конструкции, содержащая

лазер и модулятор добротности резонатора и позволяющая осуществить генерацию самоподдерживающихся импульсов излучения на двух далеко-разнесенных длинах волн в широком интервале токов накачки. Генераторы незатухающих оптических импульсов с успехом могут быть использованы в приборах интегральной оптики, светодальнометрии, записи и обработки информации, для калибровки приемников излучения и т.д.

Список литературы: 1. Ikeda S., Shimizu A., Sekiguchi Y., Hasegawa M., Kaneko K., Hara T. Wide-range wavelength tuning of an asymmetric dual quantum well laser with inhomogeneous current injection // *Appl. Phys. Lett.* 1989, Vol. 55, No. 20, P. 2057-2059. 2. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С. Биестабильный режим генерации в квантоворазмерных лазерах // *Письма ЖТФ*. 1993, Т. 19, № 9, С. 35-39. 3. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С. Режим регулярных пульсаций в лазерах с двумя квантовыми ямами // *Письма ЖТФ*. 1994, Т. 20, № 2, С. 57-61. 4. Афоненко А.А., Манак И.С., Шевцов В.А. Нелинейное усиление в квантоворазмерных лазерах из-за динамического разогрева носителей излучением на нескольких длинах волн // *Полупроводниковые лазеры: Межвуз. сб. науч. тр. Вып. 1. Минск. БГУ, 1997, С. 69-79.* 5. Afonenko A.A., Kononenko V.K., Manak I.S. Modeling of novel light sources based on asymmetric heterostructures. Preprint No. LAMP/95/6, Trieste, ICTP, 1995.

*Белорусский государственный
университет, г. Минск*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

ИССЛЕДОВАНИЕ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ И ДИНАМИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ ПОВЕРХНОСТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ВЫЖИГАНИЯ ДЫР

Лазеры поверхностного излучения, обладающие рядом неоспоримых преимуществ с точки зрения практического применения в оптоволоконных системах, не вполне отвечают требованиям широкополосности, при определенных условиях в них трудно обеспечить одномодовый режим излучения.

В настоящее время лазерный диод является ключевым элементом при создании оптических телекоммуникационных систем передачи. За последние десять лет созданы все предпосылки для использования следующих поколений лазерных устройств, позволяющих значительно увеличить эффективность таких систем. Сейчас практически все коммерческие лазерные диоды создаются на основе квантоворазмерных гетероструктур [1], [2]. У таких лазеров плоскости зеркал перпендикулярны поверхности слоев, направление излучения направлено нормально к поверхности отражающего покрытия. Однако в ряде случаев их практическое применение наталкивается на трудности, связанные с их конструкцией. Достаточно большие собственные размеры (размеры чипа 0.1-1 мм) и сложность тестирования изготовленных матриц вызывают определенные трудности.

В связи с этим представляют интерес другие источники излучения - лазеры с вертикальным резонатором (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers, VCSEL), у которых направление лазерного излучения нормально к плоскости составляющих слоев [3], [4]. Лазер, построенный таким образом, обладает многими преимуществами - малая длина резонатора (поперечный диаметр 1-20 мкм), достаточно высокая скорость модуляции, малый пороговый и управляющий токи, излучение одной поперечной моды, круговое сечение излучаемого луча, высокая надежность, высокий КПД. В настоящее время лазеры с вертикальным резонатором "перекрывают" диапазон от 420 до 2500 нм за счет использования различных материалов для формирования структуры области усиления [2].

Современные лазеры с вертикальным резонатором имеют пороговые токи менее 1 мА, сохраняют работоспособность в диапазоне температур до 120 (импульсный режим) - 60 (непрерывный режим), могут быть использованы при высокоскоростной модуляции (до 12 Гбит/с).

VCSEL с имплантированным слоем (рис. 1а) в настоящее время является коммерчески используемым устройством. Имплантированный слой обладает высоким сопротивлением, что препятствует растеканию тока за границы выходного окна контакта и повышает эффективность работы лазера.

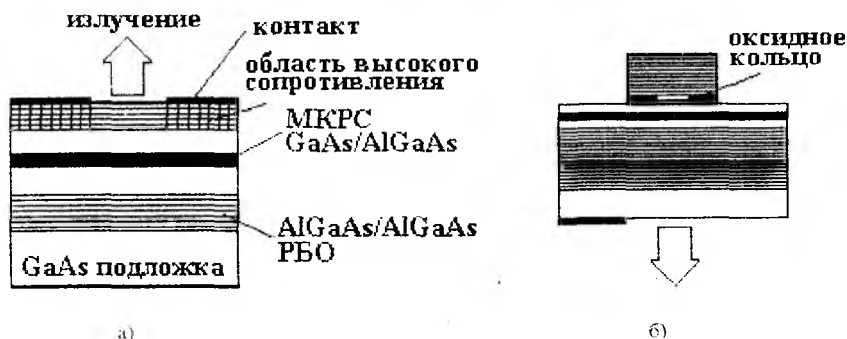


Рис. 1

Лазер такого типа (излучение в диапазоне 780-980 нм) обладает малым диаметром (10-25 мкм), работает в широком диапазоне температур (-50 - 130°C), имеет малый пороговый ток (до 4 мА) [5]. Ввиду того, что лазеры с вертикальным резонатором имеют очень короткий резонатор, для возникновения излучения необходимо создавать зеркала резонатора с очень высокой отражающей способностью (более 99%). Так как слои AlGaAs и AlAs, которые формируют брэгговский отражатель (РВО), обладают малой разницей показателей преломления, необходимо создание большого числа пар слоев (40 - 50 слоев) [6]. Существует несколько способов достижения цели - использование металлических зеркал, полупроводниковых зеркал, а также комбинированного соединения слоев диэлектрика (или полупроводника) с металлическим слоем.

Рекордные показатели демонстрирует конструкция VCSEL, в которой имплантированный слой заменяет тонкое оксидное кольцо (рис. 1 б) - мощность излучения до 1 мВт, пороговый ток менее 2 мкА, но такие лазеры еще не внедрены в серийное производство, что объясняется технологическими проблемами. Эксперименты с VCSEL показали, что частота релаксационных колебаний достигает 71 ГГц. При этом максимальная достигнутая ширина полосы модуляции для устройств с имплантированным слоем составляет 14 ГГц и для устройств с оксидированным слоем 17 ГГц [14]. Такое сужение полосы обусловлено внутренними процессами переноса и захвата носителей. Полоса модуляции может быть расширена за счет увеличения степени легирования активной области и подавления мод высших порядков. Кроме того, оптимальные характеристики получены для лазеров с поперечным сечением около 10 мкм с повышенным содержанием ионов примеси (10^{14} ион/см²).

Важно иметь физическое представление о поведении лазеров с вертикальным излучением, выяснить влияние структурных, материальных параметров и условий эксплуатации на свойства генерируемого излучения, и задать, таким образом, направление в конструировании лазера. Одной из важных задач при разработке конструкции лазера заключается в нахождении компромиса при достижении минимальной величины порогового тока и максимальной квантовой эффективности. Для уменьшения порогового тока необходимо стремиться к уменьшению числа КРС слоев, увеличению отражающей способности зеркал и уменьшению объема резонатора. Чтобы получить лазер с большей квантовой эффективностью, требуется уменьшать качество зеркал, увеличивать число КРС слоев в активной области и уменьшать оптические потери.

Среди причин, усложняющих моделирование таких структур, отметим следующее. Моделирование VCSEL особенно сложно из-за малого резонатора [17]. Большинство слоев имеют размер порядка длины волны. Более того, оптический луч не распространяется по большей части их объема, сильно ограничивается оксидированной областью или имплантированным слоем, зеркала являются распределенными отражателями [5]. Распределение носителей и фотонов вдоль активной области не является однородным. Распределение фотонов, нормированное так, что среднее значение по длине резонатора равно единице, зависит от свойств оптической среды. Неоднородное распределение фотонов приведет к неоднородному распределению носителей, т.к. уменьшится число носителей в области с высокой плотностью фотонов из-за сильной местной стимулированной рекомбинации. Это явление называется пространственным выжиганием дырки [13].

Неоднородное распределение носителей определяет модуляцию показателя преломления и усиления вдоль активной области, что изменяет оптические свойства резонатора и т.о. кривую распределения фотонов. Такая сложная оптическая связь затрудняет анализ пространственного выжигания дырки и приводит к серьезным нестабильностям. Увеличение внешнего смещения из-за пространственного выжигания дырки сказывается на стабильности работы в одномодовом режиме генерации, линейности зависимости мощности от тока и длины излучаемой волны лазера [15]. У лазеров рассматриваемого типа с увеличением тока начинают излучаться кратные моды, которые способствуют уширению оптического спектра и ограничивают применение VCSEL для высокоскоростных систем [10]. Эта особенность работы VCSEL авторами работ [11], [20] объясняется эффектом пространственного выгорания дырок. Этот эффект оказывает влияние на распределение показателя преломления и усиление в резонаторе. Самым главным следствием пространственного выжигания дырки для излучаемой моды является изменение потерь мощности излучения на отражателе [16].

Если уровень потерь станет больше чем потери для конкурирующей сторонней моды, то лазер совершит переход на другую моду [9] или перейдет в многомодовый режим [8]. Это явление является крайне нежелательным (в присутствии волноводной дисперсии) для стабильной работы лазера в одномодовом режиме, используемого для организации протяженных оптоволоконных линий.

Кроме пространственного выжигания дырки, существует другое, но по многим признакам подобное явление, называемое нелинейным усилением. Нелинейное усиление является собирательным термином для различных эффектов, который выражается в феноменологическом насыщении усиления при высоких плотностях фотонов, например, спектрального выгорания дырки, нагрева носителей и слабого пространственного выжигания дырки из-за профиля оптической стоячей волны.

Пространственное выжигание дырки и нелинейное усиление оказывают влияние на огибающую мощностной характеристики как функции смещения, т.е. мощностная характеристика становится нелинейной (а пороговый ток не постоянным из-за влияния явления нагрева и выжигания дырки), что также вызывает искажения сигналов в аналоговых оптоволоконных системах.

Пространственные неоднородности процессов переноса носителей заряда и фотонов приводят также и к проблемам термического режима устройства. Ввиду наличия растекания тока и сложного процесса нагрева устройства наблюдается значительная разность температур между активной областью и подложкой, что проявляется в увеличении показателя преломления [7], [12]. Следует отметить, что эффект выжигания дыр и инжектируемые носители оказывают различное влияние на поведение поперечных мод. Рассмотренные особенности позволяют заключить, что для улучшения конструкций и параметров VCSEL необходимо иметь правильную оценку их физического поведения, влияния материальных параметров и условий эксплуатации. Как следует из вышеизложенного наибольшее значение имеют эффекты пространственного выжигания дыр и температурные неоднородности, связанные с растеканием тока и различиями температуры активного слоя и подложки. Очевидно, что эти эффекты отражаются и на динамических характеристиках VCSEL.

Существует ряд моделей, описывающих динамическое поведение VCSEL с разных сторон [12], [17]-[19]. Работа [17] основана на применении метода волнового распространения для расчета характеристик. Представлена пространственная модель VCSEL с оксидированным слоем, основанная на скоростном уравнении с учетом диффузии. Модель позволяет рассчитывать пороговый ток, выходную мощность, спектр сигнала. При этом температурные эффекты и влияние мод высших порядков не учитывается. Авторы [18] представили модель расчета пороговых свойств лазера с учетом структуры распределенного отражателя. Однако, они рассматри-

ают только основную моду и не моделируют поведение лазера выше порога. В [19] и [12] резонатор рассматривается в виде эквивалентной структуры без учета изменения показателя преломления, но, с другой стороны проведено полное исследование температурных характеристик структуры.

В дальнейшем будет представлена модель, которая учитывает распределение носителей, оптического поля и температуры внутри резонатора. С помощью такой модели может быть исследовано влияние порогового тока, апертуры оксидного окна, температуры на поведение поперечных мод VCSEL. Исследуемая лазерная структура имеет активную область с одним квантоворазмерным слоем GaAs толщиной 5 нм, помещенным между двумя GaAs/AlGaAs распределенными брэгговскими отражателями (РБО), и оксидное окно, радиус которого может изменяться в пределах от 4 до 10 мкм. Длина волны излучения составляет 980 нм.

При расчетах использовалась цилиндрическая система координат. Для упрощения моделирования плотность носителей в активной области вдоль оси z считается однородной. Распределение тока внутри активного слоя ограничивается процессами рекомбинации и диффузии, что может быть выражено следующим уравнением диффузии для плотности носителей $N(r)$

$$\frac{J(r)}{es} = \frac{N(r)}{\tau} - BN^2(r)D_N \nabla_T^2 N(r) - g(r) \frac{P|E(r)|^2}{h\nu}, \quad (1)$$

где $J(r)$ - распределение плотности инжекционного тока на апертуре, образованной оксидированной областью; $\nabla_T^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right)$; D_N - коэффициент диффузии электронов ($50 \text{ см}^2/\text{с}$), τ - время жизни носителей ($1 \cdot 10^{-9} \text{ с}$), h - постоянная Планка, ν - частота генерации лазера, s - толщина активной области, e - заряд электрона; $g(r)$ - усиление, рассчитываемое по линейному закону: $g(r) = g_0(N(r) - N_{tr})$, где g_0 - коэффициент усиления ($2.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$) и N_{tr} - концентрация носителей при просветлении ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). P - средняя плотность оптической мощности в резонаторе:

$$P = \frac{2}{\pi d^2} \iint_{act} cn \varepsilon_0 |\psi(r)|^2 d\sigma, \quad (2)$$

где d - внутренний диаметр оксидного кольца, c - скорость света, n - показатель преломления активной области, ε_0 - диэлектрическая постоянная, $\psi(r)$ - интенсивность поля поперечной моды. $|E(r)|^2$ обозначает распределение нормированной интенсивности поля для поперечной моды. Для распределения плотности тока $J(r)$ в уравнении (1) приняты такие граничные условия:

$$J(r) = J_0, \quad |r| \leq d/2$$

$$J(r) = 0, \quad |r| > d/2.$$

Для описания распространения через различные слои необходимо решить скалярное уравнение Гельмгольца

$$\nabla^2 E + \omega^2 \mu_0 \varepsilon E = 0, \quad (3)$$

где E – электрическое поле излучаемой моды, $\omega = 2\pi\omega$, μ_0 – магнитная проницаемость, ε – диэлектрическая постоянная, определяемая из соотношения [2]

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \cong n^2 + j \frac{ng(r)}{\beta_0}, \quad (4)$$

где β_0 – постоянная распространения в вакууме. В параксиальной форме электрическое поле $E(r, \Theta, z) = \psi(r)\phi(\Theta)\exp(-i\beta_z z)$, где β_z – постоянная распространения вдоль оси лазера, а $\phi(\Theta) = (1/\sqrt{2m})\exp(im\Theta)$ и $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. При $m = 0$ получим только две моды: главную и моду первого порядка, которые и будут рассмотрены в дальнейшем.

Суммарные изменения величины показателя преломления под влиянием инжектируемых носителей и температурного распределения можно представить таким выражением [18]

$$\Delta n(r) = \frac{\partial n}{\partial N} \Delta N(r) + \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T(r), \quad (5)$$

где $\frac{\partial n}{\partial N} = -10^{-21} \text{ см}^{-3}$, $\frac{\partial n}{\partial T} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ (для GaAs). При последующих расчетах учитываются только E_θ поляризация. Тогда электрическое поле в резонаторе $E(r, z)$ может быть описано с помощью экспоненциальной зависимости. В итоге получим волновое уравнение для поперечной моды

$$\nabla_T^2 \psi + \left(\beta_0^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - \beta_z^2 \right) \psi = 0 \quad (6)$$

при следующих граничных условиях для ψ $\partial\psi/\partial r|_{r=0} = 0$ для четных мод и $\psi|_{r=0} = 0$ для нечетных. С учетом $m = 0$ имеем поле, состоящее из двух мод $\psi = \psi_1 + \psi_2$. В последующем ограничимся учетом только этих мод.

Будем считать температурное распределение непрерывным на границе между любыми двумя слоями. При этом возможность отвода тепла через боковые, верхние и нижние границы структуры не учитывается. Не учитывается также температурная зависимость запрещенной

зоны материалов. Таким образом принимается модель, в которой тепло распространяется в двух направлениях в проводящем канале, который рассматривается как емкость с некоторой начальной температурой T_0 . Эта модель может быть выражена уравнением теплопроводности

$$\frac{1}{p_i} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla_T^2 T + \frac{1}{f_i} Q_i(r, t) \quad (7)$$

с граничными условиями $T(z \neq 0) = T_0$, $\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=H} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=s} = 0$,

где T – температура, t – время, p_i – удельная теплопроводность и f_i – коэффициент рассеяния i -го слоя, H – высота лазерного чипа, $Q_i(r, t)$ – теплоемкость i -го слоя. Решение уравнения выполняется путем применения функции Грина [21]. Источники тепла разделяются на две группы: тепло в активном слое и тепло в подложке и РБО. Первые задаются неизлучательной рекомбинацией и поглощением, а вторые джоулевым теплом в каждом слое.

Уравнения (1), (5), (6), (7) полностью описывают лазерную систему и были совместно решены для анализа ближнего поля. На рис. 2 и рис. 3 показаны распределения интенсивности поля поперечной моды и плотности носителей соответственно при различных значениях тока накачки. При пороговых токах мы имеем гауссово распределение поля, а с возрастанием тока основная мода начинает испытывать влияние пространственного выжигания дыр и суммарное распределение поле получает провал в центре активного слоя. Рост тока приводит и к расширению области пространственной дырки в распределении носителей. Аналогичный эффект имеет место при увеличении радиуса оксидного окна. Рис. 4 показывает как с возрастанием апертуры оптическая мощность перекачивается из основной моды в моду первого порядка и суммарное поле получает пространственную дырку.

На рис. 5 изображено распределение температуры в активном слое при различных апертурах оксидного окна. С ростом апертуры профиль распределения температуры становится шире, а изменение температурного режима увеличивается практически вдвое, причем при апертуре порядка 8-10 мкм температурный профиль также приобретает характер пространственной дырки. Таким образом рассмотренный метод моделирования, несмотря на ряд принятых упрощений, дает информацию о поведении процессов пространственного выжигания дыр в VCSEL при взаимодействии основной моды и моды первого порядка.

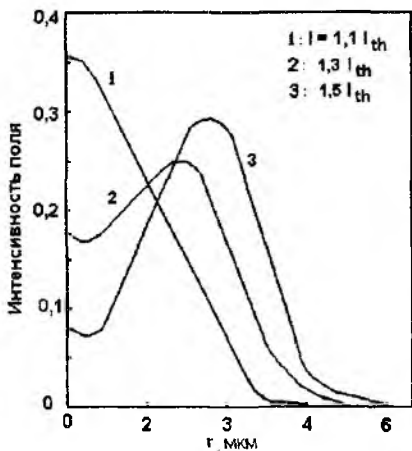


Рис. 2

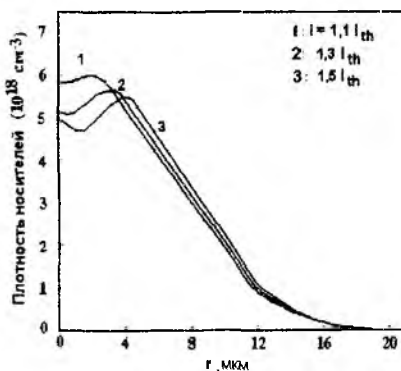


Рис. 3

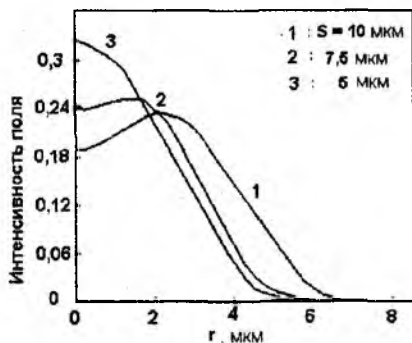


Рис. 4

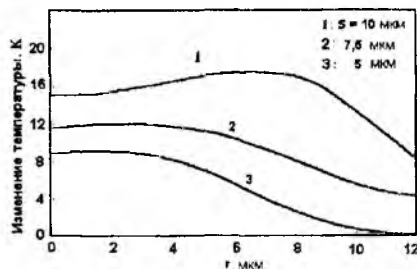


Рис. 5

Как было отмечено выше, эффекты пространственного выжигания дыр и разница температуры активного слоя и подложки могут оказывать влияние на динамические характеристики VCSEL. Для анализа такого влияния в систему скоростных уравнений следует включить уравнение, описывающее динамику температуры. Такая система уравнений может быть записана в следующем виде:

$$\frac{dS(t)}{dt} = v_g (\Gamma \Gamma_z G(N, S, T) - 1/\tau_p) S(t) + \beta \frac{N(t)}{\tau_n}; \quad (8)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I}{qV} - v_g \Gamma \Gamma_z G(N, S, T) S(t) - \frac{N(t)}{\tau_n}; \quad (9)$$

$$\frac{dT(t)}{dt} = \frac{1}{C} \left(P_{in}(t) - P_{out}(t) - u \frac{T(t) - T_0}{R} \right) \quad (10)$$

Здесь S - плотность фотонов, N - плотность носителей заряда, v_g - групповая скорость, Γ_z - продольный и Γ - поперечный коэффициенты ограничения моды, $G(N, S, T)$ - оптическое усиление, зависящее от S , N и температуры T [22], β - фактор спонтанного излучения, время жизни носителей, которое зависит от температуры как

$$\tau_n = \tau_{n0} / \exp[T(t) - T_0 / T_{0S}] \quad (11)$$

где - время жизни при температуре $T_0 = 300$ К, $T_{0S} = 30$ К - характеристическая температура.

Температурный баланс определяется коэффициентами термической емкости C , термического сопротивления R и теплопроводности u . Общую потребляемую электрическую мощность можно представить $P_{in} = E_g I / 2$, где E_g - энергия запрещенной зоны активного слоя. Выходную мощность найдем из плотности фотонов:

$$P_{out} = \frac{1}{2} v_g \hbar \omega \left[1 - |R_0|^2 \right] \pi d^2 \Gamma_z S(t) \quad (12)$$

Здесь R_0 - эффективный коэффициент отражения брэгговской решетки.

Исследуемый лазер возбуждался импульсами тока длительностью 10 нс. При этом в модели ток инжекции был представлен в форме мультигармонического сигнала $I = I_0 + I_f \sin(2\pi f_m t)$, где I_0 и I_f соответственно постоянная и переменная составляющие, причем $I_0 \gg I_f$, f_m - частота колебаний m -й гармоники. Динамические характеристики показаны на рис. 6 и рис.7.

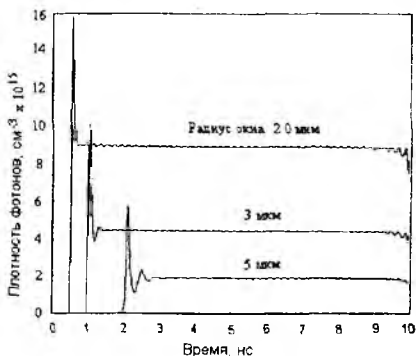


Рис. 6

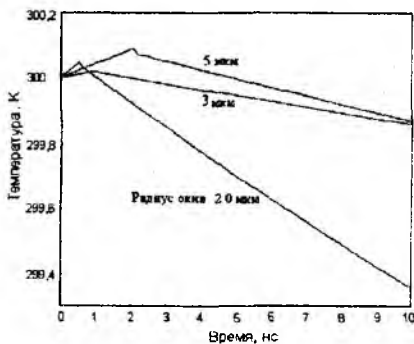


Рис. 7

Полученные данные показывают существенную зависимость динамического отклика лазера от геометрии окна, которая в свою очередь, определяет температурный режим и пространственное распределение поля в VCSEL. При малом радиусе окна общая плотность фотонов значительно выше (см. рис. 6), а время задержки отклика меньше, чем при большом окне. Этот результат хорошо коррелирует с динамикой температуры, показанной на рис. 7, где отчетливо видны два характерных режима изменения температуры в центре активной области. В течение длительности возбуждающего импульса температура в центре сначала нарастает, а затем после начала генерации плавно спадает. Скорости этих процессов зависят от характера изменения поля и распределения носителей и температуры во всем активном слое, что было проанализировано выше.

Таким образом в представленной работе дана расширенная модель VCSEL, которая дает комплексное решение для оптического поля в резонаторе, позволяет вычислить полную оптическую мощность и распределение поля в ближней зоне излучения при учете эффектов пространственного выжигания дыр. Данная модель позволяет выполнять исследования влияния геометрии и температурного режима в VCSEL на его статические и динамические выходные характеристики с целью оптимизации конструкции данного типа лазеров.

- Список литературы:** 1. *A. Zory. Quantum Well Lasers.* NY: Academy Publishing. 1993. 2. *G. P. Agrawal. Long Wavelength Semiconductor Lasers.* New York: Von Nostrand Reinhold, 1986. 3. *C. J. Chang-Hasnain, J. P. Harbison, G. Hasnain, A. C. Von Lehmen, L. T. Florez and N. G. Stoffel. Dynamic, Polarization, and Transverse Mode Characteristics of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics.* 1991. Vol. 27. No. 6. PP. 1402-1409. 4. *J. L. Jewell, J. P. Harbison, A. Scherer, Y. H. Lee and L. T. Florez. Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Design, Growth, Fabrication, Characterization // IEEE Journal of Quantum Electronics.* 1991. Vol. 27. No. 6. PP. 1332-1346. 5. *R. S. Geels, S. W. Corzine and L. A. Coldren. InGaAs Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics.* 1991. Vol. 27. No. 6. PP. 1359-1368. 6. *H. Anis, T. Makino and J. M. Xu. Mirror Effects on Dynamic Response of Surface-Emitting Lasers // IEEE Photonics Technology Letters.* 1995. Vol. 7. No. 3. PP. 232-234. 7. *M. V. Samokhvalov, I. A. Sukhoivanov. Beam Propagation Method for Simulation of Performance of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers// VII-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. Kharkov.* 1998. Vol. 2. P. 902-904. 8. *J. Dellunde, M. C. Torrent, J. M. Sancho and K. A. Shore. Statistics of Transverse Mode Turn-on Dynamics in VCSEL's // IEEE Journal of Quantum Electronics.* 1997. Vol. 33. No. 7. PP. 1197-1204. 9. *G. Wang, R. Nagarajan. Reduction of Damping in High-Speed Semiconductor Lasers // IEEE Photonics Letters.* 1993. Vol. 5. P. 642-645. 10. *V. N. Morozov, J. A. Neff and H. Zhou. Analysis of Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Multimode Behavior // IEEE Journal of Quantum Electronics.* 1997. Vol. 33. No. 6. PP. 980-988. 11. *J. W. Scott, R. S. Geels, S. W. Corzine and L. A. Coldren. Modelling Temperature Effects and Spatial Hole Burning to Optimize Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Performance // IEEE Journal of Quantum Electronics.* 1993. Vol. 29. No. 6. PP. 1295-1308. 12. *W. Nakwaski and M. Osinski. Thermal Properties of Etched-Well Surface-Emitting Semiconductor Lasers// IEEE Journal of Quantum Electronics.* 1991. Vol. 27. No. 6. PP. 1391-1401.

13. *A. Valle, J. Sharma and K. A. Shore.* Spatial Holeburning Effects on the Dynamics of Vertical Cavity Surface-Emitting Laser Diodes. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1995. Vol. 31. No. 8. PP.1423-141431.
14. *Y. Satuby and M. Orenstein.* Limits of the Modulation Response of a Single-Mode Proton Implanted VCSEL // IEEE Photonics Technology Letters. 1998. Vol. 10. No. 6. PP. 760-763.
15. *J. Y. Law and G. P. Agrawal.* Effects of Spatial Hole Burning on Gain Switching In Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1997. Vol. 33. No. 3. PP. 462-468.
16. *D. W. Winston and R. E. Hayes.* Optoelectronic Device Simulation of Bragg Reflectors and Their Influence on Surface-Emitting Laser Characteristics // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1998. Vol. 34. No. 4. PP. 707-715.
17. *H. K. Bissessur, F. Koyama, K. Iga.* Modeling of Oxide-Confined Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers// IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 1997. Vol. 3. No. 2. PP. 344-352.
18. *J.-P. Zhang and K. Petermann.* Beam Propagation Model for Vertical Cavity Surface Emitting Lasers: Threshold Properties // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1994. Vol. 30. No. 7. PP. 1529-1536.
19. *G.R. Hadley.* Low-Truncation-Error Finite Difference Equations for Photonics Simulation II: Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers // Journal of Lightwave Technology. 1998. Vol. 16. No. 1. PP. 142-151.
20. *G. S. Wilson, D. M. Kuchta, J. D. Walker and J. S. Smith.* Spatial Hole Burning and Self-Focusing in Vertical Cavity Surface Emitting Laser Diodes. Applied Physic Letters. 1994. Vol. 64. PP. 542-544.
21. *М. Самохвалов.* Применение метода функций Грина для учета температурной зависимости характеристик полупроводникового лазера с вертикальным резонатором // Радиотехника. 1999. Т.109. С.00-00.
22. *I. A. Sukhoivanov, M. V. Samokhvalov.* Modeling of oxide-confinement vertical cavity surface emitting lasers // Proc. ICTON'99, Kielce, 11/06/1999, Poland. P. 142-147.
22. *Yu S.F.* IEEE Journal of Quantum Electronics. 1999. Vol. 35. P. 332-341.

*Харьковский государственный
технический университет
радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СО₂-ЛАЗЕРЕ С ФОТОТРОПНЫМ МОДУЛЯТОРОМ

Целью создания математической модели лазера является полное математическое описание всех возможных параметров и процессов. Такую модель можно использовать для того, чтобы на основе известных результатов улучшать характеристики прежних систем. Достоинства и недостатки модели, проявляющиеся при ее использовании, позволяют выяснить, какие именно из известных нам параметров следует изучить более основательно.

Конструкция любого газового лазера сильно зависит от большого набора фундаментальных данных об атомных системах. Лазеры – это сложные устройства, которые в силу ряда причин могут успешно работать только при довольно специфических условиях. Это означает, что разработка газовых лазеров требует умелого варьирования параметрами, роль которых не очевидна с самого начала и которые могут быть определены только после достаточно глубокого проникновения в суть микроскопических процессов, протекающих в лазерной среде, а также после осмысления того, как эти процессы воздействуют на работу лазера как целого [1].

Рассмотрению кинетических процессов, необходимых для понимания работы СО₂-лазера с фототропным модулятором, посвящена данная работа.

Под модуляцией лазерного излучения понимают целенаправленный процесс изменения одного из основных параметров, характеризующих излучение. Процесс модуляции оптического излучения осуществляется путем воздействия сигнала, несущего информацию, на излучение лазера. Для модуляции лазерного излучения можно использовать модулирующие устройства двух типов: внешние и внутренние. Внешняя модуляция связана с управлением уже сформированного излучения, покинувшего источник, а внутренняя – с непосредственным воздействием на источник излучения, то есть по существу является управлением процесса генерации излучения.

Так как модулирующее устройство помещается внутрь резонатора, то к качеству используемых элементов предъявляются очень жесткие требования. Существует большое число различных вариантов модулирующих устройств, использующих этот принцип и позволяющих получить внутреннюю модуляцию излучения импульсных (твердотельных и газовых) ОКГ и непрерывных (главным образом газовых) лазеров. Среди наиболее перспективных вариантов необходимо отметить использование фототропных

сред, прозрачность которых изменяется по нелинейному закону в зависимости от интенсивности падающего излучения.

Для формирования одиночных или серии импульсов лазерного излучения применяются фототропные модуляторы (затворы), которые не требуют дополнительных управляющих устройств. Они основаны на использовании нелинейных резонансно-поглощающих излучение материалов. В лазерной технике в основном находят применение материалы, пропускание которых увеличивается с ростом интенсивности облучения.

С помощью фототропных затворов можно формировать короткие лазерные импульсы с относительно большой скважностью. [2].

Впервые детальный теоретический анализ кинетических физических процессов в CO_2 -лазере на примере стационарного электроразрядного лазера выполнен в работе [3]. Кинетическая модель этого лазера основывалась на предположении о наличии парциальных колебательных температур, характеризующих заселенности колебательных уровней различных мод и на совместном анализе колебательной релаксации и нагрева газа. Позже такие модели начали широко использоваться и к настоящему времени имеется значительное число работ по теоретическому анализу процессов в CO_2 -лазерах с различными условиями и механизмами возбуждения.

Кинетику газового CO_2 - лазера с внутривибрационной фототропной ячейкой можно исследовать с помощью уравнений, которые описывают изменение во времени интенсивности лазерного излучения и инверсии населенности активной и пассивной сред.

Рассмотрен CO_2 - лазер, работающий по трехуровневой схеме, верхний уровень которого является метастабильным. Возбуждение частиц рабочего газа можно считать происходящим за счет столкновений с частицами другого газа. При таком возбуждении частиц процесс заброса их на метастабильный уровень будет характеризоваться скоростью накачки, заданной внешними факторами.

Фактически к подобной модели можно свести почти все газовые лазеры, в т.ч. многокомпонентный молекулярный газовый лазер на углекислом газе, в котором добавка азота способствует увеличению скорости накачки, а добавка гелия, водорода и паров воды - уменьшению эффективного времени разрушения нижнего лазерного уровня. Пассивную поглощающую среду, используемую в качестве фототропного модулятора, будем рассматривать как простейшую двухуровневую.

В соответствии с принятой методикой расчета рассматриваемый квантовый генератор считается одномерным, одномодовым и одночастотным. Уравнения, описывающие кинетику процессов в CO_2 - лазере с

фототропным затвором представляют собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dI}{dt} = \left(\frac{c}{z} \delta \ell \Delta - \frac{c}{z} \delta' \ell' \Delta - \gamma \right) \cdot I \\ \frac{d\Delta}{dt} = -\delta \Delta I - \left(W + \frac{1}{\tau} \right) \left(\Delta - \frac{W n_0 \tau}{W \tau + 1} \right) \\ \frac{d\Delta'}{dt} = -2\delta' \Delta' I - \left(W + \frac{1}{\tau} \right) \left(\Delta' - n_0' \right) \end{cases} \quad (1)$$

где I - суммарная интенсивность лазерного излучения внутри резонатора, c - скорость света в свободном пространстве, δ - эффективное сечение активной среды, δ' - эффективное сечение пассивной среды, Δ - инверсия населенности активной среды, Δ' - инверсия населенности пассивной среды [4], z - длина лазера, l - длина активного участка, l' - длина пассивного участка, γ - потери в резонаторе, $n_0 = n_1 + n_2$ - плотности частиц на соответствующих энергетических уровнях, $n_0 = n_1 + n_2 + n_3$ - общая плотность частиц в активной среде, W - вероятность возбуждения частиц рабочего вещества, τ - время жизни частиц на метастабильном уровне активного вещества.

Следует заметить, что величины δ , Δ , I (без штриха) и некоторые другие являются параметрами активной среды, а те же величины, но обозначенные со штрихом, являются параметрами пассивной среды.

Для удобства расчетов введены новые обозначения, которые являются безразмерными величинами:

$$\begin{aligned} i = I \delta' \tau', \delta = \frac{\Delta}{n_0}, \delta' = \frac{\Delta'}{n_0'}, u = \frac{t}{\tau'}, \beta = \frac{\tau'}{\tau}, a = \frac{l}{z} c \delta n_0 \tau', b = \frac{l'}{z} c \delta' n_0' \tau', \\ \Delta_0 = \frac{W n_0 \tau}{W \tau + 1}, d = \frac{c \lambda}{z}, \mu = \frac{\delta}{\delta'}, N = W \tau', \frac{1}{\tau_0} = W + \frac{1}{\tau} \end{aligned} \quad (2)$$

Видно, что a и b из обозначений (2) являются параметрами, характеризующими соответственно активную и пассивную среду.

В этих обозначениях система уравнений (1) примет вид:

$$\begin{cases} \frac{di}{du} = i \cdot (a \delta - b \delta' - d) \\ \frac{d\delta}{du} = -(\mu i + N + \beta) \cdot \delta + N \\ \frac{d\delta'}{du} = -(2i + 1) \cdot \delta' + 1 \end{cases} \quad (3)$$

Так как система уравнений (3) является нелинейной, поэтому не может быть точно решена аналитически. Для ее исследования был применен численный метод решения с помощью ПЭВМ.

Целью моделирования является исследование различных режимов работы CO_2 -лазера с пассивной фототропной ячейкой, расположенной внутри резонатора, а также исследование переходных процессов при переходе из одного режима работы в другой. Для этого требуется высокая точность расчетов, что накладывает ограничения на скорость расчета.

Аналогично в [5] исследованы характеристики излучения CO_2 -лазера низкого давления при переключении из подпорогового режима в режим генерации путем скачкообразного увеличения тока разряда. Найдено, что амплитуда первого импульса в серии затухающих релаксационных колебаний интенсивности выходного излучения линейно зависит от времени переключения режимов. Полученные результаты интерпретированы в рамках теоретической модели на основе кинетических лазерных уравнений типа В, позволяющей разграничить линейный и нелинейный режимы установления генерации.

Аналитическим путем получены области, определяющие различные режимы работы CO_2 -лазера с фототропной ячейкой (рис.1): область I - импульсный (устойчивый) режим, область II - стационарный (непрерывный) режим, область III - режим, подобный работе триггера, IV - область параметров, в которой отсутствует излучение лазера [6]. Границы областей описываются уравнениями:

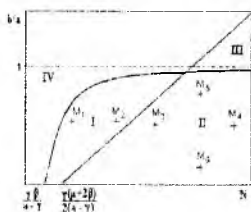


Рис.1 - Области, определяющие режимы работы CO_2 -лазера

1. при $\mu < 2$

$$\frac{b}{a} = \frac{N}{N + \beta} - \frac{\gamma}{a};$$

$$\frac{b}{a} = \frac{2N}{\mu} \left(1 - \frac{\gamma}{a}\right) - \frac{\gamma}{a} \left(1 + \frac{2\beta}{\mu}\right);$$

2. при $\mu > 2$

$$\frac{b}{a} = \frac{N}{N + \beta} - \frac{\gamma}{a};$$

$$\frac{b}{a} = \frac{\mu N}{2} \left(1 - \frac{\gamma}{a}\right) - \frac{\gamma}{a} \left(1 + \frac{2\beta}{\mu}\right);$$

В области I, соответствующей импульсному режиму работы лазера с фототропной ячейкой, возникают незатухающие колебания (импульсы), время начала и скважность которых тем больше, чем ближе к левой границе выбирается точка (M_1), их амплитуда при этом уменьшается. При выборе точки ближе к правой границе области I (точка M_2), увеличивается амплитуда, уменьшается скважность и время начала импульса (рис.2).

Область II диаграммы соответствует режиму непрерывного излучения, который устанавливается через определенное время (рис.3). Установившийся уровень излучения зависит от того, насколько ближе находится расчетная точка к верхней или нижней границе. Чем ниже точка, тем выше уровень излучения (I) (M_6), при приближении к верхней границе области II (M_5), интенсивность излучения уменьшается в 1.1 раза. Время переходного процесса зависит от положения точки относительно левой границы и, чем ближе она находится к этой границе (M_4), тем больше это время (увеличивается в 1.7 раза), (рис.3).

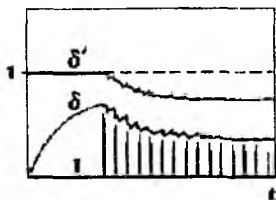


Рис.2 - Импульсный режим работы CO₂-лазера

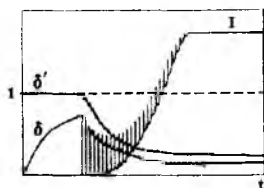


Рис.3-Непрерывный режим работы CO₂-лазера

Область III соответствует режиму работы CO₂ - лазера с фототропной ячейкой, подобному работе триггера (рис.4). Он зависит от начальных условий (I , δ , δ'), или от того из какой области совершается переход в область III. Если из области II, то излучение существует, хотя интенсивность ниже, чем была в области II. Излучение затухает полностью лишь при пересечении верхней границы III. При движении из области IV в область III излучение отсутствует до тех пор, пока не будет пересечена нижняя граница III - наблюдается явление, подобное гистерезисному (поэтому этот режим и назван триггерным).

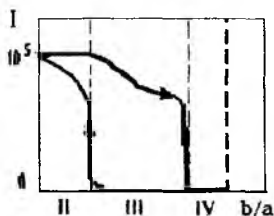


Рис. 4 - Триггерный режим работы CO₂ -лазера

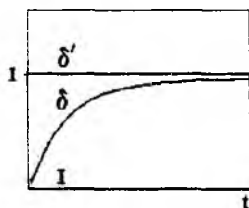


Рис.5-Насыщение инверсии населенности в области IV

В области IV происходит насыщение инверсии населенности (δ) и отсутствует всякое излучение (I) (рис 5).

Таким образом, результаты моделирования подтвердили теоретические выводы по определению режимов работы CO₂ - лазера с фототропным модулятором.

Список литературы: 1. Газовые лазеры: Пер. с англ. Под ред. И.Мак-Даниеля и У.Нигэна // М., Мир. 1986.С.30-33. 2. Булгаков Б.М., Быков М.М. Управление частотой следования импульсов излучения CO₂ - лазера с фототропным затвором.// Радиотехника и электроника. 1977. т. 22, №3. С. 590-596. 3. Гордиец Б.Ф., Соболев Н.Н., Шелепин П.А.//ЖЭТФ. 1967. Т. 53. С.1822. 4. Аришинов К.И., Лешенюк Н.С., Невдах В.В. Расчет населенностей лазерных уровней CO₂ и колебательных температур по спектральному распределению коэффициента усиления.// Квантовая электроника. 1998. №8. С. 679-684 5. Balestri S., Ciofini M., Meucci R., Arecchi F.T., Colet P., San Miguel M., Balls S. CO₂ laser with swept pump parameter: The nonlinear regime // Phys.rev.A. 1991. № 9. С. 5894-5897. 6. Булгаков Б.И., Быков М.М. Автомодаляция ОКГ при помощи нелинейных поглощающих фильтров.// Радиотехника и электроника. 1977. т.22, №1. С.126-134.

*Харьковский государственный
технический университет
радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

М.И. ДЗЮБЕНКО, канд. физ.-мат. наук, В.В. МАСЛОВ, канд. физ.-мат. наук, В.П. ПЕЛИПЕНКО, канд. физ.-мат. наук, В.В. ШЕВЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ РЕЖИМАХ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА

В настоящее время лазеры на красителях (ЛК) с ламповой накачкой (ЛН) широко применяются в различных отраслях науки, техники и медицины в качестве источников мощного перестраиваемого излучения оптического диапазона [1,2]. Поэтому исследования, направленные на улучшение основных технических и эксплуатационных характеристик лазеров этого класса, вызывают постоянный интерес разработчиков лазерных установок различного назначения.

Проблема обеспечения высокой направленности излучения ЛК с ЛН является одной из наиболее важных, т.к. высокая расходимость не только затрудняет передачу этого излучения по волоконному световоду, но и препятствует его спектральной селекции. Полное решение этой проблемы еще далеко от своего завершения. Это связано с тем, что на пространственно-угловые характеристики (ПУХ) излучения лазеров этого класса оказывает существенное влияние ряд факторов, среди которых следует выделить оптические искажения жидкой активной среды в результате теплового и гидравлического воздействия со стороны источника накачки, а также френелевское отражение на стенках кюветы. Изучению этих факторов посвящено достаточно много работ [3-5], однако некоторым важным вопросам в них не уделялось должного внимания. К ним, в частности, относится исследование температурных режимов, возникающих в жидком активном элементе под действием накачки, и изучение их влияния на ПУХ ЛК с ЛН.

Целью данной работы являлось изучение распределения температуры по сечению активного элемента, возникающего под действием мощных импульсов оптической накачки, и его влияния на пространственно-угловые характеристики излучения лазеров на красителях с ламповой накачкой.

Анализ распределения температуры

Активным элементом большинства мощных ЛК с ЛН служит раствор красителя, который принудительно прокачивается через цилиндрическую кварцевую кювету. Для обеспечения высокой однородности распределения накачки на внешней поверхности кюветы обычно применяются осветители,

имеющие профиль эллиптического цилиндра, в одном из фокусов которого установлена кювета, а во втором – импульсная лампа. Это позволяет при анализе в первом приближении рассматривать аксиально-симметричную задачу.

В общем случае распределение температуры по сечению активного элемента определяется распределением мощности объемного тепловыделения, возникающего в результате поглощения молекулами красителя оптического излучения накачки, эффективностью теплоотвода через боковую стенку кюветы, а также принудительной прокачкой жидкого раствора. Поэтому для его определения обычно необходимо решать уравнение теплопроводности. Это уравнение имеет простое решение в адиабатическом приближении, когда выполняется такое неравенство [6]:

$$\eta_1^2 \cdot \frac{K}{C \cdot D} \cdot \tau \ll R^2. \quad (1)$$

Здесь K , C и D – соответственно коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость и плотность вещества; τ – длительность процесса накачки; R – радиус кюветы, а η_1 – корень характеристического уравнения:

$$\eta_1 \cdot J_1(\eta_1) = \frac{\alpha \cdot R}{K} \cdot J_0(\eta_1), \quad (2)$$

где α – коэффициент теплообмена, а J_0 и J_1 – функции Бесселя.

В ЛК с ЛН для всех реальных сред условие (1) выполняется достаточно строго, поскольку длительность импульсов накачки составляет всего несколько микросекунд, поэтому здесь применимо адиабатическое приближение. Это позволяет, используя известное решение [6], записать следующее выражение для распределения температуры в активном элементе $T(r, \tau)$ в момент времени τ :

$$T(r, \tau) - T_0 = \frac{1}{C \cdot D} \int_0^\tau w(r, t) \cdot dt, \quad (3)$$

где r – радиальная координата; T_0 – исходная температура среды; $w(r, t)$ – объемная плотность мощности, поглощаемой в активном элементе в момент времени t .

Объемная плотность мощности тепловыделения, как известно, равна произведению коэффициента поглощения активной среды k на интенсивность оптического излучения накачки:

$$w(r, t) = k I(r, t), \quad (4)$$

где $I(r, t)$ – распределения интенсивности оптического излучения.

Функция $I(r, t)$ определяется интенсивностью излучения накачки на поверхности активного элемента, его геометрией и коэффициентом поглощения. Кроме того, от времени она зависит не только в результате изменения мощности накачки, но и вследствие изменения коэффициента k , которое

наблюдается при высоких уровнях накачки. Однако при ламповой накачке влияние последнего фактора относительно невелико, а его учет достаточно сложен, поэтому при решении данной задачи мы будем им пренебрегать. Благодаря этому функцию $I(r, t)$ можно представить в виде произведения координатной $i(r)$ и временной $f(t)$ функций:

$$I(r, t) = i(r) \cdot f(t). \quad (5)$$

Используя результаты численного расчета [6], выполненные для наиболее типичных k при относительно невысоких уровнях накачки, координатную функцию в цилиндрическом активном элементе с достаточной для данного анализа точностью можно аппроксимировать таким выражением:

$$i(r) \approx i_0 \cdot \left(1 + \frac{(k^2 \cdot r^2 - n_0^2) \cdot r^2}{2 \cdot R^2} \right), \quad (6)$$

где i_0 - интенсивность на оси, а n_0 - невозмущенный показатель преломления активной среды.

Чтобы результаты анализа было удобно сравнивать с экспериментом, i_0 можно выразить через интенсивность облучения боковой поверхности кюветы i_S , для чего в (6) достаточно принять $r=R$:

$$i_0 \approx \frac{2 \cdot i_S}{2 + (k^2 \cdot R^2 - n_0^2)}. \quad (7)$$

Таким образом, в рамках сделанных приближений для полной энергии оптической накачки W можно записать такое выражение:

$$W = \int_0^{\tau_1} i_S \cdot S \cdot f(t) \cdot dt = i_S \cdot S \cdot \int_0^{\tau_1} f(t) \cdot dt, \quad (8)$$

где S - площадь боковой поверхности кюветы, а τ_1 - длительность импульса накачки.

Теперь, последовательно подставляя выражения (4)-(8) в (3), легко получить распределение температуры по сечению кюветы в конце импульса накачки:

$$T(r, \tau_1) - T_0 = \left(\frac{2}{2 + (k^2 \cdot R^2 - n_0^2)} \right) \left(1 + \frac{(k^2 \cdot R^2 - n_0^2) \cdot r^2}{2 \cdot R^2} \right) \frac{k}{C \cdot D} \cdot \frac{W}{S}. \quad (9)$$

Перепад температуры $\Delta T(r, \tau_1)$ между данной точкой и точкой на оси кюветы, представляющий интерес при анализе ПУХ излучения ЛК, после окончания импульса накачки определяется выражением:

$$\Delta T(r) = T(r, \tau_1) - T(0, \tau_1) = \left(\frac{(k^2 \cdot R^2 - n_0^2)}{2 + (k^2 \cdot R^2 - n_0^2)} \right) \cdot \frac{r^2}{R^2} \cdot \frac{k}{C \cdot D} \cdot \frac{W}{S}. \quad (10)$$

Этому распределению температуры раствора будет соответствовать следующая разница показателей преломления в данной точке $n(r, \tau_i)$ и на оси кюветы $n(0, \tau_i)$:

$$n(r, \tau_i) - n(0, \tau_i) = \mu \cdot \{T(r, \tau_i) - T(0, \tau_i)\}, \quad (11)$$

где μ - температурный коэффициент показателя преломления.

Таблица

Растворитель	$D \cdot 10^{-3}$, кг·м ⁻³	C , Дж/(кг·К)	n_0	$\mu \cdot 10^4$, К ⁻¹	$\varepsilon \cdot 10^6$, $\frac{M^3}{Дж}$
Этанол	0,791	2,434	1,3613	-4,0	-20,8
Метанол	0,789	2,514	1,3276	-3,9	-19,7
Этиленгликоль	1,113	2,392	1,4274	-2,6	-9,77
Вода	0,998	4,182	1,3333	-1,0	-2,4

Поскольку для всех основных растворителей, применяемых в ЛК с ЛН, $\mu < 0$, положительному градиенту температуры будет соответствовать отрицательный градиент показателя преломления в активной среде и наоборот. В первом случае, очевидно, эта среда будет эквивалентна положительной, а во втором - отрицательной несферической линзе.

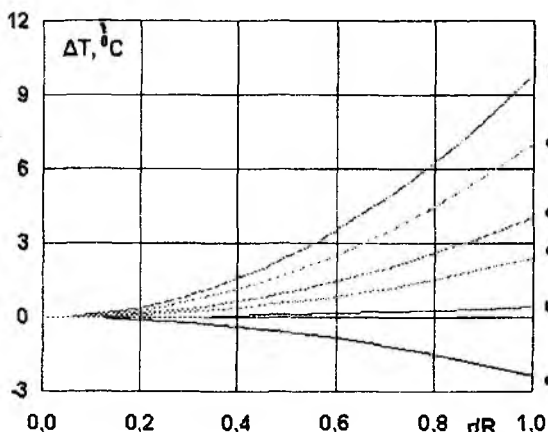


Рис.1 - Распределение температуры $\Delta T(r)$ по сечению цилиндрической кюветы. Растворитель этанол, поверхностная плотность накачки 1 Дж/см^2 , $k = 2,5$ (а); 5 (б); $7,5$ (с); 10 (д); 15 (е) и 20 (ф) см^{-1}

На рис.1 представлено распределение температуры $\Delta T(r)$ по сечению активного элемента, полученное для некоторых типичных коэффициентов поглощения, применяемых в ЛК с ЛН, при среднем уровне накачки. Видно, что с ростом k градиент температуры быстро увеличивается, причем

Из выражений (10) и (11) следует, что для оценки влияния температурного распределения в активной среде на ПУХ излучения ЛК с ЛН можно применить обобщенный параметр ε , определяемый выражением:

$$\varepsilon = \frac{\mu}{C \cdot D} \quad (12)$$

Физические характеристики некоторых пространственных растворителей приведены в таблице. Отсюда видно, что лучшими параметрами обладает вода: для нее ε почти в 10 раз меньше, чем для этанола.

тепловые искажения особенно велики у стенок кюветы. Отсюда следует, что с точки зрения обеспечения высокой направленности лазерного излучения необходимо использовать растворы, имеющие относительно малый коэффициент поглощения. При этом для компенсации снижения коэффициента усиления и достижения высоких энергетических характеристик лазера потребуется увеличение длины активного элемента.

Экспериментальные результаты

Экспериментальные исследования проводились нами на установке, собранной на базе импульсно-периодического лазера на красителях с ламповой накачкой, разработанного ранее [7]. В данной работе ПУХ в дальней зоне оценивались по энергии излучения, которая попадала в пределы заданного телесного угла. С этой целью на оси лазерного луча была помещена длиннофокусная линза, в фокальной плоскости которой предусмотрена возможность установки круглых калиброванных диафрагм. Энергия импульса лазерного излучения, которая проходила через диафрагму, измерялась стандартным измерителем типа ИКТ-1Н.

Исследования ПУХ излучения проведены для спиртовых, водных и комбинированных растворов некоторых наиболее распространенных красителей при различной энергии накачки.

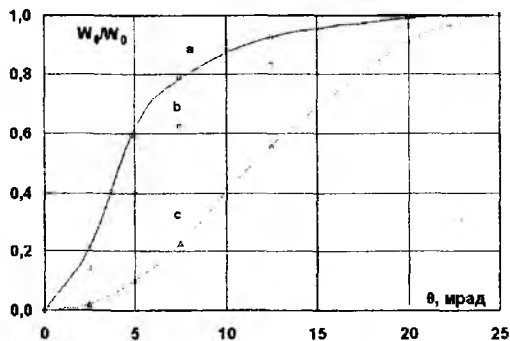


Рис.2 – Зависимость нормированной энергии W_{θ}/W_0 , пропускаемой диафрагмой, от угла θ , полученная для этанольных растворов красителя G-283 при накачке 128 Дж для $k=2,4$ (a); 7,5 (b) и 23 (c) см^{-1}

На рис.2 представлены результаты измерения энергии, попадающей в пределы заданного угла θ , полученные с этанольными растворами красителя G-283 [8]. Отсюда видно, что расходимость излучения $\theta_{0,5}$, измеренная по уровню 0,5 от максимума, составляет величину около 5 мрад только при $k \leq 5 \text{ см}^{-1}$.

Увеличение же коэффициента поглощения вышеприведенного значения в данном лазере приводило к значительному увеличению расходимости излучения. Аналогичные выводы можно было сделать и по результатам измерения ПУХ излучения, полученным со спиртовыми растворами других исследованных красителей, работающих во всех основных участках видимого диапазона.

Для водных растворов кумарина С-120 в комплексе с β -циклодекстрином [9], в отличие от спиртовых растворов, при увеличении k от 5 до 16 см^{-1} расходимость излучения оставалась практически неизменной ($\theta_{0,5} \leq 5$ мрад). Эти результаты согласуются с результатами анализа, приведенными выше.

Практический интерес представляет зависимость угла $\theta_{0,5}$ от разности температур спиртового раствора ΔT на оси и вблизи стенки кюветы, представленная на рис.3. Здесь приведены результаты, полученные для разных концентраций и ряда известных красителей, но в одной и той же системе при одинаковой энергии накачки. Для каждого опыта величина ΔT рассчитывалась по формуле (10) при условии $\Gamma=R$.

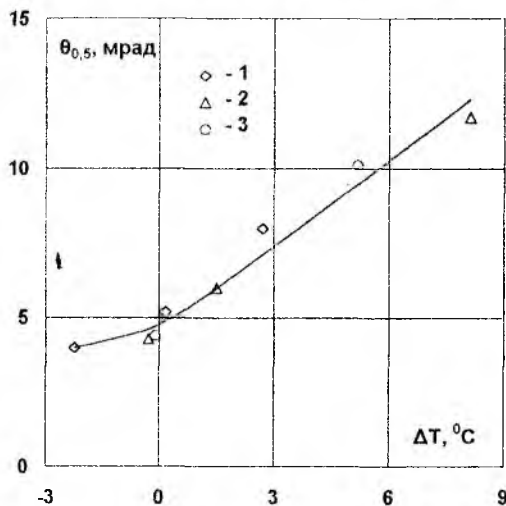


Рис.3 Зависимость $\theta_{0,5}$ от перепада температуры ΔT , полученная при накачке 128 Дж для этанольных растворов некоторых красителей: 1- R-381; 2- G-283; 3- C-120

Из рис.3 следует, что для всех красителей только при малом перепаде температур $\Delta T \leq 1$ °C расходимость лазерного излучения остается минимальной ($\theta_{0,5} \leq 5$ мрад).

Следует отметить, что в реальных лазерных системах при некоторых параметрах активной среды и средних уровнях оптической накачки перепад температуры ΔT может достигать 10 °C. Очевидно, что в этих случаях ПУХ излу-

чения ЛК с ЛН будут зависеть от режима охлаждения активного элемента, неправильный выбор которого может привести не только к увеличению расходимости, но и к заметному снижению энергетических характеристик.

В результате проведенных исследований установлено:

1. В цилиндрической кювете лазера на красителях при типичных условиях эксплуатации температура раствора может увеличиваться на несколько градусов, а ее распределение по сечению имеет ярко выраженную неоднородность, что и определяет высокую расходимость излучения. Для

уменьшения градиента температуры можно применять принудительное охлаждение активного элемента, однако, выбор его режима зависит от требуемых параметров излучения.

2. С целью улучшения пространственно-угловых характеристик лазеров этого класса можно рекомендовать применение растворов красителей, имеющих относительно невысокий коэффициент поглощения. При этом для компенсации снижения коэффициента усиления желательнее увеличивать длину активной области кюветы.

Список литературы: 1. Mandl A., Klimek D.E., Chou H.P., Litzenberger L., Wang Y. Single-mode operation of a long-pulse flashlamp pumped dye laser // IEEE Journal of Quantum Electronics. - 1995.- V. 31, № 2. P.346 -351. 2. McMillan K. Pulsed dye laser for treatment of psoriasis, hypertrophic burn scars, and laryngeal papillomatosis // Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1995. 8th Annual Meeting Conference Proceedings, Volume 1., IEEE. Pages: 144 - 145. 3. Смольская Т.И., Рубинов А.Н. Влияние поперечного распределения накачки на энергетику и профиль термооптических искажений лазера на растворе родамина 6Ж // Журн. прикл. спектроскопии. - 1972. - Т.16, вып.4. -С. 618-626. 4. Смирнов В.С. Влияние френелевского отражения от границы раствора с боковой поверхностью кюветы на пространственно-угловые характеристики генерации света растворами красителей при ламповом возбуждении. // Оптика и спектроскопия. - 1983. - Т.55, вып. 1. - С.118-124. 5. Науменко И.Г., Пелипенко В.П., Шевченко В.В., Дзюбенко М.И. Эволюция пространственно-угловых характеристик лазеров на красителях с ламповой накачкой // Квант. электроника.- 1993.- Т.20, № 2.- С.123-128. 6. Методы расчета оптических квантовых генераторов /Под ред. Б.И.Степанова. - Минск: Наука и техника, 1968. - Т.2. - 656с. 7. Дзюбенко М.И., Маслов В.В., Пелипенко В.П., Шевченко В.В. Импульсно-периодические лазеры на красителях с ламповой накачкой // Квант. электроника. -1995.- Т.22, № 5.- С.436-438. 8. Маслов В.В., Дзюбенко М.И., Никитченко В.М. Влияние растворителя на спектральные и генерационные характеристики лазерных иминокумариновых красителей // Квант. электроника.- 1989.- Т.16, № 4. - С.709-714. 9. Асимов М.М., Чуев В.П., Коваленко С.Н. и др. Генерация водного раствора комплексов включения amino-замещенных кумаринов с β -циклодекстрином // Квант. электроника. -1991.- Т.18, № 11.- С.1308-1310.

ИРЭ НАН Украины, г. Харьков

Поступила в редколлегию 16.06.99.

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ НЕОДНОРОДНОЙ УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Излучение мощных перестраиваемых лазеров на красителях (ЛК) с ламповой накачкой (ЛН), работающих в импульсно-периодическом (ИП) режиме, широко применяется в различных отраслях науки, техники и медицины. Это стимулирует исследования, направленные на улучшение их основных технических и эксплуатационных характеристик. Особое место среди них занимает проблема стабилизации и управления пространственно-угловыми характеристиками (ПУХ) излучения этих лазеров, которая в первую очередь связана с нестационарными оптическими искажениями, возникающими в жидкой активной среде (АС) под воздействием накачки [1,2], а также френелевским отражением на стенках кюветы (ФОСК) [3].

Ранее [4] нами теоретически и экспериментально было исследовано влияние наиболее существенных факторов на ПУХ излучения ЛК с ЛН, работающих в режиме одиночных импульсов. Для анализа в работе [4] была принята упрощенная модель аксиально-симметричной неоднородной среды, в которой показатель преломления является квадратичной функцией радиальной координаты. В этом случае активная среда эквивалентна толстой линзе, что позволяет вместо реального резонатора рассматривать эквивалентный ему нестационарный резонатор со сферическими зеркалами. Однако в реальных лазерных системах, в зависимости от геометрии кюветы [5], условий возбуждения и охлаждения АС, распределение ее показателя преломления по сечению может заметно отличаться от квадратичного. Наиболее ярко это должно проявляться при работе ЛК с ЛН в ИП режиме, когда требуется принудительное охлаждение основных элементов лазера.

Целью данной работы являлось изучение предельной расходимости излучения ЛК с ЛН при качественно различной степени неоднородности распределения показателя преломления по сечению АС.

Объект и модель исследований

В качестве объекта исследований нами была выбрана типичная цилиндрическая кювета, которая обычно применяется в ЛК с ЛН, работающих в ИП режиме. Это позволило нам, как и ранее в работе [4], для анализа использовать модель аксиально-симметричной неоднородной АС. Однако зависимость показателя преломления от радиальной координаты ρ в общем случае была задана более сложным полиномом, что удобно для варьирования степени неоднород-

ности распределения показателя преломления n по сечению кюветы. Этот путь принципиально позволяет анализировать ПУХ реальных ЛК с ЛН, если известно реальное нестационарное распределение $n=n(\rho)$. Однако в жидком активном элементе это распределение к настоящему времени практически не исследовано, поэтому для решения качественной задачи мы ограничились тремя слагаемыми данного полинома. Основные исследования были проведены для следующего распределения:

$$n^2 = n_0^2 [1 - \beta^2 \cdot \rho^2 + \delta \cdot \rho^4]; \quad \rho \leq R. \quad (1)$$

Здесь n_0 – показатель преломления на оси; ρ – радиальная координата; R – внутренний радиус кюветы; а β^2 и δ – параметры. Для реальных лазерных систем β и δ удовлетворяют следующим условиям: $\beta \cdot R^2 \ll 1$; $\delta \cdot R^4 \ll 1$.

Знак "-" перед вторым слагаемым в (1) качественно соответствует типичному распределению накачки в активном элементе цилиндрической формы, которое обычно реализуется при высоких и средних концентрациях активных молекул. Параметр δ характеризует отличие неоднородности от квадратичного распределения, исследованного ранее [4].

Используя рамки приближений геометрической оптики, поставленную задачу удобно решать в цилиндрических координатах (ρ , φ , z). При этом, как известно [6], необходимо найти уравнения лучевых траекторий (ЛТ) и определить направляющие косинусы $\cos\theta_\rho$, $\cos\theta_\varphi$ и $\cos\theta$, удовлетворяющие условию: $\cos^2\theta_\rho + \cos^2\theta_\varphi + \cos^2\theta_z = 1$.

При поиске уравнений ЛТ в данной задаче можно использовать некоторые результаты, полученные нами ранее [4], а именно – следующие интегралы движения:

$$W = n \cdot \cos\theta_z = \text{const}; \quad (2)$$

$$V = n \cdot \rho \cdot \cos\theta_\varphi = \text{const}. \quad (3)$$

Система дифференциальных уравнений, которая позволяет найти лучевые траектории, для аксиально-симметричной задачи имеет вид:

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{\sqrt{(n^2 - W^2) \cdot \rho^2 - V^2}}{W \cdot \rho}; \quad (4)$$

$$\frac{d\varphi}{dz} = \frac{V}{W} \cdot \frac{1}{\rho^2}. \quad (5)$$

Анализ расходимости излучения

Предыдущий анализ [4] показал, что при прочих равных условиях максимальный угол наклона к оси z для всех ЛТ был одинаковым. Поэтому основной анализ ЛТ в данной работе был проведен на примере меридио-

нальных лучей ($V=0$), для которых из (3) и (4) можно получить следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{\sqrt{(n^2 - W^2)}}{W}. \quad (6)$$

Заметим, что это уравнение не имеет решения в элементарных функциях при $\delta \neq 0$, однако существование интегралов движения позволяет значительную часть задачи рассмотреть аналитически. С этой целью можно записать выражение (2) для двух характерных радиальных координат. Одной из них соответствуют точки, в которых направляющий косинус будет равен единице:

$$W^2 = n_0^2 [1 - \beta^2 \cdot \rho_m^2 + \delta \cdot \rho_m^4], \quad (7)$$

где ρ_m – соответствующая им радиальная координата.

Второй будут соответствовать точки на оси ($\rho=0$):

$$W^2 = n_0^2 \cdot \cos^2 \theta_{z,m}, \quad (8)$$

где $\theta_{z,m}$ – максимальный угол наклона луча к оси z данной ЛТ.

Решая (7) и (8) и учитывая, что угол $\theta_{z,m}$ мал, можно получить:

$$\theta_{z,m} = \beta \cdot \rho_m \sqrt{1 - \frac{\delta \cdot \rho_m^2}{\beta^2}}. \quad (9)$$

ПУХ лазера излучения формируют замкнутые ЛТ, для которых правая часть дифференциального уравнения (6) должна быть вещественной. Используя это требование, можно получить следующее неравенство:

$$(\rho_m^2 - \rho^2) \cdot [\beta^2 - \delta \cdot (\rho_m^2 + \rho^2)] \geq 0. \quad (10)$$

Видно, что эта область существования зависит от параметра δ . В частности, если δ отрицательно, область существования замкнутых ЛТ будет ограничена только стенками кюветы.

При положительных δ вещественному решению уравнения (10) будут соответствовать две области существования лучевых траекторий – центральная и периферийная. Эти области разделены критическим радиусом $\rho_{кр}$, который соответствует минимуму показателя преломления АС. Для показателя преломления, заданного выражением (1), критический радиус

можно выразить через параметры β и δ : $\rho_{кр} = \frac{\beta}{\sqrt{2\delta}}$.

Периферийная область находится в пределах кюветы только в том случае, когда ее радиус будет больше критического радиуса, т.е. при условии $R > \rho_{кр}$. Очевидно, что в резонаторе лазера, образованном обычными плоскими зеркалами, замкнутые ЛТ в этой области будут существовать только при наличии френелевского отражения на стенках кюветы [3].

В отличие от периферийной области, замкнутые ЛТ в центральной области будут существовать при любых положительных δ . Поскольку именно эта область определяет основные энергетические и пространственно-угловые характеристики лазерного излучения, на практике желательно, чтобы она полностью охватывала сечение кюветы. Это накладывает естественное ограничение на максимальный радиус кюветы: $R \leq \rho_{кр}$.

Исключая возможность существования замкнутых ЛТ в периферийной области кюветы и учитывая, что предельный угол выхода лучей из резонатора θ_{out} имеет та ЛТ, для которой максимальное расстояние от оси $\rho_m = R$, из (9) можно получить:

$$\theta_{out} = n_0 \cdot \beta \cdot R \sqrt{1 - \frac{\delta}{2 \cdot \Delta}} \quad (11)$$

Здесь учтено преломление на выходном окне и принято обозначение $\Delta = \frac{\beta^2}{2 \cdot R^2}$.

При увеличении положительных значений δ предельный угол выхода лучей из резонатора монотонно уменьшается. Когда градиент показателя преломления у стенки кюветы будет равен нулю, т.е. при условии $R = \rho_{кр}$ (или вытекающем из него $\delta = \Delta$), этот угол достигает минимальной величины

$$\theta_{min} = \frac{n_0 \cdot \beta \cdot R}{\sqrt{2}}$$

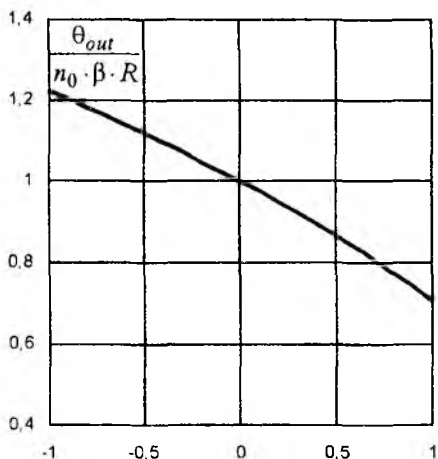


Рис. 1 -- Зависимости предельного угла θ_{out} от параметра δ

Выражение (11) применимо и при отрицательной области существования замкнутых ЛТ ограничивается только стенками кюветы. В этом случае, как видно из (11), предельный угол θ_{out} будет монотонно возрастать с увеличением модуля δ .

На рис. 1 приведена зависимость нормированного угла θ_{out} от параметра δ , рассчитанная с помощью выражения (11). Отсюда видно, что при достаточно большом отрицательном δ , соответствующем дополнительному нагреванию внешней стенки кюветы, расходи-

мость лазерного излучения будет заметно выше, чем в случае идеального параболического распределения показателя преломления по сечению кюветы. В то же время при положительном δ , когда внешняя стенка кюветы принудительно охлаждается, расходимость излучения должна быть меньше, чем при идеальном параболическом распределении показателя преломления по сечению кюветы. Однако охлаждение кюветы при этом должно быть не слишком интенсивным, чтобы центральная область существования лучевых траекторий полностью охватывала сечение кюветы.

Качественное подтверждение сделанным выводам можно найти в работе [7], где для стабилизации ПУХ излучения лазера в системе охлаждения кюветы применялся раствор, температура которого была равной или даже несколько выше, чем температура рабочего раствора АС.

Устойчивость резонатора

Неоднородное и нестационарное распределение показателя преломления по сечению кюветы сопровождается изменением основных параметров резонатора, которые определяют его устойчивость. Для определения границ устойчивости резонатора в рамках приближений геометрической оптики можно применять пространственный период ζ ЛТ, который равен тому максимальному

расстоянию между плоскими зеркалами, при котором заданная ЛТ остается замкнутой. В частности, для меридиональных лучей пространственный период может быть определен следующим условием:

$$\rho(z) = \rho(z + \zeta). \quad (12)$$

Для определения пространственного периода ζ нами было выполнено численное решение уравнения (8). Основные результаты этого расчета, полученные для некоторых величин параметра δ , представлены на рис.2 в зависимости от максимального расстояния ЛТ от оси ρ_m .

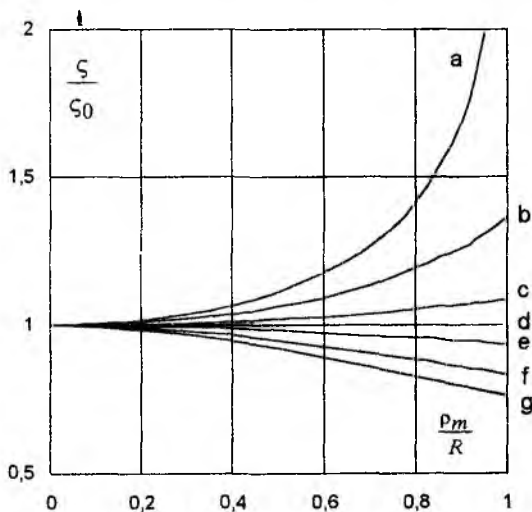


Рис.2 – Зависимости пространственного периода ЛТ от их радиуса, рассчитанные для $\frac{\delta}{\Delta} = 1$ (а); 0,6 (б); 0,2 (с); 0 (d), -0,2 (е); -0,6 (f) и -1 (g)

Заметим, что в том случае, когда распределение показателя преломления зависит от радиальной координаты только квадратично ($\delta=0$), уравнение (8) имеет аналитическое решение [4]. Из него следует, что для всего семейства ЛТ, которое определяется заданным параметром квадратичной неоднородности β , но разными ρ_m , пространственный период ζ_0 будет практически одинаковым и равным $\zeta_0: \zeta_0 \cong \beta^{-1}$. Следовательно, и предел устойчивости резонатора для всех ЛТ при $\delta=0$ будет достигаться практически одновременно.

В общем случае (при $\delta \neq 0$), как видно из рис.2, даже для одного семейства ЛТ, определяемых выбранной парой параметров β и δ , каждому максимально-му ρ_m соответствует собственный пространственный период. При этом увеличение ρ_m для отрицательных δ приводит к уменьшению пространственного периода ζ , а для положительных δ - наоборот, к его увеличению.

Из приведенных результатов следует также, что наиболее существенные отличия пространственного периода от ζ_0 будут присущи периферийной области кюветы, которая является наиболее ответственной за энергетические характеристики лазера. Отсюда следует, что выбор параметров, которые одновременно удовлетворяли бы критериям устойчивости резонатора, стабильности ПУХ излучения и эффективного использования накачки, при $\delta \neq 0$ представляет собой сложную задачу.

Аналогичные исследования были проведены нами и с другими распределениями показателя преломления по сечению кюветы (полинома третьей степени и полного полинома четвертой степени). Полученные при этом результаты качественно согласуются с результатами, описанными выше, поэтому некоторый произвол в выборе явного вида полинома $n=n(\rho)$ не ограничивает области применимости данного анализа.

Из проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. При дополнительном нагревании внешней поверхности кюветы ($\delta < 0$) активная зона резонатора будет ограничена только внутренней стенкой кюветы. Однако расходимость лазерного излучения будет здесь больше, а диапазон устойчивости резонатора меньше, чем для идеального квадратичного распределения показателя преломления по сечению кюветы.

2. В тех случаях, когда внешняя поверхность кюветы принудительно охлаждается ($\delta > 0$), расходимость лазерного излучения меньше, чем при идеальном квадратичном распределении. Однако если δ достаточно велико, вблизи границы кюветы может реализоваться положительный градиент показателя преломления. В этом случае активная зона резонатора будет меньше размеров кюветы, что может привести к значительному снижению энергетических параметров лазера.

3. Для стабильной эффективной работы ЛК с ЛН в ИП режиме необходимо тщательно контролировать и регулировать температуру АС и хладагента, охлаждающего внешнюю поверхность кюветы.

Список литературы: 1. *Смольская Т.И., Рубинов А.Н.* Влияние поперечного распределения накачки на энергетику и профиль термооптических искажений лазера на растворе родамина 6Ж. // Журн. прикл. спектроскопии. - 1972. Т.16, вып.4. С. 618-626. 2. *Burlamacchi P., Pratesi R., Ronchi L.* Selfguiding flashlamp-pumped dye lasers. // Appl. Opt. -1975. V.14, № 1. P.79-93. 3. *Смирнов В.С.* Влияние френелевского отражения от границы раствора с боковой поверхностью кюветы на пространственно-угловые характеристики генерации света растворами красителей при ламповом возбуждении. // Оптика и спектроскопия. - 1983. Т.55, вып. 1. С.118-124. 4. *Науменко И.Г., Пелипенко В.П., Шевченко В.В., Дзюбенко М.И.* Исследование пространственно-угловых характеристик лазеров на растворах органических соединений. // Квантовая электроника. - 1992. - Киев: Наукова думка. Вып. 43. С. 3-24. 5. *Методы расчета оптических квантовых генераторов* / Под ред. Б.И.Степанова. - Минск: Наука и техника, 1968. Т.2. 656 с. 6. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. - Москва: Наука, 1970. 855 с. 7. *Асимов М.М.* Новые активные среды и лазеры на красителях с ламповой накачкой. // Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Минск, 1994. 32 с. (Институт Физики им. Б.И.Степанова АНБ).

ИРЭ НАН Украины, г. Харьков

Поступила в редколлегию 16.06.99.

1

*М.В. САМОХВАЛОВ, А.Н. МАНЖУРА,
А.В. КУБЛИК, И.А. СУХОИВАНОВ, канд. техн. наук*

ПРОГРАММНЫЙ ПАКЕТ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Современный НТП неразрывно связан с обработкой и передачей больших объемов информации, и наиболее совершенными техническими средствами для передачи информации являются оптоволоконные системы связи; перспективные мобильные широкополосные системы, технологии электронной обработки изображений также строятся на базе волоконной оптики. Ключевым элементом таких систем являются многослойные полупроводниковые гетероструктуры с квантовым ограничением. Основные требования, предъявляемые к оптимальной системе передачи, заключаются в увеличении скорости и качества передачи, следовательно, их выполнение определяются качеством полупроводниковых лазеров. В связи с этим основные усилия направлены именно на исследование источников лазерного излучения.

При разработке лазерных устройств конструкторам приходится считаться с необходимостью точного предсказания изменения оптических и электрических свойств устройства (свойства оптического усиления, пороговый ток, генерация мод высших порядков и т.д.) под действием управляющего воздействия. При большом разнообразии типов структур (среди наиболее перспективных отметим многосекционные лазеры [4], лазеры со сверхрешеткой [1] и асимметричной структурой активной области [2], лазеры с вертикальным резонатором [6]), технологий производства, условий работы, единственным практическим решением этой проблемы является обращение к компьютерному моделированию, построенном на детальном математическом описании соответствующих физических процессов. Компьютерное моделирование позволяет определить большинство технических и технологических параметров и характеристик без проведения сложных и дорогостоящих экспериментов.

Использование для такой цели систем моделирования общего характера, таких как Ptolemy, разработанной Массачусетским университетом, не позволяет быстро получить результат, т.к. в таких системах необходимые физические модели не реализованы. Существующие на настоящий момент системы моделирования элементов волоконной оптики, например OptiWAVE, в основном, предназначены для расчетов параметров оптических волокон и трактов, и не позволяют провести моделирование лазерной

структуры в полной мере, обеспечивая лишь приближенные расчеты. Кроме того, такие коммерческие продукты обладают значительной стоимостью. Поэтому целесообразно создание отечественных систем моделирования лазерных излучателей различных типов.

Программный интерфейс

При реализации математических моделей с помощью вычислительных средств возникает множество проблем, связанных с систематизацией работ, разделенных по времени, или проводимых различными авторами. Субъективный подход при решении поставленной задачи во многом усложняет решение проблемы сравнительного анализа различных моделей ввиду различной трактовки вводимых параметров, единиц измерения, выбора метода расчета и т.п., что практически отвергает идею объединения готовых реализованных моделей в одном проекте. Решение этой проблемы становится особенно важным при работе большого коллектива над общей задачей и приведет к повышению уровня программного продукта. Поэтому разработана концепция решения данной проблемы с детальным описанием каждого класса решаемых задач, а также их взаимодействия друг с другом.

Можно выделить три класса решаемых задач: формирование проектов моделей; формирование интерфейса; формирование протоколов связи. Такой подход может привлечь широкий круг разработчиков к созданию глобального законченного проекта, который окажется полезным и для создателей новых моделей, и для ученых, задачей которых является проведение анализа реализованных и создаваемых моделей.

Структурная схема разработанного пакета представлена на рис. 1. Пакет реализован с помощью системы визуального программирования Delphi 4.0.

Вся совокупность физических параметров хранится в постоянно пополняемой базе данных, и для инициализации физической модели необходимо лишь выбрать нужные из базы, либо внести в нее новые. Формируемые таким образом входные потоки данных позволяют накапливать сведения, в т.ч. параметры серийно выпускаемых лазеров и экспериментальных структур.

В большинстве случаев с использованием моделей связано построение типовых характеристик устройства. Для этого предлагается использовать набор задач – методов расчета зависимостей. Менеджер расчетов обеспечивает выполнение задач для данного входного потока и модели, формирует расчетные данные.

Пакет предоставляет возможность удобного представления и обработки графиков, формирования отчетов, перенаправления потоков данных в другие приложения Windows. Реализована возможность отбора и систематизации ре-

зультатов расчетов, возможность одновременного представления результатов работы нескольких моделей для проведения их сравнительного анализа.

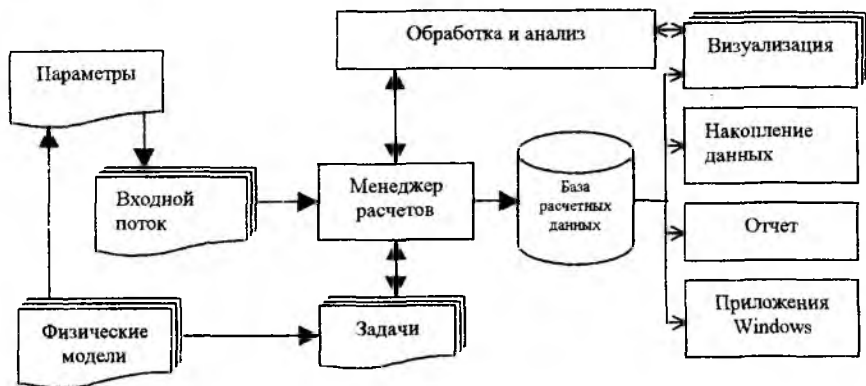


Рис.1 – Схема программного пакета

Так как спектр решаемых задач постоянно расширяется, предусмотрена структура интерфейса, поддерживающая добавление новых моделей и методов расчета характеристик. Предусмотрена организация развернутой системы помощи, защита от сбоев с сохранением текущей информации и возможностью ее восстановления в дальнейшем.

Реализованные модели полупроводниковых лазеров

В качестве базового набора моделей пакета выбраны как ранее реализованные модели полупроводниковых лазеров объемного типа и на основе квантово-размерных структур (далее КРС) [3], так и новые математические модели для многосекционных лазеров (далее МКРС) [4], [5] и для лазеров поверхностного излучения с вертикальным резонатором (далее VCSEL) [6], [7], [8].

Для исследования динамических характеристик МКРС лазеров (структура представлена на рис. 2) используется система скоростных уравнений.

Такую структуру можно описать через плотности носителей в каждой области структуры КРС: левой части области ограничения (N_{K1}), КРС активных слоев ($N_{F1}, N_{F2}, \dots, N_{FM}$), правой части области ограничения (N_{K2}), общего числа фотонов (S):

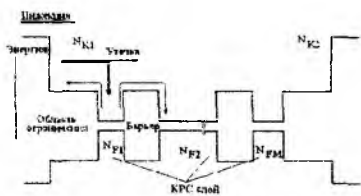


Рис. 2 – МКРС структура

$$\begin{aligned} \frac{dN_{K1}}{dt} &= \frac{I}{qV_K} - \frac{N_{K1}}{\tau_S} - \frac{N_{K1}}{\tau_a(N_{K1})} + \frac{N_{F1}}{\tau_F} \eta_V; \\ \frac{dN_{F1}}{dt} &= \frac{N_{K1}}{\tau_S} \frac{1}{\eta_V} - \frac{N_{F1}}{\tau_K} + \frac{N_{F2}}{\tau_K} - \frac{N_{F1}}{\tau_a(N_{F1})} - \frac{N_{F1}}{\tau_F} - \Gamma_w G(N_i) S; \\ \frac{dN_{Fi}}{dt} &= \frac{N_{i-1}}{\tau_K} - \frac{N_i}{\tau_K} - \frac{N_i}{\tau_F} + \frac{N_{i+1}}{\tau_F} - \frac{N_i}{\tau_a(N_i)} - \Gamma_w G(N_i) S; \\ \frac{dN_{FM}}{dt} &= \frac{N_{M-1}}{\tau_K} - \frac{N_M}{\tau_F} - \frac{N_M}{\tau_a(N_M)} + \frac{N_{K2}}{\tau_S} - \Gamma_w G(N_M) S; \\ \frac{dN_{K2}}{dt} &= \frac{N_M}{\tau_F} \eta_V - \frac{N_{K2}}{\tau_S} - \frac{N_{K2}}{\tau_a(N_{K2})}; \\ \frac{dS}{dt} &= \sum_{i=1}^M M \Gamma_w G(N_M) S - \frac{S}{\tau_P} + \beta \sum_{i=1}^M \frac{N_i}{\tau_a(N_i)}. \end{aligned}$$

Здесь I - ток накачки, q - заряд электрона, $\eta_V = V_F / V_K$, где V_F и V_K - объемы активной области и КРС слоев, τ_S - время переноса носителей, τ_K - время захвата, τ_F - время освобождения носителя, τ_P - время жизни фотона, β - коэффициент спонтанной рекомбинации, Γ_w - фактор оптического ограничения. τ_a - длительность амбиполярной рекомбинации носителей. Оптическое усиление $g(N)$ подчиняется линейному закону: $g(N) = g_0(N - N_{th})$, где g_0 - дифференциальное усиление, N_{th} - плотность носителей на пороге (значения параметров см. в [5]).

Коэффициент усиления с учетом нелинейных эффектов представляется в двух формах: $G = g(N)/(1 + \varepsilon S)$ и $G = g(N)/\sqrt{1 + \varepsilon S}$ [4].

Прямое интегрирование системы уравнений позволяет получить динамическую характеристику для плотности электронов и фотонов, модуляционную характеристику мощности излучения, мощностную характеристику (зависимость частоты от мощности на пике модуляционной характеристики) и ватт-амперную характеристику. На рис. 3 представлена зависимость ширины полосы модуляции МКРС структуры с 1 и 4 активными слоями для различной записи коэффициента усиления (сплошная линия - выражение без корня, точечная - с корнем в знаменателе). Видно хорошее соответствие расчетов для лазера с одним КРС слоем. Для структуры с большим числом КРС слоев наблюдается значительное расхождение результатов при больших значениях смещения. Метод расчета модуляционной характеристики связан с применением Фурье преобразования и представлен в [9].

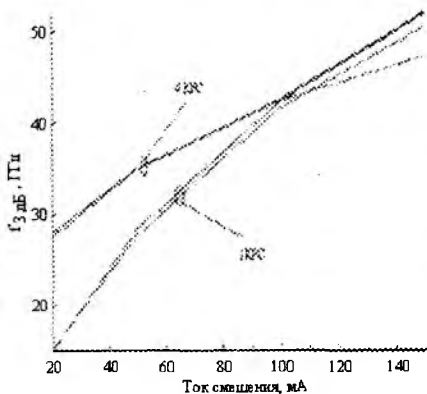


Рис. 3 – Зависимость ширины полосы модуляции от уровня смещения

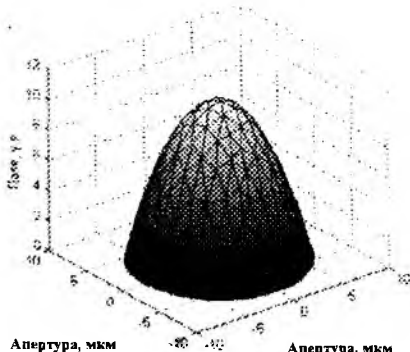


Рис. 4 – Интенсивность поля основной моды на выходной апертуре VCSEL (параметры см. [8])

Основным достоинством данного программного пакета является реализация моделей VCSEL [8] – наиболее перспективной конструкции излучателя современной волоконно-оптических линий связи. Для описания структуры использована пространственная модель, построенной на основе конечно-элементного метода волнового распространения [7]. Учет переноса носителей основан на использовании скоростного уравнения, включающего коэффициент диффузии носителей. Исследование поведения VCSEL в зависимости от температуры [6] показало необходимость учета в модели температурного распределения, которое в данной модели определяется путем решения уравнения теплопроводности [10]. С помощью такой модели можно исследовать распределение интенсивности мод резонатора (рис. 4), распределения носителей, температуры в зависимости от параметров резонатора и структуры отражателей, рассчитывать пороговый ток, выходную оптическую мощность. В расчетах учитывается явление пространственного выжигания дыр. Программа пригодна для моделирования лазерных структур с вертикальным резонатором с имплантированным и оксидным слоем. Для получения динамических и модуляционных характеристик использована система скоростных уравнений [8], описывающая динамику носителей в активном слое, общего числа фотонов и изменения температуры на выходной апертуре. Применение таких моделей позволяет проводить оптимизацию лазерного чипа по требуемому параметру (ширина полосы модуляции, пороговый ток, степень подавления мод высших порядков, уровень потерь и др.) путем изменения размеров слоев структуры, их композиционного состава, режимов работы.

Созданный программный пакет предлагает достаточное число реализованных моделей лазеров различных типов, пригодных для конструирования лазеров с заданными характеристиками, позволяет проводить исследования лазерных структур. Программный продукт построен по оригинальной схеме, позволяющей наращивать базу физических моделей и алгоритмов построения характеристик. Полученные данные соответствуют опубликованным данным о характеристиках КРС лазерных излучателей.

Список литературы: 1. P. Christol, P. Bigenwald, D.A. Yarekha, A. Wilk, Y. Rouillard, A.N. Baranov, A. Joullie, A. Stein, A. Behres and K. Heime. Importance of the Coulomb effect and ordering in the design of Sb-based mid-infrared MQW emitting structures // Это же издание. 2. A.A. Afonenko, V. K. Kononenko, I.S. Manak. Current injection and recombination processes in asymmetric triple quantum well lasers // Proc. SPIE. 1995. Vol. 2399. 3. Сухованов И.А., Лысак В.В., Самохвалов М.В., Манжура А.Н. LASDYN - программный пакет моделирования динамических характеристик полупроводниковых гетеролазеров // Радиотехника и информатика. ХТУРЭ, Харьков. 1998. №3. 4. Сухованов И. А. Трехуровневая динамическая модель высокоскоростных КРС лазерных диодов// Радиотехника. Харьков, 1997. В. 101. С. 90-97. 5. I.A. Sukhoivanov. Influence of gain saturation and carrier dynamic models on the modulation response of quantum well lasers // IEEE Journal of Optical and Quantum Electronics. N. 31. 1999. P. 426-437. 6. Сухованов И.А., Самохвалов М.В. Влияние температурной зависимости коэффициента усиления на динамическое поведение VCSEL // Радиотехника. ХТУРЭ, Харьков. 1998. В. 108. 7. M. V. Samokhvalov, I. A. Sukhoivanov. Beam Propagation Method for Simulation of Performance of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers// VII-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. Kharkov. 1998. Vol. 2. P. 902-904. 8. Сухованов И.А. Исследование динамического поведения полупроводниковых лазеров поверхностного излучения // Это же издание. 9. Манжура А.Н. Использование преобразования Фурье для анализа передаточной характеристики SQW лазера // Это же издание. 10. I.A. Sukhoivanov, M.V. Samokhvalov. Modelling of oxide-confined vertical cavity surface emitting lasers // International Conference On Transparent Optical Networks. Kielce. 1999. P. 426-437.

*Харьковский государственный
технический университет
радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ФОТОПРИЕМНИКА ОТ СТРУКТУРЫ p-i-n ДИОДА

Введение

Одной из характеристик современного общества можно назвать постоянно растущий объем передаваемой информации. Для передачи информации используются различные виды линий связи, такие как телефонные, линии видеосвязи, локальные и глобальные информационные сети. В качестве наиболее современной технологии передачи связи целесообразно использовать волоконно-оптические линии связи (ВОЛС), которые по многим характеристикам превосходят обычные линии. Для оптимального проектирования волоконно-оптических сетей целесообразно использовать моделирование как системы в целом, так и отдельных компонент для нахождения компонент с наилучшими характеристиками или, по крайней мере, удовлетворяющих заданным параметрам.

Фотоприемники являются одной из важнейших и неотъемлемых компонент ВОЛС. В качестве фотоприемников в большинстве случаев используются полупроводниковые фотодиоды. Для современных линий связи, которые работают на высоких скоростях, наилучшим выбором являются p-i-n фотодиоды, которые обладают высоким быстродействием и низким уровнем шумов.

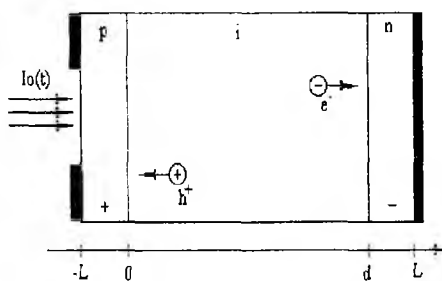


Рис. 1 – Структура p-i-n фотодиода с двойным гетеропереходом (DHJ)

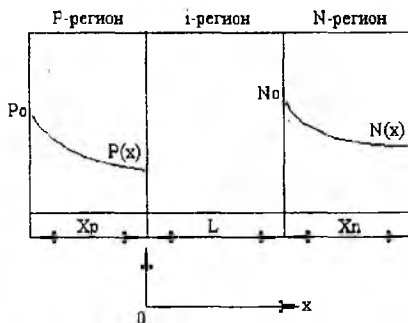


Рис. 2 – Структура p-i-n фотодиода с гомопереходом (HJ)

Для выбора фотодиода с наилучшими параметрами целесообразно провести сравнение фотодиодов с различными параметрами и характеристиками. В качестве образца будем использовать стандартный p-i-n фото-

диод на основе GaAs с двойной гетероструктурой, представленный на рис. 1 [1]. Вторым будет фотодиод с обычным гомопереходом и необычным профилем легирования, представленный на рис. 2 [2]. Как известно, фотодиоды с гомопереходом практически не используются в связи с малой шириной рабочей области. Это обусловлено медленными диффузионными процессами, происходящими при переносе носителей. В данном случае благодаря необычному легированию в фотодиоде присутствует внутреннее электрическое поле, которое способствует переносу носителей, если оно направлено по ходу движения, и тормозит их, если направлено против. В результате этого медленные диффузионные процессы будут проходить значительно быстрее, и рабочий диапазон данного фотодиода весьма возрастет.

Описание моделей

В фотодиоде с гомопереходом регионы p и n экспоненциально легированы со следующими профилями распределения:

$$P(x) = P_0 \exp(-A_p x),$$

$$N(x) = N_0 \exp(-A_n x),$$

где P_0 и N_0 - начальные значения концентрации, а A_p и A_n - некоторые константы. Внутреннее электрическое поле в p и n регионах может быть представлено следующим образом:

$$E_p = -\frac{D_p A_p}{\mu_p},$$

$$E_n = \frac{D_n A_n}{\mu_n},$$

где D_p и D_n - коэффициенты диффузии дырок и электронов соответственно, μ_p и μ_n - подвижность дырок и электронов соответственно.

Ток фотодиода складывается из трех компонент: дрейфового тока и тока, образованного диффузией неосновных носителей заряда из p и n регионов в i регион:

$$J = J_p + J_n + J_{drift}.$$

Дрейфовая компонента может быть записана следующим образом [3]:

$$J_{drift} = \frac{q\alpha l_0 L}{\alpha L + j\omega\tau_n} \left[\frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha L} - \frac{\exp(j\omega\tau) - 1}{j\omega\tau_n} \right] + \frac{q\alpha l_0 L}{\alpha L - j\omega\tau_p} \left[\frac{\exp(-\alpha L) - 1}{\alpha L} - \frac{\exp(-\alpha L)(1 - \exp(j\omega\tau_p))}{j\omega\tau_p} \right], \quad (1)$$

где τ_p и τ_n - время переноса электронов и дырок соответственно, α - коэффициент абсорбции, I_0 - световой поток на единицу площади, найденный по формуле:

$$I_0 = \frac{W}{\frac{hc}{\lambda} S},$$

где W - энергия падающего света, λ - длина волны падающего света, S - площадь активной области фотодиода.

Диффузионное уравнение для неосновных носителей заряда в p регионе записывается следующим образом:

$$\frac{\partial \Delta n_p}{\partial t} = G_p(x) - \frac{\Delta n_p}{\tau_{n0}} - \frac{D_p A_p \mu_n}{\mu_p} \frac{\partial \Delta n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n_p}{\partial x^2}, \quad (2)$$

и в n регионе

$$\frac{\partial \Delta p_n}{\partial t} = G_n(x) - \frac{\Delta p_n}{\tau_{p0}} - \frac{D_n A_n \mu_p}{\mu_n} \frac{\partial \Delta p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 \Delta p_n}{\partial x^2}, \quad (3)$$

где τ_{p0} и τ_{n0} - время жизни носителей в двух регионах.

$$G_p(x) = \alpha I_0 \exp(-\alpha x),$$

$$G_n(x) = \alpha I_0 \exp(-\alpha(L + X_p)) \exp(-\alpha x),$$

где X_p - ширина p региона и L - ширина i региона.

Уравнение (2) может быть записано в малосигнальной форме:

$$\frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} + C_1 \frac{d \Delta n_p}{dx} - C_2 \Delta n_p + \frac{G_p(x)}{D_n} = 0, \quad (4)$$

где

$$C_1 = -A_p,$$

$$C_2 = \frac{j\omega + \frac{1}{\tau_{n0}}}{D_n}.$$

Запишем характеристическое уравнение для дифференциального уравнения (4):

$$\lambda^2 + C_1 \lambda - C_2 = 0.$$

Корни этого уравнения будут следующими:

$$\lambda_1 = \frac{-C_1 + \sqrt{C_1^2 + 4C_2}}{2},$$

$$\lambda_2 = \frac{-C_1 - \sqrt{C_1^2 + 4C_2}}{2}.$$

Решение уравнения (4) будет состоять из однородного и частного решений. Общее выражение будет записано следующим образом:

$$\Delta n_p = K_1 \exp(\lambda_1 x) + K_2 \exp(\lambda_2 x) + K_3 \exp(-\alpha x),$$

где

$$K_3 = -\frac{\alpha I_0}{D_n} \frac{1}{\alpha^2 - C_1 \alpha - C_2}.$$

Используя следующие граничные условия:

$$\Delta n_p(x = -X_p) = 0,$$

$$\Delta n_p(x = 0) = -n_{p0} = -\frac{n_i^2}{P_0 \exp(-A_p X_p)},$$

получим:

$$K_2 = \frac{K_3 (\exp(-\lambda_1 X_p) - \exp(\alpha X_p)) + n_{p0} \exp(-\lambda_1 X_p)}{\exp(-\lambda_2 X_p) - \exp(-\lambda_1 X_p)},$$

$$K_1 = -n_{p0} - K_2 - K_3.$$

Диффузионный ток электронов может быть найден из следующего выражения при $x = 0$:

$$J_n = q D_n \frac{\partial \Delta n_p}{\partial x}.$$

Используя это выражение, получим:

$$J_n = q D_n (K_1 \lambda_1 + K_2 \lambda_2 - K_3 \alpha).$$

Аналогично уравнению (2) можно записать малосигнальное уравнение для дырок в p регионе:

$$\frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2} + C_3 \frac{d \Delta p_n}{dx} - C_4 \Delta p_n + \frac{G_n(x)}{D_p} = 0, \quad (5)$$

где

$$C_3 = -A_n,$$

$$C_4 = \frac{j\omega + \frac{1}{\tau_{p0}}}{D_p}.$$

Характеристическое уравнение будет выглядеть следующим образом:

$$\lambda^2 + C_3 \lambda - C_4 = 0.$$

Корни этого уравнения будут:

$$\lambda_3 = \frac{-C_3 + \sqrt{C_3^2 + 4C_4}}{2},$$

$$\lambda_4 = \frac{-C_3 - \sqrt{C_3^2 + 4C_4}}{2}.$$

Решение уравнения (5) может быть записано таким образом:

$$\Delta p_n = K_4 \exp(\lambda_3 x) + K_5 \exp(\lambda_4 x) + K_6 \exp(-\alpha x),$$

где

$$K_6 = -\frac{\alpha I_0}{D_p} \frac{1}{\alpha^2 - C_3 \alpha - C_4}.$$

Используя граничные условия:

$$\Delta p_n(x = -X_n) = 0,$$

$$\Delta n_p(x = 0) = -p_{n0} = -\frac{n_i^2}{N_0},$$

где X_n - ширина n региона, получим следующие выражения для K_4 и K_5 :

$$K_5 = \frac{K_6(\exp(-\alpha L) \exp(-\lambda_3 X_n) - \exp(\alpha(L + X_n))) + p_{n0} \exp(-\lambda_3 X_n)}{\exp(\lambda_4 X_n) - \exp(\lambda_4 L) \exp(\lambda_3 X_n)},$$

$$K_4 = \frac{-p_{n0} - K_5 \exp(\lambda_4 L) - K_6 \exp(-\alpha L)}{\exp(\lambda_3 L)}.$$

Ток диффузии для дырок в n регионе получается из выражения:

$$J_p = -qD_p \frac{\partial \Delta p_n}{\partial x}.$$

Используя это выражение, получим

$$J_n = qD_p (K_4 \lambda_3 \exp(\lambda_3 L) + K_5 \lambda_4 \exp(\lambda_4 L) - K_6 \alpha \exp(-\alpha L)).$$

Итак, в результате решения дифференциальных уравнений получены диффузионные компоненты и, следовательно, можно найти полный ток, используя выражение (1).

Результаты и выводы

Численные расчеты были произведены для p - i - n фотодиода на основе GaAs. Параметры, использованные для расчетов, приведены в таблице. Результат расчета рабочего диапазона p - i - n фотодиодов приведен на рис 3. Из рисунка видно, что ширина рабочего диапазона для обоих фотодиодов практически одинакова, но при этом в фотодиоде с гомопереходом отсутствует накопление дырок, характерное для фотодиода с гетеропереходом, и

как следствие – отсутствие задержки времени отклика. На рис. 4 представлена зависимость плотности тока от частоты для различных площадей активной области. Размеры оказывают влияние в основном на амплитуду тока при низких частотах. На рис. 5 приведена зависимость плотности тока от толщины поглощающего *i*-слоя. На полученной кривой наблюдается максимум для толщины слоя 1.1 мкм, что соответствует оптимальной толщине для получения максимальной плотности тока при прочих равных условиях. Рис. 6 иллюстрирует зависимость плотности тока от размеров активной области фотодиода. Исходя из этой кривой, целесообразно использовать фотодиоды с малой площадью активной поверхности для достижения оптимальных характеристик.

Таблица

Название параметра	Обозначение	Численное значение
Ширина <i>p</i> и <i>n</i> регионов	X_p и X_n	2 мкм
Ширина <i>i</i> региона	L	1 мкм
Кэфф. диффузии для электронов	D_n	220 см ² /с
Кэфф. диффузии для дырок	D_p	10.4 см ² /с
Кэфф. абсорбции	α	10 ⁴ см ⁻¹
Площадь активной области	S	500-2000 мкм ²
Подвижность электронов	μ_n	420 см ² /В·с
Подвижность дырок	μ_p	7500 см ² /В·с

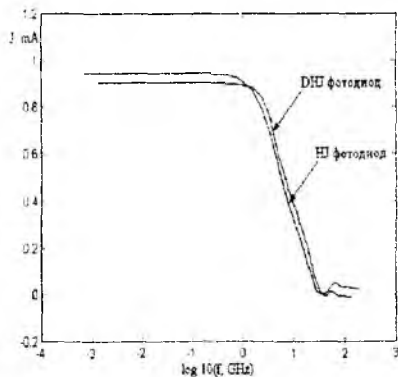


Рис. 3 – Зависимость плотности тока от частоты для *p-i-n* фотодиодов с гетеро- и гомопереходами

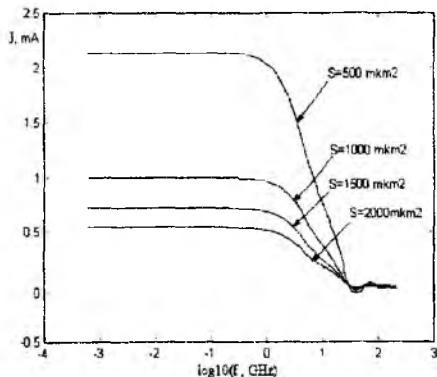


Рис. 4 – Зависимость плотности тока от частоты для различных размеров активной области

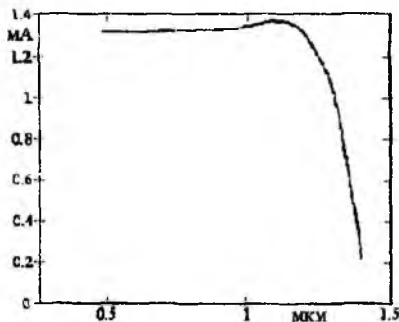


Рис. 5 – Зависимость плотности тока фотодиода от толщины i-слоя

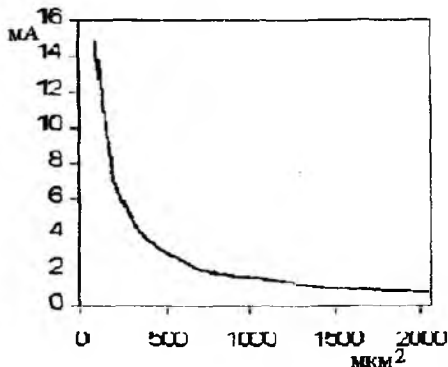


Рис. 6 – Зависимость плотности тока от площади активной области

На основе всего вышесказанного можно сделать следующие выводы.

Рассматриваемый фотодиод на основе гомоперехода имеет практически такой же рабочий диапазон, что и обычный фотодиод на основе гетероперехода, но обладает более высокой квантовой эффективностью, что позволяет найти данному фотодиоду широкое применение в качестве фотоприемника в ВОЛС.

Характеристики, представленные на рис.5 и 6, могут быть использованы для выбора оптимальных параметров фотодиода.

Данная модель пригодна для расчета других характеристик, а также для оптимизации этих характеристик.

Список литературы: 1. P.S. Matavulj, D.M. Gvozdic, J.B. Radunovic. The influence of nonstationary carrier transport on the bandwidth of p-i-n photodiode // J. Of Light Techn., vol.15, No 12, Dec. 1997. pp. 2270-2277. 2. Y. Zebda, S.Abu-Helweh. Bandwidth improvement of homojunction p-i-n photodiode // IEEE J. of Quant. Electron., vol.33, No 8, Aug 1997. pp. 1333-1337. 3. Y. Zebda, O. Qasimeh. Frequency and time response of p-i-n photodiode // J. Opt. Commun., vol.15, March 1994, pp.185-189.

Харьковский государственный
технический университет
радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 16.06.99.

АНАЛИЗ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ SQW ЛАЗЕРА

В настоящее время существует большое количество динамических моделей лазерных диодов, описывающих структуру квантово-размерного лазера с одной активной зоной в центре. Энергетическая диаграмма такой структуры приведена на рис. 1. Динамика процессов в полупроводниковых

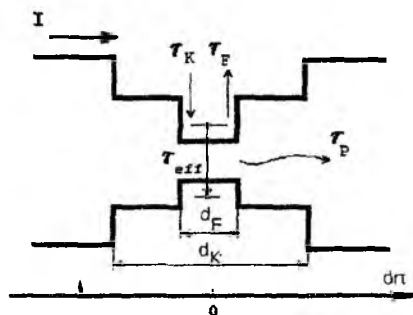


Рис. 1 – Зонная диаграмма QW лазера

лазерных диодах может быть описана с помощью системы двух дифференциальных уравнений первого порядка: первое для носителей заряда, второе – для фотонов внутри резонатора. Такая модель может быть уточнена путем рассмотрения дополнительных уровней для носителей заряда. Двухуровневая модель представляет собой систему из трех уравнений.

Первое дифференциальное уравнение описывает динамику носителей заряда ядра лазерного диода (так называемые 3D-носители первого уровня). Эти носители, двигаясь от края к центру, переходят в зону, расположенную над активным слоем (см. рис. 1). Отсюда они могут быть захвачены в активную зону. Носители активной зоны (2D-носители) образуют второй уровень носителей заряда, который описывается с помощью второго уравнения системы. 2D-носители принимают участие в процессе генерации лазерного излучения. В процессе вынужденной рекомбинации 2D-носителей образуются фотоны, динамика которых описывается третьим дифференциальным уравнением системы уравнений. Часть носителей заряда активной зоны выбрасывается обратно на уровень 3D-носителей. Существует также трехуровневая динамическая модель, которая описывается с помощью системы из четырех дифференциальных уравнений [1]. В этой модели рассматривается дополнительный уровень носителей заряда, связанный с процессом переноса носителей от края к центру ядра. Из всех трех моделей последняя наиболее реально описывает физику процессов, происходящих при генерации лазерного излучения. Но и она далека от со-

вершенства ввиду наличия упрощений и приближений, внесенных для упрощения процесса расчета характеристик.

Динамические процессы в лазерах, описываемые данными математическими моделями, характеризуются наличием амплитудно-частотных и фазо-частотных свойств, исследование которых представляет большой интерес при проведении анализа одной модели или сравнении нескольких моделей. Такие частотные зависимости являются составными элементами передаточной характеристики модели. По виду передаточной характеристики можно судить о скоростных и резонансных свойствах выбранной динамической модели лазерного диода.

Получение передаточной характеристики можно осуществить путем использования методов спектрального анализа, одним из которых является метод спектрального преобразования Фурье. Этот метод позволяет разложить любой гармонический сигнал на спектральные составляющие (гармоники) сигнала. Разложив входной и выходной сигналы на спектр и разделив спектральные характеристики второго и первого сигналов, можно получить передаточную характеристику исследуемой динамической модели лазерного диода.

Методика формирования входного сигнала

При проведении расчетов передаточной характеристики был использован численный метод преобразования Фурье.

Для проведения спектрального анализа динамической модели лазерного диода необходимо было задать форму модулирующего сигнала. При этом с целью упрощения проводимых вычислений было решено сформировать входной сигнал такой формы, в котором все составляющие гармоники имеют одинаковые фазу и амплитуду.

Формирование такого сигнала осуществлялось с помощью численного метода гармонического синтеза, который можно записать с помощью следующего выражения:

$$y(t) = A_0 + \sum_{k=1}^n A_k \cos(2\pi f_1 kt + \varphi_k), \quad (1)$$

где n - количество гармоник формируемого сигнала, A_0 - постоянная составляющая сигнала, A_k и φ_k - амплитуда и фаза k -ой гармоники сигнала. Задав амплитуды и фазы всех гармоник и подставив их в выражение (1), мы получим некоторую периодическую кривую сигнала $y(t)$ с периодом повторения $T = 1/f_1$.

Динамическая модель лазера

В качестве исследуемой модели лазерного диода была взята трехуровневая система скоростных уравнений, описывающая отдельно носители ядра лазера и активной зоны:

$$\frac{dN_K}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{N_K}{\tau_K} + \frac{N_F}{\tau_F}; \quad (2)$$

$$\frac{dN_F}{dt} = \frac{N_K}{\tau_K} - \frac{N_F}{\tau_F} - \frac{N_F}{\tau_{eff}} - \Gamma G_0 (N_F - N_0) \frac{V_F}{1 + \varepsilon \Gamma \frac{N_P}{V_F}} N_P; \quad (3)$$

$$\frac{dN_P}{dt} = \Gamma G_0 (N_F - N_0) \frac{V_F}{1 + \varepsilon \Gamma \frac{N_P}{V_F}} N_P - \frac{N_P}{\tau_P} + \beta \frac{N_F}{\tau_{eff}}. \quad (4)$$

Здесь N_K , N_F , N_P - плотность 3D-, 2D-носителей и фотонов соответственно, I - ток накачки, e - заряд электрона, τ_K - время жизни носителей в ядре структуры, τ_{eff} - время жизни носителей в активной области, τ_P - время жизни фотонов, τ_F - время освобождения носителей, Γ - коэффициент оптического ограничения, G_0 - коэффициент усиления, N_F - пороговая плотность носителей, ε - коэффициент нелинейного усиления, β - коэффициент спонтанной эмиссии, V_F - объем активной области.

Для более наглядного представления результатов расчетов, а также удобства их обработки была произведена нормировка данной системы к пороговым значениям величин [3, 4]: $\Pi = \frac{I/e}{I_s/e}$, $X = \frac{N_K/\tau_K}{I_s/e}$,

$Y = \frac{N_F/\tau_{eff}}{I_s/e}$, $Z = \frac{N_P/\tau_P}{I_s/e}$, $E = \frac{I_s/e}{V_F/\tau_P} \Gamma \varepsilon$. Индекс s обозначает пороговое значение величины.

В результате получаем нормированную систему балансных уравнений:

$$\tau_K \frac{dX}{dt} = \Pi - X + \frac{\tau_{eff}}{\tau_F} Y; \quad (5)$$

$$\tau_{eff} \frac{dY}{dt} = X - \left(1 + \frac{\tau_{eff}}{\tau_F}\right) \cdot Y + \frac{Y - Y_0}{1 - Y_0} \cdot \frac{1}{1 + E \cdot Z} \cdot Z; \quad (6)$$

$$\tau_P \frac{dZ}{dt} = \left(\frac{Y - Y_0}{1 - Y_0} \cdot \frac{1}{1 + E \cdot Z} - 1\right) \cdot Z + \beta Y. \quad (7)$$

При выполнении расчетов были приняты следующие упрощения:
 $\tau_K, \tau_{eff} = const$, $\varepsilon = const$, $\beta = const$.

Численное моделирование

Модуляционный сигнал, используемый в качестве входной величины при расчетах, формировался путем сложения 50 гармоник с одинаковым значением амплитуд и нулевым сдвигом фазы. Частота основной гармоники равна 1 ГГц. Результирующая форма сигнала за один период повторения представлена на рис. 2.

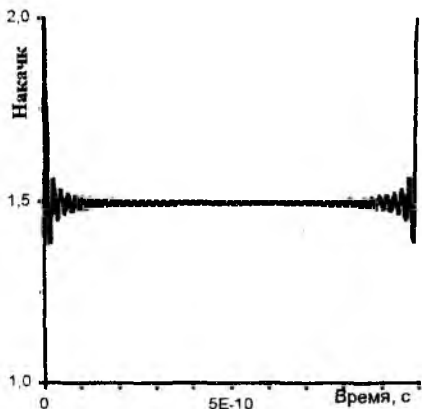


Рис. 2 – Мультигармонический сигнал модуляции (50 гармоник)

Расчет динамической модели лазера проводился с применением языка программирования ФОРТРАН. Для решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка использована библиотека численных методов Fortran Nag Library. Вычисления проводились на персональном компьютере класса Pentium-200. Для вычисления отклика модуляции ступенькой тока требовалось 0.3 секунды времени процессора для расчета 2000 точек кривой.

Определение передаточной характеристики проводилось по следующей методике. Проводился расчет динамического отклика лазера на ступеньку тока и оценивалась длительность релаксационных колебаний (для значений параметров, представленных в таблице, составляет приблизительно 0.5 нс). Следующим шагом являлся расчет лазерного отклика на модуляционный мультигармонический сигнал. При этом для расчетов выбирался отрезок времени намного больше оцениваемого времени релаксации модели (в нашем случае он составлял 10 нс). Из рассчитанной зависимости отклика модуляции выбирался отрезок, равный по длине периоду повторений входного сигнала (основной гармоники). Этот участок характеристики являлся входными данными для проведения спектрального анализа, проводимого с помощью численного метода Фурье-трансформации. В результате было произведено разложение выходного сигнала модели обратно на гармонические составляющие и определены изменения амплитуд этих гармоник.

Параметр	Описание	Значение	Параметр	Описание	Значение
τ_K	Время захвата носителей, пс	25	I	Ток накачки	-
τ_F	Время выброса носителей, нс	40	e	Заряд электрона, Кл	$1.6 \cdot 10^{-19}$
τ_{eff}	Эффективное время жизни носителей, нс	0.2	Γ	Коэффициент участия моды	0.03
τ_P	Время жизни фотонов, пс	1	G_0	Дифференциальное усиление, м ³ /с	$2.5 \cdot 10^{-12}$
N_K	Число носителей ядра лазера	-	V_F	Объем активной зоны, м ³	$1.71 \cdot 10^{-18}$
N_F	Число носителей активной зоны	-	ε	Коэффициент насыщения усиления, м ²	$0.97 \cdot 10^{-25}$
N_P	Число фотонов	-	β	Коэффициент спонтанной эмиссии	10^{-4}

Использование такой методики позволяет получать передаточные характеристики полупроводникового квантово-размерного лазера. Результаты расчетов показаны на рис. 3 и рис. 4. При построении зависимостей величина отклика была нормирована к значению амплитуды гармоник входного сигнала.

На рис. 3 представлены графики передаточной характеристики для различных значений уровня постоянной составляющей сигнала, на рис. 4 - результаты расчетов передаточной характеристики для разных амплитуд колебаний сигнала (амплитуд гармоник) при неизменном уровне постоянного смещения сигнала. Обозначенным на рис. 4 кривым соответствуют значения амплитуд: 1 - $A_{вх}=0.001$; 2 - $A_{вх}=0.005$; 3 - $A_{вх}=0.01$; 4 - $A_{вх}=0.02$; 5 - $A_{вх}=0.03$.

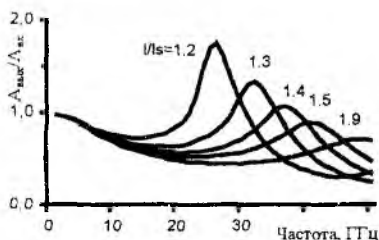


Рис. 3 - Передаточная характеристика при разных уровнях накачки I/I_s для амплитуды гармоник входного сигнала $A_{вх}=0.01$

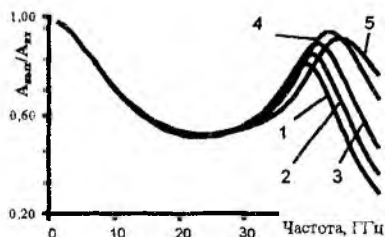


Рис. 4 - Передаточная характеристика при уровне накачки $I/I_s=1.5$ для разных амплитуд гармоник входного сигнала (амплитуда сигнала)

Из рис. 4 видно, что передаточная характеристика обладает явно резонансным характером, и при некотором определенном значении амплитуды

модулирующего сигнала передаточная характеристика имеет максимальное значение. Спад амплитуды обусловлен уменьшением уровня импульса тока накачки ниже пороговой величины, что приводит к выключению генерации.

Следует отметить, что для обеспечения стабильности получаемых при моделировании результатов надо выбирать одинаковое количество рассчитываемых гармоник и одинаковое значение их амплитуды.

Предлагаемый метод определения передаточной характеристики показал пригодность для анализа полупроводниковых лазеров, а также любых моделей, связанных с генерацией, усилением, модуляцией сигнала и т.п. Полученные результаты соответствуют известным данным о динамическом поведении квантово-размерных лазеров [4] и позволяют при достаточно малых временных затратах сделать практические выводы о влиянии параметров лазерной структуры.

Список литературы: 1. *Sukhoivanov I. A., Manzhura A. N.* Large signal behaviour and carrier transport phenomena in QW lasers // Proc. Conference MIOP'97, 22-24.04.1997, Sindelfingen, Germany. 2. *Дьяконов И.П.* Численные алгоритмы и программирование на языке Бейсик для персональных ЭВМ. М.: Наука. 1987. 234 с. 3. *Grau G., Freude W.* Optische Nachrichtentechnik. Springer-Verlag, 1991. 444 p. 4. *Freude W., Sukhoivanov I. A.* Carrier transport phenomena in SCH quantum well laser diodes for microwave fibre optic telecommunication systems // Proc 6th Crimean Microwave Conf. 1996. P. 303-307.

*Харьковский государственный
технический университет
радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

ДВУМЕРНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Оптические структуры сложной конфигурации, в том числе диэлектрические волноводы (ДВ) произвольной формы, находят все более широкое применение в технике, причем часто используются материалы с неоднородным (градиентным) распределением проницаемостей, а также и анизотропные материалы. Анализ оптических волноводов обычно осуществляется на основе ряда методов, среди которых можно отметить приближенные методы геометрической оптики, метод матриц передачи [1], метод частичных областей [2], методы поверхностных интегральных уравнений (ПИУ) [3-6] и метод объемных интегральных уравнений (ОИУ) [3-9]. Среди указанных методов метод ОИУ является наиболее перспективным для анализа неоднородных оптических сред с произвольной анизотропией. Цель настоящей работы - обобщение метода ОИУ на двумерный случай применительно к анализу ДВ произвольной конфигурации (как открытых, так и в прямоугольном экране), выполненных с использованием произвольных материалов (включая магнитные, анизотропные и бианизотропные среды) с потерями.

Вывод двумерных интегральных уравнений

Считаем, что известны тензорные функции Грина (ФГ) области без включения рассматриваемой конфигурации магнитодиэлектрика, определяющих поля, излученные расположенными в объеме V токами \vec{j}^e, \vec{j}^m , в виде (иногда эти выражения берутся со знаком минус)

$$\begin{aligned}\vec{E}_{ref}(\vec{r}) &= \int_V \left\{ \Gamma^{ee}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{j}^e(\vec{r}') + \Gamma^{em}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{j}^m(\vec{r}') \right\} dV', \\ \vec{H}_{ref}(\vec{r}) &= \int_V \left\{ \Gamma^{me}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{j}^e(\vec{r}') + \Gamma^{mm}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{j}^m(\vec{r}') \right\} dV'.\end{aligned}\quad (1)$$

Индексы e, m здесь и далее относятся соответственно к электрическим и магнитным величинам. ФГ открытого пространства выражаются через скалярную ФГ $-jk_0 r(4\pi r)$, а ФГ прямоугольного экрана (волновода) сечения $a \times b$ известны и имеют вид [10]:

$$\begin{aligned}\Gamma^{ee}(\vec{r}, \vec{r}') &= \frac{1}{j\omega\epsilon_0\epsilon} \left(k_0^2 \epsilon \mu + \nabla \cdot \nabla \right) \vec{G}^e(\vec{r}, \vec{r}'), & \Gamma^{em}(\vec{r}, \vec{r}') &= \nabla \times \vec{G}^m(\vec{r}, \vec{r}'), \\ \Gamma^{mm}(\vec{r}, \vec{r}') &= \frac{1}{j\omega\mu_0\mu} \left(k_0^2 \epsilon \mu + \nabla \cdot \nabla \right) \vec{G}^m(\vec{r}, \vec{r}'), & \Gamma^{me}(\vec{r}, \vec{r}') &= -\nabla \times \vec{G}^e(\vec{r}, \vec{r}').\end{aligned}\quad (2)$$

Здесь $\bar{G}^{e,m}$ - диагональные тензоры с компонентами $G_{xx}^{e,m}, G_{yy}^{e,m}, G_{zz}^{e,m}$, определяющие вектор-потенциалы в виде интегральных операторов от токов, имеющие для электрического типа компоненты в виде

$$G_{xx}^e = \frac{-2j}{ab} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\cos(k_{xn}x) \cos(k_{xn}x') \sin(k_{yi}y) \sin(k_{yi}y') e^{-j\gamma_{ni}|z-z'|}}{(1 + \delta_{n0}) \gamma_{ni}},$$

$$G_{yy}^e = \frac{-2j}{ab} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\sin(k_{xn}x) \sin(k_{xn}x') \cos(k_{yi}y) \cos(k_{yi}y') e^{-j\gamma_{ni}|z-z'|}}{(1 + \delta_{i0}) \gamma_{ni}}, \quad (3)$$

$$G_{zz}^e = \frac{-2j}{ab} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \gamma_{ni}^{-1} \sin(k_{xn}x) \sin(k_{yi}y) \sin(k_{xn}x') \sin(k_{yi}y') e^{-j\gamma_{ni}|z-z'|},$$

где $\gamma_{ni} = (k^2 - k_{xn}^2 - k_{yi}^2)^{1/2}$, $k_{xn} = n\pi/a$, $k_{yi} = i\pi/b$. Компоненты магнитного типа получаются соответствующей заменой косинусов, деленных на сумму единицы и дельта-символа Кронекера, на синусы и наоборот. Если включение занимает объем V , то его влияние эквивалентно действию токов поляризации

$$\begin{aligned} \bar{j}_p^e(\vec{r}) &= jk_0 \left[Z_0^{-1} (\hat{\epsilon}(\vec{r}) - 1) \bar{E}(\vec{r}) + \hat{\xi}(\vec{r}) \bar{H}(\vec{r}) \right] \\ \bar{j}_p^m(\vec{r}) &= jk_0 \left[Z_0 (\hat{\mu}(\vec{r}) - 1) \bar{H}(\vec{r}) + \hat{\zeta}(\vec{r}) \bar{E}(\vec{r}) \right] \end{aligned} \quad (4)$$

Полное поле в волноводе согласно принципу суперпозиции есть сумма падающего (возбуждающего) поля и поля рассеяния:

$$\bar{E} = \bar{E}_{inc} + \bar{E}_{sct}, \quad \bar{H} = \bar{H}_{inc} + \bar{H}_{sct}. \quad (5)$$

В соотношении (4) $\hat{\epsilon}, \hat{\mu}, \hat{\xi}, \hat{\zeta}$ могут быть произвольными тензорами, но для сред без бианизотропных свойств последние два тензора равны нулю. Поля рассеяния получаются подстановкой соотношения (4) в (1), при этом (5) можно трактовать как связанные ОИУ относительно полных полей \bar{E} , \bar{H} . Хотя эти уравнения определены во всей области, их решения достаточно искать только в объеме V . Если таковое решение найдено, соотношения (5), трактуемые как интегральные операторы, определяют поля в области и отражают факт непрерывности их касательных компонент. Эти поля в объеме V и вне его удовлетворяют уравнениям Максвелла с соответствующими проницаемостями $\hat{\epsilon}, \hat{\mu}$ и тензорами кросс-поляризации $\hat{\xi}, \hat{\zeta}$, поэтому одно из полей можно выразить через другое. При этом одно из соотношений (5) становится интегро-дифференциальным уравнением (ИДУ), а другое служит интегральным соотношением для представления дуального вектора электромагнитного поля. Интегрированием по частям (с

использованием формул Грина) такое ИДУ можно преобразовать к ОИУ. Поскольку при этом происходит перенос дифференциального оператора ∇ с подынтегральной функции на ядро, эти ОИУ являются гиперсингулярными.

Для получения двумерных интегральных уравнений (ДИУ) для анализа волноведущих структур можно воспользоваться соответствующими двумерными ФГ, которые для свободного пространства, например, определяются через функцию Ганкеля $H_0^{(2)}(k_0 r_{\perp})$. Если известна трехмерная ФГ, то соответствующие результаты получаются интегрированием по продольной координате z' , если ввести зависимость полей в виде $\exp(-jyz)$ и согласно принципу предельного поглощения предположить наличие исчезающе малых потерь в ФГ. Интегралы по z' разбиваются на две области $(-\infty, z)$ и (z, ∞) , после чего явно вычисляются, при этом подстановки на бесконечностях дают нули. В этом случае для получения двумерной ФГ из трехмерной в последней необходимо произвести замену $\partial/\partial z = -j\gamma$ и интеграла по z на соответствующий результирующий множитель. Для ФГ в прямоугольном экране (2) он равен

$$-2j\gamma_n \exp(-j\gamma z) \left(\gamma_n^2 - \gamma^2 \right)^{-1/2}.$$

Зависимость от z сокращается, возбуждающие поля в этом случае отсутствуют, и однородные ДИУ формулируются в поперечных координатах \vec{r}_{\perp} относительно распределения полей в поперечном сечении волновода. Так как функции (3) имеют особенности типа трехмерной особенности Коши [11] r^{-1} (потенциала простого слоя), где $r = |\vec{r} - \vec{r}'|$, то особенности ФГ определяются дифференцированием согласно (2). Если соотношения (1) используются для формулировки ПИУ для токов, распределенных на поверхности некоторого тела в прямоугольном волноводе, то особенности их ядер будут неинтегрируемыми. Это означает, что нельзя использовать кусочно постоянные поверхностные базисные функции из-за расходимости матричных элементов. В работах [11-15] для обхода указанных трудностей предложены методы понижения порядка сингулярности (регуляризации) ядер таких уравнений. Для трехмерного случая особенности ФГ (2) уже являются интегрируемыми, а соответствующие им ОИУ представляют собой уравнения Фредгольма второго рода, которые можно решать с использованием кусочно постоянных базисов, например, для определения неоднородностей ДВ. Максимальная особенность для ДИУ - вторая производная от логарифма. В [7,9] показано, что для полей (5), являющихся решениями ОИУ, выполняются не только уравнения Максвелла, но и условия сопряжения, в том числе и соответствующие скачки нормальных компо-

нент полей на границе объема V . Такие ОИУ пригодны для проникаемости, являющихся интегрируемыми функциями координат с разрывами первого рода. Их решения можно искать в классе интегрируемых функций, поэтому возможна кусочно постоянная интерполяция решений, удобная для произвольных областей. Отметим, что ОИУ и ДИУ в форме (5) применялись редко из-за сильной сингулярности ядер. Более часто для анализа диэлектрических включений и структур использовались ОИУ относительно полей и поверхностных распределений зарядов в форме [5], получающиеся на основе формул Стрэттона-Чу или применением векторных интегральных теорем (формул Грина).

Регуляризация ядер

С целью возможности применения кусочно постоянных базисов для уравнений (5) получим новые ДИУ, используя аналогичный работе [15] метод интегрирования по частям. Для простоты рассмотрим только ДВ с однородным изотропным диэлектриком и ДИУ относительно электрического поля. Для понижения степени сингулярности ядер введем новый вектор $\vec{F} = (\partial E_x / \partial x, \partial E_y / \partial y, \partial E_z / \partial z)$. Наибольшие сингулярности соответствуют компонентам ФГ с поперечными индексами. Аппроксимируем рассматриваемую двумерную область суммой прямоугольных элементов так, что их внешняя граница состоит из вписанных в нее ломаных. Разобьем поперечные компоненты ФГ на суммы электрических и магнитных частей [15] и произведем интегрирование по частям, перенося оператор ∇_{\perp} с ядра на электрическое поле. Удобно ПИУ записать в вариационной формулировке и произвести такой перенос как на пробную, так и на весовую функции. Тогда ПИУ формулируются относительно вектора \vec{F} , для которого можно использовать кусочно постоянные разложения, причем решение можно искать методом Галеркина на том же самом базисе. Выражая продольную компоненту \vec{F} через поперечные, получим ДИУ относительно поперечных функций.

Численные результаты

Для анализа ДВ в прямоугольном экране было использовано ДИУ (5), решение которого выполнялось методом конечных элементов путем дискретизации двумерной области заполнения диэлектрика путем наложения прямоугольной сетки с узлами (x_n, y_n) . Базис строится в виде

$$w_n(x, y) = u_n(x)v_n(y), \quad u_n(x) = u_0(x - x_n),$$

$$u_0(x) = 1 - 3(x/h)^2 + 3(x/h)^4 - (x/h)^6, \quad (6)$$

где функция u_0 отлична от нуля при $-h < x < h$, h - шаг дискретизации. Аналогично определены и функции v_n . Базис (6) имеет производные до шестого порядка включительно, непрерывен вместе со своими производными до второго порядка включительно, а коэффициенты в разложениях полей по нему равны значениям последних в узлах. Если точка дискретизации попадает на границу области, то интегрирование в матричных элементах необходимо производить по половине соответствующего интервала, что выражается в делении на 2 стандартного матричного элемента.

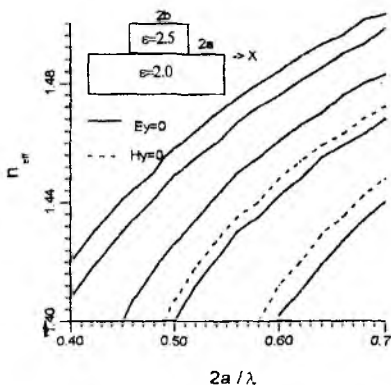


Рис. 1

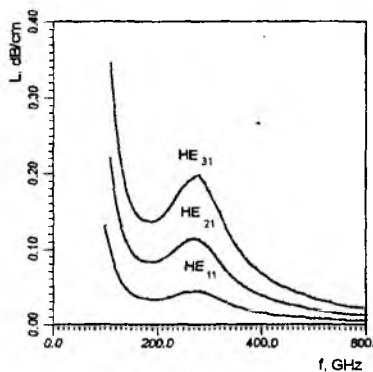


Рис. 2

На рис. 1, 2 представлены результаты расчета постоянных распространения для ДВ с двумя прямоугольными областями и потерь L мод в волноводе типа полый канал в диэлектрике соответственно, полученные с использованием данного метода. Во втором случае размер канала составил $1 \times 1 \text{ см}^2$, а диэлектрик являлся многослойным для улучшения самофильтрации мод [1], причем диэлектрическая проницаемость изменялась от 1.3 до 3 на длине 1 мм при тангенсе угла диэлектрических потерь 0,05. Находились комплексные корни дисперсионного уравнения ДВ. Приведенные результаты хорошо согласуются с полученными методом матриц передачи. Таким образом, рассмотренные ДИУ уравнения удобны для моделирования сложных ДВ с использованием введенных конечных элементов, а также кусочно постоянных базисов.

Список литературы: 1. Давидович М.В. Улучшение самофильтрации мод в полях волноводах с многослойной магнитодиэлектрической оболочкой // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. № 1. С. 53-61. 2. Соколов Г.Е. Особенности сходимости метода частичных областей при исследовании дисперсии волн в диэлектрических волноводах // Изв. Вуз. Радиофизика. 1986. Т. XXIX. N 6. С. 705-720. 3. Ильинский А.С., Сеешиников А.Г. Численные методы в теории ди-

фракции. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1975. 224 с. 4. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М.: Высшая школа, 1991. 224 с. 5. Вычислительные методы в электродинамике // Под ред. П. Мутры. М.: Мир, 1977. 486 с. 6. Boriskina S.V., Nosich A.I. Radiation and Absorption Losses of the Whispering-Gallery-Mode Dielectric Resonators Excited by a Dielectric Waveguide // IEEE Trans., 1999. Vol. MTT-47, No. 2. P. 224-231. 7. Хиженяк Н.А. Функции Грина уравнений Максвелла для неоднородных сред // ЖТФ, 1958. Т. 28. В.7. С. 1592-1609. 8. Давидович М.В. Объемные интегральные уравнения для диэлектрических включений в коаксиальной линии // Труды Вузов России. Радиотехника С. Петербург.: Из-во СПбГЭТУ, 1998. Вып. 1. С. 20-28. 9. Давидович М. В., Мещанов В.П., Попова Н.Ф. Электродинамическая модель коаксиальной нагрузки // Радиотехника и электроника. 1998. Т. 43. № 12. С. 1447-1453. 10. Марков Г.Т., Панченко Б.А. Тензорные функции Грина прямоугольных волноводов и резонаторов // Изв. вузов. Радиотехника. 1964. Т.7, № 1. С. 34-41. 11. Давидович М. В. Метод оператор-функций для регуляризации ядер иммитансных интегральных уравнений электродинамики // Изв. Вузов. Радиофизика. 1999. Т. XLII. N 2. С. 109-119. 12. Davidovich M.V. New Technique for Kernel Regularization of Surface Integral Equations in Electromagnetics // Proceedings of the 1998 International Conference on "Mathematical Methods in Electromagnetic Theory", Kharkov, Ukraine, 1998. Vol. 2. P. 757-759. 13. Davidovich M.V. Kernel Regularization for Surface Integral Equations in Electrodynamics // Proceedings IEEE-Russia Conference: "1997 High Power Microwave Electronics: Measurements, Identification, Applications", Novosibirsk, 1997. P. 116-119. 14. Давидович М.В. Новые типы интегральных уравнений электродинамики на основе регуляризации ядер // Направляющие линии, функциональные устройства, элементы технологических установок СВЧ: Межвуз. научн. сб.- Саратовск. гос. техн. ун-т, 1997.- С. 18-28. 15. Никольский В.В., Веснин С.Г. Электродинамический анализ обрыва проводника экранированной полосковой линии на основе решения двумерного интегрального уравнения // Изв. Вузов. Радиофизика. 1985. Т. XXVIII. N 10. С. 1302-1310.

*Саратовский государственный
технический университет*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

УЧЕТ НЕКОТОРЫХ ОГРАНИЧЕНИЙ ПОРОГОВОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ И ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ В ИМПУЛЬСНЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ АКСЕЛЕРОМЕТРАХ

Оценка предельных метрологических возможностей прецизионного цифрового акселерометра с импульсным волоконно-оптическим датчиком (ВОД) проводилась на основе идеализированной модели ВОД [1] и авторы сознательно пренебрегали рядом факторов, ограничивающих эти возможности.

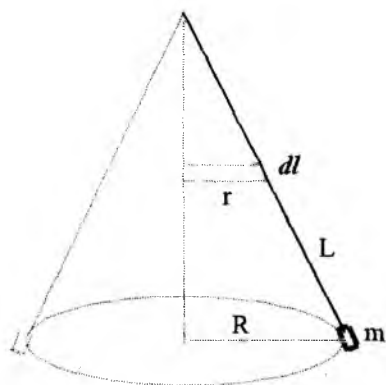
В настоящей работе рассмотрено влияние естественных ограничений пороговой чувствительности и минимальнодостижимой погрешности измерения ускорений, обусловленных влиянием на чувствительный элемент-модулятор (ЧЭМ) ВОД температурных эффектов и нестабильности его периода обращения как реальной автоколебательной системы с конечной величиной добротности.

Составляющие ЧЭМ атомы, находясь в тепловом равновесии с окружающей средой, пребывают в хаотическом колебательном движении. Рассматривая ЧЭМ как ансамбль атомов, описываемый статистическими законами, можно говорить о средней величине его тепловой энергии, флуктуации которой накладываются на общую величину механической энергии. Исходя из закона о равном распределении энергии по степеням свободы [2], примем их число $i=2$ (кинетическая и потенциальная энергии). Величину неопределенности полной энергии ЧЭМ будем считать, согласно [2], равной $k\Theta$ (где k - постоянная Больцмана, а Θ - абсолютная температура), что и обусловит соответствующую величину нестабильности его колебаний. Оценим эту величину.

Кинетическая энергия маятника ЧЭМ может быть представлена как $W = W_m + W_l$, где W_m - кинетическая энергия инертной массы m на конце маятника; W_l - кинетическая энергия консоли волоконного световода (ВС), служащего упругим подвесом маятника. Величину W_m , считая инертную массу точечной, можно записать в виде:

$$W_m = 2\pi^2 \frac{mR^2}{T^2}, \quad (1)$$

где R - радиус круга обегания конца маятника; T - период обращения маятника. Величина W_1 определится путем интегрирования по длине консоли выражения (см. рисунок):



$$dW_1 = 2\pi^2 \frac{\tau r^2}{T^2} dl, \quad (2)$$

где dW_1 - кинетическая энергия элемента длины консоли dl ; τ - погонная (кг/м) масса консоли ВС; r - радиус круга обращения элемента dl . Пренебрегая искривлением консоли, величину r можно выразить через текущую длину интегрирования l : $r = R \frac{l}{L}$, (где L - полная длина консоли), откуда: $dl = L \frac{dr}{R}$.

С учетом этого результатом интегрирования (2) будет:

$$W_1 = \frac{2}{3} \pi^2 \tau \frac{R^2}{T^2} L. \quad (3)$$

Суммируя (1) и (3), получим:

$$W = 2\pi^2 \frac{R^2}{T^2} m^*, \quad (4)$$

где $m^* = m + \frac{\tau L}{3}$.

Нестабильность периода обращения маятника ЧЭМ определим как:

$$\delta T_1 = \frac{\Delta T}{T} = \frac{|T - T'|}{T}, \text{ где } T' - \text{ период обращения маятника ЧЭМ, соответствующий увеличенной (уменьшенной) на } k\Theta/2 \text{ (за счет тепловых флуктуаций) его энергии. Выразив из (4) } T \text{ и } T' \text{ и учитывая, что } k\Theta \ll W, \text{ получим:}$$

$$\delta T_1 \cong \frac{k\Theta}{W}. \text{ Подставляя численные данные } (\Theta = 300\text{К}, T = 1\text{с}, R = 2\text{мм},$$

$m^* = 10^{-3}\text{кг}$) [1], найдем, что $\delta T_1 \cong 10^{-14}$, из чего заключаем, что тепловые флуктуации энергии ЧЭМ не скажутся существенно на метрологических возможностях акселерометра.

Более сильное влияние на точность измерений окажет температурная зависимость параметров маятника ЧЭМ, в первую очередь, изменение длины его маятника из-за теплового расширения. Оценим величину этого

фактора. Исходя из выражения для периода маятника: $T = 2\pi\sqrt{\frac{mL^3}{3EI}}$ [1]

(где E - модуль Юнга материала подвеса (кварца); $I = \frac{\pi d^4}{64}$ - момент инер-

ции поперечного сечения ВС; d - диаметр ВС), запишем выражение для оценки температурной погрешности периода обращения:

$\delta T_2 = \frac{3}{2} \frac{\Delta L}{L} + \frac{1}{2} \frac{\Delta E}{E} + \frac{1}{2} \frac{\Delta I}{I} = (7\alpha_l + \alpha_E) \frac{\Delta\Theta}{2}$, где α_l, α_E - температурные коэффициенты теплового расширения кварца и модуля Юнга, соответственно; $\Delta\Theta$ - ширина рабочего диапазона температур ВОД. Подстановка численных значений ($\alpha_l = \alpha_E = 1 \cdot 10^{-7} \text{K}^{-1}$; $\Delta\Theta = 100 \text{K}$) дает: $\delta T_2 \approx 10^{-5}$.

Полученная величина δT_2 более существенна, угрожая, на первый взгляд, перечеркнуть все полученные ранее оценки [1]. Однако, как указывалось в [3], гибкость обработки результатов измерений посредством компьютерной техники позволяет легко ввести в ее алгоритм программу соответствующей температурной коррекции, для чего акселерометр необходимо снабдить высокоточным измерителем температуры (например, термопарным, а если необходима более высокая точность - волоконно-оптическим на основе ВОД температуры того же класса, что и рассматриваемый ВОД ускорений).

Еще одним ограничением является нестабильность периода обращения маятника ЧЭМ как всякого автогенератора, построенного на основе колебательной системы с конечной величиной добротности Q . Оценим

влияние этого фактора. По определению $Q = 2\pi \frac{\Delta W}{W}$, где W - энергия в

системе на некоторый момент времени t ; ΔW - потери энергии системой за время длительности периода колебаний, отсчитанное с момента времени t . С другой стороны, для характеристики селективных свойств колебательной

системы используется еще одно определение добротности: $Q = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega_{0,7}}$,

где ω_0 - частота собственных колебаний системы; $\Delta\omega_{0,7}$ - отклонение внешней возбуждающей частоты от частоты собственных колебаний системы, при котором энергия колебаний системы уменьшается вдвое. Очевидно, второе определение добротности нам не подходит, поскольку в случае автоколебательной системы частота ее возбуждения (подпитки системы

внешней энергией) задается собственной частотой колебаний системы. Величина флуктуации частоты системы в этом случае будет определяться уменьшением энергии колебательной системы не вдвое, а только в $\frac{\Delta W}{W}$ раз (при условии подпитки системы энергией один раз за период колебаний). Исходя из этих соображений и считая в первом приближении, что в интересующем нас диапазоне изменений (флуктуаций) частоты зависимость $\Delta\omega(\Delta W)$ линейна (коэффициент пропорциональности примем равным 1), а также учитывая, что подпитка системы энергией в нашем случае осуществляется четырежды за период, можно записать:
$$\delta T_3 = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\pi}{2Q^2}.$$

Добротность колебательных систем на основе кристаллов кварца может достигать величин $\sim 10^6$ [4]. Исходя из того, что подвес ЧЭМ выполнен из аморфного кварца (кварцевого стекла), а также принимая во внимание специфику механизмов потерь энергии (трение в подвесе, трение о воздух), добротность колебательной системы в нашем случае будет, конечно, меньшей. Для обеспечения максимально возможной величины добротности маятника ЧЭМ необходимо принять ряд превентивных мер. Потери по первому из вышеупомянутых механизмов можно уменьшить, уменьшая угол отклонения маятника, что практически и реализовано: при $R=2\text{мм}$ и $L=100\text{мм}$ [1] угол отклонения маятника составляет $\sim 1^\circ$. Второй можно исключить практически полностью, разместив ЧЭМ (или весь ВОД) в вакуумированном объеме. Исходя из сказанного, величину добротности маятника ЧЭМ как механической колебательной системы примем с известной долей осторожности, равной $\sim 10^4$. Подстановка такой величины Q дает: $\delta T_3 \cong 10^6$.

Полученная величина δT_3 соизмерима с величиной отношения периода счетных импульсов к периоду обращения маятника ($\frac{\tau}{T} = 2 \cdot 10^{-9}$) [1] и может исказить результаты измерений ускорения вблизи порога чувствительности акселерометра. Но и в этом случае ситуацию можно исправить. Учитывая статистический характер разброса значений периода обращения маятника вокруг его центрального значения, погрешность измерения величины ускорения можно уменьшить при обработке сигнала ВОД путем усреднения результатов измерений за несколько периодов обращения маятника [3]. В первом приближении усреднение результатов измерений за 10 периодов позволит на порядок уменьшить величину δT_3 . Очевидной платой за это будет снижение быстродействия акселерометра, однако, прини-

мая во внимание медленность изменений величин ускорений реальных объектов, опасность “провалов” в процессе измерений не существенна.

Таким образом, принятие соответствующих мер при обустройстве условий работы акселерометра и обработке сигналов его ВОД вселяет уверенность, что высокие расчетные значения параметров акселерометра [1] в полной мере могут быть реализованы и в реальных условиях его эксплуатации.

Список литературы: 1. Демьяненко П.А., Зиньковский Ю.Ф., Прокофьев М.И. Прецизионный цифровой акселерометр с волоконно-оптическим датчиком. // Радиозлектроника. Известия высш. учеб. заведений. 1997. Т.40, №1. С.39-47. 2. Сивухин Д.В. Термодинамика и молекулярная физика: Учеб. пособие для вузов. Москва: Наука, 1990. 592с. 3. Демьяненко П.А., Зиньковский Ю.Ф., Прокофьев М.И. Обработка сигналов в измерителях с импульсными волоконно-оптическими датчиками. // Радиозлектроника. Известия высш. учеб. заведений. 1997. Т.40, №1. С.39-47. 4. Малогабаритная аппаратура. Справочник радиолюбителя / Терещук Р.М., Терещук К.М., Седов С.А. и др. Киев. Наукова думка. 1971. С.292.

*Национальный технический
университет КПИ,
НДЦ «Тезис», г. Киев*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

А.И. ФИЛИПЕНКО, канд. техн. наук

МЕТОД АНАЛИЗА ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В ПРОИЗВОДСТВЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТОВ

При разработке технологии производства волоконно-оптических компонентов (оптических волокон, коммутационных устройств, источников излучения) необходимо иметь достоверную информацию об их оптико-геометрических параметрах и характеристиках излучения в критических сечениях волокон, коммутирующих или излучающих устройств. К этим параметрам относятся геометрические размеры объектов, распределение коэффициентов преломления материала, характер излучения лазеров, наличие загрязнений на соединяемых оптических поверхностях и т.д. Обеспечение требований к этим параметрам путем проведения автоматизированного контроля гарантирует минимальные потери при построении волоконно-оптических систем передачи информации (ВОСПИ).

Предлагаемый метод основан на измерении распределения интенсивности излучения в ближней зоне объекта контроля. Создано устройство (рис.1), в котором излучение объекта контроля через оптическую систему сканируется многоэлементным фотоприемником с зарядовой связью.

Поле в плоскости излучения описывается функцией распределения интенсивности $I(x,y,z)$, с которой связаны остальные оптико-геометрические характеристики

$$I(x,y,z) = \frac{n}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{E}|^2, \quad (1)$$

где \vec{E} – амплитуда модового поля; n – показатель преломления среды.

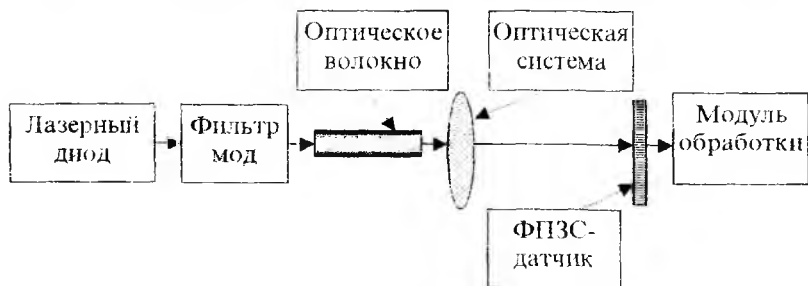


Рис.1 – Схема установки контроля

Известное распределение поля в поперечном сечении оптического волокна, прежде всего, позволяет определить профиль показателя преломления оптического волокна. В дальнейшем с ним могут быть связаны основные характеристики световодов: полоса пропускания, размер модового поля, условия распространения одной моды, коэффициент связи световодов и т.д. Для вычисления профиля показателя преломления по сглаженной интенсивности (учитывая, что показатель преломления изменяется незначительно) преобразуем известное волновое уравнение в выражение

$$n^2(x, y, z) = \frac{\beta^2}{k^2} - \frac{1}{k^2} \frac{\nabla_T^2 E(x, y, z)}{E(x, y, z)}, \quad (2)$$

где $k=2\pi/\lambda$ — волновое число, $\beta=k \cdot N_{\text{эф}}$ — постоянная распространения в среде, $N_{\text{эф}}$ — эффективный профиль показателя преломления для основной моды, который точно неизвестен, но приблизительно равен показателю преломления материала. Однако знание его точной величины не требуется, т.к. интересуется только характер изменения профиля показателя преломления.

Основной задачей при разработке метода выступает создание эффективных методик обработки экспериментальных данных ввиду того, что оптическое излучение претерпевает несколько преобразований при прохождении от объекта до фотоприемника. Поле в плоскости последнего является сверткой распределения напряженности модового поля и импульсной реакции системы $h(x, y)$. Поэтому при измерении распределения регистрируется линейная комбинация $g(x, y, z)$, описываемая в одномерном случае уравнением

$$g(y) = \int_{-\infty}^{\infty} h(y-t)E(t) dt. \quad (3)$$

Методика решения уравнения (4) приведена в [1-3]. Она основана на представлении амплитуды электрического поля рядом ортогональных функций Лаггера.

Результаты восстановления нормированной амплитуды поля дисперсионно-модифицированного волокна с профилем W-типа представлены на рис.2 и 3. Наивысшая точность восстановления, которая оценивалась по критерию эмпирического риска [1], достигнута при 18 порядке полиномиальной функции.

Разработанная методика применялась для анализа пространственного состояния поверхности оптических соединителей и характера излучения источников. Результаты восстановленных распределений и исходные распределения полей, измеренные фотоприемником, приведены на рис.4 и 5.



Рис.2 – Измеренное с 10% погрешностью распределение амплитуды поля

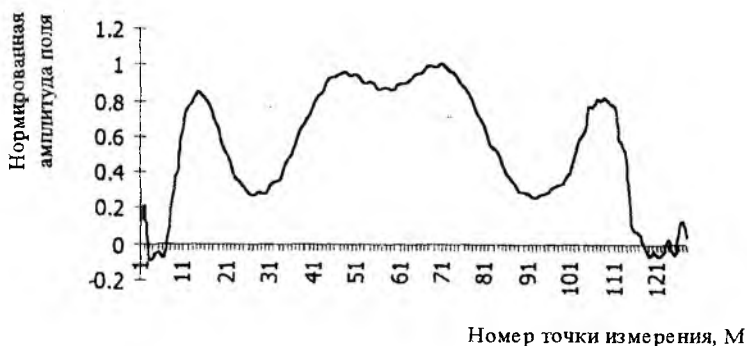
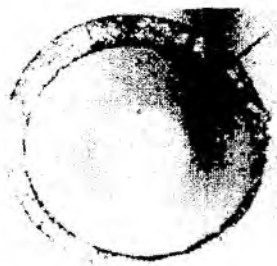


Рис.3 – Восстановленное распределение амплитуды ближнего поля дисперсионно-модифицированного волокна при 18 порядке полинома

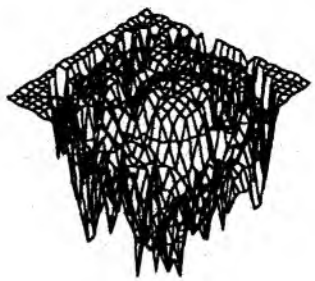
Координата центра модового поля X_c или сердцевины ОВ в одномерном случае определяется как центр тяжести функции $I(x)$, а диаметр модового поля d представляется через среднеквадратичный радиус функции распределения интенсивности в виде соотношений

$$X_c = \frac{m_1}{m_0} = \frac{\int_0^{\infty} x E^2(x) dx}{\int_0^{\infty} E^2(x) dx}, \quad d = \frac{m_2}{m_1} - \left(\frac{m_1}{m_0}\right)^2 = \frac{\int_0^{\infty} x^2 E^2(x) dx}{\int_0^{\infty} E^2(x) dx} - X_c^2, \quad (4)$$

где $E^2(x)$ - нормированная относительно максимального значения интенсивность поля в ближней зоне; x - координата, связанная с линейной осью фотоприемника, вдоль которой осуществляется сканирование поля.

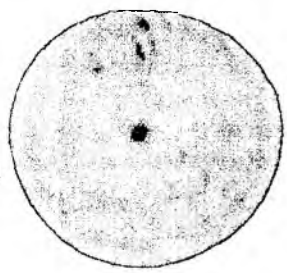


а)

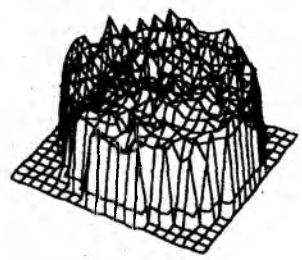


б)

Рис.4 – Изображение (а) и восстановленное распределение изображения (б) наконечника торца оптического соединителя



а)



б)

Рис.5 – Торцы сердцевин многомодового ступенчатого волокна (а) и восстановленное распределение поля (б)

Список литературы: 1. Филипенко А.И. Метод анализа излучения оптических волокон // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.–Харьков: ХТУРЭ, 1997.– Вып. 103. С. 26-30. 2. Невлюдов И.Ш., Филипенко А.И. Технология контроля качества позиционирования оптических волокон в наконечниках разъемных оптических соединителей // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 1997. №4. С. 47-48. 3. Невлюдов И.Ш., Филипенко А.И. Технологический контроль диаметра модового поля одномодовых оптических волокон // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.–1998. №1. С. 22–24.

*Харьковский государственный
технический университет
радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

И.В.ГЕРАСИМЧУК, А.С.КОВАЛЕВ, *д-р физ.-мат. наук*

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ФОКУСИРУЮЩЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ С СИСТЕМОЙ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Повышенный интерес проявляется в последнее время к исследованиям прохождения нелинейных оптических пучков в световодах различной конфигурации: параллельных оптических волноводах и в слоистых оптических средах. Теоретическое описание реальных световодов представляет достаточно сложную задачу. Мы изучаем систему слабосвязанных плоскопараллельных волнопроводов малой толщины в нелинейной оптической среде, считая при этом, что изменение линейного показателя преломления в волноводах по сравнению с окружающей средой моделируется δ -функциями. Тогда аналитические вычисления упрощаются, и исходная задача сводится к исследованию конечномерной динамической системы с известными параметрами, являющимися функциями параметров исходной оптической системы.

Слабо меняющаяся в пространстве амплитуда монохроматической электромагнитной волны вида $E = E(z, x) \exp(i\Omega t - iKx)$, распространяющейся в направлении оси x в нелинейной оптической среде с системой плоскопараллельных световодов, перпендикулярных оси z , приближенно описывается (в безразмерных переменных) следующим нелинейным эволюционным уравнением:

$$i \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - E + n(z, |E|) \cdot E = 0, \quad (1)$$

где функция $n(z, |E|)$ связана с показателем преломления среды и зависит от напряженности поля. Для среды с Керровской нелинейностью

$$n(z, |E|) = n_0(z) + n_1(z) \cdot |E|^2, \quad (2)$$

и координатные зависимости $n_0(z)$ и $n_1(z)$ моделируют наличие световодов разного типа. Мы ограничимся простым случаем, когда от координаты z зависит лишь линейная часть показателя преломления: $n_1(z) = n_1 = \text{const}$ и

$$n_0(z) = n_0 + \lambda \cdot \sum_i \delta(z - z^{(i)}), \quad (3)$$

где $z^{(i)}$ – координаты расположения световодов, и для световодов $\lambda > 0$.

При этом проблема сводится к решению нелинейного уравнения Шредингера (НУШ)

$$i \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \chi u + 2|u|^2 u = 0 \quad (4)$$

для функции $u = \sqrt{n_1/2} \cdot E$ с $n_1 > 0$ фокусирующей оптической среды, $\chi = 1 - n_0$, с граничными условиями

$$u|_{z^{(i)+0}} - u|_{z^{(i)-0}} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z^{(i)+0}} - \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z^{(i)-0}} = -\lambda u|_{z^{(i)}} \quad (6)$$

в местах расположения световодов.

Рассмотрим случай двух плоскопараллельных оптических волноводов ($z^{(1)} = -a$ и $z^{(2)} = a$) с расстоянием $2a$ между ними, значительно большим их собственной толщины h . Ограничимся "стационарными" решениями вида $u(z, x) = u(z) \cdot \exp(-ikx)$ с вещественной функцией $u(z)$ и с нулевыми условиями на бесконечности: $u(z \rightarrow \mp\infty) \rightarrow 0$.

Локализованным состояниям в системе двух оптических волноводов соответствует вещественная функция $u(z)$ с одинаковой или противоположной фазой в световодах. В первом случае фаза волны не зависит от координаты z , а во втором - испытывает скачок на величину π в некоторой точке между волноводами.

Вне системы световодов (при $z < -a$ и $z > a$) локализованные решения для синфазных и противофазных типов стационарных волн имеют следующий вид:

$$u_1(z) = \varepsilon \cdot \operatorname{sech}[\varepsilon(z - z_1)], \quad z < -a, \quad (7)$$

$$u_2(z) = \pm \varepsilon \cdot \operatorname{sech}[\varepsilon(z - z_2)], \quad z > a, \quad (8)$$

где введён параметр $\varepsilon = \sqrt{\chi - k}$, связанный с величиной k .

В области между волноводами ($-a < z < a$) решение существенно зависит от симметрии волны:

$$u_0(z) = \frac{q' \xi}{dn[\xi(z - z_0), q]} \quad (9)$$

– для синфазных волн и

$$u_0(z) = -qq'\eta \cdot \frac{\text{sn}(\eta z, q)}{\text{dn}(\eta z, q)} \quad (10)$$

– для антифазных волн. Здесь $\text{dn}(\varphi, q)$ и $\text{sn}(\varphi, q)$ – эллиптические функции Якоби с модулем q ($q' = \sqrt{1 - q^2}$); $\xi = \frac{\varepsilon}{\sqrt{2 - q^2}}$ и $\eta = \frac{\varepsilon}{\sqrt{2q^2 - 1}}$, а

введенный выше параметр ε определяет полную мощность светового потока и характеризует отклонение закона дисперсии света в нелинейной среде с оптическими волноводами от такового в однородной линейной среде.

Найденные решения, как и в случае линейной оптической среды, позволяют редуцировать исходную задачу к более простой конечномерной динамической системе. Ниже мы ограничимся случаем слабой оптической связи волноводов. (В линейном пределе этому соответствовало неравенство $\lambda a \gg 1$.) В стационарном случае для амплитуд поля в волноводах $U_1 = u(z = -a)$ и $U_2 = u(z = a)$ мы приходим к уравнениям:

$$(k_0 - k - \nu) \cdot U_n - U_n^3 + \nu \cdot (U_n - U_m) = 0, \quad n, m = 1, 2, \quad n \neq m, \quad (11)$$

где $\nu = 2\varepsilon^2 \exp(-2\varepsilon a)$. Параметр ν характеризует взаимодействие нелинейных пучков в волноводах. Коэффициент при первом слагаемом в уравнениях (11) характеризует отклонение параметра нелинейной волны k от его значения в линейной волне k_0 и зависит от связи волноводов ν .

Уравнения (11) являются стационарной реализацией уравнений для двух связанных ангармонических "осцилляторов":

$$i \frac{dU_n}{dx} - (k_0 - \nu) \cdot U_n + |U_n|^2 U_n - \nu \cdot (U_n - U_m) = 0, \quad n, m = 1, 2, \quad n \neq m. \quad (12)$$

Система уравнений (11) допускает 3 типа возможных стационарных состояний: симметричное состояние (S) с одинаковой мощностью световых потоков в двух световодах: $U_1 = U_2 = \sqrt{k_0 - k - \nu}$, антисимметричное состояние (A) с одинаковой плотностью потока в волноводах, но с противоположной фазой поля в них: $U_1 = -U_2 = \sqrt{k_0 - k + \nu}$, и неоднородное состояние (N) с одинаковой фазой, но разными плотностями светового потока в световодах:

$$U_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[(k_0 - k) \pm \sqrt{(k_0 - k)^2 - 4\nu^2} \right]. \quad (13)$$

Неоднородное состояние (N) отщепляется от однородного (S) бифуркационным образом при значении параметра волны $k = k_b \approx k_0 - \lambda^2 \exp(-\lambda a)$. Поскольку при слабой связи волноводов поток в основном локализован вблизи них, удобной характеристикой суммарного потока является величина $P = \sum_{n=1}^2 U_n^2$. Бифуркационное значение полной "мощности" оптического потока равно $P_b = 2 \cdot \nu(k_b) \approx \lambda^2 \exp(-\lambda a)$. Неоднородное распределение плотности поля в световодах возникает при превышении параметром P порогового значения P_b .

*Харьковский государственный
университет,
ФТИ низких температур
им. Веркина НАН Украины,
г. Харьков*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

ЛУЧЕВАЯ МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В БИКОНИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ МНОГОПОРТОВЫХ СПЛАВНЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛИТЕЛЕЙ-СУММАТОРОВ

Формирование биконической области (БКО) является ключевым звеном в цепи технологических операций при производстве многопортовых сплавных волоконно-оптических распределителей-сумматоров (ВОРС) оптического излучения на основе жгута из волоконных световодов (ВС). Именно на этой стадии закладываются основные параметры будущих ВОРС: величина собственных потерь и неравномерность распределения излучения от входных портов между выходными. Повышенный, в сравнении с ВОРС других типов, уровень внутренних потерь, а также заметная неравномерность в распределении излучения между выходными портами сплавных ВОРС обусловлены спецификой процессов распространения излучения внутри БКО. Для получения высокого качества ВОРС его БКО должна обеспечивать:

- выход излучения из световедущих сердечников ВС входных портов в общий объем БКО на участке ее сужения и захват излучения световедущими сердечниками ВС выходных портов из общего объема БКО на участке ее расширения;

- многократное отражение распространяющегося внутри БКО излучения от границ "БКО-воздух", без выхода его за пределы БКО.

Из общих соображений следует, что геометрические параметры БКО должны удовлетворять одновременно противоречивым требованиям: крутизна спада (нарастания) образующей БКО вдоль ее оси должна быть значительной, чтобы обеспечить надежный выход излучения из световедущих сердечников ВС на участке сужения БКО и последующий надежный захват излучения сердечниками на участке ее расширения. В то же время она должна быть не столь большой, чтобы избежать набора критического угла лучами после выхода их из сердечников ВС входных портов при последующих отражениях от границы "БКО - воздух".

Детальный количественный анализ процесса смещения-распределения излучения внутри БКО затруднен. С одной стороны, поток излучения в БКО можно интерпретировать как распространение в диэлектрическом волноводе электромагнитных волн с весьма малыми длинами ("волновой" подход). При этом сопоставляя длины волны излучения с размерами БКО ($\lambda \ll \chi$, где λ - длина

волны, а χ - характеристический размер БКО, например, ее длина), становится очевидной проблема учета граничных условий (границ БКО, играющих определяющую роль в смещении-распределении излучения). В то же время основные детали механизма распространения излучения внутри БКО можно полностью описать в рамках геометрической оптики, используя лучевое представление потока - ("лучевой" подход), при котором учет влияния границ БКО является естественным следствием применения законов отражения и преломления.

Критерием корректности того или иного подходов служит так называемый *V-параметр* или *нормализованная частота* [1]:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a n_1 \sqrt{2\Delta}, \quad (1)$$

где a - радиус сердечника ВС; n_1 - показатель преломления материала сердечника ВС; $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$ - относительная разница показателей преломления; n_2 - показатель преломления материала светоизолирующей оболочки ВС.

Если $V \geq 10$, лучевой подход дает практически точные результаты при рассмотрении большинства явлений распространения излучения в ВС [1]. При $V < 10$ такой подход уже нельзя использовать и для описания распространения излучения необходим полный электромагнитный анализ, основанный на решении уравнений Максвелла.

Оценка величины V для стандартных одно- и многомодовых ВС типа "кварц-кварц", радиусы сердечников которых равны соответственно 2,5 и 25 мкм, величина $\Delta \approx 0,01$, а оптическая плотность материала сердечника $n_1 \approx 1,48$, дала соответственно значения 3,2 и 32. Это значит, что рассмотрение процессов распространения излучения в БКО, сформированной на основе жгута из одномодовых ВС, может вестись корректно только на основе решений уравнений Максвелла. В то же время лучевой подход вполне может быть применен при анализе процессов распространения излучения в БКО, сформированной на основе жгута из многомодовых ВС, чему и посвящено дальнейшее изложение.

Количественно задача поиска оптимальных геометрических параметров БКО решалась путем математического моделирования процессов в БКО с помощью персонального компьютера.

Для проведения моделирования необходимо задаться уравнением кривой, описывающей границу БКО. Поскольку БКО формируется путем осевого растяжения расплавленного участка жгута ВС, то в качестве такого уравнения примем уравнение цепной линии, описывающей профиль свободной поверхности жидкости, соответствующий минимуму ее поверхностной энергии [2]. Однако применять уравнение цепной линии в его каноническом виде (в каком оно приводится в справочной литературе) в нашем случае невозможно, поэтому мы его несколько модифицировали:

$$y = k \cdot Ch \frac{x}{m}, \quad (2)$$

где k и m некоторые постоянные, которые в нашем случае определяются из следующих условий:

$$R = k \cdot Ch \frac{A_0}{m}; \quad R^2 A_0 = \int_0^A y^2 dx, \quad (3)$$

где R - радиус жгута ВС; $2A_0$ - длина расплавленного участка жгута ВС; $2A$ - длина сформированной БКО. Первое из условий (3) выражает требование совмещения границ расплавленного и нерасплавленного участков жгута. Второе - требование равенства объемов расплавленного участка жгута и БКО.

Определить коэффициенты k и m можно при совместном решении уравнений (3), однако получаемые при таком решении уравнения трансцендентны относительно искомых коэффициентов и не позволяют выразить последние в явном виде (известными функциями) через известные параметры (A , A_0 , R). Так, выражение, содержащее коэффициент m , имеет вид:

$$\frac{A_0}{A} = \frac{\frac{2A}{m} + Sh \frac{2A}{m}}{\frac{2A}{m} \left(1 + Ch \frac{2A}{m} \right)} \quad (4)$$

Уравнение (4) трансцендентно и его нельзя разрешить относительно m в известных функциях: для этого нами была введена новая, вспомогательная функция $\Gamma(z)$:

$$\partial(z) = \frac{z + Shz}{z(1 + Chz)}. \quad (5)$$

Из (4) и (5), видно, что аргумент новой функции $z = 2A/m$, а само значение функции $\Gamma(z) = 2A_0/A$. Очевидно, обратная ей функция запишется в виде: $\Gamma^{-1}(A_0/A) = z$. Задать эти функции можно разными способами: нам удобно задать их подпрограммами в общей программе моделирования. Определив функции Γ и Γ^{-1} для заданного соотношения A_0/A (величина, обратная кратности растяжения расплавленной зоны), определим коэффициент m ($m = 2A/z$), а подставив его значение в первое уравнение из (2), найдем коэффициент k . После этого уравнение профиля БКО определено.

Аналогичным образом определялись и профили световедущих сердечников отдельных ВС внутри БКО (очевидно, за время формирования БКО не успевает произойти сколь-нибудь заметного перемешивания материала ВС внутри БКО, которое могло бы привести к потере индивидуальности областей сердечников и оболочек).

Моделирование проводилось для БКО, сформированной на основе жгута из семи ВС, как варианта с наиболее геометрически совершенной упаковкой и только для так называемых "меридиональных" лучей, распространяющихся в плоскости, содержащей ось симметрии БКО и проходящих через оси симметрии трех ВС жгута. Неучет "тангенциальных" лучей может исказить лишь количественно величины расчетных параметров ВОРС; качественно картина не изменится. Полученные результаты с достаточной степенью достоверности можно распространить и на ВОРС с другими числами портов.

Алгоритм расчета состоял в следующем. Для заданной длины разогретого участка жгута ($2A_0$) и его величины после растяжения ($2A$) рассчитывались коэффициенты k и m , входящие в уравнение цепной линии (2) и определялись уравнения границ БКО и границ сердечников ВС. Затем в верхнюю точку верхнего световедущего сердечника (левая граница БКО, $x = -A_0$) "направлялся луч" (записывалось уравнение прямой, вдоль которой он распространяется), приходящий из недеформированной области световедущего сердечника ВС под предельным апертурным углом и исследовалось его поведение внутри БКО (отражение-преломление на границах "световедущий сердечник-светоизолирующая оболочка ВС", отражение-преломление на границах "БКО-воздух") вплоть до значения координаты $x = A_q$. При этом запоминались результаты прохождения луча:

- вышел за пределы БКО (в воздух);
- попал на выходе из БКО в светоизолирующую оболочку ВС;
- световедущим сердечником какого ВС он захватился на выходе из расширяющегося участка БКО.

После этого с шагом в 1° (в пределах апертурного угла внутри ВС) изменялся угол вхождения луча в БКО и производился расчет прохождения каждого луча из указанного "веера" с фиксацией результатов прохождения каждого из них. Указанная процедура расчета повторялась в полном объеме для каждой новой точки вхождения луча в сердечник, получаемой последовательным смещением исходной точки вдоль диаметра сердечника ВС всякий раз с шагом 5мкм, т.е. со смещением на 0,1 величины диаметра световедущего сердечника ВС.

В результате "просмотра" таким образом первого (верхнего) световедущего сердечника ВС входного порта, определялись:

- коэффициенты передачи излучения из него в сердечники ВС выходных портов. Для этого определялись отношения количеств лучей, захваченных световедущими сердечниками ВС на выходе из БКО, к числу лучей, вводимых в БКО;
- собственные (внутренние) потери излучения в БКО. Для этого определялось отношение суммарного количества лучей, не захваченных световедущими сердечниками ВС на выходе из БКО к числу лучей, вводимых в БКО.

После такого "просмотра" первого (верхнего) световедущего сердечника ВС переходили ко второму (среднему) ВС, "просматривая" его сердечник только до середины, поскольку в силу симметрии БКО, результаты моделирования для верхней и нижней половин БКО будут идентичными. На этом расчет ВОРС с БКО данной геометрии, определяемой величиной расплавленного участка жгута ВС и степенью его растяжения считается законченным.

Для определения оптимальных геометрических параметров БКО цикл расчетов повторяется для других значений A и A_0 , задающих область расплавления и степень растяжения БКО. Предельно возможная величина растяжения в каждом конкретном случае определяется допустимым сужением БКО в центральной ее части (в области перетяжки) до величины диаметра, при котором еще возможен многомодовый режим прохождения через него излучения. Практически минимальная величина диаметра БКО в области перетяжки принималась нами равной 10мкм.

Анализируя полученные результаты, определялись оптимальные значения величин A и A_0 . Критерием оптимальности служили минимальные внутренние потери излучения α_i в БКО и минимальный разброс коэффициентов α_{ij} в пределах одного и того же ВОРС (с БКО данной геометрии).

Список литературы: 1. М.М.Бутусов, С.Л.Галкин, С.П.Оробинский, Б.П.Пал. Волоконная оптика и приборостроение. Ленинград: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1987. 328с. 2. Зельдович Я.Б., Мышкис А.Д. Элементы прикладной математики. Москва: Наука, 1972. С.420.

НДЦ «Тезис»,
Национальный технический
университет КПИ, г. Киев

Поступила в редколлегию 16.06.99.

*Л.А. ПАЗАРЕНКО, д-р. техн. наук, М.М. БЫКОВ, канд. техн. наук,
М.П. КУХТИН, канд. физ.-мат. наук.*

АБСОЛЮТНЫЙ КРИОГЕННЫЙ ПРИЕМНИК КАК ЭТАЛОННЫЙ ПРИЕМНИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Точное и достоверное измерение мощности оптического излучения, в том числе лазерного, является актуальной задачей. В последние десятилетия достигнут существенный прогресс в разработке электрически калибруемых тепловых приемников оптического излучения. Учитывая важность этой проблемы, международная комиссия по освещенности (МКО) опубликовала официальный доклад "Тепловые приемники оптического излучения, калибруемые с применением электричества" (абсолютные радиометры [1]), в котором детально рассмотрены вопросы разработки тепловых приемов с электрическим замещением и методы оценки составляющих погрешностей, связанных с неэквивалентностью замещения.

Классическая конструкция теплового приемника оптического излучения представляет поглощающую полость с чернящим покрытием, на наружной поверхности которой размещена нагревательная обмотка электрического замещения. Для радиометров, работающих при комнатной температуре, лучшие образцы обеспечивают погрешность измерения на уровне 0,1% [2]. Поэтому дальнейшее повышение точности радиометров потребовало новых подходов, которые были реализованы путем создания криогенного абсолютного радиометра [3]. В качестве базовой конструкции использовался полостной тепловой приемник. Для радикального улучшения характеристик приемник помещается в гелиевый криостат. При температуре жидкого гелия резко снижаются потери на излучение и теплопроводность, что позволило сконструировать приемник с организованным тепловым стоком. Кроме того, за счет сильного снижения теплоемкости меди существенно выросла чувствительность радиометра. Результаты исследований показали, что погрешность измерения радиационной мощности составляет 0,01%.

В данной работе рассматриваются конструкция и основные технические характеристики криогенного теплового приемника оптического излучения с электрическим замещением. Прибор работает на принципе проточного калориметра с организованным теплостоком. Приемная полость представляет собой тонкостенный медный корпус, на внутреннюю поверхность которого нанесено чернящее покрытие. На наружной поверхности размещены две нагревательные обмотки. Подводящие провода выполнены

из сверхпроводящего титанониобиевого сплава. Температура нагрева полости контролируется полупроводниковым преобразователем напряжения.

Для криогенного радиометра удалось существенно улучшить характеристики за счет высокой температуропроводности меди при температуре жидкого гелия, резкого снижения потерь на излучение и благодаря использованию сверхпроводящих проводов. Как показывают оценки, величина пороговой мощности не превышает $<10^{-9}$ Вт, излучательная способность 0,9994, интегральный коэффициент преобразования 1000 В/Вт, а диапазон измеряемых мощностей находится в пределах $10^{-5} - 2 \cdot 10^{-4}$ Вт. Постоянная времени устройства - 30 С.

Для осуществления прецизионных измерений абсолютный приемник должен удовлетворять ряду требований: вольватная чувствительность приемника должна обеспечить измерение радиационной мощности в диапазоне $10^{-3} - 10^{-5}$ Вт; чувствительность, 100В/Вт; величина эффективной поглощательной способности должна быть $>0,999$; постоянная времени приемника ≤ 1 мин; погрешность измерения $\approx 0,01\%$.

Величина измеряемой оптической мощности запишется как

$$W_{opt} = \frac{A}{L_{эф}} \cdot W_{эл}, \quad (1)$$

где W_{opt} - измеряемая оптическая мощность;

$W_{эл}$ - электрическая мощность замещения;

A - коэффициенты эквивалента замещения.

$L_{эф}$ - эффективный коэффициент поглощения приемной полости.

Вольватная чувствительность радиометра зависит от его термического сопротивления и коэффициента преобразования термодатчика:

$$S = U_0 \cdot L_T \cdot R_m, \quad (2)$$

где U_0 - напряжение на термопреобразователе;

L_T - температурный коэффициент сопротивления;

R_m - термическое сопротивление приемника.

Для теплового приемника с организованным тепловым стоком

$$R_m = \frac{1}{\lambda_m \cdot \frac{F}{\ell}}, \quad (3)$$

где λ_m - теплопроводность материала теплового стока;

F, ℓ - сечение и длина теплового стока соответственно.

Постоянная времени теплового приемника определяется его массой и термическим сопротивлением

$$\tau = m \cdot c_p \cdot R_m, \quad (4)$$

где m - масса приемной полости;

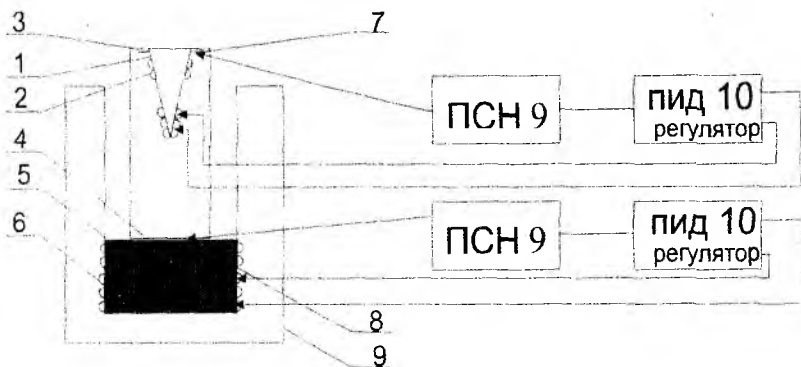
c_p - удельная теплоемкость материала.

Чувствительность теплового приемника определяется нижним пределом измеряемой мощности и требуемой точностью измерения.

Одной из наиболее сложных проблем при разработке абсолютного радиометра является задача уменьшения неэквивалентности замещения при воздействии оптического излучения и электрической калибровки. Основные факторы, определяющие неэквивалентность замещения, связаны с характером распределения температуры приемника, потерями на подводящих проводах, учетом процессов теплопередачи и конвекции, тепловым сопротивлением чернящего покрытия, учетом пространственной неоднородности чувствительности по приемной поверхности, потерями на излучение и др.

Для радиометра, работающего при криогенных температурах, удается существенно улучшить характеристики за счет высокой теплопроводности меди при гелиевых температурах, резкого снижения потерь на излучение, а также благодаря использованию сверхпроводящих проводов. Кроме того, при гелиевых температурах может значительно повыситься чувствительность приемника. Оценки показывают, что величина пороговой мощности криогенного радиометра составляет $<10^{-9}$ Вт.

Разработанная конструкция криогенного радиометра представлена на рисунке.



Абсолютный приемник с электрическим замещением работает на принципе проточного колориметра с организованным теплостоком. Приемная полость 1 представляет собой тонкостенный медный корпус, на наружной поверхности которого размещены две нагревательные обмотки 2. Нагревательные обмотки выполнены из манганинового провода диаметром 0,1 мм, покрытого лаковой изоляцией. Каждая обмотка подключена по че-

тырехпроводной схеме. Подводящие провода выполнены из сверхпроводящего титанонобиевого сплава. Внутренняя поверхность корпуса покрыта чернящим покрытием для увеличения поглощающей способности полости. Температура нагрева полости контролируется полупроводниковым термопреобразователем напряжения 7, преобразователем сопротивления - напряжение 9 и аналоговым пропорциональным - интегральным преобразователем 10. Приемная полость соединена через тепловой сток 3 из нержавеющей стали с тепловой платформой 4. Температура тепловой платформы поддерживается постоянной с помощью схемы стабилизации, нагревательной обмотки 6 и термопреобразователя 8, 9, 10. Охлаждение тепловой платформы осуществляется через тепловой фильтр 5, соединенный с объемом 9, охлаждаемым жидким гелием. Приемник расположен внутри медного экрана тепловой платформы 4. Экран улучшает однородность температуры приемной полости и снижает потери на излучении. Приемник с фотометрической камерой установлен в гелиевом криостате.

В заключение приведем технические характеристики созданного радиометра: эффективная излучательная способность 0,9994; интегральный коэффициент преобразования 1000 В/Вт; диапазон измеряемых мощностей 10^{-5} - $2 \cdot 10^{-4}$ Вт, постоянная времени 30 С, пороговая чувствительность, $\leq 1 \cdot 10^{-9}$ Вт.

Список литературы: 1. Публикация МКО № 65, 1988 г. 2. Павлович М.Н. Метрологическое обеспечение световых измерений // Сб. науч. тр. ВНИИФТРИ. М: 1986 с 45-51. 3. Boivin L. P., McNeely F. T. Electrically Co calibrated Absolute Radiometers suitable for Measurement Automation // Appl. Optics. 1986. V. 25. № 4 с 554-561.

*Харьковский государственный
технический университет*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

*В.И. БЫКОВ, канд. техн. наук, А.С. ВИЛЬЧИНСКИЙ,
Е.Д. ПРИЛЕПСКИЙ, д-р физ.-мат. наук*

УПРАВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВБЛИЗИ ФОКАЛЬНОЙ ТОЧКИ

В оптических системах различного назначения широко используются фокусирующие элементы, создающие сферический волновой фронт, сходящийся в заданной точке. В зависимости от назначения оптической системы к распределению интенсивности излучения в фокальной области могут предъявляться различные требования. В одних случаях фокальная область должна иметь максимальную протяженность, в других фокальная область должна быть сконцентрирована вблизи точки фокуса. В ряде работ [1-4] показано, что эффективным способом целенаправленного изменения распределения интенсивности излучения вблизи фокуса является изменение функции зрачка (ФЗ) оптической системы. В данной работе для управления распределением интенсивности излучения вблизи фокуса рассматривается задача целенаправленного изменения ФЗ пассивной оптической системы без аберраций, концентрирующей максимум интенсивности излучения в заданной цилиндрической области. Выбор цилиндрической области обусловлен двумя обстоятельствами. Во-первых, ядро подлежащего максимизации функционала (2) распадается на произведение двух ядер, одно из которых зависит от радиального, а другое от осевого размера цилиндра, что облегчает отыскание решения. Во-вторых, хотя фокальное пятно, разумеется, не имеет цилиндрической формы, но его размер в плоскости изображений определяется в первом приближении радиальным размером цилиндрической области, а размер в направлении оптической оси - осевым размером цилиндра. Полная интенсивность излучения, прошедшего через оптическую систему, считается заданной, что налагает на ФЗ $P(\rho)$ интегральное ограничение

$$A \int_0^1 |P(\rho)|^2 \rho d\rho = E,$$

где E - постоянная, а требование пассивности оптической системы налагает на ФЗ локальное ограничение

$$B \quad |P(\rho)| \leq 1.$$

Распределение амплитуды поля излучения вблизи фокуса безаберрационной осесимметричной оптической системы (с точностью до множителя) может быть представлено в виде [1]

$$F(U, V) = \int_0^1 P(\rho) J_0(V\rho) \exp[-iU\rho^2/2] \rho d\rho, \quad (1)$$

где безразмерные переменные $U = 2\pi a^2 z / \lambda f$, $V = 2\pi ar / \lambda f$ определяют положение точки наблюдения относительно фокуса $U = V = 0$; ρ - координата точки апертуры зрачка; a - радиус апертуры; f - фокальное расстояние; r, z - цилиндрические координаты точки наблюдения; λ - длина волны; $J_0(x)$ - функция Бесселя первого рода.

Средняя интенсивность излучения Γ в заданной цилиндрической области $(|U| \leq U_0, 0 \leq V \leq V_0)$ с центром в точке геометрооптического фокуса равна

$$\Gamma = \int_0^1 \int_0^1 P(\rho) P(\rho') K(\rho, \rho') \rho \rho' d\rho d\rho', \quad (2)$$

где ядро

$$K(\rho, \rho') = 2 \left(\int_0^{V_0} \int_{-U_0}^{U_0} J_0(V\rho) J_0(V\rho') \exp[-iU(\rho^2 - \rho'^2)/2] V dV dU \right)^{-1} \quad (3)$$

Сформулируем задачу: найти оптимальную ФЗ $P^0(\rho)$, максимизирующую среднюю интенсивность излучения Γ при ограничениях амплитуды ФЗ А и В.

Рассмотрим сначала такие значения E, V_0, U_0 , при которых условие В выполняется автоматически. Для этого случая уравнение для оптимальной ФЗ имеет вид

$$\int_0^1 P(\rho') K(\rho, \rho') \rho' d\rho' = \mu P(\rho), \quad (4)$$

где множитель μ определяется из условия А. Решение уравнения (4) может быть получено методом последовательных приближений. Сходимость итераций легко устанавливается непосредственно. Действительно, рассмотрим последовательность функций $P_1(\rho), P_2(\rho), \dots, P_n(\rho)$ и соответствующую ей последовательность значений функционала (2) -

$$\Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_n, \text{ где } \Gamma_n = \int_0^1 \int_0^1 P_n(\rho) P_n(\rho') K(\rho, \rho') \rho \rho' d\rho d\rho'. \text{ Можно показать,}$$

что разность $(\Gamma_{n+1} - \Gamma_n) > 0$ и достигает наибольшего значения, когда

$$P_{n+1}(\rho) = K_n \int_0^1 P_n(\rho') K(\rho, \rho') \rho' d\rho', \quad n=0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

где величина K_n определяется из условия А. С другой стороны, величина Γ_n ограничена: $\Gamma_n \leq E \left[J_0^2(V_0) + J_1^2(V_0) + V_0^{-1} J_0(V_0) J_1(V_0) \right]$. Таким образом, последовательность $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_n$ - монотонно растущая, ограниченная сверху и поэтому сходится к верхнему пределу. Последовательность функций $P_n(\rho)$ (5) максимизирует величину Γ с точностью до квадратичных по $\left[P_{n+1}(\rho) - P(\rho) \right]$ членов и поэтому обеспечивает быструю сходимость процесса итераций.

В случае задачи АВ, когда "работают" оба ограничения на ФЗ, оптимальная ФЗ также может быть получена методом последовательных приближений по формуле

$$P_{n+1}(\rho) = R \left[K_n \int_0^1 P_n(\rho') K(\rho, \rho') \rho' d\rho' \right], \quad n=0,1,2,\dots \quad (6)$$

где

$$R[x] = \begin{cases} x, & \text{при } |x| < 1, \\ \text{sign} x, & \text{при } |x| > 1. \end{cases} \quad (7)$$

величина K_n определяется из условия А. Удачный выбор начального приближения уменьшает количество шагов в процессах итераций (5), (6) и, следовательно, объем вычислений. С другой стороны, функции начального приближения, достаточно близкие к оптимальным ФЗ задач А и АВ, могут быть использованы в качестве квазиоптимальных решений и позволяют в ряде случаев вообще отказаться от итераций (5), (6). Рассмотрим несколько возможностей выбора начального приближения.

При малых U_0, V_0 , распределение интенсивности излучения вблизи фокуса описывается формулой

$$I(V, U) = I_0 \left[1 - x^2 \right]^2 / 2 - \left(y - x^2 \right) U^2 / 4, \quad (8)$$

где x и y - относительные моменты ФЗ

$$x = \int_0^1 P(\rho) \rho^3 d\rho / \int_0^1 P(\rho) \rho d\rho; \quad y = \int_0^1 P(\rho) \rho^5 d\rho / \int_0^1 P(\rho) \rho d\rho,$$

I_0 - интенсивность излучения в точке фокуса $V=U=0$.

Для средней интенсивности Γ получим

$$\Gamma = I_0 \left[1 - \tilde{V}_0^2 / 2 - \xi \tilde{V}_0^2 - \tilde{U}_0^2 / 3 - 4(\zeta - \xi^2) \tilde{U}_0^2 \right], \quad (9)$$

где введены переменные $\xi = x - 1/2$; $\zeta = y - x + 1/6$; $\tilde{V}_0 = V_0/2$, $\tilde{U}_0 = U_0/4\sqrt{3}$.

Величину E в условии А также выразим через (ξ, ζ)

$$E = E_0[1 + 12\xi^2 + 180\zeta^2], \quad (10)$$

где величина E_0 пропорциональна I_0 . Задача А сводится к максимизации Γ (9) при условии А, где E определяется выражением (10). Максимум Γ достигается на ФЗ вида

$$\tilde{P}(\rho) = a + b\rho^2 + c\rho^4, \quad (11)$$

где $a = A(1 + \tilde{V}_0^2/4 - \tilde{U}_0^2/3)$, $b = A(2\tilde{U}_0^2 - \tilde{V}_0^2/2)$, $c = -2A\tilde{U}_0^2$, A - масштабный коэффициент, определяемый из условия А. С точностью до членов порядка \tilde{V}_0^2 и \tilde{U}_0^2 находим распределение интенсивности излучения

$$I(\tilde{V}, \tilde{U}) = I_0[1 - \lambda_1\tilde{V}^2 - \lambda_2\tilde{U}^2], \quad (12)$$

где $\tilde{V} = V/2$; $\tilde{U} = U/4\sqrt{3}$; $\lambda_1 = (1 - \tilde{V}_0^2/12)$, $\lambda_2 = (1 - 2\tilde{U}_0^2/15)$. Соотношение (12) показывает, что в указанном приближении заданные величины V_0 и U_0 однозначно и независимо друг от друга определяют λ_1 и λ_2 , т.е. размеры и форму фокального пятна. При $\tilde{V}_0 < 2\tilde{U}_0$ ФЗ (11) имеет максимум в точке $\rho_0^2 = [1 - (\tilde{V}_0/2\tilde{U}_0)^2]/2$. Выбирая нормировочную постоянную A так, чтобы в точке максимума $\tilde{P}(\rho)_0 = 1$, получим в центре зрачка $\tilde{P}(0) = 1 + \tilde{V}_0^2/4 - \tilde{U}_0^2/2 - (\tilde{V}_0^4/\tilde{U}_0^2)/32$, а на краю зрачка $\tilde{P}(1) = 1 - \tilde{V}_0^2/4 - \tilde{U}_0^2/2 - (\tilde{V}_0^2/\tilde{U}_0^2)/32$. В частности, при $V_0 = 0$. ФЗ (11) симметрична относительно точки $\rho^2 = 1/2$, $\tilde{P}(\rho) = 1 - 2\tilde{U}_0^2(\rho^2 - 1/2)^2$. При $\tilde{V}_0 > 2\tilde{U}_0$ ФЗ монотонно убывает от центра к краю зрачка. Трехчленная квазиоптимальная ФЗ (11) может быть использована в качестве первого приближения в итерациях (5) и (6).

На структуру фокального пятна могут накладываться добавочные условия, один из вариантов которых рассмотрен ниже. Будем считать переменные (V, U) настолько малыми, что справедливо представление интенсивности излучения в виде (8). Для ФЗ $P(\rho) = 1$ относительные моменты равны $x = 1/2$, $y = 1/3$ и $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$, т.е. в переменных (\tilde{V}, \tilde{U}) распределение интенсивности (12) вблизи фокуса сферически симметрично. Введем отношение полуосей $\gamma = \lambda_2/\lambda_1 = 6(y - x^2)/x$. При $\gamma < 1$ фокальное пятно становится вытянутым вдоль оптической оси, а при $\gamma > 1$ - "размазано" по фокальной плоскости. Для выяснения возможности деформации фокального пятна рассмотрим следующую задачу: требуется найти оптимальную

ФЗ, максимизирующую коэффициент Штреля $S = I_0/E$, при фиксированном отношении полуосей γ . Для решения задачи составим функционал

$$\psi = E/E_0 - \mu(y - x^2 - \gamma x/6), \quad (13)$$

где E определяется выражением (10), μ - множитель Лагранжа. Можно показать, что класс ФЗ, на которых функционал ψ достигает минимума, имеет вид (11), где параметры a, b, c с точностью до масштабного коэффициента A однозначно связаны с переменными (ξ, ζ) : $a = A(1 - 6\xi + 30\zeta)$, $b = 12A(\xi - 15\zeta)$, $c = 80A\zeta$. Анализ решения задачи показывает, что при $\gamma > 36/5$ фокальное пятно сохраняет эллиптическую форму с максимумом интенсивности в точке фокуса ($\tilde{V} = \tilde{U} = 0$), т.е. $\lambda_1, \lambda_2 > 0$. При $\gamma < 0$ величина $\lambda_1 > 0$, в то время как $\lambda_2 < 0$, так что в точке фокуса имеется максимум интенсивности по переменной \tilde{V} и минимум по переменной \tilde{U} . При $\gamma > 36/5$ в центре фокального пятна образуется минимум интенсивности по обоим переменным \tilde{V} и \tilde{U} ($\lambda_1, \lambda_2 < 0$). При $\gamma = 0$ величина $\lambda_2 = 0$, а величина λ_1 принимает два возможных значения $\lambda_1 = (1 \pm 1/\sqrt{5})$.

При $\gamma = 36/5$ величины $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$, так что для фокального пятна возникает "плато". Отметим, что, в то время как подбором ФЗ можно получить бесконечно большое относительное растяжение фокального пятна вдоль оптической оси ($\gamma = 0$), сохраняя в точке фокуса максимум интенсивности, получить бесконечно большое относительное сжатие вдоль оси ($\gamma = \infty$) невозможно ни при каких ФЗ, т. к. при $\gamma > 36/5$ в центре фокального пятна вместо максимума возникает минимум.

Полученные ФЗ могут быть использованы и в случае неравномерного распределения интенсивности излучения по зрачку, в частности, для зрачка с гауссовым распределением ФЗ нужно умножить на $\exp[-a^2 \rho^2 / 2a_0^2]$, где a_0 - ширина гауссова пучка на уровне e^{-1} .

Список литературы: 1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. -М.: Наука, 1973. - 856с. 2. Марешаль А., Франсон М. Структура оптического изображения. -М.: Мир, 1964. 235 с. 3. Рысаков В.М. Распределение света вблизи фокуса безабберационной линзы для гауссова пучка // Оптика и спектроскопия. 1976. Т.40, №5. С. 949-960. 4. Горбачев Б.Н. Трехмерное распределение энергии для сходящейся сферической волны при произвольных числах Френеля // Оптика и спектроскопия. 1978. Т.44, №2. С. 351-357.

Харьковский военный
университет

Поступила в редколлегию 16.06.99.

Н.А. БАЛАХОНОВА

АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ДИФРАКЦИОННЫХ АНОМАЛИЙ ПРИ РЕЗОНАНСНОЙ ДИФРАКЦИИ

Начиная с работ Р. Вуда [1], впервые наблюдавшего аномально быстрые изменения интенсивности в спектрах отраженного от дифракционной решетки излучения, этой проблеме посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ, см., например, [2, 3] и цитированную там литературу. Это обусловлено, во-первых, большим разнообразием сильных резонансных эффектов, интересных как с физической точки зрения, так и в связи с возможными приложениями, во-вторых, сложностью проблемы. Отметим, что первое теоретическое объяснение, предложенное лордом Рэлеем и основанное на возникновении точек ветвления у коэффициентов преобразования при $\sin\theta = \mp 1 \pm n\lambda/d$, где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ - порядок дифракционного спектра, θ - угол падения, оказалось недостаточным. Дело в том, что на плоской границе хорошо отражающих сред (вещественная часть диэлектрической проницаемости которых $\varepsilon' < -1$) существуют слабо затухающие поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ). Аномалии соответствуют той ситуации, когда параметры одной из дифрагировавших волн близки к параметрам ПЭВ, т.е., когда она является почти скользящей вдоль границы неоднородной плоской волной. В настоящее время природа Вудовских аномалий в принципе хорошо понятна, однако их расчет, выявление тонкой структуры, выяснение того, какие эффекты при этом в принципе возможны и при каких значениях параметров, до последнего времени представляли значительные трудности. Например, конверсия поляризации была обнаружена экспериментально относительно недавно [4], причем теоретическое рассмотрение, основанное на сложных и весьма трудоемких численных расчетах, было дано только впоследствии. Вместе с тем оказывается, что для многих интересных в приложениях случаев, когда неглубокая решетка нанесена на поверхность хорошо отражающей среды, задача резонансной дифракции допускает достаточно простое аналитическое рассмотрение, позволяющее не только объяснить наблюдавшиеся в экспериментах эффекты, но и предсказать новые. Краткому изложению некоторых результатов, полученных в рамках аналитического подхода, который является развитием предложенного в работах [5-6], посвящено настоящее сообщение.

ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ. Рассмотрим дифракцию в рамках импедансного приближения, считая, что диэлектрическая проницаемость среды велика. $|\epsilon| \gg 1$, а поверхностный импеданс $\xi = 1/\sqrt{\epsilon}$ мал. Предположим, что решетка создается пространственной модуляцией импеданса:

$$\xi(\vec{r}) = \xi_0 + \tilde{\xi}(\vec{r}), \quad \tilde{\xi}(\vec{r}) = \sum \tilde{\xi}_n \exp(in\vec{g}\vec{r}), \quad (1)$$

где ξ_0 - постоянная составляющая импеданса, \vec{g} - волновой вектор решетки, $d = 2\pi/g$ - ее период. Пусть на границу с импедансом (1) падает плоская электромагнитная волна $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E} \exp(ik_x x + ik_z z)$. Отраженное поле складывается из суммы уходящих от границы однородных и неоднородных волн с волновыми векторами $\vec{k}_n = \vec{k}_{nt} + \vec{e}_z \vec{k}_{nz}$, где $\vec{k}_{nt} = \vec{k}_t + n\vec{g}$ и $k_{nz} = \sqrt{k^2 - k_{nt}^2}$ - тангенциальные и нормальные к границе компоненты волновых векторов, $k = \omega/c$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $\vec{k}_t = (k_x, 0, 0)$, ось Oz направлена вглубь среды, см. рис. 1. Каждую из волн удобно представить в виде суммы линейно поляризованных в плоскости распространения (\vec{e}_z, \vec{k}_n) и перпендикулярно к ней волн, т.е. $\vec{E}_n = \sum_{\sigma=\pm} \vec{e}_n^\sigma E_n^\sigma$, где \vec{e}_n^- и \vec{e}_n^+ -

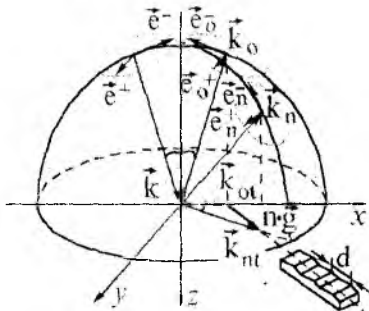


Рис. 1.

соответствующие орты. В силу линейности задачи дифракции по полю, поляризационные амплитуды будут линейными функциями поляризационных компонент падающей волны

$$E_n^\sigma = \sum_{\sigma'=\pm} R_n^{\sigma\sigma'} E_n^{\sigma'}$$

Таким образом, задача сводится к расчету коэффициентов преобразования $R_n^{\sigma\sigma'}$. Последние подлежат определению из бесконечной системы линейных уравнений, следующих из граничных условий с учетом уравнений Максвелла.

$$\sum_{m,\sigma'} D_{nm}^{\sigma\sigma'} R_m^{\sigma'\sigma''} = V_n^{\sigma\sigma''}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (2)$$

где матрица $D_{nm}^{\sigma\sigma'}$ и правые части $V_n^{\sigma\sigma'}$ являются линейными функциями амплитуд Фурье разложения импеданса (1). Диагональные по

где A_N , K_N - величины порядка единицы. Эти простые формулы позволяют легко исследовать структуру уединенного резонанса в общей геометрии при произвольной форме решетки. Последнее обстоятельство выгодно отличает рассматриваемый подход от других методов, используемых при рассмотрении резонансной дифракции. Проиллюстрируем это несколькими примерами. Как видно из (3), коэффициенты преобразования в резонансные спектры зависят от параметров задачи двояким образом: это, во-первых, быстрая зависимость от постоянной распространения β_r , (которая, в свою очередь, зависит от ориентации и периода решетки), а, во-вторых, от тех же параметров и амплитуд решетки. В соответствии с этим исследование особенностей резонансной дифракции удобно разбить на два этапа. Зависимость от β_r носит универсальный характер и достаточно простая, поскольку по определению либо вещественная, либо мнимая часть β_r равна нулю. Положение центра резонансной линии определяется минимумом модуля перенормированной постоянной распространения $\tilde{\beta}_r$ и в случае среды с малым поглощением соответствует чисто мнимым значениям $\beta_r = i\beta_r''$,

$$\beta_r'' = |\xi_0''| - \Gamma_r'' . \quad (6)$$

При относительно малом поглощении правая часть равенства (6) положительна, так что оно может выполняться. В тех случаях, когда $|\xi_0''| - \Gamma_r'' < 0$ максимум преобразования в резонансные спектры может быть близок к точке ветвления, т.е. к Рэлеевской особенности. Максимуму коэффициента преобразования в резонансный спектр соответствует минимум интенсивности зеркально отраженной волны.

При выполнении условия (6) коэффициенты преобразования в резонансный спектр (5) достигают максимальных по модулю значений $|R_r^{-\sigma}|_{\max(\theta)}$, которые являются медленными функциями оставшихся параметров. Для определенности ниже будем считать, что это условие определяет при заданном периоде, ориентации и амплитуде решетки угол падения. Максимальные значения коэффициентов преобразования немонотонно зависят от амплитуды решетки $|R_r^{-\sigma}|_{\max(\theta)} \sim |\tilde{\xi}_r'|^2 / |\xi_0' - \Gamma_r'|^2$, а Γ_r' пропорционально квадрату амплитуды решетки. Поэтому коэффициенты преобразования обращаются в нуль как в отсутствие решетки, так и в том случае, когда ее амплитуда неограниченно увеличивается. Т.е., при заданной форме решетки, (при заданном соотношении между коэффициентами ее разложения в ряд Фурье) всегда существует решетка оптимальной амплитуды, для которой коэффициенты преобразования в резонансный спектр

достигают максимума как функции амплитуды решетки. Пусть $\tilde{\xi}_n = \tilde{\xi}_r \chi_n$. Тогда $\Gamma_r = -\Sigma_r |\tilde{\xi}_r|^{-2}$, где $\Sigma_r > 0$ и зависит только от формы решетки. Максимум равен $|R_r^{-\sigma}|_{\max(\theta, |\tilde{\xi}_r)}^2 = 2\beta_0^2 C_r^2 (-\sigma) / (\xi_0' \Sigma_r)$ и соответствует амплитуде решетки $|\tilde{\xi}_r|^{-2} = \xi_0' / \Sigma_r$. Найденные максимальные значения уже зависят только от периода и ориентации решетки. Несколько более сложным является исследование экстремумов коэффициентов преобразования в зеркально отраженную волну, поскольку их модули существенно зависят от фаз Фурье-амплитуд решетки (см. [6]).

Из анализа формул (3)-(5) следует, что уединенные резонансы низших порядков мало чувствительны к форме решетки, так как ее высшие гармоники слабо отражаются на величине экстремумов, а влияют в основном на сдвиг и уширение резонансных кривых. Иначе обстоит дело в случае двойных или кратных резонансов. Если резонансными являются дифракционные спектры с номерами r и r' , то результаты весьма чувствительны к наличию "межрезонансной" решетки, связывающей резонансные спектры в первом порядке рассеяния. Характерным масштабом ее амплитуды $\tilde{\xi}_{r-r'}$ является ξ_0' , в то время, как для амплитуд резонансных гармоник решетки

характерный масштаб определяется существенно большей величиной $\sqrt{\xi_0'}$.

Это свойство проиллюстрировано на рис. 2 для случая резонансной дифракции вблизи нормального падения. Расчет проводился для дифракции излучения с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм на поверхности серебра

($\xi_0 = 0.00071 - 0.133i$) при $\lambda/d = 1,0889$ на решетке мнимой части импеданса. На графиках приведены безразмерные интенсивности $I_n = |E_n|^2 / |E|^2$, $n = 0, \pm 1$ (I_1 - сплошной линией, I_{-1} - пунктиром) для двух значений амплитуд первой гармоники: а) - $\tilde{\xi}_{\pm 1} = i\sqrt{\xi_0'/2}$ и б) - $\tilde{\xi}_{\pm 1} = i\sqrt{\xi_0'}$. При этом рассмотрена дифракция на гармонической

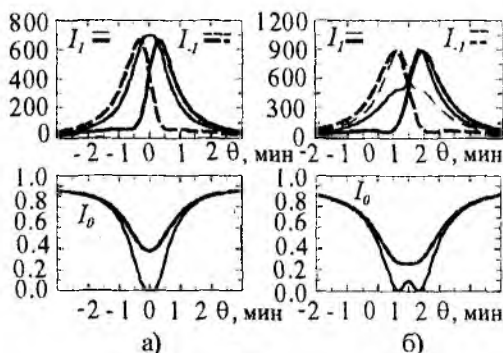


Рис. 1

($\xi_{\pm 2}^{(1)} = 0$, тонкие линии) и бигармонической решетке ($\tilde{\xi}_{\pm 2} = i\sqrt{2} \cdot \xi_0'$, толстые линии). Как видно, даже малая вторая гармоника приводит к отталкиванию и уширению резонансов, что сказывается и на интенсивности зеркального спектра. В частности, слабая вторая гармоника приводит к разрушению эффекта полного подавления зеркального отражения.

Список литературы: 1. Wood R.W. Anomalous Diffraction Gratings // Phys. Rev. 1935. V. 48, № 12. P. 928 - 936. 2. E.G. Loewen, E. Popov. Diffraction gratings and applications. N-Y: Marcel Dekker Inc., 1997, 601 p. 3. Кац О.В., Сневак И.С. Дифракция электромагнитных волн. Харьков: ХВУ, 1998. 178 с. 4. Bryan-Brown G.P., Sambles I.R., Hutley M.S. Polarization conversion through the excitation of surface plasmon on a metallic grating // J. of Modern Optics. 1990. V. 37, N 7. P. 1227-1232. 5. Кац А.В., Маслов В.В. Вынужденное рассеяние электромагнитных волн на поверхности хорошо проводящей среды // ЖЭТФ. 1972. Т. 62, № 2. С. 496-501. 6. Кац А.В., Павицкий П.Д., Сневак И.С. К теории дифракции на границе хорошо отражающей среды с периодически модулированными характеристиками // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1992. Т.35, №3-4. С. 234-245.

Харьковский военный
университет

Поступила в редколлегию 16.06.99.

Н.А. БАЛАХОНОВА, А.А. КАЦ, А.В. КАЦ, д-р. физ.-мат. наук,
И.С. СПЕВАК, канд. физ.-мат. наук.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ РЕЗОНАНСНОЙ ДИФРАКЦИИ

При рассеянии электромагнитного излучения на дифракционной решетке происходит изменение не только амплитуды зеркально отраженной компоненты, но и ее поляризации. Эти эффекты квадратичны по амплитуде решетки $z = a \cos(\vec{g}\vec{r})$ и в общем случае малы для пологих решеток: $a \ll d$, где $d = 2\pi/g$ — период решетки. Однако в резонансных случаях $|\vec{k}_t \pm \vec{g}| \approx k$, когда один или оба дифракционных спектра первого порядка скользят вдоль решетки, степень изменения как амплитуды, так и поляризации существенно возрастает; здесь \vec{k}_t — тангенциальная составляющая волнового вектора падающей волны, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны. Усиление эффекта обусловлено резонансом скользящего спектра с собственной модой хорошо проводящей поверхности — поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ), т.е. имеет ту же природу, что и известные аномалии Вуда. Дифракционные резонансы лежат в основе таких эффектов, как формирование поверхностных структур [1], подавление зеркального отражения [2] и др.

Резонансное усиление трансформации поляризации наблюдалось экспериментально в [3], а для его объяснения привлекались громоздкие численные расчеты [4]. В настоящей работе для этой цели применен аналитический подход, основанный на резонансной теории дифракции [5].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. Пусть плоская электромагнитная волна

$$\vec{E}(\vec{r}, z, t) = \vec{E} \exp[i(\vec{k}_t \vec{r} + k_z z - \omega t)] \quad (1)$$

падает на поверхность $z = \zeta(\vec{r}) = a \cos(\vec{g}\vec{r})$. Здесь $\vec{r} = (x, y)$, $\vec{k}_t = (k_t, 0, 0)$ — тангенциальная составляющая волнового вектора падающей волны, ось z направлена вглубь материала. Электрические свойства поверхности характеризуются импедансом $\xi = 1/\sqrt{\epsilon}$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость материала:

$$\xi = \xi' + i\xi'', \quad \xi' > 0, \quad \xi'' < 0, \quad |\xi| \ll 1. \quad (2)$$

В результате рассеяния волны (1) на поверхности $z = \zeta$ возникают дифракционные спектры

$$\vec{E}_j(\vec{r}, z, t) = \vec{E}_j \exp[i(\vec{k}_{jt}\vec{r} + k_{jz}z - \omega t)], \quad (3)$$

где $\vec{k}_{jt} = \vec{k}_t + j\vec{g}$, $k_{jz} = \sqrt{k^2 - k_{jt}^2}$, $k = \omega/c$, $\text{Re}(k_{jz})$, $\text{Im}(k_{jz}) \leq 0$; индекс $j=0$ соответствует зеркально отраженной волне, $k_{0z} = -k_z$.

Полное поле в свободном пространстве

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, z, t) = \vec{E}(\vec{r}, z, t) + \sum_{j=-\infty}^{\infty} \vec{E}_j(\vec{r}, z, t) \quad (4)$$

удовлетворяет граничному условию Леонтовича на поверхности $z = \zeta(\vec{r}, t)$

$$[\vec{n}\vec{\mathcal{E}}] + i\zeta k^{-1}(\text{rot}\vec{\mathcal{E}})_\tau = 0, \quad (5)$$

где $\vec{n} = (\vec{e}_z - \nabla\zeta)/\sqrt{1+(\nabla\zeta)^2}$ — внутренняя нормаль к поверхности $z = \zeta$, \vec{e}_z — орт вдоль оси z , индексом τ обозначена тангенциальная составляющая к поверхности $\zeta(\vec{r}, t)$.

МЕТОД РЕШЕНИЯ. Общий метод нахождения амплитуд отраженной и рассеянных волн при наличии Вудовских резонансов рассмотрен в [5]. Подставим (4) в (5) и разложим в ряды \vec{n} , $\exp[ik_z\zeta]$, $\exp[ik_{jz}\zeta]$ по амплитуде возвышения. Выделяя затем слагаемые с одинаковой пространственной зависимостью $\sim \exp[i\vec{k}_{jt}\vec{r}]$, получим бесконечную систему уравнений для амплитуд $\vec{E}_j = (\vec{E}_{jt}, E_{jz})$, $j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, где \vec{E}_{jt} и E_{jz} — тангенциальная и нормальная к поверхности $z = 0$ составляющие. Выделим из всего семейства дифракционных спектров резонансные согласно условиям

$$|\vec{k}_{jt}| \approx k, \quad |k_{jz}| \ll k. \quad (6)$$

Исключим последовательно из бесконечной системы тангенциальные компоненты (всех волн) и z -составляющие нерезонансных волн. Возможность этого шага обусловлена тем, что соответствующие матрицы являются неособенными. В результате исходная система становится замкнутой конечной системой уравнений относительно конечного числа неизвестных E_{rz} — z -составляющих амплитуд резонансных спектров. В случае, если условие (6) выполняется для одного номера j , резонансная подсистема состоит из одного уравнения. В частности, при дифракции на гармонической решетке в условиях резонанса в спектре первого порядка $j = 1$, $|\vec{k}_t + \vec{g}| \approx k$, имеем в главном приближении [5]:

$$E_{1z} = -2i\mu D^{-1} [\bar{k}\bar{H}]_z, \quad |\bar{E}_{1t}| \ll |\bar{E}_{1z}|, \quad (7)$$

$$D = \beta_1 + \xi + (\bar{\alpha}_1 \bar{\kappa})^2 |\mu|^2 (\beta_0^{-1} + \beta_2^{-1}),$$

где \bar{H} — амплитуда магнитного поля падающей волны и введены следующие обозначения: $\mu = ka/2$, $\bar{\kappa} = \bar{g}/k$, $\bar{\alpha}_j = \bar{k}_{jt}/k$, $\beta_j = -k_{jz}/k$, $\text{Re}, \text{Im} \beta_{jz} \geq 0$, $\beta_0 = k_z/k$. Амплитуда зеркально отраженной волны в том же приближении выражается формулами

$$\bar{E}_{0t} = -\bar{E}_t + i\bar{\kappa}\bar{\mu}E_{1z}, \quad E_{0z} = \beta_0^{-1}\bar{\alpha}_0\bar{E}_{0t}, \quad (8)$$

звездочка означает комплексное сопряжение.

РЕЗУЛЬТАТЫ. Для исследования поляризационных характеристик отраженного света разложим амплитуду падающего поля на s - и p -составляющие, первая из которых ортогональна плоскости падения, а вторая лежит в этой плоскости, т.е. $\bar{E} = E_s\bar{e}_s + E_p\bar{e}_p$, $\bar{H} = E_p\bar{e}_s - E_s\bar{e}_p$, где $\bar{e}_s = \bar{e}_y$, $\bar{e}_p = [\bar{e}_y\bar{k}]/k = \beta_0\bar{e}_x - \alpha_0\bar{e}_z$. Аналогично разложим амплитуду отраженной волны $\bar{E}_0 = E_{0s}\bar{e}_{0s} + E_{0p}\bar{e}_{0p}$, где $\bar{e}_{0s} = \bar{e}_s$, $\bar{e}_{0p} = [\bar{e}_y\bar{k}_0]/k = -\beta_0\bar{e}_x - \alpha_0\bar{e}_z$. С помощью вышеуказанных разложений решение (8) можно представить в виде

$$E_{0i} = \sum_{k=s,p} R_{ik} E_k, \quad i = s, p, \quad (9)$$

$$R_{ss} = -1 + 2D^{-1}\beta_0\kappa^2|\mu|^2 \sin^2 \phi,$$

$$R_{sp} = -R_{ps} = D^{-1}\kappa^2|\mu|^2 \sin 2\phi, \quad (10)$$

$$R_{pp} = 1 - 2(\beta_0 D)^{-1}\kappa^2|\mu|^2 \cos^2 \phi,$$

$\phi = \hat{k}_t \bar{g}$ — угол между вектором \bar{g} и плоскостью падения. Недиагональные компоненты $R_{sp} = -R_{ps}$ описывают трансформацию излучения из p - в s -поляризацию и наоборот.

При условии резонанса

$$\beta_1^* = 0, \quad \beta_1^n = -\xi^n + (\bar{\alpha}_1 \bar{\kappa})^2 |\mu|^2 / \beta_2^n \quad (11)$$

эффект трансформации достигает максимума (одновременно с преобразованием в резонансный спектр \bar{E}_1). Рассмотрим подробнее энергетический коэффициент конверсии $R = |R_{ps}|^2$. При заданных параметрах решетки (глубине h и периоде d) и длине волны излучения λ , коэффициент R является функцией двух переменных — угла падения θ и угла ϕ , опреде-

ляющего ориентацию вектора \vec{g} . Как видно из рис. 1, зависимость $R = R(\theta, \phi)$ имеет резонансный характер вблизи линии (11). В резонансе R является функцией одной переменной.

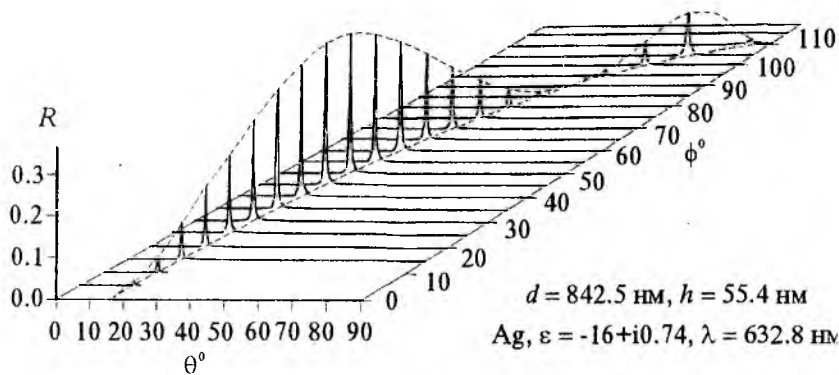


Рис. 1

Исключая с помощью приближенного резонансного условия $\beta'' = -\xi''$ угол падения θ , получим R как функцию только ϕ (рис. 2):

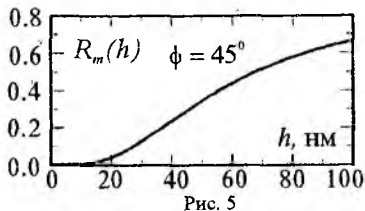
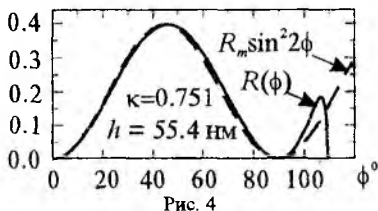
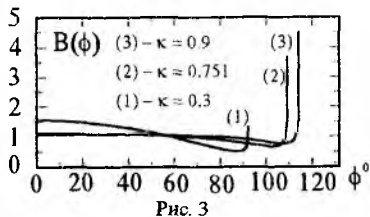
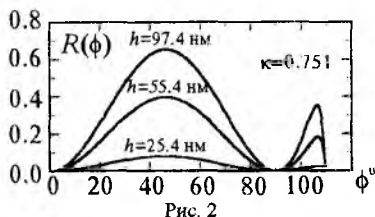
$$R_{res} = R(\phi) = \nu^4 [\xi' + B\nu^2]^{-2} \sin^2 2\phi, \quad (12)$$

$$\text{где } B = B(\phi) = \frac{[\kappa \sin^2 \phi + X \cos \phi]^2}{\sqrt{-(\xi'')^2 - \kappa^2 \cos 2\phi + 2X \cos \phi}}, \quad X = \sqrt{1 + (\xi'')^2 - \kappa^2 \sin^2 \phi},$$

$$\nu = \pi h / 2d, \quad \kappa = \lambda / d.$$

Таким образом, получена аналитическая зависимость резонансного коэффициента конверсии поляризации. Ее достоинством является ясный смысл входящих в формулу величин и их явная зависимость от параметров задачи, в отличие от аппроксимационной зависимости [3] с подгоночными коэффициентами, или результатов численных расчетов [4]. Отметим отклонение от наблюдаемой в [3] основной зависимости $R(\phi) \sim \sin^2 2\phi$, обусловленное зависимостью от ϕ знаменателя. На рис. 3 приведена зависимость $B = B(\phi)$, а на рис. 4 для сравнения пунктиром изображена зависимость $R_m \sin^2 2\phi$, где R_m — максимальное значение $R(\phi)$. Как видно из рис. 3, 4, изменение $B(\phi)$ того же порядка, что и само $B(\phi)$, однако его влияние на зависимость $R(\phi)$ незначительно, поскольку $B(\phi)$ входит в формулу (12) коэффициентом при малом параметре ν^2 .

В зависимости от глубины решетки $R(\phi)$ является монотонно возрастающей функцией, рис. 5, что согласуется с экспериментом и лучше описывает выход на насыщение с ростом h , чем аппроксимационная формула [3].



ЗАКЛЮЧЕНИЕ. Отметим, во-первых, что однорезонансное приближение, рассмотренное выше, некорректно вблизи вырожденной геометрии рассеяния $\vec{\alpha}_0 \vec{k} \rightarrow 0$, когда имеются два резонансных спектра первого порядка $\vec{E}_{\pm 1}$. Решение получено и в этом случае. Выражения для R_{ik} имеют тот же вид, что и (10), где $D \rightarrow D_2 \equiv (b_1^{-1} + b_{-1}^{-1})^{-1} + v^2 \cos \theta$, $b_{\pm 1} = \beta_{\pm 1} + \xi + [v \cos \theta]^2 / \beta_2$. Во-вторых, полученные выражения неприменимы вблизи скользящего падения $\cos \theta \ll |\xi|$, когда зеркальную компоненту саму надо отнести к классу резонансных волн. Корректные результаты можно получить и в этом случае.

Наконец, задача легко может быть обобщена на случай негармонической решетки. Если при этом не возникают новые резонансы на гармониках, то результат сводится к дополнительному сдвигу и уширению резонанса.

Список литературы: 1. Сневак И.С., Конторович В.М., Кац А.В., Гаериков В.К. О формировании поверхностных структур при тепловом воздействии когерентного излучения // ЖЭТФ. 1987. Т. 93, вып. 1(7). С. 104 - 117. 2. Гандельман Г.М., Кондратенко П.С. Полное подавление

металлического отражения при резонансном возбуждении поверхностных плазменных волн // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38, вып. 5. С. 246 - 248. 3. *Bryan-Brown G.P., Sambles I.R., Hutley M.S.* Polarization conversion through the excitation of surface plasmon on a metallic grating // J. of Modern Optics. 1990. V. 37, N 7. P. 1227 - 1232. 4. *Elsten S.L., Bryan-Brown G.P., Sambles I.R.* Polarization conversion from diffraction gratings // Phys. Rev. B. 1991. V. 44, N 12. P. 6393 - 6400. 5. *Кац А.В., Павицкий П.Д., Снегак И.С.* К теории дифракции на границе хорошо отражающей среды с периодически модулированными характеристиками // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1992. Т. 35, № 3-4. С. 234 - 245.

*Харьковский военный
университет*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

*Irina B. Svir' PhD***MODELLING OF PROCESSES IN ELECTROCHEMILUMINESCENCE
EMITTING DEVICES AND THEIR APPLICATION****Introduction**

The electrogenerated chemiluminescence (ECL) is a light-emitting phenomenon arises during many organic compounds solutions electrolysis, and it has successful utilization like one of a physicochemical analysis method in ecology (for instance, carcinogenic polycyclic hydrocarbons determination), chemistry, biology, medicine, immunoassays with ECL detection including. ECL quanta are emitted by electronically excited molecules of pointed compounds which arise as products of homogeneous solution chemical electron-transfer (ET) reactions that follow the Faradaic electrode ones. The kinetics and the mechanisms of these ET reactions depend strongly not only on the composition and the nature of the ECL carrier, namely the so-called electrochemiluminescers, the electrolyte and the solvents, but to a great extent on the type of the ECL cell (volumetric or thin-layer) configuration, the electrode, and the electrolysis mode (pulsed or direct current/voltage). Because experimental ECL investigations targeted at one of the above mentioned applications are rather complex and expensive, it is important to develop appropriate methods for mathematical models and computer simulations of ECL processes. Such investigations were started by S. Feldberg [1], L. Faulkner [2], A. Bard and others, including also studies in our laboratory [3-5,7].

The model and modelling

The mathematical models of electrolyte solution put into an ECL cell typical processes while applying current or voltage electrolysis are based upon known physico-chemical conceptions of heterogeneous (on electrode/solution interface) and homogeneous exergonic (into bulk of a solution) ET reactions between particles, which can move by diffusive flow in media concerned like continuous dielectric. That is why one ought to concern a set of Fick's 2-nd law partial derivative non-uniform equations with appropriate boundary and initial conditions modernized for the problem under consideration, having in mind, first of all, a processes of electrochemiluminescer particles formation, recombination by ET reactions and decay in other chemical reactions with those processes rate variation in a cell volume and during electrolysis time.

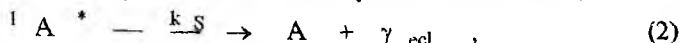
A theoretical analysis is carried out of diffusive kinetics of ECL arising in thin-layer electrolyte-free cells, that is cells with a distance between two planar parallel electrodes ranged from 10 to 100 μm .

In ECL of organic molecules such as aromatic hydrocarbons a key process is a recombination reaction of radical cations (A^+) and radical anions

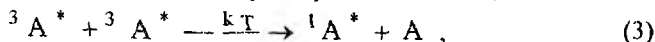
(A^-) which have been generated electrochemically from a neutral precursor substance, thus leading to molecules in an electronically excited state



The excited state (${}^1A^*$) may be either a first excited singlet state or the lowest triplet state. Therefore, light emission occurs by direct fluorescence,



or by triplet-triplet annihilation followed by delayed fluorescence,



and process (2), where A - neutral precursor substance; γ_{ecl} - quantum of ECL; k_S and k_T are rates of chemical reactions. In accordance with the two types of radical ions recombination leading to an emitter formation of the following diffusion equation for emitter concentration have been considered, that is for an equation (2)

$$\frac{\partial C^*}{\partial t} = D^* \frac{\partial^2 C^*}{\partial x^2} + k_S C_+ C_- - \frac{C^*}{\tau_f} \quad (4)$$

or for system of equations (3) and (2)

$$\frac{\partial C^*}{\partial t} = D^* \frac{\partial^2 C^*}{\partial x^2} + k_S C_+ C_- + k_S (C_{3^*})^2 - \frac{C^*}{\tau_f} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_{3^*}}{\partial t} = & D_3 \frac{\partial^2 C_{3^*}}{\partial x^2} + k_T C_+ C_- + k_T (C_{3^*})^2 - \\ & - 2(k_S + k_T + k_G)(C_{3^*})^2 - \frac{C_{3^*}}{\tau_p}, \end{aligned} \quad (6)$$

where C_+ , C_- are the concentrations of radical cations and radical anions; C^* , C_{3^*} and D^* , D_3 are the concentrations and diffusion coefficients singlet state and triplet state (${}^3A^*$); k_G is the rate of reaction: $A^+ + A^- \xrightarrow{k_G} 2A$; τ_f and τ_p are a life time of particles ${}^1A^*$ and ${}^3A^*$.

The initial and boundary conditionals can be obtained in accordance with the mathematical models to solve a mass-transfer problem in the thin-layer electrolyte-free cells under the stepwise electrolysis by single voltage pulses with amplitudes sufficient for proceeding oxidation and reduction reactions of electrodes [3,4]. For thin-layer ECL cells are considered both linear as well as non-linear three-dimensional problems. Appropriate algorithms were developed for both cases mathematical solving by explicit and implicit finite difference procedure or explicit-

implicit finite difference hybrid. The program package was also developed for any stage of ECL and electrode processes mathematical modelling.

Results and discussing

Electrolyte-free solutions must be expected to contain small concentrations of ionic impurities of the order of $10^{-8} - 10^{-11} M$ [6]. Variation of the diffusion coefficients of the ECL compounds has been studied as well.

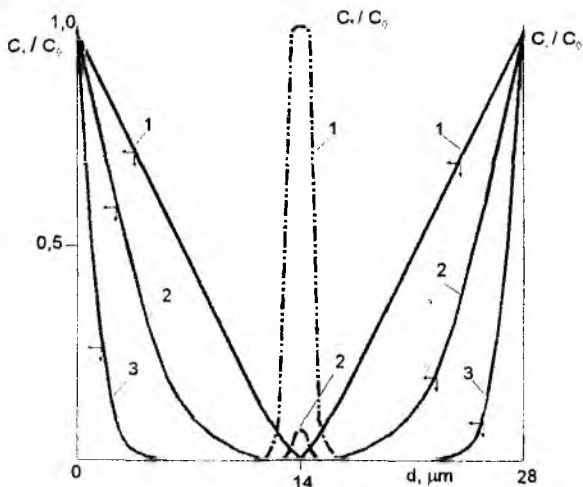


Fig.1.

The concentration distribution of C_+ , C and C_- for the several electrolysis times: $t = 100$ ms (1), 10 ms (2) and 1 ms (3).

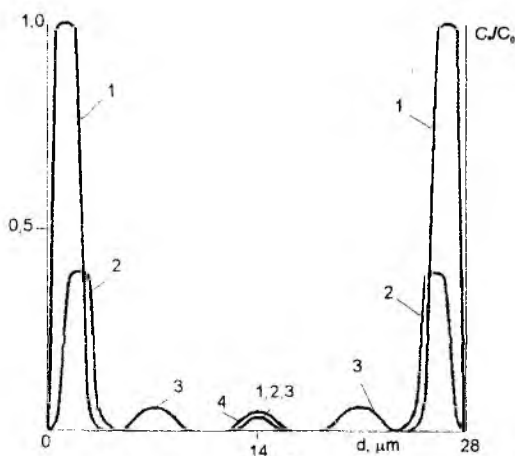


Fig.2.

The concentration distribution of ECL-emitters under bipolar voltage pulses electrolysis in several moment times after the potential reverse: $t=100, 1$ ms (1); 101 ms (2); 110 ms (3); 200 ms (4).

Both the consumed Faradaic charges and the recombination encounters follow almost exactly square root dependencies for diffusion coefficients between 10^5 and $10^{12} \text{ cm}^2/\text{s}$. The recombination yield, accordingly, remains almost unaffected. Again, this might be of importance in real experiments when, for instance, the solvents are varied. The diffusion of all three components of the ECL system was treated with equal diffusion coefficients: $D=D_+ = D_- = D_*$. The analysis of the mass-transfer problem in the thin-layer cell under the stepwise electrolysis by single voltage pulse the current of stationary electrolysis is obtained.

On the basis of analytical modelling of the current of stationary electrolysis is

$$i_{st} = 2nFS_w DC \quad ,$$

where n is a number of electron-transfer, F – Faradaic constant, S_w – working electrode area.

Fig.1 shows the results of calculations for the stepwise electrolysis by single voltage pulses. Fig.2 contains the results for electrolysis by bipolar voltage pulses.

Conclusion

The relationship between the concentration distributions of the ECL reactions reagents and emitter over the co-ordinate normal to the plane of electrodes and in time of the applied voltage and d are evaluated.

On the basis of mathematical simulations the optimum d is the $28 \mu\text{m}$. The relationship between intensity I_{ECL} and the applied voltage, and d are evaluated. We obtained by numerical calculations the dependence between I_{ECL} and d^2 . It is shown that during the bipolar electrolysis the pulse amplitude of the ECL exceeds essentially the intensity of stationary luminescence. On the basis of digital and analytic simulation the ECL emission time raise is the $t \approx d^2/16D$. Diffusion coefficients D are equal for all reagents of the ECL-reactions; processes of migration are neglected.

A conclusion is made concerning the fact that in thin-layer cells with $d \geq 10 \mu\text{m}$ and impure ion concentration of 10^{-8} - 10^{-11} M of usual mechanism of the diffusive-controllable ECL is realized. Our calculations are in agreement with the experimental results of a number of works by Schaper [6], and analytic solutions are obtained by the author of this publication. The obtained digital and analytical results describe the medium physical and chemical parameters which influence on the intensity I_{ECL} . As one of the results of simulation the estimations of the analyte detection limit in solution (nmole/l) is also obtained.

The modelling results provide a good test for a simulation procedure and its optimization. In particular, simulation was performed for thin-layer cells

with homogeneous electron-transfer reactions between electrogenerated analyte particles followed chemical reactions – the typical case of ECLA.

Applied aspect: ECLA

The ECL solutions assay (ECLA) basis constitute chemical homogeneous exergonic ET reactions between pairs of oppositely-charged organic or metal-organic electrochemiluminescers ion-radicals formed in the Faradaic electrode processes or between ion-radical and some other radical particles pairs. Those reactions yield, namely, ECL intensity, correlates with luminescer content. That is why one may use ECLA for many organic compounds determination in solutions including water of different origin as one of the surrounding components. The ECLA principles, advantages and constraints were discussed elsewhere [8,9].

When constructing appropriate ECLA mathematical models and simulation methods for its solving one ought to consider a substance in question of the chemical transformations on the base of continuum mechanics, chemical and electrochemical kinetics, thermodynamics etc. It is important to threat mathematically not only above mentioned two cases of ECLA, but also ECL cell (volumetric or thin-layer) configuration, electrolysis mode (pulsed or direct current/voltage) etc. Especial attention should be paid to a possibility of conducting ECLA in flow solution by way of flow injection analysis or high performance liquid chromatography with ECL detection. Those analysis modes can in great extent improve ECLA parameters (limit of detection, reproducibility etc.) and increase the assay rate. That is why all those cases are considered by mathematical modeling and simulation as well as experiments are performed to prove the agreement of calculated and test results in our study.

The analytical signal intensity was calculated by following equation (for liquid probe step voltage electrolysis):

$$I_{ecl} = \Phi_{ecl} \cdot S_w \int_0^T \int_0^\infty c_*(x, t) dx dt, \quad (12)$$

where Φ_{ecl} - ECL efficiency, S_w - working electrode area, c_* - emitter of ECL, e.g. chemical ET reactions of yield concentration, T – electrolysis duration. The obtained results show the ECLA meteorological characteristics, namely, limit of detection (LOD), selectivity and reproducibility depend on an ET reactions rate and its ratio with side competing chemical reactions rate, over the ECL cell geometry, velocity of liquid flow etc.

To consider the calculations plausibility assays of water probes contaminated by some polycyclic arenas by developed analytical “ELAN-2” apparatus and methods were carried out. Quite good agreement was noticed for a number of experiments. obtained divergence are discussed also. Results of mathemati-

cal modeling and digital simulation may be useful in other ECLA applications, for instance, in ECL immunoassay in flow-injection mode [8].

References: 1. *S.W.Feldberg*, *J. Electroanal. Chem.* 127(1981)1. 2. *L.R.Faulkner and A.J.Bard*, in *A.J.Bard (Ed.)*, *Electroanalytical Chemistry*, Marcel Dekker, Vol.10, New York, 1977. 3. *V.M.Golovenko, N.N.Rozhitskii, I.B.Svir*, *J. Applied Spectroscopy* 51(1989)773. 4. *I.B.Svir, A.I.Bykh, N.N.Rozhitskii* Electrochemiluminescence kinetics simulation in thin-layer cells, in *Book of Abstract 192-nd Joint Meeting of The ECS & ICE at the Paris, France (1997)*863. 5. *N.N.Rozhitskii, I.B.Svir, E.M.Belash* Electrochemiluminescent ecological assay: mathematical treatment, *ibid*, in *Book of Abstract (1997)*1763. 6. *H.Schaper*, *J. Electroanal. Chem.* 129(1981)335. 7. *A.I.Bykh, I.B.Svir*, *J. Electromagnetic Waves and Electronic Systems* 4(1998)32. 8. *Rozhitskii N.N.* Electrochemiluminescence Analysis of Solutions *J. Anal Chem.* #11-12, V.47(1992)1288. 9. *Rozhitskii N.N., Belash E.M., and Bykh A.I.* Electrochemiluminescence Analysis – Advances, Problems and Prospects *J. Anal. Chem.*-#9, V.49(1994)829.

*Kharkov Technical
University of Radioelectronics*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

Н.А. БАЛАХОНОВА, А.А. КАЦ, А.В. КАЦ, *д-р. физ.-мат. наук,*
И.С. СПЕВАК, *канд. физ.-мат. наук.*

О ПОДАВЛЕНИИ ЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ ПРИ РЕЗОНАНСНОЙ ДИФРАКЦИИ НА ХОРОШО ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Эффект полного подавления зеркального отражения (ППЗО) был впервые исследован экспериментально в работе [1] в простейшей геометрии, когда плоскость падения перпендикулярна штрихам решетки, и представляет большой интерес как в теоретическом отношении, так и в приложениях. Он обусловлен практически полным преобразованием падающей волны в резонансно возбуждаемую поверхностную электромагнитную волну (ПЭВ). Последняя, как известно, является собственной модой плоской границы идеально отражающей среды. Если одна из дифрагированных волн близка по параметрам к ПЭВ, то из-за резонанса в нее может перекачиваться значительная доля энергии падающей волны, что приводит к аномально низким значениям коэффициента отражения даже для малых амплитуд решетки. Подобного рода аномалии впервые наблюдались Р. Вудом [2], а в последнее время активно исследуются как теоретически, так и экспериментально (см. [3]).

В настоящем рассмотрении будем использовать импедансные граничные условия, что существенно упрощает вычисления и позволяет исследовать эффект для достаточно широкого класса материалов и длин волн: от видимого и ближнего инфракрасного диапазона до СВЧ области спектра. Дополнительное упрощение связано с использованием гипотезы Рэлея, что не является ограничением, т.к. эффект ППЗО наблюдается на неглубоких по сравнению с длиной волны λ решетках рельефа, а импедансная решетка реализуется на плоской границе.

ПРОСТЕЙШАЯ ГЕОМЕТРИЯ. Пусть импеданс границы является периодической функцией координат: $\xi(\vec{r}) = \xi_0 + \tilde{\xi}(\vec{r})$, $\tilde{\xi}(\vec{r}) = \sum \tilde{\xi}_n \exp(in\vec{g}\vec{r})$, где ξ_0 - постоянная составляющая импеданса, \vec{g} - волновой вектор решетки, $d = 2\pi/g$ - ее период. Электрическое $\vec{E}(\vec{r})$ и магнитное $\vec{H}(\vec{r})$ поля удовлетворяют импедансному граничному условию

$$\vec{E}_t(\vec{r}) = \xi(\vec{r}) \cdot \vec{H}_t(\vec{r}) \times \vec{n}, \quad z = 0, \quad (1)$$

где индексом t обозначены тангенциальные компоненты векторов, \vec{n} - внутренняя нормаль к поверхности, совпадающая в случае плоской грани-

цы с положительным направлением оси z . Полные поля равны сумме падающей плоской волны $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E} \exp(ik_x x + ik_z z)$ и дифракционного поля $\vec{E}'(\vec{r})$. Последнее, в силу теоремы Флоке, можно представить в виде суммы плоских волн (уходящих от границы и неоднородных):

$$\vec{E}'(\vec{r}) = \sum \vec{E}_n \exp(ik_{nt} \vec{r} + ik_{nz} z). \quad (2)$$

Здесь $\vec{k}_{nt} = \vec{k}_t + n\vec{g}$ и $k_{nz} = \sqrt{k^2 - k_{nt}^2}$, $k = \omega/c$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$,

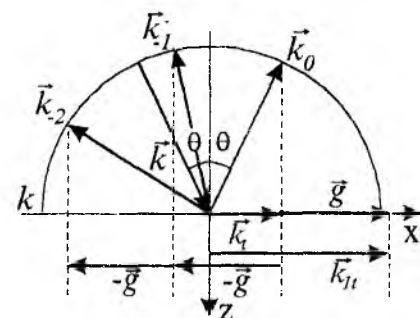


Рис. 1

$\vec{k}_t = (k_x, 0, 0)$ - тангенциальные и нормальные к границе компоненты волновых векторов, рис. 1. Из граничного условия (1), представления электрического поля в виде (2) и уравнений Максвелла в полупространстве $z \leq 0$ для амплитуд \vec{E}_n следует (бесконечная) система линейных алгебраических уравнений. Пользуясь малостью импеданса $|\xi(\vec{r})|$, удастся получить ее явное решение в виде отношения степенных рядов по Фурье амплитудам импеданса или возвышения поверхности. Не останавливаясь на деталях вычислений, которые являются (существенно улучшенным в методическом отношении) аналогом обсуждавшихся ранее в работе [4], обсудим результаты.

В простейшей (плоской) геометрии, когда штрихи решетки перпендикулярны плоскости падения, резонансы возникают только благодаря p -компоненте поляризации падающей волны. Ограничимся вначале случаем гармонической решетки и уединенного резонанса в спектре 1-го порядка, рис. 1. Для амплитуды зеркально отраженной волны при этом следует (приводим для краткости формулы только для дифракции на решетке импеданса; в случае дифракции на решетке рельефа формулы имеют аналогичную структуру):

$$E_0/E = R_0 [b_1 - a(1/b_2 - 1/[\beta_0 - \xi_0])]/[b_1 - a(1/b_2 + 1/b_0)], \quad (3)$$

где $b_n = \beta_n + \xi_0$, а $\beta_n = -k_{nz}/k$ - постоянные распространения волн, ($\text{Re}(\beta_n) \geq 0$, $\text{Im}(\beta_n) \geq 0$ в силу условий излучения), $R_0 = (\beta_0 - \xi_0)/b_0$ - Френелевский коэффициент отражения, $a = \tilde{\xi}_1 \tilde{\xi}_{-1}$. Вблизи резонанса постоянная распространения β_1 , а с ней и знаменатель (3) становятся малы-

ми величинами, вследствие чего как амплитуда, так и фаза зеркально отраженной волны являются быстро и существенно меняющимися функциями β_1 . Резонансу в (3) отвечает условие $b_1'' \cong 0$ т.е., $\sin \theta \cong \sqrt{1 + (\xi_0'')^2} - \kappa$, где $\kappa = g/k = \lambda/d$. Заметим, что при малом импедансе это условие близко к условию возникновения Рэлеевской аномалии, отвечающей точке ветвления β_1 , $\sin \theta_R = 1 - \kappa$. Условие обращения в нуль числителя в (3) эквивалентно двум вещественным равенствам:

$$\beta_1'' = -\xi_0'' + \text{Im}[a(1/b_2 - 1/(\beta_0 - \xi_0))], \quad \beta_1' = -\xi_0' + \text{Re}[a(1/b_2 - 1/(\beta_0 - \xi_0))]. \quad (4)$$

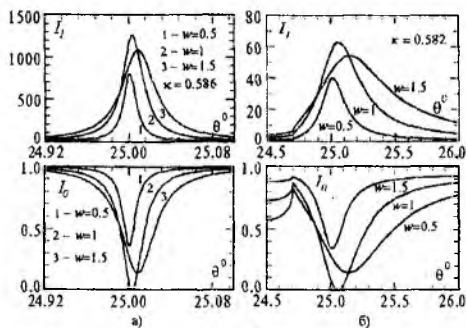


Рис. 2

Поскольку $\xi_0'' \leq 0$, $\xi_0' \geq 0$, $\beta_1', \beta_1'' \geq 0$, то, в силу предполагаемой малости импеданса $|\xi_0''| \ll 1$ и $|a| \ll 1$ при малом поглощении эта система уравнений может выполняться только при $\beta_1' = 0$. Первое уравнение дает при этом положение минимума интенсивности зеркально отраженной волны, а второе определяет амплитуду решетки, отвечающую

ППЗО. Запишем комплексные амплитуды решетки в виде $2\tilde{\xi}_{\pm 1} = \chi + i\eta \exp(\pm i\psi)$, где χ и η - амплитуды решеток вещественной и мнимой части импеданса, соответственно, ψ - сдвиг фаз между ними. При этом $4a = 4\tilde{\xi}_1\tilde{\xi}_{-1} = \chi^2 - \eta^2 + 2i\chi\eta \cos \psi$. Введем нормированные переменные: $\eta = \eta_{opt} w$, $\chi = \eta_{opt} v$, где $\eta_{opt} = 2\sqrt{\beta_0 \xi_0'}$. Тогда, пренебрегая отличием b_2 от β_2 и $\beta_0 \pm \xi_0$ от β_0 , получим условие ППЗО в виде:

$$\beta_1'' = -\xi_0'' + \xi_0' \left[\rho(w^2 - v^2) - 2wv \cos \psi \right], \quad 1 - w^2 - 2\rho wv \cos \psi + v^2 = 0, \quad (5)$$

где $\rho = \beta_0/|\beta_2| \cong \sqrt{(2-\kappa)/(2+\kappa)}$.

В наиболее интересном для приложений случае мнимая часть импеданса велика по сравнению с вещественной. Модуляцию вещественной части импеданса можно при этом считать малой по сравнению с модуляцией мнимой части и ППЗО соответствует $w \cong 1$, т.е., $\eta \cong \eta_{opt} = 2\sqrt{\beta_0 \xi_0'}$ и $\beta_1'' \cong -\xi_0'' + \rho \xi_0'$. При малом поглощении $\eta_{opt} \ll |\xi_0''|$ постоянная распро-

странения, определяющая при заданном k угол падения, на малую величину $\rho \xi_0'' \ll |\xi_0''| \ll 1$ отличается от оценки $\beta_0'' = -\xi_0''$, не учитывающей квадратичный по амплитуде решетки сдвиг резонанса. По порядку величины сдвиг совпадает с шириной резонанса $\delta\beta = \xi_0' + \eta^2 / (4\beta_0) + O(\chi\eta)$, чему соответствует угловая ширина $\delta\theta \cong \delta\beta / |\xi_0''|$. При увеличении амплитуды решетки ширина резонансного провала монотонно увеличивается, в то время как его глубина меняется немонотонно, достигая минимального значения при оптимальной глубине решетки; это значение в основном зависит от величины вещественной части импеданса. Это хорошо видно на рис. 2, где представлены графики зависимости интенсивностей зеркально отраженной и резонансной волн, нормированных на интенсивность падающей, $I_n = |E_n|^2 / |E|^2$, $n = 0, 1$, от угла падения для дифракции излучения с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм на решетках мнимой части импеданса: а) на поверхности серебра, $\xi_0 = 0.00071 - 0.133i$, б) алюминия, $\xi_0 = 0.014 - 0.096i$.

НОРМАЛЬНОЕ ПАДЕНИЕ. Пусть сразу два дифракционных спектра близки к ПЭВ. Простейшим здесь является случай близкого к нормальному падения при одновременном резонансе в спектрах ± 1 -го порядка. Для гармонической решетки амплитуда зеркально отраженной волны определяется достаточно простым выражением:

$$E_0 / E = R_0 + 2\beta_0 a [\tilde{\beta}_1 + \tilde{\beta}_{-1} + 2a/b_0] / (b_0^2 D), \quad D = \tilde{\beta}_1 \tilde{\beta}_{-1} - a^2 / b_0^2, \quad (6)$$

где

$\tilde{\beta}_{\pm 1} = b_{\pm 1} - a(1/b_0 + 1/b_{\pm 2})$ - перенормированные постоянные распространения. Наличие в знаменателе D в (6) помимо произведения перенормированных постоянных

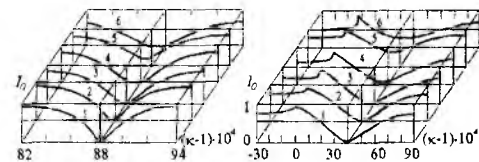


Рис. 3

распространения также квадратичного по a слагаемого соответствует связи между резонансными волнами во втором порядке рассеяния. При строго нормальном падении, когда $\beta_{-1} = \beta_1$, приведенное выражение существенно упрощается:

$$E_0 / E \cong R_0 [\beta_1 + \xi_0 + a(2 + i/\sqrt{3})] / [\beta_1 + \xi_0 - a(2 - i/\sqrt{3})], \quad (7)$$

где учтено, что $b_{-2} \cong \beta_{-2} = i\sqrt{3}$. Рис. 3 иллюстрирует зависимость интенсивности зеркально отраженной волны от периода и амплитуды решетки при нормальном падении света на поверхность серебра а) и алюминия б). Графики 1-6 отвечают последовательно увеличивающимся амплиту-

дам решетки мнимой части импеданса: $w = 0.6; 0.7; 0.8; 0.9; 1.0; 1.1$. Длина волны и постоянная составляющая импеданса здесь и на последующих рисунках та же, что и на рис. 2. Отметим, что ППЗО при строго нормальном падении соответствует в $\sqrt{2}$ раз меньшему значению амплитуды решетки, чем при наклонном падении.

Несколько сложнее аналитически проанализировать случай близкого к нормальному падению. Поэтому ограничимся здесь рис. 4, 5, на которых приведена зависимость интенсивности зеркально отраженной волны от угла падения и периода решетки для серебра (рис. 4) и алюминия (рис. 5). Случаи а) и б) соответствуют различным амплитудам решеток: $w = 1$ и $w = 1/\sqrt{2}$. Кривые с номерами от 1 до 5 отвечают разным периодам решетки: на рис. 4 $(\kappa - 1) \cdot 10^4 = 86; 87; 88; 89; 90$; и на рис. 5 $(\kappa - 1) \cdot 10^4 = 25; 35; 40; 45; 55$, соответственно. Обратим внимание на локальный максимум зеркального отражения при нормальном падении в случае $\eta \cong 2\sqrt{\xi_0'}$ и $\kappa \cong \sqrt{1 + (\xi_0'')^2}$. Отметим также, что на всех графиках, отвечающих дифракции на поверхности алюминия, хорошо видны Рэлееские особенности – изломы с бесконечной производной. Эти особенности, разумеется, есть и в случае серебра, однако, вследствие гораздо меньшей (на порядок) ширины резонанса они находятся за пределами графика.

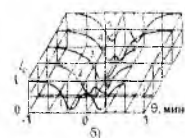
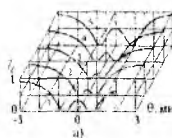
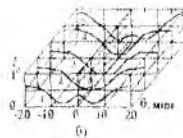
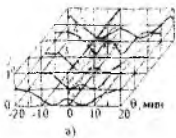


Рис. 4

Рис. 5

В случае двойного резонанса результаты чувствительны к наличию "межрезонансной" гармоник решетки (для рассматриваемого случая - второй), рассеяние на которой в первом порядке связывает резонансные спектры. Она приводит к существенным эффектам (расщепление резонансов и возникновение дополнительных особенностей) уже при амплитуде порядка ξ_0' . Это делает возможным, например, использование резонансной дифракции вблизи двойных резонансов для контроля синусоидальности решеток. За недостатком места соответствующие формулы и графики здесь не приведены.

ОБЩАЯ ГЕОМЕТРИЯ. Кратко остановимся на эффекте ППЗО в общей геометрии (случай так называемой конической дифракции), когда штрихи решетки ориентированы под произвольным углом к плоскости па-

дения. Соответствующие расчеты показывают, что, как для уединенного резонанса, так и при двойном резонансе, всегда возможно подобрать параметры (период, ориентацию, амплитуду решетки и угол падения) так, чтобы достичь ППЗО заданной плоско поляризованной волны. В случае произвольной поляризации падающей волны можно добиться того, чтобы отраженная волна была плоско поляризованной с заранее указанной плоскостью поляризации. Это утверждение справедливо как для решеток рельефа, так и для решеток импеданса. Замечательно, однако, что существует уникальная возможность ППЗО произвольной плоско поляризованной волны на одной гармонической решетке импеданса. Эта возможность реализуется при угле падения, соответствующем золотому сечению: $\sin \theta_G \cong (\sqrt{5} - 1)/2$, $\theta_G \cong 38.2^\circ$. При этом $\kappa \cong \sqrt{(\sqrt{5} - 1)/2} \cong 0.79$, а штрихи решетки оптимальной амплитуды должны быть параллельны плоскости падения.

Список литературы: 1. *Hutley M.C., Maystre D.*. The total absorption of light by a diffraction grating // *Opt. Commun.* 1976. V. 19, № 3, P. 431-436. 2. *Wood R.W.* Anomalous Diffraction Gratings // *Phys. Rev.* 1935. V. 48, № 12. P. 928 – 936. 3. *E.G. Loewen, E. Popov.* Diffraction gratings and applications. N-Y: Marcel Dekker Inc., 1997, 601 p. 4. *Кац А.В., Павицкий П.Д., Сневак И.С.* Теория резонансной дифракции на импедансных периодических структурах // *ЖЭТФ.* 1994. Т. 105, № 1. С. 79-93.

*Харьковский военный
университет*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

*Б.Ф.АЛЕКСЕЕВ, канд. физ.-мат. наук,
П.А.ДЕМЬЯНЕНКО, канд. техн. наук, М.И.ПРОКОФЬЕВ*

ПРИНЦИПЫ И МЕТОДЫ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ ГИРОСКОПИИ

Гироскопы с вращающимся твердым телом широко распространены и благодаря ряду усовершенствований и отработанной технологии изготовления удовлетворяют довольно жестким требованиям в отношении погрешности, габаритов, массы, энергопотребления и т.д. Минимальная погрешность таких гироскопов, оцениваемая по флуктуации угловой скорости ротора, составляет [1] около 0,01 град/час. По данным [2] погрешность поплавковых интегрирующих гироскопов может составлять $(1-5) \cdot 10^{-3}$ град/час. В криогенных гироскопах с магнитным подвесом сверхпроводящего ротора погрешность может быть уменьшена до $\sim 10^{-4}$ град/час.

Из известных источников погрешности механических гироскопов принципиально неустранимы трение в опорах и тепловые флуктуации центра масс (молекулярные шумы) вращающегося ротора. Погрешность, обуславливаемая последней причиной, по данным [1] при нормальных условиях составляет не менее $\sim 10^{-4}$ град/час. Следовательно, даже при гипотетическом устранении всех источников погрешности, кроме молекулярных шумов, предельная чувствительность механических гироскопов вряд ли превысит значение $\sim 10^{-4}$ град/час.

Для целей автономной навигации настоящего и, конечно, будущего чувствительность механических датчиков направления (ДН) или угловой скорости (ДУС) недостаточна. В связи с этим многими фирмами и лабораториями ведутся работы по исследованию возможностей использования новых физических принципов в навигационных системах. В США, например, работы по созданию новых гироскопов ведут [3] фирмы "Эй Си Спарк Пиэг", "Арма", "Аутонетик", лаборатории "Гофман", "Мартин", "Миннеаполис-Хониуэли", "Моторола", "Сперри" и др. Обзоры новых принципов действия навигационных систем и некоторые возможные их схемы описаны в работах [1-5] и в книге [6]. Наиболее перспективными и разработанными из новых типов гироскопов представляются электронно-оптические. Из нескольких типов таких гироскопов здесь обсудим кратко лишь атомные гироскопы (АГ) и лазерные гироскопы (ЛГ) [7,8].

Атомные гироскопы

В АГ используется эффект оптической ориентации атомов [9-11], суть которого в следующем. Светом с определенной длиной волны возбуждаются переходы атомов из основного состояния в ближайшее возбужденное, откуда атомы спонтанно переходят обратно, испуская кванты соответствующей частоты. При определенной *поляризации* света переходы из одного из *зеemanовских* подуровней основного состояния запрещены. Обратные переходы равновероятны на все *зеemanовские* подуровни основного состояния. Следовательно, через какое-то время после начала оптической накачки большинство атомов окажутся на том *зеemanовском* подуровне, индуцированные оптические переходы с которого запрещены. При этом образец перестанет поглощать проходящий через него свет.

Если к системе таким образом оптически ориентированных атомов приложить радиочастотное магнитное поле, индуцирующее переходы между *зеemanовскими* подуровнями основного состояния (используются обычно сравнительно слабые статические магнитные поля с индукцией $B_0 \approx (1-10) \text{ мТл}$, генерируемые соленоидом или катушками Гельмгольца), то их заселенности начнут выравниваться, что обусловит увеличение поглощения света системой атомов. Следовательно, магнитный резонанс в газе можно детектировать по интенсивности света, проходящего через ячейку. Важнейшая особенность оптического детектирования магнитного резонанса состоит в его высокой чувствительности [9,11], позволяющей детектировать и обрабатывать сигналы от образцов, содержащих $\sim 10^9$ атомов. Для сравнения укажем, что методом электронного парамагнитного резонанса удастся регистрировать не менее $\sim 10^{11}$ парамагнитных центров, а методом ядерного магнитного резонанса $\sim 10^{19}$ ядер.

Один из ранних гироскопов с использованием оптически ориентированных атомов предложен Эндрисом [12]. Пары щелочного металла, помещенные в магнитное поле, ориентируются в направлении поля поляризованным по кругу и параллельным полю лучом света (луч накачки) от лампы, содержащей пары такого металла. Второй луч света (луч обнаружения) пропускают через образец перпендикулярно первому лучу (и полю) и регистрируют фотодетектором. После ориентации атомов лучи накачки и обнаружения и магнитное поле выключаются на небольшой промежуток времени (меньший времени релаксации), после чего луч обнаружения и магнитное поле восстанавливаются. Если во время выключения имелось вращение всей системы вокруг оси, перпендикулярной направлению поля, то после восстановления возникает угол между полем и магнитным моментом атомов. Возникает, следова-

тельно, прецессионное движение атомов вокруг нового направления поля, модулирующее интенсивность луча обнаружения. Появление модуляции луча обнаружения на ларморовой частоте после восстановления магнитного поля свидетельствует о вращении системы как целого. Рассмотренный цикл воспроизводится периодически через интервалы времени, сопоставимые с временами релаксации рабочего образца.

Более совершенные АГ, нечувствительные к вариациям магнитного поля B_0 , используют рабочие образцы со смесью двух сортов атомов [13-15] (например, изотопов ртути Hg^{199} и Hg^{201}). В ранних экспериментальных макетах таких АГ была достигнута погрешность менее 0,03 град/час [4].

Лазерные гироскопы

В основу действия большинства ЛГ положен эффект Доплера. В одной из схем ЛГ [16] четыре идентичных газовых (обычно, гелий-неоновых) лазера располагаются вдоль сторон квадрата. В вершинах квадрата установлены зеркала под углом 45° к осям лазеров. Поскольку каждый лазер излучает свет с обеих концов трубки-резонатора, то в лазерном контуре создаются две световых электромагнитных волны (ЭМВ), движущихся по лазерному контуру навстречу друг другу. Одно из зеркал берет полупрозрачным (ППЗ) и за ним детектируется интерференционный эффект встречных ЭМВ. Такая схема ЛГ подобна схеме опыта Саньяка (1914 г.). При вращении системы вокруг оси, перпендикулярной плоскости лазерного квадрата, возникает разность времен хода встречных ЭМВ и, следовательно, смена за ППЗ интерференционной картины. При постоянной угловой скорости Ω вращения гироскопа частота следования интерференционных максимумов (минимумов) за ППЗ равна удвоенной частоте $2\Delta f$ доплеровского сдвига Δf . Частоты Ω и Δf связаны между собой основным уравнением ЛГ: $\Omega \approx (p\lambda_0\Delta f)/(4A)$, где p и A - периметр и площадь лазерного контура; λ_0 - длина волны излучения лазеров. Из этого соотношения, хотя и приближенного, следует главное: чувствительность ЛГ увеличивается с увеличением площади A контура и уменьшением длины волны λ_0 излучения. Отметим, например, что Майкельсону еще в 1925г. удалось с помощью оптического интерферометра зафиксировать суточное вращение Земли (15 град/час).

В экспериментальном макете ЛГ [16] использовалось излучение с $\lambda_0 \approx 115\text{нм}$ и лазерный квадрат с периодом $p \approx 4\text{м}$. При скорости вращения 100 град/час частота смены интерференционной картины составляла ~ 500 Гц. В другом макете ЛГ использовался равносторонний треугольный резонатор с плечом $\sim 1,38\text{м}$ и излучение лазера с $\lambda_0 \approx 633\text{нм}$. Утверждается [16], что при некоторой модификации такой ЛГ может фиксировать угловые скорости менее 10^{-4} град/час. Имеются сообщения [7] о создании монолитного (в блоке из высококачественного кварца) ЛГ.

К очевидным достоинствам ЛГ (как и АГ) относится, прежде всего, отсутствие в измерительном тракте вращающегося ротора, подшипников или других механически движущихся частей. Не возникает, следовательно, проблем с устранением трения, повышается надежность гироскопов. Отсутствует проблема небаланса ротора. Важным в эксплуатационном отношении является малое энергопотребление таких гироскопов (до десятка ватт) и способность к быстрому запуску (секунды в отличие от часов для механических гироскопов). Важной является также способность ЛГ работать в большом динамическом диапазоне скоростей вращения. Наряду с этим отметим также принципиальные трудности, возникающие на пути реализации потенциальных возможностей ЛГ даже в экспериментальных макетах, обуславливающие источники погрешностей и ограничивающие точность измерения навигационных данных. Это: многомодовый характер излучения лазеров; флуктуации фазы, частоты и интенсивности лазерного излучения; "захватывание" частоты встречных ЭМВ; "уход нуля" гироскопа и др. Некоторые технические способы подавления этих источников погрешности обсуждаются в работах [6-8].

Имеются предложения о создании гироскопа на базе сверхпроводящего интерферометра [17]. По идее построения такой сверхпроводящий гироскоп подобен ЛГ. Речь идет лишь об интерференции волновых функций токов в сверхпроводящих плечах интерферометра. Прогнозируется, что чувствительность такого интерферометра будет, возможно, в $\sim 10^5$ раз большей, чем чувствительность ЛГ.

Список литературы: 1. Филипович Б.И., Либенсон Д.Я. // Известия АН СССР, ОТН, Энергетика и автоматика. 1962. №4. С.83. 2. Зайцев М.И., Смолянский Г.А. // Труды МАТИ. Москва, 1964. Вып.5. С.5. 3. Holahan J. // Space Aeronautics. 1959. T.5. P.130. (пер. с англ.) "Вопросы ракетной техники". 1960. №1. С.82). 4. Landford R.C. // Astronautica Acta. 1966. Vol.12. P.294. 5. Лэнгфорд Р. // Вопросы ракетной техники. 1966. №9. С.68; 1966. №10. С.62. 6. Малеев П.И. Новые типы гироскопов. Ленинград. Судостроение. 1971. 160с. 7. Богданов А.Д. Гироскопы на лазерах. Москва. Воениздат. 1973. 72с. 8. Бычков С.И., Лукьянов Д.П., Бакаляр А.И. Лазерный гироскоп. Москва. Советское радио. 1975. 423с. 9. Cagnac B. // Mem. Artill. Franc. 1965. T.39. P.455. 10. Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скряцкий Г.В. // Геофизическая аппаратура. Ленинград. Недра. 1967. Вып.34. С.8. 11. Скряцкий Г.В., Изюмова Т.Г. // Усп. физ. Наук. 1961. Т. 73. С. 423. 12. Andres J.M. // Patent USA. № 3157837. Cl.324-5. 13. Fraser J.T. // Patent USA. 3103621. Cl.324-5. 14. Fraser J.T., Greenwood I.A., Simpson J.H. // IEEE Transaction on Aerospace. 1963. AS-1. P.1107. 15. Klass P.J. // AAAviation Week, Space Technology. 1963. №7. P.88. 16. Соболев Н.М. Лазеры и их будущее. Москва. Атомиздат. 1968. 173с. 17. Дмитренко И.М. Квантовые эффекты в сверхпроводимости. Москва. Знание. 1968. 17с.

*Национальный технический
университет КПИ, г. Киев*

Поступила в редколлегию 16.06.99.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Christol P., Bigenwald P., Yarekha D.A., Wilk A., Rouillard Y., Baranov A.N., Joullie A., Stein A., Behres A., Heime K.</i> Значение кулоновского эффекта и упорядочения при создании MQW излучающих структур на основе Sb для среднего ИК диапазона	3
<i>Krieg M., Lysak V.V., Freude W.</i> Определение параметров скоростных уравнений для квантоворазмерного лазерного диода с использованием DC малосигнальных измерений	14
<i>Булгаков А.А.</i> Нелинейные взаимодействия волн в слоистых оптических системах	25
<i>Гурин О.В., Маслов В.А., Милитинский И.М., Свич В.А., Топков А.Н.</i> Формирование пучков с равномерным профилем интенсивности в лазерных резонаторах	37
<i>Кокодий Н.Г.</i> Рассеяние электромагнитной волны на усиливающем излучение цилиндре	47
<i>Манак И.С., Кононенко В.К., Наливко С.В.</i> Обратная оптическая связь и селекция мод полупроводникового лазера в резонаторе с дисперсионным элементом	55
<i>Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С.</i> Математическое моделирование режимов генерации лазеров на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур	61
<i>Сухоиванов И.А.</i> Исследование ближнего поля и динамического поведения полупроводниковых лазеров поверхностного излучения с учетом пространственного выжигания дыр	69
<i>Быков М.М., Скринник Н.Г.</i> Моделирование кинетических процессов в CO ₂ – лазере с фототропным модулятором	80
<i>Дзюбенко М.И., Маслов В.В., Пелипенко В.П., Шевченко В.В.</i> Исследование основных характеристик излучения лазера на красителе при различных температурных режимах активного элемента	86
<i>Шевченко В.В.</i> Геометрическая оптика аксиально-симметричной неоднородной усиливающей среды	93
<i>Самохвалов М.В., Манжура А.Н., Кублик А.В., Сухоиванов И.А.</i> Программный пакет для исследования свойств полупроводниковых лазеров	100
<i>Мартыненко С.О., Терещенко А.И.</i> Зависимость параметров фотоприемника от структуры р-і-п диода	106

<i>Манжура А.Н.</i> Анализ передаточной характеристики SQW лазера	113
<i>Давидович М.В.</i> Двумерные интегральные уравнения для анализа оптических волноводов	119
<i>Демьяненко П.А.</i> Учет некоторых ограничений пороговой чувствительности и погрешности измерений в импульсных волоконно-оптических акселерометрах	125
<i>Филипенко АИ.</i> Метод анализа интенсивности излучения и его использование в производстве волоконно-оптических компонентов	130
<i>Герасимчук И.В., Ковалев А.С.</i> Распространение световых пучков в фокусирующей оптической среде с системой параллельных волноводов	134
<i>Прокофьев М.И.</i> Лучевая модель распространения излучения в биконической области много-портовых сплавных волоконно-оптических распределителей-сумматоров	138
<i>Назаренко Л.А., Быков М.М., Кухтин М.П.</i> Абсолютный криогенный приемник как эталонный приемник лазерного излучения	143
<i>Быков В.М., Вильчинский О.С., Прилепский Е.Д.</i> Управление распределением интенсивности монохроматического излучения вблизи фокальной точки	147
<i>Балахонова Н.А.</i> Аналитический расчет тонкой структуры дифракционной аномалии при резонансной дифракции	152
<i>Балахонова Н.А., Кац А.А., Кац А.В., Сневак И.С.</i> Преобразование поляризации при резонансной дифракции	158
<i>Свирь И.Б., Бых А.И.</i> Моделирование процессов в электрохемиллюминесцентных излучательных приборах и их применение	164
<i>Балахонова Н.А., Кац А.А., Кац А.В., Сневак И.С.</i> О подавлении зеркального отражения при резонансной дифракции на хорошо отражающей поверхности	170
<i>Алексеев Б.Ф., Демьяненко П.А., Прокофьев М.И.</i> Принципы и методы электронно-оптической гироскопии	176

CONTENTS

<i>Christol P., Bigenwald P., Yarekha D.A., Wilk A., Rouillard Y., Baranov A.N., Joullie A., Stein A., Behres A., Heime K.</i> Importance of the Coulomb effect and ordering in the design of Sb-based mid-infrared MQW emitting structures	3
<i>Krieg M., Lysak V.V., Freude W.</i> Extraction of rate equation parameters for quantum well laser diodes using DC and small signal measurements	14
<i>Bulgakov A.A.</i> Nonlinear interactions waves in optical layered systems.	25
<i>Gurin O.V., Maslov V.A., Militinskii I.M., Svich V.A., Topkov A.N.</i> Formation of beams with uniform intensity profile in laser cavities	37
<i>Kokody N.G.</i> Scattering of an electromagnetic wave on cylinder which amplifies a radiation.....	47
<i>Manak I.S., Kononenko V.K., Nalivko S.V.</i> Optical feedback and mode selection in semiconductor laser in resonator with dispersion element	55
<i>Afonenko A.A., Kononenko V.K., Manak I.S.</i> Mathematical modeling of generation regimes of lasers on asymmetric quantum-well heterostructures	61
<i>Sukhoivanov I.A.</i> Investigation of the near field distribution and dynamic behavior of surface emitting semiconductor lasers with an account of spatial hole burning effects.....	69
<i>Bikov M.M., Skrinnik N.G.</i> Modelling of kinetic processes in the CO ₂ laser with phototropic modulator.....	80
<i>Dzyubenko M.I., Maslov V.V., Pelipenko V.P., Shevchenko V.V.</i> Study of the main characteristics of dye laser radiation under different temperature regimes of active element	86
<i>Shevchenko V.V.</i> Geometrical optics of axial-symmetric non-uniform strengthening environment	93
<i>Samokhvalov M.V., Manzhura A.N., Kublik A.V., Sukhoivanov I.A.</i> The program interface for laser performance investigation	100
<i>Martynenko S.O., Tereshchenko A.I.</i> Dependence of parameters of photodetector from structure p-i-n diode.....	106
<i>Manzhura A.N.</i> Using of Fourie transformation for analysis of SQW laser diode transfer charakteristik	113
<i>Davidovich M.V.</i> Two-Dimensional Integral Equations for Analysis of Optical Waveguides	119

<i>Demyanenko P.A.</i> Accounting of some limitations of threshold sensitivity and accuracy in pulse fiber- optical accelerometer	125
<i>Filipenko A.I.</i> The Radiation Intensity Analysis Method and his Application in Fiber-Optic Component Production	130
<i>Gerasimchuk I.V., Kovalev A.S.</i> Propagation of light beams in focusing optical medium with the system of parallel waveguides.....	133
<i>Prokof'ev M.I.</i> Beam model of spreading a radiating in biconical area of multiport fused fiber-optic distributors-summers.....	138
<i>Nazarenko L.A., Bykov M.M., Kukhtin M.P.</i> Absolute cryogenic receiver as standard laser radiation receiver	143
<i>Bykov V.N., Viltchinsky A.S., Prilepsky E.D.</i> Control of the distribution of the monochromatic emission intensity near the focal point.....	147
<i>Balakhonova N.A.</i> The analytical approach to the fine structure of diffraction anomalies for the resonance diffraction.....	152
<i>Balakhonova N.A., Kats A.A., Kats A.V., Spevak I.S.</i> Transformation of polarization through the resonance diffraction	158
<i>Svir' I. B., Bykh A. I.</i> Modeling Of Processes In Electrochemiluminescence Emitting Devices A Their Application	164
<i>Balakhonova N.A., Kats A.A., Kats A.V., Spevak I.S.</i> To the problem of specular reflection suppression through the resonance diffraction at highly reflecting surface	170
<i>Alekseev B.F., Demyanenko P.A., Prokof'ev M.I.</i> Principes and metodes of electronics and lasers gyroscopy	176

УДК 621.373.8:621.382

Значение кулоновского эффекта и упорядочения при создании MQW излучающих структур на основе Sb для среднего ИК диапазона / P. Christol, P. Bigenwald, D.A. Yarekha, A. Wilk, Y. Rouillard, A.N. Baranov, A. Joullie, A. Stein, A. Behres, K. Heime // Радиотехника. Всеукр. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. P. 3 –13

В работе рассматриваются напряженные GaInAsSb-GaSb и InAsSb-InAsP структуры на квантоворазмерных слоях с длиной волны излучения в среднем инфракрасном диапазоне. Принимая во внимание кулоновское притяжение, возникающее в результате инжекции носителей, мы объясняем возможность лазерного излучения при комнатной температуре в структурах на основе GaSb с гетерограницей второго типа. В структурах на основе InAs, выращенных методом MOVPE, может иметь место упорядоченное наведенное уменьшение запрещенной зоны, что приводит к изменению гетерограницы второго типа на первый. Рассчитанные оптические переходы с использованием эффектов упорядочения соответствуют ранее приведенным результатам, а также проведенным нами измерениям фотолумinesцентного спектра. Оба явления должны быть приняты во внимание при создании новых Sb-содержащих квантоворазмерных структур с излучением в среднем ИК- диапазоне.

Табл.2. Ил.7. Библиогр. 33 назв.

УДК 621.373.8:621.382

Значення кулонівського ефекту та упорядкування під час створення MQW випромінюючих структур на основі Sb для середнього ІЧ діапазону / P. Christol, P. Bigenwald, D.A. Yarekha, A. Wilk, Y. Rouillard, A.N. Baranov, A. Joullie, A. Stein, A. Behres, K. Heime // Радиотехніка. Всеукр. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. P. 3 –13

У роботі розглянуто напружені GaInAsSb-GaSb і InAsSb-InAsP структури на квантоворозмірних шарах з довжиною хвилі випромінювання у середньому інфрачервоному діапазоні. Беручи до уваги кулонівське тяжіння, що з'являється в результаті інжекції носіїв, ми з'ясуємо можливість лазерного випромінювання при кімнатній температурі в структурах на основі GaSb з гетеромежею другого типу. В структурах на основі InAs, зрощених методом MOVPE, може мати місце упорядочене наведене зменшення забороненої зони, що призведе до зміни гетеромежі другого типу на перший. Розраховані оптичні переходи з застосуванням ефекту упорядкування, відповідають наведеним раніше результатам, а також проведенням нами вимірюванням фотолумінесцентного спектра. Обидва явища мають враховуватися під час створення нових Sb-вміщуючих квантоворозмірних структур з випромінюванням у середньому ІЧ-діапазоні.

Табл.2. Іл.7. Бібліогр. 33 назв.

UDC 621.373.8:621.382

Importance of the Coulomb effect and ordering in the design of Sb-based mid-infrared MQW emitting structures / P. Christol, P. Bigenwald, D.A. Yarekha, A. Wilk, Y. Rouillard, A.N. Baranov, A. Joullie, A. Stein, A. Behres, K. Heime // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 3 –13

We report the study of compressively strained GaInAsSb-GaSb and InAsSb/InAsP multi-quantum wells for emission in the mid-infrared region. Taking into account the Coulomb attraction, induced by carrier injection, we explain why room temperature lasing is possible in the GaSb-based structures, which have a type-II band alignment. In InAs-based structures grown by MOVPE, ordering induced band gap reduction could be present, what changes the theoretically type-II to a type-I band alignment. Calculated optical transitions, using ordering effect, agree with the reported data and our photoluminescence measurements. These two effects, coulombic attraction and ordering effect, must be taken into account for the design of new Sb-based mid-infrared MQW emitting structures.

2 tabl., 7 fig. Ref.: 33 items.

Определение параметров скоростных уравнений для квантоворазмерного лазерного диода с использованием DC и малосигнальных измерений / M. Krieg, V. V. Lysak, W. Freude / Радиотехника. Всеукр. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 14-24.

При создании фотонных систем важны методы численного моделирования. Чтобы уменьшить время вычисления, должна быть тщательно выбрана численная модель для каждого элемента сети. Мы представляем новый метод извлечения параметров, основанный на анализе ватт-амперной характеристики и малосигнального отклика для двух различных рабочих точек. Метод позволяет уникальное определение всех требуемых параметров скоростного уравнения. Извлекая и сравнивая параметры, использующие измеряемые данные, измеренные в различных рабочих точках возможно оценить справедливость различных моделей скоростного уравнения для некоторого проверяемого устройства. Продемонстрирована оценка экспериментальных данных.

Табл. 3 Ил. 2. Библиогр. : 5 назв.

Визначення параметрів швидкісних рівнянь для квантоворозмірного лазерного діода з застосуванням DC та малосигнальних вимірювань / M. Krieg, V.V. Lysak, W. Freude / Радиотехніка. Всеукр. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С. 14-24.

При створенні фотонних систем важливі методи чисельного моделювання. Щоб для зменшення часу обчислення, треба ретельно вибрати чисельну модель для кожного елемента мережі. Ми представляємо новий метод витягування параметрів, заснований на аналізі ватт-амперної характеристики і малосигнального відгуку для двох різних робочих пунктів. Метод дозволяє унікальне знаходження усіх необхідних параметрів швидкісного рівняння. Витягуючи і зрівнюючи параметри, використовуючи вимірювальні дані, виміряні у різних робочих пунктах можливо оцінити справедливість різних моделей швидкісного рівняння для деякого перевіряльного пристрою. Продемонстрована оцінка експериментальних даних.

Табл. 3 Ил. 2. Библиогр. : 5 назв.

Extraction of rate equation parameters for quantum well laser diodes using DC and small signal measurements / M. Krieg, V.V. Lysak, W. Freude / Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N. 110. P. 14-24.

For the design of photonic networks, numerical simulations are of importance. To reduce the computing time the numerical model for each network component has to be chosen carefully. We present a new parameter extraction method based on measurements of the power-versus-current characteristic, and the small signal response function for two different operating points. The method allows the unique determination of all required rate equation parameters. By extracting and comparing parameters using measured data registered at different operating points it is possible to assess the validity of different rate equation models for a certain device under test. This is demonstrated by the evaluation of experimental data.

3 tab. 2 fig. Ref.: 5 items.

Нелинейные взаимодействия волн в слоистых оптических системах / А.А.Булгаков // Радиотехника. Всеукр. науч.-техн. сб. 1999. Вып.110. С. 25-36.

В данной работе изучается нелинейное взаимодействие волн в периодической структуре, образованной чередующимися слоями одноосного нелинейного и изотропного линейного диэлектриков. Представлена методика анализа слоисто-периодических сред. Установлено, что выполнение условий фазового согласования связано с брегговскими резонансами или на отдельных слоях структуры, или на всем периоде. Также рассмотрена генерация второй гармоники при падении волны накачки из однородного полупространства. Показано, что при определенных условиях нелинейное взаимодействие осуществляется не для отдельных частот, а для области спектра, т.е. возможно преобразование некоторой непрерывной области спектра.

Ил. 5. Библиогр.: 15 назв.

Нелінійні взаємодії хвиль в шаруватих оптичних системах / О.О. Булгаков // Радиотехніка. Всеукр. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С. 25-36.

У роботі вивчається нелінійна взаємодія хвиль в періодичній структурі, створеній шарами, що чергуються, одноосного нелінійного та ізотропного лінійного діелектриків. Представлена методика аналізу шарувато-періодичних середовищ. Встановлено, що виконання умов фазового узгодження пов'язане з брегговськими резонансами або на окремих шарах структури, або на всьому періоді. Також розглянута генерація другої гармоніки під час падіння хвилі накачки із однорідного напівпростору. Показано, що при певних умовах нелінійна взаємодія здійснюється не для окремих частот, а для області спектра, тобто можливе перетворення деякої безперервної області спектра.

Ил. 5. Библиогр.: 15 назв.

Waves nonlinear interactions in optical layered systems. / A. A.Buigakov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P 25-36.

Nonlinear interaction of the waves in a periodical structure consisted of alternating layers for uniaxial nonlinear and isotropic linear dielectrics is considered. Here we present a method of analysis of periodical-layered structures. It is found, that phase matching due to Bragg resonances associated either with single layers or with the period of the structure. A second harmonic excited by a pumping incident wave from homogeneous semi-infinite space is also considered. It is shown, that nonlinear resonant interaction occurs for a frequency range instead of separate frequencies. It is also possible frequency conversion of continuous spectrum.

5 fig. Ref.: 15 items.

Формирование пучков с равномерным профилем интенсивности в лазерных резонаторах / О.В.Гурин, В.А.Маслов, И.М.Милитинский, В.А.Свич, А.Н.Топков // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 37-46.

Приведен обзор основных внутрирезонаторных методов формирования пучков с равномерным распределением интенсивности (РПИ) в квантовых генераторах. Подробно рассмотрен предложенный авторами новый внутрирезонаторный метод. Он основан на использовании в схемах конфокального или обобщенного конфокального резонаторов отражателя с дискретно расположенными поглощающими или фазосдвигающими неоднородностями. Найдены конфигурация резонатора и геометрия зеркал для формирования моды с РПИ. Экспериментально подтверждено существование такой моды в CO_2 -лазере с амплитудно-ступенчатым зеркалом.

Табл. 2. Ил. 3. Библиогр.: 25 назв.

Формування пучків з рівномірним профілем інтенсивності в лазерних резонаторах/ О.В.Гурін, В.О.Маслов, І.М.Мілітинський, В.А.Свіч, О.М.Топков // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С. 37-46.

Наведено огляд основних внутрішньорезонаторних методів формування пучків з рівномірним розподілом інтенсивності (РПІ) в квантових генераторах. Докладно розглянуто запропонований авторами новий внутрішньорезонаторний метод. Його засновано на використанні в схемах відкритих конфокального або узагальненого конфокального резонаторів відбивача з дискретно розташованими поглинаючими або фазосовуючими неоднорідностями. Знайдено конфігурацію резонатора і геометрію дзеркал для формування моды з РПІ. Експериментально підтверджено існування цієї моды в CO_2 -лазері з амплітудно-ступеневим дзеркалом.

Табл. 2. Іл. 3. Бібліогр.: 25 назв.

Formation of beams with uniform intensity profile in laser cavities / O.V.Gurin, V.A.Maslov, I.M.Militinskii, V.A.Svich, A.N.Topkov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 37-46.

A review of fundamental intracavity methods of a uniform intensity distribution (UID) formation in quantum oscillators has been given. A novel intracavity method proposed by the authors have been considered in detail. This method is based on the use of a reflector with discretely distributed absorbing or phase-shifting inhomogeneities in the schemes of confocal cavity or generalised confocal cavities. Resonator configuration and mirror geometry for formation mode with UID are described. Experimental confirmation is reported of the generation of such mode at the output of a CO_2 -laser with an amplitude-stepped mirror.

2 tab. 3 fig. Ref.: 25 items.

УДК 535.34:535.36:535.214

Рассеяние электромагнитной волны на усиливающем излучение цилиндре /
Н.Г.Кокодій // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С.47-54.

Исследованы дифракционные явления, которые возникают при взаимодействии электромагнитной волны с круговым цилиндром из вещества, усиливающим излучение. Вычислены значения факторов эффективности ослабления, рассеяния и давления излучения. Рассмотрены особенности распределения в пространстве рассеянного цилиндром излучения.

Ил. 7. Библиогр.: 6 назв.

УДК 535.34:535.36:535.214

Розсіяння електромагнітної хвилі на підсилюючому випромінювання циліндрі /
М.Г.Кокодій // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С.47-54.

Досліджені дифракційні явища, які виникають при взаємодії електромагнітної хвилі з круговим циліндром з речовини, в якій випромінювання підсилюється. Знайдені значення факторів послаблення, розсіяння та тиску випромінювання. Вивчені особливості розподілу в просторі розсіяного циліндром випромінювання.

Іл. 7. Бібліогр.: 6 назв.

УДК 535.34:535.36:535.214

Scattering of an electromagnetic wave on cylinder which amplification of radiation /
N.G.Kokody // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N. 110. P.47-54.

The diffractive effects which arise by interaction of an electromagnetic wave with the circular cylinder from matter which amplifies a radiation are described. The values of the factors of extinction, scattering and radiation pressure are calculated. The distribution in space of scattered radiation are considered.

7 fig. Ref.: 6 items.

Обратная оптическая связь и селекция мод полупроводникового лазера в резонаторе с дисперсионным элементом / И.С. Манак, В.К. Кононенко, С.В. Наливко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 55-60.

Детально рассмотрены мощностные характеристики лазеров на асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктурах. Управление спектром лазерного излучения анализируется для внешнего резонатора с дифракционной решеткой и перестраиваемым зеркалом. Для повышения и стабилизации мощности лазера во всем диапазоне перестройки проведена оптимизация дисперсионных характеристик резонатора. Для системы GaAs - AlGaAs ширина полосы усиления достигает 50 нм в области длины волн 820 нм и кривая перестройки практически плоская при выходной мощности порядка 4 мВт. При этом генерация осуществляется в одномодовом режиме без перескока мод.

Ил. 4. Библиогр.: 6 назв.

Зворотній оптичний зв'язок і селекція мод напівпровідникового лазера в резонаторі з дисперсійним елементом / І.С. Манак, В.К. Кононенко, С.В. Наливко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С. 55-60.

Детально розглянуто потужнісні характеристики лазерів на асиметричних багатозарових квантоворозмірних гетероструктурах. Управління спектром лазерного випромінювання аналізується для зовнішнього резонатора з дифракційною решіткою та переладнувальним дзеркалом. Для підвищення та стабілізації потужності лазера у всьому діапазоні перебудови проведена оптимізація дисперсійних характеристик резонатора. Для системи GaAs - AlGaAs ширина полоси підсилення сягає 50 нм в області довжини хвиль 820 нм і крива перебудови практично плоска при вихідній потужності порядку 4 мВт. При цьому генерация здійснюється в одномодовому режимі без перескочення мод.

Лл. 4. Бібліогр.: 6 назв.

Optical feedback and semiconductor laser mode selection in resonator with dispersion element / I.S. Manak, V.K. Kononenko, S.V. Nalivko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 55-60.

Output power characteristics of asymmetric multiple quantum-well heterostructure lasers are examined in details. Control of emission laser spectra is analyzed for an external cavity with diffraction grating and tuning mirror. Dispersion characteristics of the cavity are optimized to enhance the laser power and to receive stable output in the whole of tuning range. In the GaAs - AlGaAs system, the width of the gain band reaches 50 nm near the wavelength of 820 nm and the tuning curve is practically flat at the output power about 4 mW. Therewith, the lasing occurs in a single-mode regime without mode hops.

4 fig. Ref.: 6 items.

Математическое моделирование режимов генерации лазеров на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур / А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манак // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 1999. Вип. 110. С.61-68.

Проведено математическое моделирование динамических процессов в асимметричных квантоворазмерных лазерных гетероструктурах. Показано, что режимы генерации регулярных пульсаций излучения на двух или трех разнесенных длинах волн могут быть реализованы в структурах с двумя или тремя квантовыми ямами при подходящей конфигурации и легировании активных и барьерных слоев. Установлена существенная зависимость характера осцилляционных процессов от инжекционной связи между квантовыми ямами.

Ил. 6. Библиогр.: 5 назв.

Математичне моделювання режимів генерації лазерів на основі асиметричних квантоворозмірних гетероструктур / О.А. Афоненко, В.К. Кононенко, І.С. Манак // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С. 61-68.

Проведено математичне моделювання динамічних процесів в асиметричних квантоворозмірних лазерних гетероструктурах. Показано, що режими генерації регулярних пульсацій випромінювання на двох чи трьох рознесених довжинах хвиль можуть бути реалізовані в структурах з двома чи трьома квантовими ямами при подібній конфігурації і легуванні активних і бар'єрних шарів. Встановлена суттєва залежність характеру осциляційних процесів від інжекційного зв'язку між квантовими ямами.

Ил. 6. Бібліогр.: 5 назв.

Mathematical modeling of generation regimes of asymmetric quantum-well laser heterostructures / A.A. Afonenko, V.K. Kononenko, I.S. Manak // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P.61-68.

Mathematical modeling of dynamical processes in asymmetric quantum-well laser heterostructures has been performed. It has been shown that generation regimes of regular pulses at two or three remote optical wavelengths can be realized in bi- or triple-quantum-well structures having suitable configuration and doping of active and barrier layers. It is found that the character of oscillation processes is highly affected by the injection coupling between quantum wells.

6 fig. Ref.: 5 items.

Исследование ближнего поля и динамического поведения полупроводниковых лазеров поверхностного излучения с учетом пространственного выжигания дыр/ И.А. Сухоианов// Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 69-79.

Работа посвящена проблеме численного исследования полупроводниковых лазеров поверхностного излучения (VCSEL) на основе структуры InGaAs/GaAs с оксидным окном и анализу динамической модели с учетом эффектов пространственного выжигания дыр. Рассмотрена модель на основе метода волнового распространения, которая позволила получить решение для оптического поля в резонаторе и ближней зоне, вычислить оптическую мощность и динамический отклик лазера на импульсную модуляцию. С помощью предложенной модели исследовано влияние инжекционного тока, апертуры оксидного окна и температуры на поле поперечной моды VCSEL.

Ил. 7. Библиогр.: 22 назв.

Дослідження ближнього поля та динамічної поведінки напівпровідникових лазерів поверхневого випромінювання з урахуванням просторового випалювання дірок/ І.О. Сухоіанов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110, С. 69-79.

Робота присвячена проблемі чисельного дослідження напівпровідникових лазерів поверхневого випромінювання (VCSEL) на основі структури InGaAs/GaAs з оксидним вікном і аналізу динамічної моделі з урахуванням ефектів просторового випалювання дірок. Розглянута модель на основі методу хвильового розповсюдження, яка дозволила отримати рішення для оптичного поля в резонаторі і ближчій зоні, вирахувати оптичну потужність і динамічний відгук лазера на імпульсну модуляцію. За допомогою запропонованої моделі досліджено вплив інжекційного току, апертури оксидного вікна і температури на полі поперечної моди VCSEL.

Іл. 7. Бібліогр.: 22 назв.

Investigation of the near field distribution and dynamic behavior of surface emitting semiconductor lasers taking into account of spatial hole burning effects. / I.A. Sukhoivanov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N110. P. 69-79.

The given work is devoted to a problem of numerical simulation and analysis of the InGaAs/GaAs vertical cavity surface emitting lasers (VCSEL's) to improve its high-speed models. In this work the analysis of the VCSEL using the mathematical model, based on the beam propagation method are considered. This model gives an exact solution for the optical fields in the resonator, enables one to calculate the output power of main and second order mode suppression, taking into account the spatial hole burning effects. Using such model the influences of injected current, aperture of the oxide window, temperature effects on the transverse mode in VCSEL's its dynamic response was described.

7 fig. Ref.: 22 items.

УДК 628.373.8

Моделирование кинетических процессов в CO_2 – лазере с фототропным модулятором / М.М.Быков, Н.Г.Скринник // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 80-85.

В данной статье рассмотрены кинетические процессы в CO_2 – лазере с фототропным модулятором. Путем решения системы нелинейных дифференциальных уравнений на ПК исследованы области, определяющие режимы работы этого лазера. Исследование переходных процессов, возникающих при переходе из одного режима в другой, производилось с помощью численного моделирования на ПК.

Ил.5. Библиогр.: 6 назв.

УДК 628.373.8

Моделивання кінетичних процесів у CO_2 – лазері з фототропним модулятором / М.М.Биков, Н.Г.Скринник // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С. 80-85.

В даній статті розглянуті кінетичні процеси у CO_2 – лазері з фототропним модулятором. Шляхом рішення системи нелінійних диференціальних рівнянь на ПК досліджені області, які визначають режими роботи цього лазера. Дослідження перехідних процесів, які виникають при переході з одного режиму в інший, здійснювалось за допомогою моделювання на ПК.

Іл.5. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 628.373.8

Modelling of kinetic processes in the CO_2 laser with phototropic modulator / M.M.Bikov, N.G.Skrinnik // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P.80-85.

This article is devoted to kinetic processes in the CO_2 laser with phototropic modulator. The research of the areas determining the operational modes of this laser was conducted using the system of nonlinear differential equations on PC. The transient processes that arise during the transition from one mode to another were described using numerical modelling on PC.

5. fig. Ref.: 6 items.

Исследование основных характеристик излучения лазера на красителе при различных температурных режимах активного элемента / М.И. Дзюбенко, В.В. Маслов, В.П. Пелипенко, В.В.Шевченко // Радиотехника. 1999. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 110. С. 86-92.

Изучено влияние уровня оптической накачки и коэффициента поглощения активного раствора на распределение температуры в цилиндрической кювете лазера на красителях. Установлено, что при типичных условиях, реализуемых в лазерах на красителях с ламповой накачкой, это распределение неоднородно. Экспериментально показано влияние градиента температуры на пространственно-угловые характеристики излучения этих лазеров и даны рекомендации по выбору оптимальных режимов их работы.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 9 назв.

Дослідження основних характеристик випромінювання лазера на барвниках при різноманітних температурних режимах активного елемента / М.І. Дзюбенко, В.В. Маслов, В.П. Пелипенко, В.В.Шевченко // Радіотехніка. 1999. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. Вип. 110. С. 86-92.

Вивчено вплив рівня оптичної накачки і коефіцієнта поглинання активного розчину на розподіл температури в циліндричній кюветі лазера на барвниках. Встановлено, що при типових умовах, реалізованих у лазерах на барвниках із ламповою накачкою, цей розподіл неоднорідний. Експериментально показано вплив градієнта температури на просторово-кутові характеристики випромінювання цих лазерів і дано рекомендації щодо вибору оптимальних режимів їхньої роботи.

Табл. 1. Іл. 3. Бібліогр.: 9 назв.

Study of the main characteristics of dye laser radiation under different temperature regimes of active element / M.I. Dzyubenko, V.V.Maslov, V.P.Pelipenko, V.V.Shevchenko. // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 86-92.

The effects of optical pump intensity and absorption coefficient of active solution on temperature distribution in cylindrical cell of dye laser were considered. It was found that this distribution is non-uniformly under typical conditions of the flashlamp-pumped dye lasers. The influence of temperature gradient on spatial - angular characteristics of the laser radiation was demonstrated in experiment. The choice of the optimal operating modes of these lasers was proposed.

1 tab. 3 fig. Ref.: 9 items.

Геометрическая оптика аксиально-симметричной неоднородной усиливающей среды / В.В.Шевченко // Радиотехника. 1999. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 110. С. 93-99.

Проведен анализ предельной расходимости излучения лазеров на красителях с ламповой накачкой при различной степени неоднородности распределения показателя преломления по сечению активной среды. Показано, что недостаточное охлаждение внешней поверхности может приводить к увеличению расходимости излучения и к уменьшению диапазона устойчивости резонатора, а чрезмерное принудительное охлаждение - к значительному снижению энергетических параметров лазера. Определены критерии, позволяющие оптимизировать температурный режим системы охлаждения и прокачки мощных импульсно-периодических лазеров на красителях.

Ил. 2. Библиогр.: 7 назв.

Геометрична оптика підсилюючого середовища, яке має аксиальну симетрію / В.В.Шевченко // Радиотехніка. 1999. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. Вип. 110. С. 93-99.

Проведено аналіз граничного розходження випромінювання лазерів на барвниках із ламповою накачкою при різноманітному ступені неоднорідності розподілу показника заломлення по перетину активного середовища. Показано, що недостатнє охолодження зовнішньої поверхні може призводити до збільшення розходження випромінювання і до зменшення діапазону усталеності резонатора, а надмірне примусове охолодження - до значного зниження енергетичних параметрів лазера. Визначено критерії, що дозволяють оптимізувати температурний режим системи охолодження та прокачки потужних імпульсно-періодичних лазерів на барвниках.

Лл. 2. Бібліогр. : 7 назв.

Geometrical optics of axial-symmetric non-uniform strengthening environment / V.V.Shevchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 93-99.

The analysis determining divergence of radiation of flashlamp-pumped dye lasers is carried out at a various degree of heterogeneity of distribution of the refraction index of active environment. It is shown, that the insufficient cooling of an external surface can result in increase divergence of radiation and to reduction of a range of stability of the resonator, and excessive compulsory cooling - to significant decrease of power parameters of the laser. The criteria allowing to optimize a temperature mode of the cooling system of powerful pulse-periodic dye lasers are determined.

2 fig. Ref.: 7 items.

Программный пакет для исследования свойств полупроводниковых лазеров / М.В. Самохвалов, А.Н. Манжура, А.В. Кублик, И.А. Сухоиванов // Радиотехника. Всеукр. науч.-техн. сб. Вып. 110. С. 100-105.

В данной работе представлен программный пакет для моделирования полупроводниковых лазерных структур, предназначенных для использования в оптоволоконных линиях связи. Созданный пакет позволяет моделировать и исследовать динамические и статические характеристики многосекционных лазеров и лазеров с вертикальным резонатором. Используемые модели строятся на базе систем дифференциальных уравнений и применении метода волнового распространения.

Ил. 4. Библиогр.: 10 назв.

Программний пакет для дослідження властивостей напівпровідникових лазерів / М.В. Самохвалов, О.М. Манжура, А.В. Кублік, І.О. Сухоїванов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С. 100-105.

В даній роботі представлено програмний пакет для моделювання напівпровідникових лазерних структур, що призначені для використання у оптоволоконних системах зв'язку. Розроблений пакет дозволяє проводити моделювання та дослідження динамічних та статичних характеристик багатосекційних лазерів та лазерів з вертикальним резонатором. Використані моделі будуються на базі систем диференціальних рівнянь та методі хвильового розповсюдження.

Ил. 4. Библиогр.: 10 назв.

The software tool for laser performance investigation / M.V. Samokhvalov, O.N. Manzhura, A.V. Kublik, I.A. Sukhoivanov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N110. P. 100-105.

The software tool for semiconductor laser structures modeling, used in telecommunication system is described. Developed project is created for modeling and research of dynamical and steady state characteristics MQW laser structures and VCSEL's. The models based on rate equation systems and finite-element beam propagation method.

4 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.373.826

Зависимость параметров фотоприемника от структуры р-і-п диода/ С.О. Мартыненко, А.И. Терещенко // Радиотехника. Всеукр. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 106-112.

В данной статье проведено аналитическое изучение р-і-п фотодиода с нестандартным профилем легирования. В результате такого легирования в фотодиоде присутствует внутреннее электрическое поле, которое ускоряет процесс диффузии. Благодаря ускорению диффузии рабочий диапазон р-і-п фотодиода на основе гомоперехода увеличивается до 30 ГГц.

Табл. 1. Ил. 6. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.373.826

Залежність параметрів фотоприймача від структури р-і-п діода / С.О. Мартиненко, О.І. Терещенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С. 106-112.

У даній роботі проведено аналітичне вивчення р-і-п фотодіода з нестандартним профілем легування. В такому фотодіоді присутнє внутрішнє електричне поле, яке прискорює процес дифузії. Завдяки прискоренню дифузії робочий діапазон фотодіода на основі гомопереходу поширюється до 30 ГГц.

Табл. 1. Іл. 6. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.373.826

Dependence of photodetector parameters on structure p-i-n diode / S.O. Martynenko, A.I. Tereshchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 106-112.

The homojunction p-i-n photodiode with nonuniformly doping p- and n- regions is considered. Due to nonuniform doping p- and n- regions the electric field is formed in both regions. Bandwidth of homojunction p-i-n photodiode depends on diffusion velocity. Due to acceleration of diffusion process the bandwidth of homojunction p-i-n photodiode is extended to 30 GHz.

1 tab. 6 fig. Ref.: 3 items.

Анализ передаточной характеристики SQW лазера / А.Н. Манжура // Радиотехника. Всеукр. науч.-техн. сб. Вып. 110. С. 113-118.

В данной работе рассматриваются вопросы использования численного метода трансформации Фурье для анализа частотных характеристик динамической трехуровневой модели полупроводникового квантоворазмерного лазера. Представлена методика проведения численного эксперимента по расчету передаточной характеристики модели лазера. Данная методика пригодна для использования при моделировании активных элементов волоконно-оптической линии связи.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр.: 4 назв.

Анализ передаточной характеристики SQW лазера / О.М. Манжура // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С. 113-118.

У даній роботі розглядаються питання використання числового методу трансформації Фур'є для аналізу частотних характеристик динамічної трьохрівневої моделі напівпровідникового квантоворозмірного лазера. Представлена методика проведення числового експерименту з розрахунку передаточної характеристики моделі лазера. Даний метод придатний до використання під час моделювання активних систем волоконно-оптичної лінії зв'язку.

Табл. 1. Іл. 4. Бібліогр.: 4 назв.

Analysis of SQW laser diode transfer characteristic / O. Manzhuра // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 113-118.

The problem of the Fourier transformation numerical method using for the analysis of frequency characteristics of a three-level dynamic model of quantum well lasers are considered. The technique of realization of numerical experiment for transfer characteristics is described. Such method can be used for simulation of active elements of the fiber optic systems.

1 tab. 4 fig. Ref.: 4 items.

Двумерные интегральные уравнения для анализа оптических волноводов / М.В. Давидович // Радиотехника. Всеукр. межвед. нуч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 119-124.

Рассмотрены методы получения двумерных интегральных уравнений для диэлектрического волновода с произвольной прозрачной средой в прямоугольном экране с использованием функции Грина прямоугольного волновода. Получены уравнения без контурных интегралов с сильной сингулярностью ядер, а также получающиеся из них интегрированием по частям (применением формул Грина) уравнения с пониженной сингулярностью ядер. Приведены примеры анализа структур диэлектрических волноводов с использованием конечных элементов.

Ил. 2. Библиогр.: 15 назв.

Двомірні інтегральні рівняння для аналізу оптичних хвильоводів / М.В. Давидович // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С. 119-124.

Розглянуто методи отримання двомірних інтегральних рівнянь для діелектричного хвильовода з довільним прозорим середовищем у прямокутному екрані з застосуванням функції Гріна прямокутного хвильовода. Отримані рівняння без контурних інтегралів з сильною сингулярністю ядер, а також ті, що одержуються з них інтегруванням по частинах (застосуванням формул Гріна) рівняння із зниженою сингулярністю ядер. Наведено приклади аналізу структур діелектричних хвильоводів з застосуванням кінцевих елементів.

Лл. 2. Бібліогр.: 15 назв.

**Two-Dimensional Integral Equations for Analysis of Optical Waveguides/ M.V. Davido-
vich // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 119-124.**

The methods of construction of two-dimensional integral equations for dielectric waveguides with arbitrary filling media using three-dimensional Green's function of rectangular waveguide have been considered. The two-dimensional integral equations without contour integrals with strong (nonintegrable) singularities in the its kernels have been obtained. Also the equations with reduced singularities have been introduced using the Green's formulas. The numerical results for dielectric waveguides are presented.

2 fig. Ref.: 15 items.

УДК 681.586.5: 531.768.

Учет некоторых ограничений пороговой чувствительности и погрешности измерений в импульсных волоконно-оптических акселерометрах/ П.А. Демьяненко// Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып.110. С. 125-129.

Рассмотрено влияние естественных факторов, которые могут ограничивать метрологические возможности цифрового акселерометра на основе импульсного волоконно-оптического датчика. Даны оценки нестабильности периода обращения маятникового чувствительного элемента-модулятора (ЧЭМ), обусловленные тепловыми эффектами и конечной величиной добротности маятниковой колебательной системы, положенной в основу ЧЭМ.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 681.586.5: 531.768.

Урахування деяких обмежень порогової чутливості та похибок вимірювань в імпульсних волоконно-оптичних акселерометрах/ П.О. Дем'яненко// Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип.110. С. 125-129.

Розглянуто вплив природних факторів, які можуть обмежувати метрологічні можливості цифрового акселерометра на основі імпульсного волоконно-оптичного датчика. Дано оцінку нестабільностей періоду обертання маятникового чутливого елемента-модулятора (ЧЕМ), обумовлених тепловими ефектами та кінцевою величиною добротності маятникової коливальної системи, покладеної в основу ЧЕМ.

Іл. 1. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 681.586.5: 531.768.

Consideration of some limitations of threshold sensitivity and accuracy in pulse fiber- optical accelerometer/ P.O. Denmyanenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 125-129.

Influence of natural factors on a digital accelerometer based on the pulse fiber- optical sensor has been considered. Evaluations of the period instability for pendulum sensor element (modulator), caused by heat effects and pendulum oscillating based system quality restrictions have been estimated.

1 fig. Ref.: 4items

УДК 681.7.068.4

Метод анализа интенсивности излучения и его использование в производстве волоконно-оптических компонентов / А.И. Филипенко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб 1999. Вып. 109.С. 130–133.

Метод разработан для оптимизации контроля геометрических параметров волоконно-оптических компонентов (диаметра сердцевин и оболочки оптических волокон, их эллиптичности и концентричности, диаметра модового поля) с погрешностью не выше ± 0.1 мкм, контроля источников излучения и определения профиля показателя преломления волокна. Характеристики определяются через моменты 0-го, 1-го и 2-го порядка функции распределения электрического поля, излучаемого контролируемым объектом. Метод позволяет получить из распределения мощности излучения лазерного или светоизлучающего диодов модовую структуру луча, радиус и пространственное положение луча, характеристики неравномерности излучения.

Ил.5. Библиогр.:3 назв.

УДК 681.7.068.4

Метод аналізу інтенсивності випромінювання та його використання у виробництві волоконно-оптичних компонентів/ О.І. Філіпенко// Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб 1999. Вип. 110.С.130-133.

Метод створено для оптимізації контролю геометричних параметрів волоконно-оптичних компонентів (діаметра серцевини та оболонки оптичних волокон, їх еліптичності та концентричності, діаметра модового поля) з похибкою не вище 0.1мкм, контролю джерел випромінювання та визначення профілю показника заломлення волокна. Характеристики визначаються через моменти 0-го, 1-го та 2-го порядку функції розподілу електричного поля, що випромінюється об'єктом контролю. Метод дозволяє отримати з розподілу потужності випромінювання лазерного чи світловипромінюючого діодів модову структуру променя, радіус та просторове положення променя, характеристики нерівномірності випромінювання.

Іл.5. Бібліогр.:3 назв.

UDC 681.7.068.4

The Radiation Intensity Analysis Method and his Application for Fiber-Optic Component Production/ O.I. Filipenko// Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 130-133.

Method developed to optimize control of fiber optic components geometrical parameters (core and cladding diameter of optical fiber, their ellipticity and concentricity error, mode field diameter) with an error no more than 0.1 mkm, radiation source monitoring and refractive index profile determining. The characteristics can be obtained by the 0-th, 1-st and 2-nd order moments for the electrical component field of the fiber radiation intensity function. The laser diode or LED beam mode structure, beam radius and spatial positioning of the beam, changes in beam power can be calculate from the power density distribution by this method.

5 fig. Ref: 3 items.

УДК 621.372.8

Распространение световых пучков в фокусирующей оптической среде с системой параллельных волноводов // И.В.Герасимчук, А.С.Ковалев // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып.110. С. 134-137.

Исследовано распространение нелинейных волн в ангармонической среде вдоль системы связанных плоскопараллельных оптических волноводов. Предложен эффективный метод для решения этой задачи в пределе слабой связи волноводов.

УДК 621.372.8

Розповсюдження світлових пучків у фокусуєчому оптичному середовищі з системою паралельних хвильоводів // І.В.Герасимчук, О.С.Ковальов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип.110. С. 134-137.

Досліджено розповсюдження нелінійних хвиль в ангармонічному середовищі вздовж системи зв'язаних площиннопаралельних оптичних хвильоводів. Запропоновано ефективний метод для розв'язання цієї проблеми у випадку слабкого зв'язку між хвильоводами.

UDC 621.372.8

Propagation of light beams in focusing optical medium with the system of parallel waveguides // I.V.Gerasimchuk, A.S.Kovalev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 134-137.

The propagation of nonlinear waves in an anharmonic medium along an array of coupled parallel plane optical waveguides is considered. The effective method for solving this problem is proposed in the limit of weak waveguide coupling.

УДК 681.7.069

Лучевая модель распространения излучения в биконической области многопортовых сплавных волоконно-оптических распределителей-сумматоров / М.И. Прокофьев // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып.110. С. 138-142.

Изложено построение математической модели и алгоритма компьютерной программы для анализа процессов смешения-распределения оптического излучения в биконической области (БКО) сплавных волоконно-оптических сумматоров-распределителей на основе жгута из стандартных кварцевых волоконных световодов. Проанализированы критерии оптимальности геометрических параметров БКО.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 681.7.069

Променева модель розповсюдження випромінювання в біконічній області багатопортових сплавних волоконно-оптичних розподільників-суматорів / М.І. Прокоф'єв/ Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип.110. С. 138-142.

Викладено побудову математичної моделі та алгоритму комп'ютерної програми для аналізу процесів змішування-розподілу оптичного випромінювання в біконічній області (БКО) сплавних волоконно-оптичних розподільників-суматорів на основі джгута із стандартних кварцевих волоконних світловодів. Проаналізовані критерії оптимальності геометричних параметрів БКО.

Бібліогр.: 2 назв.

UDC 681.7.069

Beam model of light propagation in biconical area of multiport fused fiber-optic distributors-summers / M.I.Prokof'ev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 138-142.

Creating mathematical models and algorithm of computer program for the analysis of processes of mixing-distribution optical rays in biconical area (BCA) of fused fiber-optic summers-distributors on the base of a plait from the standard optical fibre is considered. Criteria of optimal geometric parameters BCA is analysed.

Ref.: 2 items.

Абсолютный криогенный приемник как эталонный приемник лазерного излучения / Л. А. Назаренко, М. М. Быков, М. П. Кухтин // Радиотехника. Всеукр. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С 143-146.

В данной работе рассматривается конструкция и основные технические характеристики криогенного теплового приемника излучения с электрическим замещением. Прибор работает на принципе калориметра с организованным теплостоком. Температура нагрева полости контролируется полупроводниковым преобразователем напряжения. Для криогенного радиометра удалось существенно улучшить характеристики за счет высокой теплопроводности меди при температуре жидкого гелия, резкого снижения затрат на излучения и благодаря использованию сверхпроводящих проводов. Как показывают оценки, величина пороговой мощности не превышает 10^{-9} Вт, излучающая способность 0,9994, интегральный коэффициент преобразования 1000 В/Вт, а диапазон измеряемых мощностей находится в пределах 10^{-5} - 10^{-4} Вт.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

Абсолютный криогенный приемник как эталонный приемник лазерного излучения / Л. А. Назаренко, М. М. Быков, М. П. Кухтин // Радиотехника. Всеукр. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С 143-146.

У даній роботі розглядаються конструкція та основні технічні характеристики криогенного теплового приймача оптичного випромінювання з електричним замінням. Прилад працює на принципі проточного калориметра з організованим теплостоком. Температура нагріву порожнини контролюється напівпровідниковим перетворювачем напруги. Для криогенного радіометра вдалося суттєво поліпшити характеристики за рахунок високої теплопровідності міді при температурі рідкого гелію, різкого зниження втрат на випромінювання та завдяки використанню сверхпроводящих проводов. Як показують оцінки, величина порогової потужності не перевищує $<10^{-9}$ Вт, випромінювальна спроможність 0,9994, інтегральний коефіцієнт перетворення 1000 В/Вт, а діапазон вимірюваних потужностей знаходиться у межах 10^{-5} - 10^{-4} Вт.

Ил. 1. Бібліогр.: 3 назв.

Absolute cryogenic receiver as a standard laser radiation receiver / L. A. Nazarenko, M. M. Bykov, M. P. Kukhtin, // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 143-146.

The design and basic technical characteristics of the cryogenic thermal receiver of optical radiation with electrical substitution is considered. The device operates on the principle of a flow calorimeter with organized heat distribution. The temperature of heating the cavity is monitored by a semiconducting voltage converter. It is shown that the magnitude of the threshold power does not exceed 10^{-9} watts, radiant emittance 0,9994, the integrated factor of transformation is 1000 volt/watts and measured power range is within 10^{-5} - 10^{-4} watts.

1 fig. Ref. 3 items.

УДК 535.8

Управление распределением интенсивности монохроматического излучения вблизи фокальной точки / В.М.Быков, О.С.Вильчинский, Е.Д.Прилепский // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 147-151.

Рассмотрена задача максимизации средней интенсивности излучения в цилиндрической области вблизи фокальной точки путем целенаправленного изменения функции зрачка фокусирующей оптической системы. Показано как подбором оптимальной функции зрачка можно получить растяжение или сжатие фокального пятна.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 535.8

Управління розподілом інтенсивності монохроматичного випромінювання поблизу фокальної точки / В.М.Быков, О.С.Вільчинський, Є.Д.Прилепський // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С. 147-151.

Розглянута задача максимізації інтенсивності у циліндричній зоні поблизу фокальної точки шляхом цілеспрямованої зміни функції зрачка фокусуєчої оптичної системи. Показано, як підбором оптимальної функції зрачка можна одержати розтягнення чи стиснення фокальної плями.

Бібліогр.: 4 назв.

UDC 535.8

Control of the distribution of the monochromatic emission intensity near the focal point / V.N.Bykov, A.S.Viltchinsky, E.D.Prilepsy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N110. P. 147-151.

A maximization problem of the medium intensity of emission in the cylindrical region near the focal point has been examined. This maximization is realized by changing the pupil function of the focusing optical system. It is shown how one can obtain a spreading or compression of the focal spot by means of selection of the optimal pupil function.

Ref.: 4 items.

УДК 535.43: 621.373.826

Аналитический расчет тонкой структуры дифракционной аномалии при резонансной дифракции / Н.А. Балахонова // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 152-157.

Рассмотрена резонансная дифракция плоской волны на произвольно ориентированной периодической (не обязательно синусоидальной) решетке. Исследована зависимость коэффициентов преобразования в дифракционные спектры разных порядков от угла падения и параметров решетки. Найдены положения и величина экстремумов коэффициентов преобразования по углу падения. Эти экстремальные значения являются немонотонными функциями глубины решетки. Среди решеток заданной (но произвольной) формы найдена такая, для которой коэффициенты преобразования достигают экстремума по глубине решетки.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 535.43: 621.373.826

Аналитичний розрахунок тонкої структури дифракційних аномалій при резонансній дифракції. / Н.О. Балахонова // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С. 152-157.

Розглянута резонансна дифракція плоскої хвилі на довільно орієнтованій періодичній (не обов'язково синусоїдальній) решітці. Досліджена залежність коефіцієнтів перетворення дифракційних спектрів різних порядків від кута падіння і параметрів решітки. Визначені розташування та величина екстремумів коефіцієнтів перетворення за кутом падіння. Ці екстремальні значення є немонотонними функціями глибини решітки. Серед решіток заданої (але довільної) форми знайдено таку, для якої коефіцієнти перетворення сягають екстремума за глибиною.

Іл. 2. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 535.43: 621.373.826

The analytical approach to the fine structure of diffraction anomalies for the resonance diffraction / N.A. Balakhonova // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P.152-157.

The resonance diffraction of a plane wave at arbitrary oriented periodic (non-sinusoidal) grating is considered. The transformation coefficients dependence on the incidence angle and grating parameters is described. Position of the transformation coefficients extreme as a function of the incidence angle is found. The extreme values are nonmonotonic functions of grating height. The depth of arbitrary profile grating ensuring the extreme values of the transformation coefficients is obtained.

2 fig. Ref.: 6 items.

Преобразование поляризации при резонансной дифракции / Н.А. Балахонова, А.А. Кац, А.В. Кац, И.С. Спевак // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 158-163.

Теоретически исследован эффект преобразования поляризации при рассеянии электромагнитного излучения на хорошо отражающей дифракционной решетке в условиях Вудовского резонанса. С помощью резонансной теории дифракции найдены поляризационные коэффициенты трансформации падающей волны в зеркально отраженную. Подробно изучен эффект конверсии поляризации (из P в S и наоборот), его зависимость от параметров решетки и геометрии опыта.

Ил. 5. Библиогр.: 5 назв.

Перетворення поляризації під час резонансної дифракції / Н.О. Балахонова, Г.О. Кац, О.В. Кац, І.С. Спевак // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С.158-163.

Теоретично досліджено перетворення поляризації під час розсіяння електромагнітної хвилі від дифракційної решітки, що добре відбиває світло, в умовах Вудівського резонансу. Використовуючи резонансну теорію дифракції, було знайдено коефіцієнти перетворення поляризації падаючої хвилі та дзеркально відбитої. Докладно розглянуто ефект перетворення в суміжну поляризацію і його залежність від параметрів решітки та геометрії експерименту.

Ил. 5. Библиогр.: 5 назв.

Transformation of polarization through the resonance diffraction / N.A. Balakhonova, A.A. Kats, A.V. Kats, I.S. Spevak // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P.158-163.

The transformation of polarization under scattering of electromagnetic waves from highly reflected diffraction grating under Wood's resonance conditions is considered theoretically. The transformation coefficients of the polarization components of the incident and reflected waves are found on the basis of the resonance diffraction theory. The conversion effect from one to another polarization and its depending on grating parameters and experiment conditions is described.

5 fig. Ref.: 5 items.

Моделирование процессов в электрохемилюминесцентных излучательных приборах и их применение / И.Б. Свирь, А.И. Бых // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып.110. С. 164-169.

Явление электрохемилюминесценции (ЭХЛ) представляет собой излучение света, которое возникает в процессе электролиза сложных органических соединений, и успешно применяется в ЭХЛ-излучательных устройствах. С другой стороны, ЭХЛ нашло применение в физико-химическом анализе в задачах экологии, химии, биологии, медицины, в иммунном анализе. Кванты ЭХЛ являются продуктами образования электронно-возбужденных частиц в результате гомогенных химических реакций переноса электрона. Кинетика и механизм этих реакций зависит не только от состава ЭХЛ-композиции, электролита и растворителей, но и в значительной степени от конфигурации ЭХЛ-ячейки (объемная или тонкослойная), а также от приложенного потенциала (импульсный или ток/напряжение) и т.п. Представлено математическое и численное моделирование для решения задачи переноса заряда в тонкослойных безэлектролитных ячейках.

Ил.2. Библиогр.: 9 назв.

Моделивання процесів в електрохемілюмінесцентних випромінювальних приладах та їх використання / І.Б. Свирь, А.І. Бих // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 110. С.164-169.

Явище електрохемілюмінесценції (ЕХЛ) є випромінювання світла, що виникає в процесі електролізу складних органічних речовин й успішно використовується в електрохемілюмінесцентних випромінювальних приладах. З іншого боку, ЕХЛ знайшло застосування у фізико-хімічному аналізі в задачах екології, хімії, біології, медицини та імунному аналізі. Кванти ЕХЛ є продуктами утворення електронно-збуджених часток у процесі гомогенних хімічних реакцій переносу електрона. Кінетика та механізми цих реакцій залежать не тільки від складу ЕХЛ-композиції, електроліту та розчинників, а й значною мірою від конфігурації ЕХЛ-комірки (об'ємна або тонкошарова), а також від прикладеного потенціалу (імпульсний або струм/напруга) тощо. Представлено математичне та чисельне моделювання для розв'язання задачі масоперенесення в тонкошарових безэлектролітних комітках.

Іл.2. Бібліогр.: 9 назв.

Modeling of processes in electrochemiluminescence emitting devices and their application / I. B. Svir', A. I. Bykh // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P.164-169.

The electrogenerated chemiluminescence (ECL) is a light-emitting phenomenon that arises during electrolysis of many organic compounds solutions and it has successful utilisation in the ECL emitting devices. On the other hand the ECL has applications in the physical and chemical analysis in ecology, chemistry, biology, medicine, immunoassays. ECL quanta are emitted by electronically excited molecules of pointed compounds products of homogeneous solution chemical electron-transfer reactions. Those reactions kinetic and mechanism depend strongly not only over ECL composition nature, electrolyte and solvents, but in great extent over ECL cell (volumetric or thin-layer) configuration, electrolysis mode (pulsed or direct current/voltage) etc. The mathematical modeling and digital simulation to solve a mass-transfer problems in thin-layer electrolyte-free cells are presented.

2 fig. Ref.: 9 items.

УДК 535.43: 621.373.826

О подавлении зеркального отражения при резонансной дифракции на хорошо отражающей поверхности / Н.А. Балахонова, А.А. Кац, И.В. Кац, И.С. Спёвак // Радиотехника. Всеукр. межвед. наук.-техн. сб. 1999. Вып.109. С. 170-175.

Рассмотрен эффект полного подавления зеркального отражения (ППЗО) при резонансной дифракции излучения на поверхности хорошо отражающей среды, возникающий благодаря наличию решеток оптических параметров или рельефа. Получены простые аналитические формулы, с помощью которых найдены параметры решеток, дифракция на которых приводит к ППЗО, проанализированы условия реализации эффекта.

Ил. 5. Библиогр.: 4 назв.

УДК 535.43: 621.373.826

Про заглушення дзеркального відбивання під час резонансної дифракції на добре відбивальній поверхні / Н.О. Балахонова, Г.О. Кац, І.В. Кац, І.С. Спёвак // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 170-175.

Розглянуто ефект повного заглушення дзеркального відбивання (ПЗДВ) під час резонансної дифракції випромінювання на поверхні добре відбивального середовища завдяки наявності решіток оптичних властивостей або рельєфу. Отримані прості аналітичні формули, за допомогою яких визначені параметри решіток, дифракція на яких призводить до ПЗДВ, та проаналізовані умови реалізації ефекту.

Лл. 5. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 535.43: 621.373.826

To the problem of specular reflection suppression through the resonance diffraction at highly reflecting surface / N.A. Balakhonova, A.A. Kats, A.V. Kats, I.S. Spevak // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 170-175.

The effect of total suppression of specular reflection (TSSR) due to the resonance radiation diffraction at gratings formed by surface relief or optical parameters of high reflection media is under consideration. Simple analytical expressions are obtained what make it possible to determine grating parameters that guarantee TSSR occurrence for the diffraction. The necessary conditions for the effect existence are analyzed as well.

5 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.375.826

Принципы и методы электронно-оптической гироскопии / Б.Ф.Алексеев, П.А. Демьяненко, М.И.Прокофьев // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 176-179.

Рассмотрены физические принципы и технические методы построения электронно-оптических гироскопов, главным образом атомных и лазерных. Отмечаются несомненные достоинства таких гироскопов по сравнению с традиционными механическими гироскопами, а также трудности, в основном технического характера, возникающие на пути реализации их потенциальных возможностей даже в экспериментальных макетах.

Библиогр.: 17 назв.

УДК 621.375.826

Принципи і методи електронно-оптичної гіроскопії / Б.Ф.Алексеев, П.А.Дем'яненко, М.І.Прокоф'єв. // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип.110. С. 176-179.

Розглянуто фізичні принципи та технічні методи побудови електронно-оптичних гіроскопів, переважно атомних і лазерних. Відзначено безсумнівні переваги таких гіроскопів порівняно з традиційними механічними гіроскопами, а також труднощі, в основному технічного характеру, що виникають на шляху реалізації їх потенційних можливостей навіть в експериментальних макетах.

Бібліогр.: 17 назв.

UDC 621.375.826

Principles and metodes of electronics and lasers gyroscopy / B.F.Alekseyev., P.O. Demyanenko, M.I.Prokof'yev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 110. P. 176-179.

Physical principles and engineering methods of the electronic-optical gyroscopes construction, mainly atomic and laser ones, are considered. Obvious merits of such gyroscopes against conventional mechanical ones as well as difficulties mainly of the technical nature arising in their inherent potentialities realization even in the experimental models are pointed out.

Bibl. 17 items

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ

РАДІОТЕХНІКА

Випуск 110

Російською мовою

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

РАДИОТЕХНИКА

Выпуск 110

Редактор *О.Г. Троценко*

Комп'ютерна верстка *Л.Ю. Світайло*

Підп. до друку 26.07.99. Формат 60x84/16.

Умов. друк. арк. 12,25. Обл.-вид. арк. 14,0.

Зам. № 232.

Ціна договірна.

Папір офсет.

Друк офсет.

Тираж 100 прим.

Харківський державний технічний університет радіоелектроніки (ХТУРЕ).
Україна, 61166 Харків, просп. Леніна, 14.

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано
в учбово-виробничому видавничо-поліграфічному центрі ХТУРЕ.
Україна, 61166 Харків, просп. Леніна, 14.