ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

ISSN 1728-2306

– РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА 🗉



Засновано 1999 року

Публікуються результати експериментальних і теоретичних досліджень у галузях фізичної електроніки, фізики плазми, фізики поверхні твердого тіла, емісійної електроніки, кріогенної та мікроелектроніки, високотемпературної надпровідності, квантової радіофізики, функціональної електроніки, твердотільної електроніки, голографічного запису та відтворення інформації, мобільного зв'язку, медичної радіофізики, методів отримання діагностичної інформації та її комп'ютерної обробки.

Для науковців, викладачів вищої школи, студентів.

Experimental and theoretical contributions are published in the following fields: physical electronics, plasma physics, solid-state surface physics, emission electronics, cryogenic electronics, microelectronics, high-temperature supercondactive electronics, solid-state electronics, functional electronics, microwave electronics, quantum electronics, mobile communication, holographic record and reconstruction of information, medical radiophysics, methods of receipt and computer processing of diagnosis information

Designed for researches, university teachers, students.

ВІДПОВІДАЛЬНИЙ РЕДАКТОР	В.І. Григорук, д-р фізмат. наук, проф.
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	С.М. Левитський, д-р фізмат. наук, проф. (заст. відп. ред.); І.О. Анісімов, д-р фізмат. наук, проф. (наук. ред.); Т.В. Родіонова, канд. фізмат. наук, ст. наук. співроб. (відп. секр.); В.І. Висоцький, д-р фізмат. наук, проф.; В.В. Данилов, д-р фізмат. наук, проф.; В.І. Кисленко, канд. фізмат. наук, доц.; В.Ф. Коваленко, д-р фізмат. наук, проф.; М.В. Кононов, канд. фізмат. наук, доц.; Г.А. Мелков, д-р фізмат. наук, проф.; В.А. Скришевський, д-р фізмат. наук, проф.
Адреса редколегії	03127, Київ-127, вул. Глушкова, 2, корп. 5, радіофізичний факуль- тет; 🖀 (38044) 526 0560
Затверджено	Вченою радою радіофізичного факультету 10.10.05 (протокол № 2)
Атестовано	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 3-05/11 від 15.12.04
Зареєстровано	Міністерством інформації України. Свідоцтво про Державну реєстрацію КІ № 251 від 31.10.97
Засновник та видавець	Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" Свідоцтво внесено до Державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02
Адреса видавця	01601, Київ-601, б-р Т.Шевченка, 14, кімн. 43 窗 (38044) 239 3172, 239 3222; факс 239 3128
	Парадини и порединальний університет імені Тараса Шевченка

Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", 2006

анскиоа, ничиорук 1. Бедахо О. Слектороний вазына Аладильованого алектронного потоку у славконеоднордний замагниченій плази!	··· · · · · ·	
Бадох О. Спонтронилузьский метод деструкції эношених автомобільних шиж	Анісімов I., Ничипорук Т. Перехідне випромінювання модульованого електронного потоку у слабконеоднорідній замагніченій плазмі	
ладио. Бактронитульский метод деструкції зношених автомобільних шин	Former O	
Бразнаць С. Прине В. Иурашов В. Сорока О. Вассоялагений метод объисления траниијених комп'ютерно синтезованих голограм	зедох о. Електроімпульсний метод деструкції зношених автомобільних шин	
Васора Д. Куширенко В., Никда Г., Палок С., Третик О. Ванскара Д., Куширенко В., Никда Г., Палок С., Третик О. Виличенки параметрів додаткового рекокбіваційного центра в забороненій зоні кремнівсих силових діодів	Брагінець Є., Гірник В., Курашов В., Сорока О.	
Васнора Д., Куширенко В., Ниндар F., Паллок С., Тротик О. Вилиначения параметрів додатилового реконбінаційного центра в забороненій зоні креминіских силових діодів	Здосконалений метод обчислення тривимірних комп'ютерно синтезованих голограм	
Васючка В., Пазовський В., Мойсесню В., Чумак А. Вплие ефективних параметрів плівох заліво-трівеото гранату на хараттеристики пасивної лінії затрімни	Васюра Д., Кушніренко В., Нінідзе Г., Павлюк С., Третяк О. Визначення параметрів додаткового рекомбінаційного центра в забороненій зоні кремнієвих силових діодів	1
аплие едективних параметрів плівок заліво-трієвого гранату на харатеристихи пасивної лінії затрими	Васючка В., Лазовський В., Мойсеєнко В., Чумак А.	
Гайдай КО, Сидоренко В., Сінькевич О., Кіпоть С., Ореховський В. Ближньопольвий мікрохвильовий мікроскол з активним зондом	эплив ефективних параметрів плівок залізо-прієвого гранату на характеристики пасивної лінії затримки	
анимноллановии мнрохильвани мнроскоп з активним зондом	Гайдай Ю., Сидоренко В., Сінькевич О., Кіпоть С., Ореховський В.	
іванов I. Срушевський В. Автоматизований комплекс для ін-situ контролю параметрів росту тонких шарів поруватого хремнію	элижньопольовии мікрохвильовии мікроскоп з активним зондом	1
Автоматизований комплекс для іп-situ контролю параметрів росту тонких шарів поруватого кремнію	Іванов I., Скришевський В.	
Іванчук А., Кононов М. Кодування зображень за допомотою локальних: самовпорядкованих карт ознак з релакощиним механізмом кластеризації	Автоматизований комплекс для in-situ контролю параметрів росту тонких шарів поруватого кремнію	
Кодування зображень за допомогою локальних самовпорядкованих карт ознак з релакоаційним механізмом кластеризації	ванчук А., Кононов М.	
Ільченко В., Гуль Р., Телега В., Ющенко А., Коротченков Г., Лісняк П. Дослідження чутливості гетеростругур SnO-p-Sis пористою та суцільною плівкоо діоксиду олова, виготовлених піролітичним методом	Кодування зображень за допомогою локальних самовпорядкованих карт ознак з релаксаційним механізмом класто	еризації 2
Дослідивення чутливості тетероструктур ShO ₂ -p-Si з пористою та суцільною плівкою діоксиду олова,	прченко В., Гупр Р., Тепега В., Юшенко А., Коротченков Г., Пісняк П	
зиотовлених піролітичним методом	Дослідження чутливості гетероструктур SnO ₂ -p-Si з пористою та суцільною плівкою діоксиду олова,	
Кислюк В., Проколенко О., Пустильник О. Про вибр матеріалу підкладки для створення резонансних детекторів міліметрового діапазону на основі гратки джозефсонівських контактів	зиготовлених піролітичним методом	
Про вибір матеріалу підкладки для створення резонансних детекторів міліметрового діалазону на основі тратки джозефсонівських контактів	Киспюк В., Проколенко О., Пустильник О.	
на основі гратки джозефсонівських контактів	Про вибір матеріалу підкладки для створення резонансних детекторів міліметрового діапазону	
Кравченко О., Юрчук М., Лиситченко Т. Іонно-акустичні ударні хвилі у плазмових зустках	на основі гратки джозефсонівських контактів	
онно-акустичні ударні хвилі у плазмових згустках	Сравченко О., Юрчук М., Лиситченко Т.	
Курашов В., Соловйов В. Проблема радіаційної діагностики як задача багатовимірного статистичного аналізу	онно-акустичні ударні хвилі у плазмових згустках	
Певитський С. Деякі ілюстративні аналогії між положеннями квантової механіки та теорією електричних кіл	Курашов В., Соловйов В. Проблема радіаційної діагностики як задача багатовимірного статистичного аналізу	3
Адакт опостративні аналолії між положеннями країї ової медаліки та теорією влектричних кої Максюта Л., Барчук О., Курашов В., Максюта М. Фрактальність процесу поширення оптичного випромінювання у поглинаючих і диспергуючих середовищах	Певитський С. Поди і постративні анадовії між водожоннями кранторої мохоніки та тоорісю одоктринних ків	-
Максюта М. Фрактальний сценарій виникнення різних форм матерії		
Фрактальний сценарій виникнення різних форм матерії	Максюта М.	
Максюта Л., Барчук О., Курашов В., Максюта М. Фрактальність процесу поширення оптичного випромінювання у поглинаючих і диспергуючих середовищах	Фрактальний сценарій виникнення різних форм матерії	
Фрактальність процесу поширення оптичного випромінювання у поглинаючих і диспергуючих середовищах	Максюта Л., Барчук О., Курашов В., Максюта М.	
Барабанов О., Косогор А., Опанасюк В. Комп'ютерна обробка результатів досліджень мартенситних перетворень	Фрактальність процесу поширення оптичного випромінювання у поглинаючих і диспергуючих середовищах	
Комп'ютерна обробка результатів досліджень мартенситних перетворень	Барабанов О., Косогор А., Опанасюк В.	
Коваленко А., Курашов В. Регуляризація оберненної задачі статистики фотовідліків	Комп'ютерна обробка результатів досліджень мартенситних перетворень	
Регуляризація оберненної задачі статистики фотовідліків	Коваленко А., Курашов В.	
Коблянський Ю., Малишев В., Філь В. Експериментальне дослідження магнітостатичного відлуння у сферах залізо-ітрієвого гранату за наявності доменної структури	^р егуляризація оберненної задачі статистики фотовідліків	
Сослиський Ю., малиась Р., стив В. Експериментальне дослідження магнітостатичного відлуння у сферах залізо-ітрієвого гранату за наявності доменної структури	Кобланський Ю. Малишев В. Філь В.	
за наявності доменної структури	Експериментальне дослідження магнітостатичного відлуння у сферах залізо-ітрієвого гранату	
	за наявності доменної структури	
	Y	

Anisimov I., Nychyporuk T. Transition radiation of the unbounded modulated electron beam in the weakly inhomogeneous magnetized plasma	4
Bedjukh O. The electro-impulse method of destruction of post-consumer tires	8
Braginets E., Girnyk V., Kurashov V., Soroca A. Advanced method of computation three-dimensional computer-generated holograms	. 10
Vasyura D., Ninidze G., Kushnirenko V., Pavlyuk S., Tretyak O. Parameter determination of the additional recombination center in forbidden band of the silicon power diodes	. 13
Vasyuchka V., Lazovskiy V., Moyseenko V., Chumak A. Influence of effective yittrium-iron garnet film parameters on passive delay line characteristics	. 15
Gayday Yu., Sidorenko V., Sinkevitch O., Kipot S., Orehovskiy V. Scanning near-field microwave microscope with active probe	. 19
Ivanov I., Skryshevsky V. Automated complex for in-situ control of growth parameters of thin porous silicon layers	. 21
Ivanchuck A., Kononov M. Image coding by the local self-organizing feature maps formed with relaxated clustering.	. 24
Il'chenko V., Gul R., Telega V., Yushchenko A., Korotchenko G., Lisnyak P. Investigation of the gas sensitivity the geterostructures with porous and continuous dioxide of tin film the obtained by the method of pyrolytic deposition	. 27
Kislyuk V., Prokopenko O., Poustylnik O. Selection of substrate material for creation of resonance detectors in millimeter wave-band using josephson junction arrays	. 29
Kravchenko O., Yurchuk M., Lisitchenko T. Ion acoustic shocks in dust clouds	. 32
Kurashov V., Solovjov V. The problem of radiation diagnostics as a problem of multivariate statistical analysis	. 35
Levitsky S. Some illustrative quantum mechanics and theory of electric analogies between the theses of circuits	. 38
Maksyuta N. Fractal scenario of the origin of the various forms of substance	. 39
Maksyuta L., Barchuk O., Kurashov V., Maksyuta N. Fractality of the process of optical signals propagation in absorptive and dispersive media	. 43
Barabanov O., Kosogor A., Opanasjuk V. Computer treatment of results of martensitic transformations investigations	. 46
Kovalenko A., Kurashov V. Regularization of inverse problem of photocount statistics	. 49
Kobljansky Yu., Malyshev V., Fil V. Experimental investigation of magnetostatic echo effects in YIG spheres under multidomain structure existing	. 54

UDK 533.951

I. Anisimov, Dr. Sci., T. Nychyporuk, post grad. stud.

TRANSITION RADIATION OF THE UNBOUNDED MODULATED ELECTRON BEAM IN THE WEAKLY INHOMOGENEOUS MAGNETIZED PLASMA

Transition radiation of the unbounded modulated electron beam moving along the concentration gradient of the cold planarly stratified weakly inhomogeneous plasma is calculated for the case of strong external magnetic field parallel to the concentration gradient. It is shown that the local plasma resonance region (LPRR) and the local Cherenkov resonance region (LChRR) put the main contribution to the radioemission that also substantially depends on the direction of electron beam.

Розраховано перехідне випромінювання модульованого електронного потоку, що рухається вздовж градієнта концентрації плоскошаруватої слабконеоднорідної холодної плазми в сильному магнітному полі, що також спрямоване вздовж градієнта концентрації плазми. Показано, що величина випромінювання визначається переважно внесками від областей локальних плазмового та черенковського резонансів і суттєво залежить від напрямку руху електронного потоку.

1. Introduction

Transition radiation of the modulated electron beams in the inhomogeneos plasma is interesting due to he possible construction of the beam-plasma devices of direct radiation [11], explanation of the mechanism of the astrophysical objects radioemission [8], etc. From a physical point of view the presence of magnetic field (in comparison with the isotropic plasma [5]) results to appearance of one more region (besides local plasma resonance region (LPRR)) of intensive transformation of beam waves into electromagnetic waves. This is the local Cherenkov resonance region (LChRR), where the electron beam velocity coincides with the phase velocity of electromagnetic waves [6].

For magnetized plasma the problem of transition radioemission was solved in [1, 6-7, 9], but the analysis executed there was incomplete. For example, in [6] a selfconsistent calculation of mutual transformation of eigen waves was made for the radially unbounded electron beam moving parallelly to the infinite magnetic field along the concentration gradient of warm plasma with the linear concentration profile. The problem was solved by the method of the Laplace contour integrals. It led to obtaining of the volumetric and incomprehensible formulas. Numerical estimations for these formulas are impossible. In [9] the inhomogeneous magnetized beam-plasma waveguide was examined. At the first step the problem was calculated in the given current approximation for the linear concentration profile, but only emission into plasma was found. Then the self-consistent calculation for weakly inhomogeneous plasma with arbitrary profile was made, but only transformation ratios into waves codirectional with the beam were found. In [7] the transition radiation of the point charge moving along the concentration gradient of the magnetized plasma with the model concentration profile $n(z) = n_0 / [1 + \exp(-z/L)]$ was calculated in the given current approximation. Finally, in [1] the transition radiation in the inhomogeneous magnetized plasma waveguide was examined, but only contribution from LPRR was considered.

In this work the transition radioemission of the radially unbounded modulated electron stream moving through the fuzzy boundary of cold planarly stratified plasma is examined. Strong magnetic field is directed parallel to the concentration gradient. The calculation is made in the given current approximation. Radiation into the vacuum and into the dense plasma was found for both possible directions of electron beam.



2. Model description and basic equations

Cold plasma is considered. The plasma concentration depends only on one coordinate z and monotonically increases from 0 with the growing of z (fig. 1a).

The characteristic length of the inhomogeneity L is considered to be large ($k_0L>>1$, $k_0L=\omega/c$). Stationary uniform strong magnetic field ($\omega_c = eB_0 / mc >>\omega$) is directed along *z*-axis. Monoenergetic charge compensated radially unbounded electron beam moves along the magnetic field forming the current density wave:

$$\vec{j}(\vec{r},t) = \vec{e}_z j_m \exp[i(\omega t - \vec{\kappa}\vec{r})], \quad \vec{\kappa} = \{0; \kappa_\perp; \kappa_{\prime\prime}\}, \\ \kappa_{\prime\prime} = \omega/v_0$$
(1)

(ω is the modulation frequency, v_0 is the electron beam velocity). The current density (1) is considered to be given.

The equation that describes the electromagnetic wave excitation by the current wave (1) has a form:

$$\frac{d^2 H_x}{dz^2} + (k_0^2 - \frac{\kappa_\perp^2}{\varepsilon_{//}})H_x = i\frac{4\pi\kappa_\perp}{c\varepsilon_{//}}j_m \exp(i(\omega t - \kappa_{//}z)), \quad (2)$$

where $\varepsilon_{\parallel}(z) = 1 - 4\pi n_p(z)e^2 / m\omega(\omega - i\delta)$ is the longitudinal component of the plasma dielectric permeability tensor.

The left part of (2) describes the wave propagation in inhomogeneous plasma. For the concentration profile of plasma shown on fig. 1a the square of the wave vector zcomponent varies spatially as shown on fig. 1b. For small and above-critical concentration of plasma the transparency regions are separated by the opacity region that is bounded by the reflection point (from the side of small concentration) and by local plasma resonance region (from the side of large concentration). To the right of LPRR where electromagnetic wave is severely slow the local Cherenkov resonance region (synchronism point of electromagnetic wave and electron beam) is located.

For the uniform plasma (at $z \rightarrow \pm \infty$) solution of the equation (2) can be substituted as a sum of the electromagnetic field of the modulated electron stream (1) and fields of electromagnetic waves propagating from the plasma inhomogeneity region. Finding of the amplitudes of these electromagnetic waves is the goal of the following calculation.



Fig. 1: *a* – configuration of the singular points (1 – reflection point, 2 – local plasma resonance point, 3 – local Cherenkov resonance point, 4 – opacity barrier, 5 – transparency region);

b – spatial dependence of the longitudinal component of wave vector of the electromagnetic wave

3. Wave transformation regions

Since characteristic length of the inhomogeneity L is considered significantly lager then the length of emitted waves, solution of equation (2) can be found as a sum of three summands. They are native electromagnetic field of the modulated electron beam and fields of the forward and

$$H(z) = \frac{1}{c\epsilon_{//}(k_0^2 - \kappa_{//}^2 - \kappa_{/}^2 - \kappa_$$

In the homogeneous plasma (3) with $C_{\pm}(z) = {\rm const}$ would be the exact solution of (2). But in the inhomogeneous plasma the mutual transformation of these waves can take place, so the geometric-optical magnitudes of electromagnetic waves C_{\pm} depend on z.

backward electromagnetic waves. The last terms can be written in the approximation of geometric optics (the method developing below is the modification of the method applied in [12] to analyze the distributed reflection of the waves in weakly inhomogeneous medium, see [3, 13] as well):

$$(z) = \frac{i4\pi\kappa_{\perp}j_m \exp(-i\kappa_{//}z)}{c\varepsilon_{//}(k_0^2 - \kappa_{//}^2 - \kappa_{\perp}^2/\varepsilon_{//})} + \frac{C_+(z)}{\sqrt{k_z}} \exp(i\psi) + \frac{C_-(z)}{\sqrt{k_z}} \exp(-i\psi), \qquad (3)$$

The ratio (3) contains two new functions $C_{\pm}(z)$ instead of one unknown function H(z), so it is necessary to impose the supplementary condition for their univalent determination. Assume that the second derivative of the function H(z) doesn't hold the second derivations of $C_{\pm}(z)$. Hence the supplementary condition for univalent determination of functions $C_{+}(z)$ can be written as:

$$\frac{i4\pi\kappa_{\perp}j_m\exp(-i\kappa_{//}z)}{c}\frac{d}{dz}\left[\frac{1}{\varepsilon_{//}(k_0^2-\kappa_{\perp}^2-\kappa_{\perp}^2/\varepsilon_{//})}\right] + \exp(i\psi)\frac{d}{dz}\left[\frac{C_+(z)}{\sqrt{k_z}}\right] + \exp(-i\psi)\frac{d}{dz}\left[\frac{C_-(z)}{\sqrt{k_z}}\right] = 0.$$
(4)

Substitution of the solution (3) into equation (2) and condition (4) results to one more equation holding the functions $C_\pm(z)$ and their derivatives $dC_\pm(z)/dz$. After solving this

equation together with (3) about the derivatives $dC_{\pm}(z)/dz$, one can obtain another ratio determining the spatial variation of geometric-optical amplitudes of electromagnetic waves:

$$\frac{dC_{-}}{dz} = \frac{1}{4k_{z}^{2}} \frac{\kappa_{\perp}^{2}}{\varepsilon_{//}^{2}} \frac{d\varepsilon_{//}}{dz} \exp(2i\psi)C_{+} + i\frac{2\pi\kappa_{\perp}j_{m}(k_{0}^{2} - \kappa_{//}^{2})}{c\varepsilon_{//}^{2}\sqrt{k_{z}}(k_{z}^{2} - \kappa_{//}^{2})(k_{z} - \kappa_{//})} \frac{d\varepsilon_{//}}{dz} \exp(i\psi - i\kappa_{//}z);$$
(5)

$$\frac{dC_{+}}{dz} = \frac{1}{4k_{z}^{2}} \frac{\kappa_{\perp}^{2}}{\varepsilon_{//}^{2}} \frac{d\varepsilon_{//}}{dz} \exp(-2i\psi) C_{-} - i \frac{2\pi\kappa_{\perp} j_{m}(k_{0}^{2} - \kappa_{//}^{2})}{c\varepsilon_{//}^{2} \sqrt{k_{z}}(k_{z}^{2} - \kappa_{//}^{2})(k_{z} + \kappa_{//})} \frac{d\varepsilon_{//}}{dz} \exp(-i\psi - i\kappa_{//}z).$$

First terms in the right sides of the set (5) describe the mutual transformation of the forward and backward electromagnetic waves, i.e. the distributed reflection. It takes place everywhere where the derivative $d\varepsilon_{\parallel}/dz$ is nonzero, and it is most effective in the vicinity of the reflection point ($k_z = 0$) and local plasma resonance region ($\varepsilon_{\parallel} = 0$), where corresponding expressions have the second order singularities.

Second terms describe the transformation of the current wave into electromagnetic waves. This process also takes place in the regions, where $d\varepsilon_{\parallel}/dz \neq 0$. It is most effective in LPRR (second order singularity), in LChRR, where $k_z = \kappa_{\parallel}$ (second order singularity for the wave co-directional with electron beam and first order singularity for the wave oncoming to the beam) and in the vicinity of the reflection point (0.5 order singularity). The dependence of the left terms of the system (5) versus coordinate (in logarithmic scale) is shown on the fig. 2.





and LChRR (B): 1 – co-directional wave; 2 – oncoming wave (in logarithmic scale) 4. Method of analysis of the radiation amplitude

Formulas (5) are inconvenient for straightforward calculation of the amplitudes of the exited electromagnetic waves. Therefore the method of Green's function was used [9]:

$$H(z) = \mathbf{Y}_{1}(z) \int_{-\infty}^{z} \frac{\mathbf{Y}_{2}(z)f(z)}{W} dz + \mathbf{Y}_{2}(z) \int_{z}^{\infty} \frac{\mathbf{Y}_{1}(z)f(z)}{W} dz ,$$
(6)

where $Y_{1,2}$ are the solutions of the homogeneous wave equation that for $z\to\pm\infty$ represent the waves running from the transformation region to the right and to the left respectively, yet corresponding integrals determine the amplitudes of these waves.

The homogeneous equation (2) with linear profile of plasma concentration:

$$n_p(z) = (m\omega^2 / 4\pi e^2)(z/L)$$
, (7)

where L is the characteristic length of the plasma inhomogeneity, is reduced to a confluent hypergeometric equation. For these case the solutions $Y_{1,2}$ can be represented in a form:

$$Y_{1}(\xi) = H_{x1}(\xi) + \frac{\exp(-\pi\zeta_{0}/2)}{\Gamma(1+i\zeta_{0}/2)}H_{x2}(\xi) , \ Y_{2}(\xi) = H_{x2}(\xi) , \ (8)$$

where

$$H_{x1}(\xi) = \frac{\xi}{2} \exp\left(-\frac{\xi}{2}\right) {}_{1}F_{1}\left(1 - i\frac{\zeta_{0}}{2}, 2, \xi\right);$$

$$H_{x2}(\xi) = \frac{\xi}{2} \exp\left(-\frac{\xi}{2}\right) \Psi\left(1 - i\frac{\zeta_{0}}{2}, 2, \xi\right),$$

$$\zeta = k_{0}z; \ \zeta_{0} = \kappa_{\perp}^{2}L/k_{0}, \qquad (9)$$

 $_{1}F_{1}(a,b,z)$ and $\Psi(a,b,z)$ are Kummer and Trikkomi functions respectively.

The condition of detachment of the plasma resonance and Cherenkov resonance points for cold weakly inhomogeneous plasma with the effective frequency of the electronic collisions v can be represented in a form:

$$\nu/\omega << (\kappa_{\perp}/k_0)^2 v_0^2 (c^2 - v_0^2)^{-1}.$$
 (10)

This condition is considered to be satisfied. Hence, the contributions from LPRR and LChRR to the integrals (6) can be calculated separately. Since in LPRR the integration element has singularity [5], the residue method can be applied. In LChRR

$$H_{\nu} = \frac{8\pi^2 \kappa_{\perp} L j_m}{ck_0 ch(\pi\varsigma_0/2)\Gamma(1-i\varsigma_0/2)} \exp\left[-\frac{\kappa_{//} \nu L}{\varpi} - \pi\varsigma_0/4 - i\left(|\varsigma_0| - \frac{\varsigma_0}{2} \ln|2\varsigma|\right)\right]. \tag{11}$$

LChRR practically doesn't give the contribution into the radiation into vacuum because only the wave co-directional with the beam is excited in that region (in that case such wave moves into the plasma).

The dependence of the radiation amplitude on the parameters L and κ_{\perp} is shown on fig. 3,a. For the low values of $\mathit{L}\,$ and $\,\kappa_{\!\perp}\,$ the dimensions of LPRR and the overlap between the excited wave and the field of the modulated

electron stream is small as well. For the high values of these parameters the width of the opacity region $\kappa_{\perp}L/k_0$ between the reflection point and LPRR increases, it prevents the radiation yield into vacuum. Hence there is a maximum on fig 3,a. It is shifted to low values of L with the increase of κ_1 .

the derivative of phase of the rapidly oscillating function $\int |k_z(z) - \kappa_{\prime\prime}| dz$ takes a zero value therefore it is convenient

to apply the stationary phase method. For the integration ele-

the direction of electron stream, so let us examine separately the cases of the beam moving into the dense plasma

The result of the calculation substantially depends on

5. Radioemission of the electron stream moving into plasma

According to the calculation, the amplitude of emission

ments in (6) the formulas (8) - (9) can be employed.

into the vacuum from LPRR is given by the formula:

and the beam moving into the vacuum.

The radiation into the plasma is assigned by the ratio

$$H_{p} = \frac{8\pi^{3/2}ij_{m}}{c\varepsilon_{l/k_{0}}} \sqrt{\frac{\kappa_{l/L}}{\varepsilon_{l/}(z_{0})}} \exp\left[-i\left(\frac{\pi}{4} + |\varsigma| + \frac{\varsigma_{0}}{2}\ln|2\varsigma| - \Delta\Phi\right)\right] + \frac{8\pi^{2}\kappa_{\perp}Lj_{m}}{ch(\pi\varsigma_{0}/2)\Gamma(1+i\varsigma_{0}/2)} \exp\left[-\frac{\kappa_{l/}\nu_{L}}{\varpi} + \frac{\pi\varsigma_{0}}{4} - i\left(|\varsigma| + \frac{\varsigma_{0}}{2}\ln|2\varsigma|\right)\right],$$
(12)

where

$$\beta = \frac{v_0}{c}, \ \Delta \Phi = \frac{\kappa_{\perp}^2 L}{k_0} \left(\frac{\beta_0}{1 - \beta_0^2} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_0}{1 - \beta_0} \right), \tag{13}$$

 $ck_0ch(\tau$

the way between LPRR and LChRR (fig. 4,a). The first term in the right side of (12) is the contribution from LPRR, the second one – from LChRR.

 k_0L









Fig. 5. The character of the field features in LPRR (real (1) and imaginary (2) parts of the complex amplitude for the cases of zero (a) and non-zero (b) angle between the magnetic field and concentration gradient of plasma (from [4])

The dependence of the radiation amplitude into plasma on the parameters L and κ_{\perp} is shown on fig. 3b. First of all it is necessary to note that the maximum amplitude of the emission into plasma exceeds by the order the amplitude of the radiation into vacuum. This is the result of an absence of the opacity barrier for electromagnetic waves between LPRR and dense plasma (fig. 4b). For this case both LPRR and LChRR give the contributions to the radiation into plasma. For high values of parameters L and κ_{\perp} the amplitude of the radiation is determined by the interference of these contributions.

The contribution from LPRR into radiation in both directions sharply decreases for non-zero angles between the plasma concentration gradient and external magnetic field because in that region the habit of field singularities changes [4], that was first indicated in [2] (fig. 5). But the contribution from LChRR apparently doesn't change.

6. Radioemission of the electron beam moving from plasma

For modulated electron beam moving from plasma it should be noted that the electromagnetic wave excited in LPRR being co-directional with the beam doesn't reflect back into the dense plasma. In LPRR it transforms into the Langmuir wave that disappears because of Landau damping and partially percolates into vacuum [10, 14]. According to the calculation, there is no emission from LPRR at all [1, 7]. There is no contribution from LChRR into the codirectional wave, too. So the radioemission into plasma practically is not excited. Radioemission into vacuum is formed only by the excitation of the co-directional wave in LChRR and its penetration through the opacity barrier:

$$H_{\nu} = \frac{8\pi^{3/2} i j_m \Gamma(1 - i \zeta_0/2)}{c k_0 \Gamma(1 + i \zeta_0/2)} \sqrt{\kappa_{//L}} \exp\left[i\left(\frac{\pi}{4} - |\varsigma| + \frac{\zeta_0}{2} \ln|2\varsigma|\right)\right].$$
(14)

Dependence of the radiation amplitude (14) versus parameters L and κ_{\perp} is shown on fig. 6. Similarly to the preceding case the radiation pattern is formed by the characteristics of the opacity barrier.





Fig. 6. The radiation amplitude into vacuum (in arbitrary units) versus parameters L and κ_{\perp} for the beam moving into vacuum 7. Conclusion

1. The most intensive transformation of the current wave of the modulated electron beam into the electromagnetic waves occurs in LChRR (where predominantly the wave co-directional with an electron beam is excited), LPRR and in the vicinity of the reflection point

2. For the modulated electron beams moving into plasma the electromagnetic waves are emitted predominantly into the dense plasma, being excited in LPRR and LChRR. Emission into vacuum in this case is excited in LPRR and penetrates through the opacity barrier.

3. For the modulated electron beams moving into vacuum electromagnetic waves are emitted only into the vacuum being excited in LChRR and penetrated through the opacity barrier. Emission into plasma is vanished because the co-directional wave excited in LChRR is predominantly absorbed and the oncoming one isn't excited at all.

1. Анисимов И.А., Стефановский Д.Г. Возбуждение электромагнитных волн модулированным электронным потоком в слабонеоднородной изотропной плазме // УФЖ, 1988. - Т. 33, № 1. - С.38-40. 2. Анісімов І.О., Довбах С.В. Про можливість керування напрямком перехідного випромінювання модульованого електронного потоку в замагніченій плазмі // Вісн. Київ. ун-ту. Сер.: фіз.-мат. науки, 1994. – С. 20-274. З. Давыдова Т.А. Линейная трансформация волн в неоднородной плазме // УФЖ, 1973. - Т. 18, № 12. - С. 2040-2048. 4. Долгополов В.В. Об особенностях электромагнитного поля в неоднородной магнитоактивной плазме // ЖТФ, 1966. - Т. 36, № 2. - С. 273-279. 5. Галеев А.А. Переходное излучение равномерно движущегося заряда на размытой границе двух сред // ЖЭТФ, 1964. - Т. 46, № 4. -С. 1335-1343. 6. Ерохин Н.С., Моисеев С.С. Трансформация волн в неоднородной неустойчивой плазме // ЖЭТФ, 1973. - Т. 65. - Вып. 4. -С. 1431-1447. 7. Ерохин Н.С., Кузелев М.В., Моисеев С.С. и др. Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике. - М.,

1982. 8. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. – М., 1964. 9. Калмыкова С.С. Излучение модулированного тока и трансформация волн плотности заряда в неоднородной плазме // Физика плазмы, 1976. – Т. 2, № 4. – С.643–653. 10. Кондратенко А.Н. Проникновение поля в плазму. – М., 1979. 11. Кондратенко А.Н., Куклин В.М. Основы плазменной электроники. – М., 1998. 12. Рабинович М.И., Трубецков Д.С. Введение в теорию колебаний и волн. – М., 1984. 13. Anisimov I.O., УДК 621.311: 621.3319.44 Borisov O.A. Electrical Field Excitation in Non-Uniform Plasma by a Modulated Electron Beam // Physica Scripta, 2000. – Vol. 62, № 5. – P. 375–380. 14. White R.B., Chen F.F. Amplification and absorption of electromagnetic waves in overdence plasma // Plasma Phys., 1974. – Vol. 16, № 7. – P.569–589.

Submitted on 20.09.05

О. Бедюх, канд. фіз.-мат. наук

ЕЛЕКТРОІМПУЛЬСНИЙ МЕТОД ДЕСТРУКЦІЇ ЗНОШЕНИХ АВТОМОБІЛЬНИХ ШИН

Наведено інформацію про застосування методу магнітного удару для розділення металевого корду від гуми в зношених автомобільних шинах, а також опис і результати випробувань електроімпульсного обладнання.

Presented is information about Magnetic shock method for metallic cord and rubber separation in post-consumer tires. A description of electro-impulse installation and some results of the method application for car tires are included

Вступ

Електроімпульсний метод відокремлення металевого корду від гуми базується на поширенні потужних імпульсів електричного струму по дротах металевого корду та, як результат, взаємодії протилежно направлених струмів у цих дротах [1–5]. Між протилежно направленими імпульсами електричного струму відбувається електромагнітна взаємодія, яка веде до механічного відштовхування дротів металевого корду і, як наслідок такої взаємодії, відбувається механічне відділення дротів металевого корду від сусідніх шарів гуми в автомобільній шині. Надалі таку взаємодію називатимемо "магнітним ударом", що більше відповідає суті ефекту, який відбувається.

Крім механічної взаємодії відбувається швидкісний нагрів дротів металевого корду за рахунок проходження короткочасного потужного імпульсу електричного струму. Швидкість нагріву досягає значень 10⁶ градусів за секунду, при цьому загальний нагрів металевого корду не перевищує кількох десятків градусів. Такий нагрів призводить до виникнення термопластичних деформацій між сусідніми шарами гуми та металу. Відбувається руйнування адгезійного шару між гумою та металом і, як наслідок, чисте відокремлення металу від гуми.

Для кількісних оцінок та конструювання установок важливим є розрахунок механічної та теплової дії імпульсу електричного струму на металевий корд у шині. Якщо величина такої дії перевищить критичні порогові значення, відбувається руйнування прилеглих до металу шарів гуми і, відповідно, деструкція багатошарової композитної структури, якою є автомобільна шина, армована металевим кордом.

1. Опис технологічного процесу та обладнання

Для забезпечення проходження електричного імпульсу через усі дроти металевого корду автомобільної шини необхідно забезпечити надійний електричний контакт кінчиків дротів з електроімпульсною установкою.

Більшість шин, армованих металевим кордом, мають так звану "радіальну" конструкцію. На рис. 1 наведено типове зображення шини легкового автомобіля такої конструкції.





Рис. 1. Схематичне зображення шини легкового автомобіля з двома шарами металевого корду

Шини радіальної конструкції можуть відрізнятися вагою, розмірами та кількістю шарів металевого корду. Шини вантажних автомобілів можуть мати чотири або більше шарів металевого корду та додаткову металеву сітку навколо бортового дроту, але розташування шарів металевого корду під протектором і нахил дротів до осі шини залишаються практично незмінними в усіх шинах радіальної конструкції.

Металевий корд під протектором являє собою окремі прямі відрізки металевого дроту, електрично не зв'язаних між собою. Для ефективного підведення електричного струму до металевого корду необхідно забезпечити прямий гальванічний контакт з усіма його дротами. Крім того, у бокових частинах шини також є металевий дріт у вигляді кількох витків (до 40), які формують металеві бортові кільця (див. рис. 1). Таке розташування армуючих металевих дротів диктує послідовність дій технологічного процесу їх відділення від гуми в шинах:

 попереднє відрізання бокових частин шини таким чином, щоб кінчики всіх дротів металевого корду стали гальванічно доступні;

• пропускання потужних електричних імпульсів по металевому корду.

Тобто обладнання для деструкції автомобільних шин з металевим кордом методом "магнітного удару" має включати в себе механічну та електричну частини. Механічна частина повинна забезпечувати попередню підготовку шини, яка б забезпечувала надійний електричний контакт із джерелом електроімпульсів. Електрична частина повинна забезпечувати формування імпульсів електричного струму необхідної потужності та довжини.

На сьогодні існує надійне механічне обладнання, яке ефективно вирішує перший етап технологічного процесу з відокремлення бокових частин шини. Крім

8:

того, існує механічне обладнання яке дозволяє ефективно виривати металеві бортові кільця шин. Це механічне обладнання досить відоме й тому додатково зупинятися на ньому нема необхідності.

На рис. 2 наведено структурну схему електроімпульсної установки, яка забезпечує виконання другого етапу технологічного процесу – пропускання по металевому корду потужних електричних імпульсів:



Рис. 2. Структурна схема електроімпульсної установки:
 1 – блок автоматики, 2 – блок захисних резисторів,
 3 – трансформаторний блок, 4 – блок високовольтних конденсаторів, 5 – блок електронних комутаторів,

6 – блок технологічного навантаження, 7 – блок управління комутаторами, 8 – дистанційний пульт управління

Робота електроімпульсної установки базується на накопиченні електричної енергії у блоці високовольтних конденсаторів і розряді цієї енергії через блок електронних комутаторів на блок технологічного навантаження, який містить у собі підготовлену автомобільну шину.

Під час монтажу накопичувача енергії використано паралельно-послідовну схему з'єднання 56 високовольтних конденсаторів К41-И7 з параметрами: електрична ємність – 100 мкФ; максимальна зарядна напруга – 5 кВ. Це дало можливість забезпечити необхідні параметри накопичувача енергії: електрична ємність: $C_1 = 1400$ мкФ; максимальна зарядна напруга: $U_1 = 10$ кВ.

Електронний комутатор складається з восьми паралельних іскрових повітряних розрядників, розроблених і виготовлених спеціалістами Інституту імпульсних процесів і технологій НАН України. Максимальна енергія, що накопичувалася в імпульсі, дорівнювала:

 $E_{1p} = (C_1 U_1^2)/2 = (1400 \ 1000)/2 = 70$ кДж.

Випробування установки відбувалися в режимі короткого замикання. Типове зображення осцилограми розряду наведено на рис. 3.





Період затухаючих коливань дорівнює приблизно *T*₁ = 55 мкс. Власна електрична індуктивність установки дорівнює

 $L_{1ycr} = (T_1/2\pi)^2 / C = (55 \ 10^{-6}/2 \ 3,14)^2/1400 \ 10^{-6} = 0,054 \ 10^{-6} \ Гн.$ Максимальний електричний струм $I_{\rm m}$ розряду батареї конденсаторів:

 $I_{1m} \approx U_1 \left(C_1 / L_{1vcr} \right)^{1/2} \approx 10 \ 10^3 \left(1400 / 0.054 \right)^{1/2} \approx 1610 * 10^3 \text{ A}.$

Власний активний електричний опір установки:

$$R_1 = (2 L_{1ycr}/T_1) \ln(U_1/U_2) = (1,08 \ 10^{-7}/55 \ 10^{-6})\ln(10/8) = 0.00044 \ \text{Om}.$$

де U₁ і U₂ – перше і друге амплітудні значення електричної напруги (див. рисунок 3).

- Головні технічні характеристики установки:
- кількість розрядних каналів
- максимальна запасена енергія в каналі, кДж 7,25;
 максимальна напруга, кВ 10:
- максимальна напруга, кВ 10;
 режим роботи моноімпульсний;
- исновитульсний
- час між імпульсами, не менше, с 45;
 напруга живлення, В 3×380 ± 14;
- частота мережі живлення, Гц
 50±0,1;
- максимальна накопичувана енергія, кДж 70.

2. Результати випробувань електроімпульсної установки

Проведено випробування установки, коли її навантаженням була центральна частина (див. рис. 1) шини легкового автомобіля. Накопичена енергія розряджалася на попередньо зачищені кінчики дротів металевого корду. Період затухаючих коливань навантаженої установки дорівнював приблизно: $T_{1\text{pa6}} = 65$ мкс. Індуктивність навантаженої установки L_{pa6} , дорівнювала:

$$L_{1\text{pa6}} = (T_{1\text{pa6}}/2\pi)^2 / C_2 =$$

= (65 10⁻⁶/2 3,14)²/1400 10⁻⁶ = 0,076 10⁻⁶ Гн.

Амплітудне значення електричного струму $I_{\rm pa6}$ розряду батареї конденсаторів дорівнювало:

 $I_{\rm 1pa\delta} \approx U_1 \left(C_1 / L_{\rm 1pa\delta} \right)^{1/2} \approx 10 \ 10^3 \left(1400 / 0,076 \right)^{1/2} \approx 1350 * 10^3 \, {\rm A}.$

Унаслідок електроімпульсної обробки (обробки магнітним ударом) на установці отримано повне відокремлення металевого корду від гуми в шині легкового автомобіля після дії 5 (автомобільна шина типу – R14, 185) або 6 (автомобільна шина типу – R14, 195) послідовних електричних імпульсів на відповідні 5 або 6 частин шини. Фотографії шин після обробки магнітним ударом наведено на рис. 4.



Рис. 4. Фотографія відокремлених частин шини після дії магнітного удару

Енергетичні витрати на процес відокремлення металевого корду від гуми, при створенні потужних електричних імпульсів, склали від 0,01 до 0,02 кВт/год на 1 кг ваги автомобільної шини.

Висновки

Метод магнітного удару дозволяє чисто та з мінімальними енергетичними витратами відокремлювати металевий корд і гуму зношених автомобільних шин. Створене електроімпульсне обладнання показує можливість використання цього методу для автомобільних шин різних розмірів і ваги. Існує можливість використання різної потужності обладнання і різної кількості послідовних електричних імпульсів. Таким чином, на стандартному обладнанні можна переробляти як шини легкових, так і вантажних автомобілів. При цьому, змінюватиметься, наприклад, кількість імпульсів.

1. Бедюх А.Р., Луценко А.Л., Парубоча Т.В. и др. Устройство для разрушения шин с металлическим кордом. – Патент России № 205087 от 22.07.92. 2. Бедюх А.Р., Склеповой В.Н., Щерба А.А. и др. Электроимпульсный способ и установка деструкции металлического корда и резины автомобильных шин. – Техническая электродинамика. Тематический выпуск. – К., 2002. – Ч. 2, НАН Украины. – С. 120–123. 3. Bedjukh A., Parubochya T., Butko V. Device for destroying tyres with metallic cords using electric discharges. – WO 99/51412, 14.10.99. 4. Bedjukh A., Youssef X.

УДК 621.373.826

Recycling of post-consumer tires with metallic cord by magnetic shock method. – Elastomery, 2001. – Poland. – T. 5, N 1 (26). – P. 13–17. 5. *Bedjukh A., Youssef X.* Integrated approach to tire recycling. The 12th annual ETRA Conference on Tyre Recycling, 02–05.03.05, Brussels, Belgium.

Надійшла до редколегії 17.10.05

Є. Брагінець, асп., В. Гірник, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб. В. Курашов, канд. фіз.-мат. наук, доц., О. Сорока, студ.

ВДОСКОНАЛЕНИЙ МЕТОД ОБЧИСЛЕННЯ ТРИВИМІРНИХ КОМП'ЮТЕРНО СИНТЕЗОВАНИХ ГОЛОГРАМ

Запропоновано вдосконалений метод комп'ютерного синтезу тонкошарової тривимірної голограми, відновлюваної в білому світлі. Як об'єкт виступала тривимірна сцена, що інтерпретовано як сукупність елементарних точкових джерел. Інтерферограму розраховано за схемою запису голограми Френеля, і після дискретизації записано на резист за допомогою електронно-променевого друкуючого пристрою.

The advanced method of computer synthesis of thin-layered three-dimensional hologram restored in white light is offered. The object is interpreted as a set of elementary point light sources. Interferogram is calculated under the scheme of Fresnel hologram recording and after discretization is recorded into resist with installation of electron beam exposure.

Вступ

Протягом останніх років набуло широкого поширення використання тонкошарових голограм у завданні захисту від підробки: товарів, цінних паперів пластикових карт тощо. Використання голографічних елементів у цій сфері ґрунтується на таких їх двох властивостях:

 відносно висока ціна виготовлення майстер-копії (зазвичай, у кілька разів більша за ціну самого товару);

2) відносно низька ціна тиражування в промислових масштабах.

Тобто ступінь захищеності голограми від підробки, а отже й захищеного об'єкта, визначається саме складністю відтворення голограми. Але, за рівня розвитку сучасних технологій з часом будь-який захист стає недостатнім, отже, єдиною можливістю постійного підтримування рівня захисту є лише постійне оновлення використовуваних технологій. Однією з таких новітніх технологій, покликаних відновити високий рівень захисту, що забезпечується голографічними захисними елементами, є комп'ютерно синтезована тривимірна голограма.

Загалом, усі тонкошарові голограми, що застосовуються у завданні захисту, у першому наближенні можна розділити на два класи: оптичні голограми (або аналогові) і комп'ютерно синтезовані (або цифрові). Різниця між ними, як свідчать назви, полягає у способі формування дифракційних структур у голограмі: або шляхом оптичного запису з використанням джерела когерентного світла та фоточутливого реєструючого середовища, або ж шляхом попіксельного формування голограми з елементарних дифракційних ґраток за допомогою якогось записуючого пристрою.

Яке коло переваг дає цифровий запис голограм неважко уявити, якщо провести аналогію із фотографією: різниця майже та сама, що є між класичним аналоговим друком фотографій з плівки, та друком зображення з комп'ютера на принтері. Більш того, гнучкість методу цифрового синтезу дозволяє тісніше поєднувати різні типи цифрових тонкошарових голограм між собою ще на стадії їх синтезу на комп'ютері: наприклад, інтегрування двовимірної голограми Фур'є у склад тривимірної голограми Френеля із збереженням цілісного дизайну та структури обох голограм. Крім того, можливі шляхи застосування технологій цифрового синтезу тривимірних голограм не обмежуються лише тонкошаровими захисними голограмами. У дечому видозмінений цей метод може використовуватися для формування зображення на голографічному дисплеї або голографічному принтері.

1. Загальні принципи синтезу 3D CGH

Вочевидь, однією з умов використання тривимірної тонкошарової голограми у складі оптичних захисних елементів є її відновлення в білому світлі. Взагалі відновлення голограми в білому світлі можливо за двох умов. У першому випадку – у разі використання властивостей реєструючого середовища, наприклад, у товстошарових голограмах Денисюка, які мають властивість селекції опорної хвилі. Другий випадок – використання особливостей схеми запису, наприклад, у райдужних голограмах Бентона, записаних у двовимірному реєструючому середовищі. У випадку тонкошарових голограм маємо саме двовимірне реєструюче середовище, тож синтез голограми має відбуватися відповідно до принципів райдужної голографії.

Згідно з цими принципами, для запобігання появлення хроматичних аберацій у тонкошаровій голограмі тривимірного зображення має бути відкинуто певний паралакс. При цьому, зазвичай відкидається вертикальний паралакс (оскільки розташування очей людини зумовлює необхідність існування горизонтального паралакса для збереження стереоскопічного ефекту). У [1, 2] з цією метою використовувались горизонтальні підзрізи – елементарні голограми (ЕГ), кожна з яких розраховувалася окремо. Це давало можливість зменшити вимоги до роздільної здатності друкуючого пристрою та підвищити якість зображення.

Розрахунок інтерференційної картини взаємодії об'єктної хвилі з референтною проводився незалежно для кожного зрізу й тільки в його межах. Одна з переваг цифрового синтезу полягає в тому, що при розрахунках інтерференційної картини можна оперувати з окремими складовими взаємодіючих хвиль.

Для прикладу розглянемо взаємодію об'єктної хвилі \overline{A} з плоскою опорною хвилею \overline{R} . При оптичному записі існує можливість реєструвати просторовий розподіл лише однієї характеристики – повної інтенсивності результату інтерференції всіх взаємодіючих хвиль:

$$I(x, y) = \left|\overline{A} + \overline{R}\right|^2 = \left(\overline{A} + \overline{R}\right) \left(\overline{A}^* + \overline{R}^*\right) = \overline{R}\overline{R}^* + \overline{A}\overline{A}^* + \overline{A}^*\overline{R} + \overline{A}\overline{R}^*.$$
 (1)

Але перший член правої частини виразу (1) – це просто постійне зміщення, що при відновленні реконструює плоску хвилю; другий – паразитний автокореляційний (асоціативний) член, що враховує самоінтерференцію, який не має сенсу записувати при цифровому синтезі; третій – відповідає за реконструкцію хвилі, спряженої до об'єктної, за допомогою хвилі, спряженої до опорної, і лише останній член – член, який відповідає саме за реконструкцію оригінального зображення під дією опорної хвилі. Його б і мало сенс записувати окремо. На заваді стає лише комплексність цього члена [2].

Комплексну величину реєструють, застосовуючи кілька методів. Метод Ломана, наприклад, пропонує амплітуді (модулю комплексної величини) зіставляти розмір експонуючої області, а фазі – зсув цієї області від вузлів певної сітки [8]. Але для властивих даній задачі характерних розмірів комірки цієї сітки, аби записати відповідний кодований візерунок, потрібна принаймні на порядок більша роздільна здатність друкуючого пристрою у порівнянні з рівномірним записом прямокутників розміром з комірку. Такі самі розмірковування вимагають відкинути метод Лі, згідно з яким комплексна величина кодується чотирма прямокутниками, кожен з яких представляє, відповідно, дійсну додатну, умовну додатну, дійсну від'ємну та умовну від'ємну складові комплексної величини: використання цього методу передбачає в чотири рази більшу роздільну здатність друкуючого пристрою у порівнянні з необхідною для реєстрації невід'ємної дійсної величини. Найбільш оптимальним в умовах наближення до межі роздільної здатності здається реєстрація невід'ємної дійсної величини, особливо у випадку, коли друкуючий пристрій забезпечує достатню кількість рівнів квантування [2].

Знову ж таки, існують кілька методів вибору такої величини. У роботах [3–5, 7] реєстрували всі члени правої частини виразу (1). При цьому розраховувалась об'єктна хвиля, а вже потім обчислювався квадрат модуля суми об'єктної хвилі з опорною. З нашої точки зору, такий підхід не використовує переваг цифрового синтезу голограм порівняно з їх оптичним записом і не володіє необхідною гнучкістю. Більш оптимальним видається реєстрування величини:

polI = K + bI,

bI

де

$$= \overline{A}^* \overline{R} + \overline{A} \overline{R}^* = 2 \operatorname{Re} \left(\overline{A} \overline{R}^* \right)$$
(3)

(2)

– так звана біполярна інтенсивність. Треба зауважити, що біполярна інтенсивність не містить ані автокореляційного, ані постійного члена, окрім того, оскільки це дійсна величина, її швидше обчислювати в порівнянні з комплексною величиною [2].

Крім того, у [2] для зменшення нерівномірності у відновленому зображенні, спричиненої суттєвою відмінністю діапазонів інтенсивності для різних зрізів, кут розходження об'єктної хвилі в горизонтальному напрямку обмежується. У загальному випадку довільного об'єктного поля таке обмеження не має оптичного аналогу – знову виявляються переваги цифрового синтезу. По-друге, знову ж таки в роботі [1], для усунення вертикальносмужкової структури кожному точковому джерелу світла пропонується задавати випадкову початкову фазу. Завдання випадкових початкових фаз перетворює інтерференційну картину на нерегулярну структуру. В оптичній інтерпретації це аналогічне розміщенню дифузора між об'єктом та голограмою, що усуває яскраво помітний смужковий шум, супроводжуючи цей процес додаванням менш помітного спекл-шуму.

2. Геометрія запису

Об'єкт визначався нами як сукупність точкових джерел світла (ТДС) [1], або як елементарних гібридних випромінюючих площадок (ЕГВП) [2]. Відповідно до результатів, отриманих авторами, більш досконалою є модель з використанням ЕГВП, оскільки представлення краще відповідає природним закономірностям спостереження реальних об'єктів і повинно покращити візуальне сприймання відновлених зображень. Проте програмна реалізація, що стала втіленням алгоритму, що розглядаємо, дозволяє рахувати інтерференційну картину й для точкового представлення об'єктів, що дозволяє порівняти результати та довести обумовленість нового підходу (це питання залишається для подальших досліджень).

Треба відмітити, що в [2] під терміном ЕГВП розуміється деякий гібрид між точковим джерелом світла та власне випромінюючою площадкою. Тобто, промені, що відповідають певній елементарній випромінюючій площадці, вважаються вихідними з точки (або збіжними в точку), що збігається з геометричним центром площадки, але світловий потік, що переноситься вздовж певного променя, залежить від напрямку цього променя щодо нормалі цієї площадки. Відновлюватись у такому разі буде хвиля з циліндричним фронтом, розподіл інтенсивності вздовж якого буде спадати з відхиленням від нормалі по косинусу кута до нормалі, тобто, відновлюватись буде лінійне джерело світла з довжиною, що буде збігатися з товщиною зрізу [2].

Як зазначалося в [2], для зменшення нерівномірності у відновленому зображенні, спричиненої суттєвою відмінністю діапазонів інтенсивності для різних зрізів, програмна реалізація алгоритму має передбачати можливість обмежувати кут розходження об'єктної хвилі в горизонтальному напрямку, як це описано в [1]. Це обмеження корисне також із тієї причини, що опускає верхню межу діапазону просторових частот, що містяться в інтерференційному візерунку, до значення, що вдало передається друкуючим приладом.

3. Дискретизація

Зупинимося на визначенні меж просторових частот, присутніх на голограмі. Вони залежатимуть від напрямку та кута падіння θ опорної хвилі, а також від максимального кута розходження α_{HP} об'єктної хвилі – кута горизонтального паралаксу (кут α , під яким поширюється об'єктна хвиля, фіксується в межах – $\alpha_{HP} < \alpha < \alpha_{HP}$).

Для горизонтального напрямку падіння опорної хвилі мінімальний просторовий період, присутній в інтерференційній картині (що відповідає максимальній просторовій частоті) можна оцінити, скориставшись формулою:

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{\sin \theta + \sin \alpha_{HP}} \,. \tag{4}$$

Для вертикального падіння опорної хвилі просторовий період інтерференційної картини становить: у вертикальному напрямку

 $d^{V} = \frac{\lambda}{\sin\theta};$ (5)

мінімальний у горизонтальному напрямку

$$d_{\min}^{H} = \frac{\lambda}{\sin \alpha_{HP}}; \qquad (6)$$

Згідно з теоремою відліків Котельникова – Шеннона для кодування аналогового сигналу просторова частота кодування та запису зображення має щонайменше вдвічі перебільшувати максимальну просторову частоту, яка є в зображенні. Експериментально доведено, що найкращі результати досягаються, якщо умови цієї теореми виконуються якнайменше з потрійним запасом. Це означає, що на мінімальному періоді має вкладатися не менше шести дискрет *DX* та *DDY*. Треба зауважити, що для нормальної роботи дифракційної ґратки остання повинна містити якнайменше 10–15 смужок. Це обмежує товщину горизонтального зрізу *DY* при вертикальному падінні опорної хвилі.

Що стосується горизонтального падіння опорної хвилі, то для такої геометрії ніяких обмежень знизу на величину *DY* не існує, окрім обумовленого пропорційним звуженням вертикального кута, під яким спостерігається голограма. Щодо обмеження зверху на товщину горизонтального зрізу *DY*, то це обмеження обумовлене бажано більш високим розділенням відновлюваного зображення. Річ у тому, що розрізнення в просторі об'єктів обирається рівним *DY*. Окресливши характерні межі, яким належать параметри дискретизації *DX* та *DDY*, а також товщина горизонтального зрізу *DY*, повернемося до особливостей розрахунку інтерференційних даних.

Щодо особливостей розрахунку інтерференційних даних, то знову ж таки, як зазначалося в [2], для усунення вертикально-смужкової структури кожній елементарній випромінюючій площадці слід зіставляти випадкову початкову фазу. Завдання випадкових початкових фаз перетворює інтерференційну картину на нерегулярну структуру. В оптичній інтерпретації це аналогічне розміщенню дифузора між об'єктом і голограмою, що усуває яскраво помітний смужковий шум, супроводжуючи цей процес додаванням менш помітного спекл-шуму.

4. Квантування

Вибір кількості рівнів квантування та методу перетворення даних інтерферограми на дифракційну структуру безпосередньо залежить від типу друкуючого пристрою. Авторами публікацій [3-5, 7] використовувався ЕПДП, який працює в режимі "ввімкнено/вимкнено". Це обумовило відповідний підхід до вибору методу квантування. У публікації [5] для запису використовувалася бінарна дифракційна структура, тобто розраховувалися лише два рівні локальної інтенсивності інтерферограми, які відповідали двом станам елементарної комірки в дифракційній структурі – експоновано або ні. Таким чином можна кодувати лише прості тривимірні каркасні об'єкти або двокольорові транспаранти. У роботі [4] запропоновано використовувати для кодування амплітуди (і, відповідно, напівтонів у зображенні) модуляцію розмірів елементарної комірки в дифракційній структурі. Завдяки високій роздільній здатності установки (0,1 мкм) було використано 8 рівнів квантування (що відповідало розмірам елементарної комірки від 0 до 0,6 х 0,2 мкм), і експериментально підтверджено запис напівтонового тривимірного зображення. Найбільш оптимальним можна вважати комбінований підхід, коли одночасно модулюються фаза падаючої хвилі (глибиною комірки дифракційної структури) та її амплітуда (розмірами комірки). Цей метод, отримав назву методу комплексної амплітудної модуляції (CAM – Complex Amplitude Modulation). Видозмінений він був використаний у [2].

Відмінність методу квантування у [1] та [3–5, 7] пояснюється тим, що наявна установка для електроннопроменевої літографії (яку також описано в [1, 2]) забезпечує 16 рівнів експозиції. Разом з іще одним додатковим рівнем – відсутністю експозиції – вона забезпечує 17 рівнів квантування (РК). Крім того, багатократна експозиція спроможна дати ще набагато більше рівнів, але час запису зросте прямо пропорційно кількості рівнів квантування (КРК). Набагато краще залишити КРК рівною 17, але покращити їх використання.

Зауважимо, що лінійне квантування (ЛК) найбільш адаптоване для однорідного розподілу, але для сцен із складною геометрією розподіл біполярної інтенсивності (БІ) близький до гауссового. У центрі розподілу (нуль БІ) відліків припадає на одиничний інтервал БІ значно більше, ніж для периферії розподілу, отже, центральна область потребує більш детальної розбивки. Тому центральні інтервали квантування (ІК) мають бути більш вузькими порівняно з периферійними ІК, тобто треба ущільнити РК близько нуля БІ.

У роботі [1] запропоновано такий підхід нелінійного квантування (НК), що передбачає ущільнення РК близько нуля БІ. Позначимо рівень з відсутністю експозиції як – 1, рівень з мінімальною експозицією як 0 тощо, до 15-го рівня з максимальною експозицією. Прив'язка центрального (сьомого) ІК відповідає нулеві БІ, прив'язка наступного (восьмого) ІК відстоїть від неї на Δ , наступного (дев'ятого) – на $q\Delta$ від прив'язки восьмого ІК, десятого – на

 $q^2 \Delta$ від дев'ятого тощо. Межі ІК визначаються як:

$$th_n = s_0 + 2\sum_{i=1}^n s_i$$
, de $\frac{s_{i+1}}{s_i} = \sqrt{q}$, $s_0 + s_1 = \Delta$. (7)

Щоб повністю визначити правила квантування, необхідно встановити два параметри: параметр TOP, який визначає розмір інтервалу обрізки значень БІ, і параметр q, що задає ступінь ущільнення РК близько нуля БІ. Похідні параметри можуть бути розраховані за такими виразами: $L_n = (q^n - 1) \cdot \Delta$, $th_n = (q^n \sqrt{q} - 1) \cdot \Delta$,

де

$$\Delta = \frac{TOP}{q^8 \sqrt{q} - 1} \,. \tag{8}$$

Ці характеристики можуть також бути покращені з використанням НК, що дозволить більш чітко передавати напівтони у зображенні [2].

5. Алгоритми прискореного синтезу CGH

Оскільки синтез 3D CGH базується на обчисленні IFD за методом прямого трасування променів, то тривалість обчислень пропорційна кількості елементарних елементів у об'єкті: точкових джерел або випромінюючих площадок. За умов середньої складності 3-D сцени голограма за описаним у [1, 2] методом розраховується 5-6 год. Розглянемо можливі підходи до зменшення часу розрахунків.

Суттєво прискорити обчислення голограми та зафіксувати час розрахунків незалежно від складності об'єкта пропонують автори [9]. Суть вдосконалення полягає у використанні алгоритму затінення (HSR – Hidden Surface Removal), що його широко використовують у комп'ютерній графіці для створення динамічних ефектів. За цим методом розрахунок ведеться для кожної точки на площині голограми таким чином: спочатку перевіряється яке точкове джерело "видно" з цієї точки, якщо видно два, то більш віддалене джерело ігнорується і в розрахунок включається джерело з ближнього об'єкта. Пошук більш короткого променя виконується за допомогою *z*-буфера, структури, у якій зберігаються всі промені, що є в об'єктному просторі голограми. Оскільки, розрахунок окремо ведеться для точок по всьому горизонтальному зрізу голограми, то зберігається й горизонтальний паралакс, більш того, з'являється можливість утворення напівпрозорих поверхонь. За даними авторів [7] час розрахунку голограми трьох об'єктів за цим методом близько втричі менший за час, необхідний для розрахунків за методом прямого трасування.

Інший шлях прискорення розрахунків розглянуто в [6], де пропонується використовувати симетрію в структурі об'єкта, розраховувати частину (ядро – Kernel), яку потім можна "відзеркалювати" в інших напрямках. Щоправда, цей метод висуває певні обмеження на положення об'єкта відносно оптичної осі голограми, але завдяки серйозному прискоренню (приблизно у 8 разів швидше за метод прямого трасування променів) може бути використаним у даній роботі.

I, нарешті, в усіх роботах [1–5, 7–8] використовується табличне задання значень тригонометричних функцій, які забирають для обчислення надто багато машинного часу. Наразі, експериментальні розрахунки у тестовій програмі з використанням вищезазначених методів прискореного обчислення займають 10–20 хв для сцени з одного-двох пласких транспарантів, рознесених у просторі. Це звичайно, ще є дуже далеким від того часу який необхідний для синтезу 3D CGH у режимі реального часу (не більше 50 мс), але цілком достатньо для того, щоб здійснювати синтез і візуалізацію статичних 3D CGH будь-якої складності.

Висновки

Комп'ютерно синтезовані голограми тривимірних зображень тільки-но почали розроблятися, і перед дослідниками залишається ще дуже багато питань з приводу оптимізації методів синтезу та покращення якості зображення. Окремим пунктом можна виділити проблеми, пов'язані з реєстрацією голограми на реєструюче середовище, наприклад, проблема відтворення високих просторових частот.

Окрім того, як показали попередні дослідження, від-

УДК 621.315.592: 537.311.33

новлення 3D CGH має свої особливості: наприклад, для реконструкції бажано застосовувати точкове джерело білого світла, кут огляду голограми залишається суттєво обмеженим, крім того, яскравість голограми явно менша від яскравості інших елементів і дуже залежить від об'єкта. У ході попередніх досліджень були виявлені напрямки усунення цих недоліків і розроблені методи для подальшого покращення якості зображення відновлюваного з 3D CGH, що є дуже важливим для задачі комбінування тривимірної комп'ютерно синтезованої голограми з іншими голографічними елементами, наприклад, оптичною райдужною голограмою.

1. Braginets E.V., Girnyk V.I., Kostyukevych S.A. Computer-generated holograms of 3D images in optical security devices // SPIE Proceedings 2005. - Vol. 5742. - P. 33-40. 2. Girnyk V.I., Kostyukevivych S.O., Shepeliavyi P.Ye. Multilevel computer-generated holograms for reconstructing 3-D images in combined optical-digital security devices // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, 2002. - Vol. 5, N1. - P. 106-114. 3. Hamano T., Kitamura M. Computer-generated holograms for reconstructing multi 3D images by space-division recording method // SPIE Proceedings, 2000. - 3956. - P. 23-32. 4. Hamano T., Kitamura M., Yoshikawa H. Computer-generated holograms with pulse-width modulation for multi-level 3D images // SPIE Proceedings, 1999. - 3637. - P. 244-251. 5. Hamano T., Yoshikawa H. Image-Type CGH by means of e-beam printing // SPIE proceedings, 1998. - 3293. - P. 2-14. 6. Juarez-Perez J.L. et al. Synthesis of digital Fresnel holograms by parallelism of eight points // SPIE Proceedings, 2002. - 4659. -P. 258-264. 7. Kitamura M., Hamano T. Computer-generated holograms for multilevel 3-D images with complex amplitude modulation // SPIE Proceedings, 2001. - 4296. - P. 145-152. 8. Lohmann A., Sinzinger S. Graphic codes for computer holography // Appl. Opt., 1995. - 34; 17. - P. 3172-3178. 9. Sakamoto Y., Takase M., Aoki Y. Hidden Surface Removal Using Z-buffer for Computer-Generated Hologram // SPIE Proceedings, 2003. - 5005. -P. 276-284. 10. Yashikawa H., Kagotani A. Full color Computer-Generated holograms with enlarged viewing angle // SPIE Proceedings, 2001. -4296. - P.145-152.

Надійшла до редколегії: 20.09.05

Д. Васюра, студ., В. Кушніренко, асп., Г.Нінідзе, канд. фіз.-мат. наук, С. Павлюк, канд. фіз.-мат. наук, О. Третяк, д-р фіз.-мат. наук

ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ДОДАТКОВОГО РЕКОМБІНАЦІЙНОГО ЦЕНТРА В ЗАБОРОНЕНІЙ ЗОНІ КРЕМНІЄВИХ СИЛОВИХ ДІОДІВ

Методом термостимульованого струму проведено оцінки енергетичного положення центрів рекомбінації, введених у заборонену зону напівпровідникового діода за рахунок різкого неоднорідного термічного розігріву, створеного протіканням поодиноких коротких потужних імпульсів струму. Оцінено концентрацію створених центрів рекомбінації.

In the article the energy position of the recombination centers were estimated with the method of thermally stimulated current. These centers were introdused in the forbidden band of the semiconductor diode due to the sharp non-homogenious thermal heating by short powerful current pulse flowing. The change of parameters was investigated.

Вступ

Частотні властивості напівпровідникових приладів є одними з найважливіших їх експлуатаційних характеристик. Тому вивчення можливості контрольовано впливати на ці характеристики завжди є актуальним і може бути цікавим для спеціалістів, які проектують напівпровідникові прилади та розробляють напівпровідникові матеріали.

Найбільш інформативним параметром цих властивостей є час життя неосновних носіїв заряду. Саме він є більш чутливим до різного роду дефектів, дислокацій, домішок. У силових діодах вони визначають верхню граничну частоту роботи приладу *f_{cp}*, до якої випрямлений струм не знижується. В імпульсних діодах вони визначають час відновлення τ_e , за який струм через діод після його перемикання з прямого напрямку на зворотний виходить на стаціонарне значення. Суттєво, що величини f_{cp} і τ_e задаються переважно часом життя неосновних носіїв заряду в базі діода. Відомо також, що час життя неосновних носіїв заряду визначає такі параметри, як коефіцієнт підсилення за струмом транзисторів, коефіцієнт корисної дії сонячних батарей, що освітлюються з боку напівпровідника *n*-типу, величину зворотних струмів діодів і транзисторів. Для підвищення граничної частоти й зменшення часу відновлення діодів зменшують час життя, для чого різними способами вводять у напівпровідник глибокі рекомбінаційні центри. Серед цих способів зазначимо опромінення напівпровідника швидкими частинками або у-квантами [1], легування його відповідними домішками [7], створення центрів у результаті різкого неоднорідного розігріву [6].

Розглянемо спосіб [6], який полягає в тому, що при пропусканні через кристал імпульсу прямого струму великої амплітуди та малої тривалості, він сильно й неоднорідно розігрівається. У місці максимального градієнта температури в ньому виникають сильні механічні напруги, які створюють різні структурні дефекти. Після закінчення імпульсу струму, через швидке охолодження кристала, ці дефекти залишаються в ньому й відіграють роль додаткових центрів рекомбінації, зменшуючи час життя. Вплив таких центрів на характеристики діодів досліджено в роботах [5, 6], але параметри рекомбінаційних центрів не були визначені. Тому метою цієї роботи було визначення параметрів створених за методикою [6] рекомбінаційних центрів.

1. Метод дослідження основних параметрів рекомбінаційних центрів

Для експериментального визначення основних параметрів рекомбінаційних рівнів найчастіше використовується метод вимірювання термостимульованого струму (TCC) [3, 4].

Розглянемо явище термостимульованої провідності (ТСП). Якщо освітлювати кристал власним світлом при низькій температурі досить довго, то встановиться деяке стаціонарне для даних умов нерівноважне заповнення рівнів. При досить низькій температурі та глибоких рівнях таке заповнення буде зберігатись довгий час після зняття збудження. Якщо попередньо освітлений кристал повільно нагрівати без освітлення, то в результаті теплових закидів з рівнів у зону провідності концентрація вільних носіїв зростатиме. Це проявиться в зростанні струму через кристал. Величина струму при даній температурі перевищує струм того самого кристала без попереднього фотозбудження. Різниця вказаних струмів являє собою ТСС. У міру зростання температури заповнення рівнів зменшується, отже, і ТСС повинен зменшуватись. Таким чином, залежність ТСС від температури (спектр ТСС) буде немонотонним: при деякій температурі *T_m* спостерігається максимум (пік) ТСС. Очевидно, що максимальний струм спостерігатиметься при температурі, при якій відбувається найбільш інтенсивне спустошення рівня.

Чим більш мілкий рівень, тим при більш низькій температурі спостерігається максимум TCC. За наявності в кристалі кількох рівнів прилипання, рознесених енергетично, температурна залежність TCC має кілька максимумів. Початкове заповнення рівнів прилипання може бути викликане не освітленням, а інжекцією нерівноважних носіїв через контакт або *p-n*-перехід, що й виконано в даній роботі. Аналіз спектрів TCC дозволяє визначити енергетичне положення рівнів, їх концентрацію та деякі інші параметри.

2. Експериментальні результати

L'À

2.1. Досліджувані зразки. У дослідженнях використовувались кристали діодів з *p*-*n*-переходом, виготовленим методом дифузії, що досліджувались у роботах [5, 6]. Вихідним матеріалом для кристалів був кремній марки КЕФ-40 з питомим опором 40 Ом-см, з одного боку він легувався бором (*p*-типу), а з іншого – фосфором (*n*-типу). Кристал має форму циліндра діаметром 1.9 мм і товщиною 350 мкм. *p*-*n*-перехід розташований приблизно посередині кристала.

2.2. Експериментальна установка. Експериментальна установка дозволяє проводити дослідження кристалів методом термостимульованого струму до і після дії модифікуючого імпульсу струму.

Зразок закріплений на мідному блоці тримача, в який вмонтована спіраль для підігріву. Тримач зі зразком поміщений у кріостат. Живлення нагрівача здійснюється від постійного джерела живлення. Температура зразка вимірюється за допомогою термопари мідь-константан, другий спай якої занурений у рідкий азот. Сигнал термопари подається на *X*-вхід двокоординатного автоматичного самописця. Заповнення глибоких рівнів здійснюється струмом інжекції носіїв заряду з *p-n* переходу. Струм ТСС підсилюється електричним підсилювачем і подається на *Y*-вхід самописця. Для модифікації діодів використовувались поодинокі прямокутні модифікуючі імпульси струму тривалості – 5,4 мс з регульованою амплітудою, які створювались спеціальним генератором.

2.3. Методика експериментальної роботи. На зразок подавали поодинокі імпульси струму, амплітуда кожного наступного імпульсу була більша від попередньої на сталу величину. Протікання щоразу більшого струму призводило до зростання розігріву кристала. Спостерігали падіння напруги на кристалі та зміну ефективного часу життя неосновних носіїв заряду методом після інжекційної ЕРС [2, 8].

2.4. Осцилограми падіння напруги на зразках. Осцилограми падіння напруги на зразках показано на рис. 1. Як видно з осцилограм, при невеликих амплітудах імпульсів струму форми осцилограм падіння напруги повторюють прямокутну форму імпульсів струму(I < 30 А). При подальшому збільшенні струму з'являється зростання напруги у вигляді горба, після якого вона різко падає (40 A < I < 48 A). Після першого горба з'являється другий (I > 48 A), далі структура виходить з ладу й руйнується. Поява горбів на осцилограмах супроводжується початком різкого зменшення часу життя неосновних носіїв заряду в базі діода, що вказує на появу глибоких центрів рекомбінації.



Рис. 1. Осцилограми напруги на діоді при різних амплітудах імпульсу струму

2.5. Криві ТСС до і після модифікації

Як видно з рис. 2, до впливу модифікуючого імпульсу струму графік ТСС не має максимуму (крива 1). Після дії імпульсу струму модифікації на графіку ТСС з'являється максимум, що відповідає появі нового рівня рекомбінації (крива 2).



3. Обговорення експериментальних результатів

У залежності ТСС, знятої після модифікації з'являється пік, який пов'язаний з появою глибокого рівня в зразку. Глибина залягання цього рівня була оцінена за допомогою формули $E = 23kT_m$ і становить E = 0,56 eB. Як видно, величина глибини залягання є досить великою. У ході експерименту було помічено, що при підвищенні температури більше ніж ~330 К і повторному охо-

лодженні зразків до 77 К, при подальшому проведенні вимірювань вже не спостерігалося термостимульованого струму. Це пояснюється тим, що при збільшенні температури відбувається руйнація створених глибоких рівнів. Але якщо проводилася ще раз модифікація на цьому зразку, то знову спостерігалося явище ТСС.

Розрахунки дозволили оцінити також концентрацію введених центрів рекомбінації. Оцінки показують, що концентрація центрів рекомбінації залежно від потужності модифікуючого імпульсу струму коливалося в межах 10^{11} – 10^{14} см⁻³.

Висновки

Підсумовуючи результати роботи можна зробити такі висновки:

• методом ТСС були виявлені глибокі рівні в модифікованих зразках і оцінена їх глибина залягання;

• оцінено порядок концентрації введених центрів рекомбінації;

• виявлено особливість цих рівнів, яка полягала в їх руйнації при підвищенні температури та подальшого відтворення ще однією модифікацією цього зразка.

1. Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. - М., 1963. 2. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов // 2-е изд., перераб. и доп. – М., 1990. З. Кульсрешта А.П., Горюнов В.А. О расчете термостимулированых токов // ФТТ, 1966. – Т. 8. 4. *Мирджалилова М.А., Парицкий Л.Г.* Термостимулированная э.д.с. на электронно-дырочном переходе // ФТТ, 1966. - Т. 8. 5. Нинидзе Г.К., Павлюк С.П., Пличко Я.О. та ін. Визначення параметрів модифікованих кремнієвих діодів: Тези наук. практ. конф. з міжнарод. участю "МЕТІТ-1" Кременчук 15–17 квітня 2004 — К 2004 6 *Нинидзе ГК Пав*люк С.П., Пличко Я.О. и др. Изменение эффективного времени жизни неосновных носителей заряда в кремниевом p*-n диоде его неоднородным разогревом: Тез. докл. Международ. науч. конф. "ΦTT-2003' Минск, 2003. - М., 2003. 7. Bakanowski A.E., Forster J.H. Electrical Properties of Goal-Doped Diffused Silicon Computer Diodes // Bell Syst. Techn. Journ., 1972. - Vol. 43. 8. Wertheim G.K. Transient Recombination of Excess Carriers in Semiconductors // Phys. Rev., 1958. - Vol. 109.

Надійшла до редколегії 20.09.05

В. Васючка, асп., В. Лазовський, студ., В. Мойсеєнко, студ., А. Чумак, асп.

ВПЛИВ ЕФЕКТИВНИХ ПАРАМЕТРІВ ПЛІВОК ЗАЛІЗО-ІТРІЄВОГО ГРАНАТУ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАСИВНОЇ ЛІНІЇ ЗАТРИМКИ

Промодельовано пасивну лінію затримки на поверхневих магнітостатичних хвилях і отримано її основні характеристики. За рахунок порівняння теоретично розрахованих результатів з експериментальними запропоновано новий неруйнівний метод визначення ефективних параметрів плівок залізо-ітрієвого гранату (ЗІГ). Зокрема, проведено порівняння амплітудно-частотних характеристик і залежностей часу затримки від постійного поля підмагнічування. Метод дає змогу визначити дисипацію хвиль, поле анізотропії, постійну намагніченість і товщину плівок ЗІГ. Запропоновано нову модель врахування дисипації магнітостатичних хвиль, яка дає добре узгодження з експериментом.

Passive delay line using surface magnetostatic waves was modeled and its main characteristics were obtained. Was proposed new non-destructing method of effective yittrium-iron garnet film parameters determination, which based on comparison theory and experiment. Particularly gain-frequency characteristic and delay time on bias magnetic field dependence were compared. Using the method the waves dissipation, field of anisotropy, saturation magnetization and film thickness can be obtained. The new model for magnetostatic waves dissipation calculation was proposed. The model gives good theory-experiment agreement.

1. Вступ

Епітаксійні феритові плівки ЗІГ є основним елементом у більшості лінійних і нелінійних приладів надвисокочастотного (НВЧ) діапазону на основі магнітостатичних хвиль (МСХ). На їх основі можна створити ряд мікрохвильових приладів з обробки інформації [5]. Визначення параметрів плівок ЗІГ (товщина, намагніченість насичення, поле анізотропії) є важливим для побудови таких приладів і моделювання їх роботи.

На даний час одним з найвдаліших підходів до визначення магнітних параметрів плівок є підхід, заснований на експериментальному вимірюванні дисперсійних залежностей МСХ при деяких заданих орієнтаціях зовнішнього магнітного поля. Були розроблені методики, засновані на аналізі експериментально виміряних спектрів селективно збуджених за допомогою періодичної системи антен МСХ [1]. Позитивними моментами даного методу є його універсальність та ефективність, а негативними – складність у реалізації. Також існують методи, засновані на використанні монохроматичного сигналу, який проходить через лінію затримки. Вимірюючи зміну фази на виході при різних полях підмагнічування можна отримати дисперсійну залежність.

Запропоновано просту теоретичну модель розрахунку пасивної лінії затримки, яка дає можливість теоретично визначити характеристики лінії. Теоретичні розрахунки порівнювались з експериментальними, за рахунок чого запропоновано відносно простий метод визначення ефективних параметрів плівок ЗІГ. Особливостями методу є простота реалізації, можливість одночасного визначення цілого набору параметрів плівки (товщини, намагніченості насичення, поля анізотропії та дисипації хвиль). Крім цього, використання запропонованої теоретичної моделі дає змогу експериментально визначати граничну частоту спектра MCX [6].

2. Методи досліджень

2.1. Експериментальний макет. З практичної точки зору найбільший інтерес мають поверхневі магнітостатичні хвилі (ПМСХ). Саме ці магнітні хвилі через простоту збудження й малі втрати часто використовуються при створенні керованих фільтрів, ліній затримок та інших пристроїв на МСХ.



Рис. 1. Експериментальний макет

Для збудження ПМСХ використовувався робочий макет лінії затримки на МСХ зображений на рис. 1. Він складається із вхідної (1) і вихідної (2) металічних антен шириною w = 30 мкм, напилених на діелектричну підкладку (3) з $\varepsilon = 9,8$. Відстань між антенами L = 6 мм. Феритова плівка ЗІГ (4) вирощена методом епітаксії на підкладці з галій-гадолінієвого гранату (5) і є хвилеводом для поверхневих магнітостатичних хвиль. В експериментальних дослідженнях використовувалася плівка ЗІГ товщиною d = 7,1 мкм і розмірами $1,8 \times 20$ мм². Магнітне поле H_0 прикладене у площині плівки ЗІГ і направлене перпендикулярно до напрямку поширення ПМСХ. Несуча частота сигналу, який подавався на збуджуючу антену становила $f_0 = 4,7$ ГГц.

2.2. Теоретична модель. Для теоретичного опису пасивної лінії затримки було використано метод чисельного моделювання. Чисельне моделювання не дає відповіді на те, що саме відбувається в системі, а дає лише кінцевий результат. Тому цей метод часто називають чисельним експериментом. Проте, склавши розрахункову модель, яка добре описує реальний експеримент точно визначимо, які саме процеси відбуваються в реальній системі та які при цьому параметри системи.

Як і для експерименту будемо використовувати геометрію поверхневих магнітостатичних хвиль, коли поле підмагнічування лежить у площині плівки й направлене перпендикулярно до напрямку поширення хвиль. ПМСХ можуть збуджуватись у діапазоні мікрохвильових частот: від $\omega_{\perp} = \sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_M)}$ до $\omega_V = \omega_H + \omega_M / 2$, де $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, H_0 , M_0 – постійне внутрішнє поле та намагніченість насичення, γ – гіромагнітна стала [3]. Дисперсійна залежність при цьому має вигляд:

$$\omega^{2}(k) = \left(\omega_{H} + \frac{\omega_{M}}{2}\right)^{2} - \left(\frac{\omega_{M}}{2}\right)^{2} e^{-2kd}, \qquad (1)$$

де *k* – хвильове число, *d* – товщина плівки.

Будемо вважати, що збудження ПМСХ у плівці відбувається при подачі зовнішнього електромагнітного сигналу несучої частоти ω_0 на мікросмужкову металеву антену, яка розташована впритул до плівки вздовж поля підмагнічування. Вхідний електромагнітний сигнал збуджує цілий спектр хвиль у плівці з різними хвильовими числами k, що звичайно враховується в теоретичних розрахунках у наближенні хвильових пакетів. Проте тут виникають певні ускладнення, пов'язані з наявністю нижньої граничної частоти спектра ω_⊥ і досить широкими частотними смугами реальних сигналів наносекундної тривалості, що практично не дозволяють реалізувати випадок повного пропускання частотного спектра імпульсу; на ці особливості вперше звернули увагу в [4]. Виходячи з цих міркувань, подамо намагніченість всередині плівки у вигляді розкладу в ряд за хвильовими числами:

$$\vec{m}(\vec{r},t) = \sum_{k} C_k(t) \vec{m}_k(x) \exp\{ikz\},\qquad(2)$$

де $\vec{m}_k(x)$ – просторовий профіль моди, $C_k(t)$ – амплітуди збудження окремих складових спектра, z, x – повздовжня й поперечна до напрямку поширення координати відповідно.

Неважко показати, що при збудженні хвиль описаним методом амплітуда *k*-ї парціальної складової визначається так:

$$C_k(t) = \operatorname{const} \cdot F_k I_k \exp\{-i\omega_k t\}, \qquad (3)$$

де $F_k = \int_{-\infty}^{\infty} F(z) \exp\{ikz\} dz$ –компоненти Фур'є розподі-

лу струму по антені,
$$I_k = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) \exp\{i\omega_k t\} dt$$
 – спектр

вхідного сигналу. Нами буде використовуватись модель прямокутного відеоімпульсу з несучою частотою ω_0 і тривалістю τ_s .

Питання щодо розподілу струму по антені досить складне, особливо у випадку розгляду самоузгодженої задачі [2]. Для наших цілей, як випливає з проведених розрахунків, прийнятною виявилася проста модель, в якій величина F_k максимальна при k = 0 і досить швидко спадає при збільшенні значення хвильового числа до $k_0 = \pi/a$, де a – ширина мікросмужкової антени. Наведені чисельні розрахунки базувалися на залежності типу [6]:

$$F_{k} = \exp\left\{-(k / k_{0})^{4}\right\}.$$
 (4)

Феноменологічно введемо дисипацію хвиль. Як буде показано далі, теоретична залежність для загально-прийнятої моделі (коли дисипація хвиль визначається просто через напівширину феромагнітного резонансу: $\Gamma = \gamma \frac{\Delta H}{2}$) погано повторює експеримент. Тому нами

запропонована модель, яка значно покращує збіжність теорії з експериментом і полягає в тому, що дисипація хвиль лінійно збільшується зі зростанням хвильового числа. Релаксаційний член визначається як:

$$R(t,k) = \exp\{-\Gamma(k)t\},$$
(5)

де
$$\Gamma(k) = \gamma \frac{\Delta H_k(k)}{2} = \gamma \frac{\Delta H_0 + \alpha_H k}{2}$$
, ΔH_k , ΔH_0 – за-

гальна та початкова ширина лінії феромагнітного резонансу, a_H – коефіцієнт зростання дисипації із зростанням хвильового числа.

Врахувавши вищесказане, сигнал на виході пасивної лінії затримки визначається [6]:

$$P_s^{out}(t) = \left| \sum_k I_k(k) F_k(k) R(t,k) e^{i \ \omega(k)t - ikL} \right|^2, \tag{6}$$

де L – відстань між антенами.

Запропонована модель є лінійною й може бути використана тільки для опису лінійних процесів, тобто коли вхідні потужності сигналу не надто великі.

3. Результати та їх обговорення

Основними характеристиками будь-якої лінії затримки є час затримки та ослаблення сигналу на виході порівняно із вхідним. Особливістю ліній затримки на магнітостатичних хвилях є те, що їх характеристики залежать від значення зовнішнього поля підмагнічування.

Розглянемо польову залежність часу затримки лінії на ПМСХ. Ця залежність є особливо важливою, тому що саме вона визначається груповими швидкостями хвиль, а отже й дисперсійною залежністю. Дослідження показали, що на час затримки не впливає тривалість імпульсу, затухання хвиль та ефективність збудження антени; істотно впливають лише товщина плівки, постійна намагніченість і поле анізотропії. Це робить залежність затримки сигналу від поля зручною для визначення магнітних параметрів плівки та її товщини.

При порівнянні теоретичних розрахунків з експериментальними необхідною є прив'язка до якоїсь конкретної точки магнітного поля. У нашому випадку використовуємо для цього поле H_C , при якому несуча частота сигналу ω_0 рівна нижній границі спектра ПМСХ ω_{\perp} . Нами був використаний метод визначення точки $H_0 = H_C$, що заснований на спостереженні за формою вихідного імпульсу [6]. Використаний метод дає змогу визначити точку H_C з точністю 1 Е. Крім того, визначити поле H_C можна через залежність ослаблення сигналу на виході лінії затримки від постійного поля підмагнічування. Проведені порівняння показали, що обидва методи дають однаковий результат.

На рис. 2. наведено залежність часу проходження сигналу T_d від поля підмагнічування H_0 , для експерименту (1), теоретичного розрахунку для намагніченості об'ємного зразка й товщини плівки вказаної виробником (2) і розрахунку для підібраних параметрів (3).

Як видно з рис. 2, експериментальна залежність відрізняється від тієї, що була розрахована для намагніченості плівки, відомої для стехеометричного зразка (крива (2)). Видно, що криві (1) і (2) мають різну крутизну, яка визначається саме намагніченістю насичення. Крива (3) була отримана для підібраних параметрів намагніченості та товщини плівки. При цьому ефективна товщина плівки становить d = 6,8 мкм, а намагніченість насичення M₀ = 1790 Гс. Основним недоліком запропонованого методу є його похибка. Проблема полягає в тому, що похибка методу на пряму залежить від похибки експерименту, а експериментальне визначення часового положення імпульсу є досить непростою задачею. Час затримки визначався за формулою $T_d = (t_1 + t_2)/2$, де t_1 та t_2 – перша й остання точки перетину профілю імпульсу з прямою, проведеною на напіввисоті імпульсу. Проте метод визначення T_d у даному випадку не має принципового значення. Основним є те, що час затримки визначався однаково як для теорії, так і для експерименту.



Рис. 2. Залежність часу затримки сигналу пасивної лінії затримки від поля підмагнічування. Тривалість імпульсу τ_s = 50 нс, відстань між антенами *L* = 6 мм, ширина антен *w* = 30 мкм. (1) – експеримент: товщина плівки *d* = 7,1 мкм, вхідна потужність сигналу *P*_sⁱⁿ = 100 мкВт; (2), (3) – чисельний розрахунок: параметри релаксації *ΔH*₀ = 0,5 E, α_H = 0,5·10⁻⁵ м-E

Варто відмітити, що залежності T_d від магнітного поля, отримані методом чисельного розрахунку, були порівняні з аналогічними для монохроматичного сигналу. Залежність розраховувалась за формулою:

$$T_d = \frac{L}{V_{gr}} = \frac{L\omega_s}{d(\omega_V^2 - \omega_s^2)}$$
(7)

Порівняння показали, що вони мало в чому відрізняються. Це говорить про те, що приведений метод оцінки M_0 та d можна проводити без чисельного розрахунку, тобто користуючись тільки аналітичною формулою. Але при цьому між двома теоретичними методами є принципова відмінність: один описує монохроматичний сигнал, другий – імпульсний; тому варто використовувати чисельний розрахунок. Крім того, чисельне моделювання роботи лінії затримки є важливим, оскільки існує багато характеристик, які неможливо описати аналітично.

Для практичного використання пасивних ліній затримки важливою характеристикою є АЧХ, тобто залежність ослаблення сигналу від зовнішнього поля підмагнічування. Знаючи АЧХ приладу можна підібрати оптимальні параметри його роботи. Проведено дослідження впливу на АЧХ лінії затримки різних параметрів системи. Вони показали, що на залежність помітно впливає лише ефективність збудження антеною та дисипація МСХ. Щодо впливу антени, то, як показали додаткові дослідження, ширина антени, використаної в експерименті, достатньо мала й її вплив практично не відчувався. Це вказує на те, що можна використати експериментально отриману АЧХ для оцінки дисипації ПМСХ у реальній плівці.

На рис. З наведено залежності ослаблення сигналу лінії затримки від зовнішнього поля для експерименту (крива (1)), теоретичного розрахунку для класичної моделі дисипації хвиль (крива (2)) і для запропонованої моделі дисипації (крива (3)). Експериментальна крива являє собою потужність сигналу в максимумі на виході з пасивної лінії затримки в децибелах відносно 1 мВт. Теоретична крива – віднормована потужність вихідного сигналу в децибелах.





Рис. 3. Амплітудно-частотна характеристика пасивної лінії затримки. Тривалість імпульсу τ_s = 50 нс, відстань між антенами *L* = 6 мм, ширина антен *w* = 30 мкм. Експеримент: товщина плівки *d* = 7,1 мкм, вхідна потужність сигналу *P*ⁱⁿ = 100 мкВт. Чисельний розрахунок: намагніченість насичення *M*₀ = 1790 Гс, товщина d = 6.8 мкм. параметри релаксації $\Delta H_0 = 0.5 \text{ E}$. $\alpha_H = 0.5 \cdot 10^{-5}$ м Е

Як видно з рисунка, класична модель, на відміну від запропонованої, практично не повторює експеримент. Дійсно, дисипація магнітостатичних хвиль залежить від хвильового числа. Подібну модель запропоновано в класичних роботах [7], але лише для обмінних хвиль. Для магнітостатичних хвиль дану модель запропоновано вперше, причому коефіцієнт зростання дисипації є досить відчутним: $\alpha_H = 0, 5 \cdot 10^{-5}$ м-Е. Щодо значення початкової напівширини лінії феромагнітного резонансу $(\Delta H_0 = 0.5 \text{ E})$, то воно непогано узгоджується зі значеннями, отриманими іншими методами.

З практичної точки зору, найважливішими величинами, які можна отримати з АЧХ є її ширина (смуга полів, при яких лінія затримки працює) і нахил залежності в робочій смузі частот. Знаючи дані характеристики, можна визначити робочі параметри реальних приладів, а цінність теоретичного моделювання полягає в тому, що можна прогнозувати роботу приладу.

Висновки

Запропоновано просту модель чисельного розрахунку пасивної лінії затримки на ПМСХ, яка дає добру збіжність з експериментом. Використовуючи цю мо-УДК 621.272.832.01

дель, вдалось отримати теоретичні залежності основних характеристик лінії затримки від різноманітних параметрів системи. При зіставленні результатів розрахунку та експерименту визначено товщину плівки, намагніченість насичення, поле анізотропії та параметри дисипації ПМСХ у плівці. Також запропоновано нову модель дисипації магнітостатичних хвиль, залежну від хвильового числа. Показано, що така модель дає добре узгодження теоретичного розрахунку з експериментом.

1. Бобков В.Б., Зависляк И.В., Романюк В.Ф. Радиоспектроскопия магнитостатических волн в эпитаксиальных ферритовых пленках // Радиотехника и эпектроника 2003 – Т 48 № 2 2 Вашковский А В Стальмахов В С Шараевский Ю П Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. – Саратов, 1993. З. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. - М., 1994. 4. Костылев М.П., Ковшиков Н.Г. Возбуждение, формирование и распространение солитоноподобных импульсов спиновых волн в ферромагнитных пленках // ЖТФ, 2002. - Т. 72. - Вып. 11. 5. Мелков Г.А., Коблянский Ю.В., Славин А.Н. и др. Обработка синалов в ферритовой пленке с помощью параметрической накачки // Радиотехника и электроника, 2003. – Т. 48, № 2. 6. Чумак А.В., Коблянський Ю.В., Васючка В.І. Дослідження профілів вихідних імпульсів пасивної і активної ліній затримки сигналів на зворотних об'ємних магнітостатичних хвилях // Вісн. Київ. ун-ту, Сер.: фізика та математика, 2004. – № 1. 7. Sparks M. Ferromagnetic relaxation theory. – N.Y., 1964. Надійшла до редколегії 30.09.05

Ю. Гайдай, канд. фіз.-мат. наук, доц., В. Сидоренко, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб., О. Сінькевич, асп., С. Кіпоть, студ., В. Ореховський, інж.

БЛИЖНЬОПОЛЬОВИЙ МІКРОХВИЛЬОВИЙ МІКРОСКОП З АКТИВНИМ ЗОНДОМ

Запропоновано нову конструкцію ближньопольового мікрохвильового мікроскопа. Експериментально продемонстровано високі точнісні характеристики даної конструкції. Отримані дані добре збігаються з результатами теоретичних розрахунків на базі кінцево-різницевої моделі.

New construction of near-field microwave microscope is proposed. High sensitivity and accuracy of measurements was demonstrated. Good correlation between experimental data and finite-difference model was found.

Вступ

Ближньопольова мікроскопія стає одним з найпопулярніших видів скануючої мікроскопії. У зв'язку з цим актуальним є удосконалення як теоретичних розрахункових методів, так і практичних конструкцій мікроскопів.

Відомо багато конструкцій ближньопольових НВЧ мікроскопів [3-6], але навіть найдосконаліші схеми не повністю реалізують увесь потенціал ближньопольових вимірювань через недостатню чутливість. Тому на кафедрі квантової радіофізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка було розроблено © Ю. Гайдай, В. Сидоренко,. О. Сінькевич,

С. Кіпоть, В. Ореховський, 2006

ближньопольовий мікрохвильовий мікроскоп принципово нової конструкції – з активним зондом [1]. Принципово новою ідеєю при побудові даного мікроскопа стало використання резонатора зонда як частотозадавального елемента генератора.

Активний зонд і його переваги

Основна відмінність мікроскопа з активним зондом від існуючих аналогів полягає в тому, що резонатор зонда використаний як коливальна структура генератора завдяки наявності підсилювача в колі зворотного зв'язку резонатора. Це й перетворює резонатор з пасивного елементу, (резонансна частота якого вимірюється зовнішніми пристроями) на активний зонд, тобто на частину генератора. Принцип дії цієї схеми (рис. 1.) заснований на тому, що при нерезонансному підсиленні генерація виникає на максимумі резонансної характеристики резонатора, що є наслідком виконання амплітудних і фазових умов генерації.

Вимірюючи частотоміром частоту генерації, фактично вимірюємо частоту резонансного максимуму та його зсув при піднесенні діелектрика до голки зонда. Враховуючи, що частота є найбільш точно вимірюваною величиною, можна зробити висновок, що дана схема забезпечує надзвичайно високу точність у вимірюванні малих зсувів резонансної частоти Δf , тобто надзвичайно високу роздільну здатність до малих змін діелектричної проникності Δє. Це дозволяє отримати топограму розподілу неоднорідностей діелектричної проникності поверхні досліджуваного об'єкта (рис. 2). Можна побачити, що розподіл діелектричної проникності, зісканований мікроскопом, приблизно повторює оптичне зображення зразка. Це можна пояснити тим, що області з різною діелектричною проникністю утворені речовинами з різним хімічним складом.



Рис. 1. Принципова схема ближньопольового НВЧ мікроскопа з активним зондом





Теоретична модель

Для коректної інтерпретації отриманих експериментальних даних, а також для розробки в майбутньому максимально ефективних методик вимірювання, окрім високотехнологічного обладнання потрібно також мати розрахункову теорію, яка б адекватно враховувала особливості фізики ближнього поля на вістрі голки зонда [2]. Ми використали кінцево-різницеву модель у квазістатичному наближенні. Даний підхід досить часто зустрічається в роботах з ближньопольової мікроскопії [6]. Він передбачає чисельний розв'язок рівняння Лапласа з відповідними граничними умовами. Розглянемо розрахунок для випадку суцільного діелектрика з проникністю ε та плівки на підкладинці з проникностями ε_f та ε_s відповідно.

У випадку циліндричної симетрії задачі кінцеворізницева схема для рівняння Лапласа може бути представлена таким чином:

$$\varphi_i^j = \frac{1}{4(1+\frac{1}{i})} (\varphi_{i+1}^j (1+\frac{1}{i}) + \varphi_{i-1}^j + \varphi_i^{j-1} + \varphi_i^{j+1}) .$$
(1)

Ця формула має бути доповнена граничними умовами на межі плівка – підкладинка та зонд – плівка. Отримавши розподіл збуреного та незбуреного полів в області зонда та застосувавши теорію збурень [4], можна отримати значення відносного зміщення частоти генерації $\Delta f/f$ у даній схемі.



Рис. 3 Нерівномірна FD сітка для осесиметричної моделі (a) і розподіл потенціалу в області зонда за присутності діелектрика з ε = 5 (б)

Для зменшення впливу меж сітки в даній моделі, що є фактично екрануючою поверхнею, використано нерівномірну FD сітку (рис. 3, а). В області контакту зонд–об'єкт обирався фіксований крок *h*. По мірі наближення до меж

РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА. 9/2006

області крок лінійно збільшувався. Це дозволило підвищити точність розрахунку поля в області зонда й одночасно віддалити цю область від меж сітки.

Результати експерименту

Для перевірки теоретичної моделі, а також демонстрації точнісних показників мікроскопа, експериментально отримано ряд залежностей. Також виявлено, що максимально можлива чутливість схеми визначається, в основному, власною стабільністю генератора. У нашому випадку, після впровадження прецизійної системи термостабілізації, точність вимірювання частоти генерації обмежується шумами підсилювача й становить приблизно 1 кГц для частоти 2,3 ГГц, тобто 4,3.10⁻⁷. На рис. 4. зображено експериментально отриману гістограму власних шумів генератора.

Іншою показовою характеристикою, яка містить у собі інформацію про можливу точність вимірювань у діапазоні робочих частот, є залежність зсуву резонансної частоти генератора від діелектричної проникності піднесеного до зонду зразка. Вона представлена разом з теоретичними розрахунками на рис. 5.







Аналізуючи цю залежність можна побачити, що при згаданій точності вимірювань зсуву частоти в 1кГц, роздільна здатність вимірювань діелектричної проникності залежить від абсолютної величини є. Наприклад, для величини ε = 5 роздільна здатність становитиме $\Delta \varepsilon \sim 10^{-4}$.



Характеристика (рис. 5) наведена для випадку, коли зонд безпосередньо контактує з поверхнею зразка (випадок максимальної чутливості). У випадку, коли зонд віддалений від зразка, чутливість буде меншою (зменшується динамічний діапазон зміни частоти резонатора).

Нами були проведені вимірювання залежності зміни резонансної частоти зонду від товщини для плівок ЗІГ (рис. 6). Також проведено відповідні розрахунки на базі розробленої моделі.



Рис. 6. Значення зсуву частоти для плівок ЗІГ різної товщини

3 отриманих результатів (рис. 5, 6) видно, що теоретичні розрахунки добре узгоджуються з експериментальними даними.

Таким чином, можна виділити такі пріоритетні напрями стосовно подальшого вдосконалення характеристик мікроскопа:

забезпечення більшої стабільності резонансної частоти генератора шляхом вдосконалення його внутрішньої конструкції, яка б забезпечила мінімальний рівень шуму;

покращення конструкції зонду з метою збільшення його чутливості до малих відхилень Δε;

розробка теоретичних моделей, які б максимально точно описували електромагнітні процеси, що відбуваються в системі зонд-зразок, а також добре узгоджувались з експериментальними даними.

Висновки

Запропоновано нову конструкцію мікрохвильового ближньопольового мікроскопа з активним зондом, який має високу роздільну здатність по $\Delta \varepsilon$, що дозволяє покращити точність вимірювань в уже опанованих ним областях і розширити межі його застосування в інших галузях.

Високі показники точності вимірювань, дозволяють виконувати безконтактний контроль якості поверхонь і високоточні вимірювання параметрів діелектриків і топографії розподілу їх неоднорідностей, а також відкривають перед ближньопольовою мікроскопією нову перспективну область застосування - ближньопольову інтроскопію діелектриків (ближньопольова томографія). Одним з важливих прикладних застосувань є також вимірювання параметрів тонких плівок у НВЧ діапазоні.

1. Сидоренко В.С., Гайдай Ю.О., Сінькевич О.В., Жила С.В. Пристрій для ближньопольової мікроскопії діелектричних об'єктів. Заявка на видачу патенту України від 17.09.02. Рег. № 2002119038 від 13 листопада 2002 р. 2. Сидоренко В.С., Гайдай Ю.О., Жила С.В. Сінькевич О.В. Розподіл вектора Пойнтинга в ближньому полі диполя Герца // Вісн. Київ. ун-ту. Сер.: радіофізика та електроніка, 2003. – Вип. 5. – С. 55–59. 3. Abu-Teir M., Golosovsky M., Davidov D. Near-field scanning microwave probe based on a dielectric resonator // Review of Scientific Instruments, 2001. - Vol. 72, No. 4. 4. Gao et al. High spatial resolution quantitative microwave impedance by a scanning tip microwave near-field microscope // Appl. Phys. Lett., 1997. - Vol. 71, No 13. 5. Lann A., Golosovsky M., Davidov D. Combined millimeter-wave near-field microscope and capacitance distance control for the quantitative mapping of sheet resistance of conducting layers // Appl. Phys. Lett., 1998. - Vol. 73. - No 19. 6. Steinhauer D., Vlahacos C., Wellstood F., Anlage S. Imaging of microwave permittivity, tunability, and damage recovery in (Ba,Sr)TiO₃ thin films // Appl. Phys. Lett., Vol. 75, No 20.

Надійшла до редколегії 27.09.05

· 21 ~

УДК 519.9

АВТОМАТИЗОВАНИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ IN-SITU КОНТРОЛЮ ПАРАМЕТРІВ РОСТУ ТОНКИХ ШАРІВ ПОРУВАТОГО КРЕМНІЮ

Запропоновано експресну методику для визначення товщини та швидкості росту шару поруватого кремнію під час електрохімічного травлення кремнієвої платини в розчині плавикової кислоти. Методика базується на вимірюваннях відбитого лазерного променя під час травлення. Наведено результати чисельного моделювання залежності коефіцієнта відбиття поруватого кремнію від товщини шару.

The rapid technique to define the thickness and rate of porous silicon layers growth during the electrochemical etching of silicon slab is suggested. The method is based on the measurement of reflected laser beam during etching process. The results of numerical simulation of reflection coefficients versus porous silicon layer thickness are presented.

Одним із способів підвищення ефективності напівпровідникових сонячних елементів і фотодіодів є використання таких конструкцій фотоперетворювачів, в яких реалізується багатократне проходження променя, що забезпечує збільшення внутрішнього квантового виходу [4]. Складовою частиною таких елементів є рефлектор (як рефлектор можна використати Брегівське дзеркало (БЗ)), з якомога більшим коефіцієнтом відбиття.

Зазвичай напівпровідникові багатошарові БЗ виготовляються за допомогою молекулярно-променевої епітаксії, але цей метод є відносно дорогим і технологічно складним. Однією з дешевих технологій могло б бути виготовлення БЗ із поруватого кремнію (ПК) методом електрохімічного травлення кремнієвої пластини, на якій формується й сама фотодіодна структура. Показник заломлення шару поруватого кремнію залежить від величини поруватості, який, у свою чергу, визначається умовами електрохімічного травлення [6].

При створенні БЗ важливу роль відіграє контроль параметрів шарів, що вирощують. Звичайно параметри БЗ можна оцінити в кінці процесу створення деркала, знявши спектр відбиття. Проте бажано мати можливість контролювати параметри окремих шарів ПК під час його росту in-situ і за необхідності впливати на процес росту.

Серед методів, які можна застосувати для визначення товщини шару поруватого кремнію, можна відзначити рентгенівський метод [3] і метод оптичноакустичної (ОА) [1, 2] спектроскопії. Останній використовує ОА ефект – термооптичне збудження акустичних хвиль у середовищі при поглинанні в ній модульованого за інтенсивністю світлового (лазерного випромінювання). Параметри ОА сигналів визначаються як характеристиками випромінювання, що поглинається, так і оптичними, тепловими й акустичними властивостями середовища, що поглинає. Це дозволяє проводити вимірювання вказаних властивостей досліджуваного середовища по часовому профілю ОА сигналу. Використання даного методу дозволяє проводити вимірювання як ступеня поруватості ПК, так і його товщини. Проте обидва вказані методи складні в реалізації, особливо при вимірюваннях тонких шарів ПК на кремнієвій підкладці.

Для визначення параметрів поверхонь, меж розподілу середовищ, тонких плівок також використовують метод еліпсометрії [5]. Цей метод є не руйнуючим, що дозволяє на основі інформації про поляризацію падаючого на зразок і відбитого від зразка монохроматичного світла визначити необхідні характеристики зразка, зокрема товщину.

Запропоновано метод для визначення параметрів тонких шарів ПК, що базується на використанні оптичної системи стандартного лазерного еліпсометра ЛЕМ-ЗМ і вимірюваннях відбитого лазерного світла від кремнієвого зразка під час його анодного травлення в комірці з електролітом.

Конструкцію вимірювальної установки наведено на рис. 1. Модульований за допомогою механічного модулятора лазерний промінь падає на кремнієву підкладку, яка розташована у спеціально сконструйованій фторопластовій комірці. Плече, в якому знаходиться лазер, можна обертати в вертикальній площині, що дозволяє змінювати кут падіння лазерного променя на підкладку. В електрохімічній комірці відбувається електрохімічне травлення кремнію, в результаті якого формується шар ПК. Відбивання лазерного променя з $\lambda = 632$ нм відбувається від кількох меж поділу: повітря – розчин HF – шар, що динамічно формується – кремнієва підкладка (рис. 2).

Інтенсивність відбитого променя реєструється ФЕП, підсилюється й подається на вхід аналого-цифрового перетворювача (АЦП) плати ЕТ 1250 та обробляється розробленим програмним забезпеченням. Таким чином, за допомогою даної установки можна стежити за зміною інтенсивності відбитого від структури світла під час її росту (анодного травлення).



Рис. 1 Схема установки, що дозволяє стежити за зміною відбитого від структури сигналу під час її росту

В установці використовуються:

He-Ne лазер з довжиною хвилі λ = 632 нм;

• механічний модулятор світла (диск із щілинами, що обертається);

• фторопластова комірка зі зразком, Pt електрод і розчин для анодування;

- підсилювач;
- фотоелектронний помножувач (ФЕП);
- потенціостат;
- інтерфейсна плата АЦП/ЦАП ЕТ1250;
- комп'ютер Pentium III.

Лазерний промінь падає на зразок під кутом θ_{n1} . У момент часу t_0 , коли починається електрохімічне травлення пластини кремнію товщиною d, товщина шару

поруватого кремнію дорівнює нулеві. При $t > t_0$ на межі розчину НF-кремній починає формуватися шар поруватого кремнію, його товщина з часом збільшується, а товщина монокристалічного кремнію зменшується. У загальному випадку шар поруватого кремнію росте неоднорідно й кожний прошарок ПК має показник заломлення n_i і товщину l_i . Водночас загальна товщина зразка залишається постійною $d_{пк} + d_{\kappa} = d_{зразка} = const.$

Для того, щоб розрахувати коефіцієнт відбиття нашої структуру в даних умовах, розглянемо багатошарову структуру рис. 2.



Рис. 2. Багатошарова структура, на яку під кутом θа падає промінь лазера

Для системи з рис. 2 виконуються наступні рівності:

$$n_a \sin \theta_a = n_i \sin \theta_i = n_b \sin \theta_b, i = 1, 2, \dots M,$$
 (1)

де n_i – показник заломлення *i*-го шару. Для кожного шару можна записати фазову товщину δ_i :

$$\delta_i = \frac{2\pi}{\lambda} n_i l_i \cos \theta_i = \frac{2\pi}{\lambda} n_i l_i \sqrt{1 - \frac{n_i^2 \sin^2 \theta_a}{n_i^2}},$$

$$i = 1, 2, \dots M,$$
 (2)

де λ – довжина хвилі, що падає під кутом θ_a на поверхню, l_i – товщина *i*-го шару

$$\rho_{Ti} = \frac{n_{T,i-1} - n_{T,i}}{n_{T,i-1} + n_{T,i}}, \quad i = 1, 2, \dots, M + 1,$$
(3)

$$\tau_{Ti} = 1 + \rho_{Ti}, \quad i = 1, 2, ..., M + 1,$$
 (4)

де р_{ті} та т_{ті} – елементарні коефіцієнти відбиття й пропускання відповідно. Крайові умови:

$$n_{T0} = n_{Ta}, \, n_{T,M+1} = n_{Tb} \tag{5}$$

$$n_{Ti} = \begin{cases} \frac{n_i}{\cos \theta_i}, \text{TM} \cdot \text{поляризація} \\ n_i \cos \theta_i, \text{TE} \cdot \text{поляризація} \end{cases}$$
 $i = a, 1, 2, ..., M, b$ (6)

Запишемо перехідну матрицю, що пов'язує компоненти напруженостей електричного поля на *i* та *i* + 1 межі розподілу.

$$\begin{bmatrix} \underline{E_{Ti+}}\\ \overline{E_{Ti-}} \end{bmatrix} = \frac{1}{\tau_{Ti}} \begin{bmatrix} 1 & \rho_{Ti}\\ \rho_{Ti} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{j\delta i} & 0\\ 0 & e^{-j\delta i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{E_{T,i+1,+}}\\ \overline{E_{T,i+1,-}} \end{bmatrix}.$$
 (7)

Рекурсія ініціалізується за допомогою такої рівності:

$$\left[\frac{E_{T,M+1,+}}{E_{T,M+1,-}}\right] = \frac{1}{\tau_{T,M+1}} \begin{bmatrix} 1 & \rho_{T,M+1} \\ \rho_{T,M+1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{T,M+1,+}' \\ 0 \end{bmatrix}.$$
 (8)

Коефіцієнт відбиття Γ_i можна записати за допомогою такої рекурсивної формули, як:

$$\Gamma_{i} = \frac{E_{Ti-}}{E_{Ti+}} = \frac{\rho_{Ti} + \Gamma_{T,i+1}e^{-2j\delta i}}{1 + \rho_{Ti}\Gamma_{T,i+1}e^{-2j\delta i}}, i = M, M-1, \dots, 1.$$
(9)

Рекурсія ініціалізується за допомогою такої рівності:

$$\Gamma_{T,M+1} = \rho_{T,M+1}$$
(10)

Чисельний розрахунок проведено, використовуючи рівняння (1) – (10). Моделювалась структура, у якої $d_{пк}$ змінювалось від 0 до 2000 нм з кроком 1 нм. Параметри шарів, що використовувалися при моделюванні, наведено в Табл. 1. Дані параметри відповідають моменту часу $t \le t_0$, де t_0 – час ввімкнення анодного струму. Розраховану за формулами (1) – (10) залежність коефі-

цієнта відбиття від товщини шару поруватого кремнію показано на рис. 3.

Та		
Матеріал	Товщина, <i>d</i>	Показник заломлення, <i>п</i>
Повітря		1
50 % спиртовий розчин HF	0,5 см	1,33
Поруватий кремній	0-0,2 мкм	2
Кремній	350 мкм	3,5



Рис. 3. Розрахована за формулами (1) – (10) залежність коефіцієнта відбиття від товщини шару поруватого кремнію

Зразок, що являє собою пластину кремнію з питомим опором $\rho = 0.01$ Ом*см був занурений у 50 % розчин спирту та HF кислоти (рис. 2). Перед початком травлення вимірюється рівень шумів ФЕП, фоновий сигнал ФЕП та інтенсивність відбитого від зразка світла під кутом 45⁰ за відсутності струму (коли процес травлення не відбувається).

Експериментальні зміни інтенсивності лазерного променя відбитого від зразка під час формування шару ПК отримані для зразків, які вирощувалися протягом 47 с при густинах струму j = 12, 24 та 36 мА/см² (рис. 4). Зміна величини анодного струму відповідає травленню з різною швидкістю росту ПК $v_{\Pi K} = f(j)$ [4, 6]. На отриманих залежностях спостерігалося виникнення одного, двох і трьох максимумів, відповідно, при j = 12, 24, 36 мА/см². Оскільки інтерференційні максимуми в залежності R = f(t) при $\lambda =$ const спостерігаються у випадку, коли різниця фаз променів, відбитих від передньої й тилової меж шару поруватого кремнію, дорівнює $n\pi$, де *n* = 0,1,2, то товщину шару, при якій виникає максимум, можна записати як:

. . .

$$d_{\Pi K} = \frac{(2k+1)\lambda}{4n_{\Pi K}\cos(\theta_a)},$$
 (11)

де *k* = 1,2,... З отриманої характеристики (рис. 4) можна визначити швидкість росту поруватого кремнію.

$$\mathbf{v}_{\Pi K} = \frac{d_{k+1} - d_k}{t_{k+1} - t_k} = \frac{\lambda}{2\Delta t n_{\Pi K} \cos(\theta_a)}, \qquad (12)$$

де $t_{k+1} - t_k$ – різниця в часі між сусідніми максимумами. При густинах струму травлення $j = 36 \text{ мA/cm}^2$ та $j = 24 \text{ мA/cm}^2$ швидкість росту становить 15.7 нм/с і 11 нм/с, що добре узгоджується з літературними даними [6]. Зі зменшенням струму швидкість росту поруватого кремнію зменшується.



Рис. 4. Залежність інтенсивності відбитого від зразка лазерного променя від часу при *j* = 36 мА/см².
І – фоновий сигнал ФЕП; 2 – сигнал від зразка під час травлення: 3 – сигнал від зразка в комірці (без травлення)

Таким чином, у даній роботі описано автоматизований комплекс для in-situ контролю параметрів росту тонких шарів поруватого кремнію. Створений комплекс дозволяє визначати швидкість росту шарів поруватого кремнію, а також спостерігати за зміною швидкості росту ПК з часом. Отримані експериментальні результати показали, що спостерігається добрий збіг з результатами комп'ютерного моделювання.

УДК 537.86/87:530.182

РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА. 9/2006

1. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. – М., 1991. 2. Карабутов А.А., Матросов М.П., Подымова Н.Б. Импульсная акустическая спектроскопия с лазерным источником звука // Акуст. журн., 1991. – Т. 37(2). 3. Ратников В.В. Определение пористости иснтетических опалов и пористого кремния рентгеновским методом // ФТТ, 1997. – Т. 39(5). – С. 956. 4. Свечников С.В., Саченко А.В. Светоизлучающие слои пористого кремния: получение, свойства и применение // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника, 1994. – Т. 27. 5. Bass Michael. Handbook of optics. – N.Y., 2003. – Vol. II Devices, Measurements and Properties. 6. Canham Leigh. Properties of Porous Silicon // N.Y., 1998. – Inst. of El. Engin.

Надійшла до редколегії 20.09.05

А. Іванчук, асп., М. Кононов, канд. фіз.-мат. наук, доц.

КОДУВАННЯ ЗОБРАЖЕНЬ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛОКАЛЬНИХ САМОВПОРЯДКОВАНИХ КАРТ ОЗНАК З РЕЛАКСАЦІЙНИМ МЕХАНІЗМОМ КЛАСТЕРИЗАЦІЇ

Екстраполяція самовпорядкованих карт ознак на аналіз зображень великої розмірності у поєднанні з релаксаційним методом кластеризації утворює модель первинної зорової кори головного мозку, яка має добру збіжність та може слугувати простим методом стискаючого кодування зображень.

Extrapolation of the self-organizing feature maps for high-resolution image analysis combined with relaxing clustering constitute a model of primary visual cortex which has good convergence properties and can be used for simple compressing image encoding.

Вступ

Із часу відкриття орієнтаційних колонок у зоровій корі головного мозку приматів [2] і біологічних принципів їх формування [6] побудовано багато моделей нейронних мереж, які відтворюють різні аспекти діяльності кори і використовуються для аналізу та розпізнавання зображень, Самовпорядковані карти ознак [3], моделюють формування зорової кори ссавців під впливом структурованих подразників зовнішнього світу і широко використовуються для кластеризації даних. Однак складність більшості з них швидко (як правило, квадратично) зростає залежно від розмірності вхідних даних. Лінеаризація даної залежності полягає у використанні обмежених рецептивних полів і проріджених латеральних синаптичних з'єднань; як приклад, можна навести мережу LISSOM [1].

Гіпотеза, яка полягає в тому, що рецептивні поля формуються протягом відносно короткого періоду в той час, коли латеральні з'єднання накопичують інформацію впродовж усього життя організму дозволяє вивести процес формування базових ознак в окрему модель. Перша частина даного твердження випливає з наведених вище робіт. Друге припущення підтверджується численними працями з досліджень мережі Хопфілда, яка є моделлю асоціативної пам'яті; як приклад, можна навести роботу [5], де досліджується інформаційна ємність цієї мережі.

Тому має сенс об'єднати концепцію аналізу сигналів рецептивними полями обмеженого розміру з топологічною неперервністю самовпорядкованих карт ознак. Запропонований у даній роботі підхід полягає в екстраполяції самовпорядкованих карт ознак на обробку зображень великої розмірності, яка зроблена, виходячи з принципу локальності обробки інформації. Враховуючи надмірну чутливість моделі [3] до часто повторюваних даних у навчальній вибірці, розроблено релаксаційний метод кластеризації для виявлення постійних складових у серіях даних і збільшення ефективної роздільної здатності карт ознак.

1. Локальні самовпорядковані карти ознак

Самовпорядковані карти ознак вигідно використовувати для аналізу растрових зображень малої розмірності. Нехай яскравість елемента зображення (піксела) має ефективний динамічний діапазон D (у даному випадку, кількість градацій сірого), а розмірність растра – $N \times N$. Тоді кількість можливих зображень (об'єм простору ознак) буде $V = D^{N^2}$. Припустимо, що завдяки ефекти-

ознак) буде V = D^{.,} . Припустимо, що завдяки ефективній кластеризації на кожен центр кластера отримаємо однакову кількість *C*' точок простору ознак. Потрібно знайти розмірність карти Кохонена $M \ge M$ таку, що: $C' \cdot M^2 = D^{N^2}$. Візьмемо $M' = M^2$ – кількість вузлів мережі, а $N' = N^2$ – розмірність зображення. Отже, кількість вузлів мережі залежно від розмірності зображення зростає експоненційно:

$$M' = \frac{1}{C'} D^{N'} .$$
 (1)

Тут величина $R = \frac{1}{C'}$ визначає роздільну здатність

мережі в просторі ознак. Якщо розглядати розклад зображення по базисним векторам, якими є центри кластерів, то можна виразити C через коефіцієнт стиснення зображення. Справді, нехай b – кількість бітів, необхідних для завдання положення вузла в карті: $b = \log_2 D^{N'} = N' \log_2 D$

Для бінарних зображень *b*, очевидно, дорівнює розмірності вхідного зображення. Узявши *b/C* кількість бітів для кодування, отримаємо максимально можливу розмірність карти

$$M' = \frac{b}{2C} = \frac{1}{2C} N' \log_2 D = \frac{N'}{C} .$$
 (2)

Прирівнявши (1) і (2), отримаємо:

$$C' = D^{N'} \cdot D^{-\frac{N'}{C}} = D^{\frac{N'(C-1)}{C}}$$

В ідеалі кількість вузлів мережі повинна дорівнювати кількості всіх можливих зображень, які мають розмірність рецептивного поля.

Завдяки експоненційному зростанню M' від N' даний підхід складно використовувати для аналізу зображень великої розмірності, оскільки кількість елементарних операцій, необхідних для акту розпізнавання пропорційна $N^2 D^{N^2/C}$. Якщо взяти бінаризоване томографічне зображення розмірності 256х256 з коефіцієнтом стиснення 10^3 , що досить багато навіть для сучасних методів компресії зображень, то отримаємо складність обчислення порядку $2^{16} \cdot 2^{\frac{65536}{1000}} \approx 2^{71} > 10^{21}$! Навіть потужність

лення порядку $2^{-5} \cdot 2^{1000} \approx 2^{-5} \cdot 10^{-1}$! Навіть потужність сучасних суперкомп'ютерів ~ 10^{14} оп/с є недостатньою

порівняно з цією величиною. Водночас для 8-ми бітового

растра 4x4 і стисненні 16 маємо $2^4 \cdot 256^{\overline{16}} = 2^{12}$, що є, прийнятним як з погляду швидкодії, так і з погляду об'єму оперативної пам'яті, необхідної для зберігання базисних векторів. Тому в першому наближенні вихідне зображення потрібно розбити на зображення меншої розмірності й кожне з них аналізувати окремо. Відповідно до введеного таким чином принципу локальності обробки інформації, кожній частині нейронної мережі, яка є окремою картою ознак, відповідає належна їй ділянка растра, яку назвемо рецептивним полем. Результатом розпізнавання є вектор розмірності MN, який зручніше представити у вигляді матриці розміру $M \ge N$, де M, N - кількість розбиття растра по осях х та у відповідно. Елементами вектора (матриці) є індекси активних вузлів у відповідних картах ознак. Наприклад, для аналізу МРТ зображень розмірності 256х256 можна використати матрицю розміру 64х64 із карт ознак, кожна з яких має рецептивне поле 4х4. Нейронну мережу даної структури будемо називати мережею з локальних самовпорядкованих карт ознак.

Слід відмітити, що в даній моделі розкладання зображення по базисних векторам має дещо специфічний вигляд. Базисними векторами є локальні карти ознак, а проекцією зображення на цей базис – вузли кожної з локальних карт ознак з найменшою відстанню (за заданою метрикою) до відповідної частини зображення, яка обробляється даною картою.

$$X = \sum_{i} \sum_{j} B_{ij} , \quad B_{ij} = m_{mn} \left\| S_{ij}^{mn} - X_{ij} \right\|_{1}.$$
(3)

Тут X – вхідне зображення, X_{ij} – його частини, які відносяться до локальних карт S_{ij} ; B_{ij} – проекція вектора X_{ij} на карту S_{ij} , яка дорівнює вектору з S_{ij} такому, що має мінімальну відстань до X_{ij} за метрикою Хеммінга: $\|X\|_1 = \sum_i |X_i|$. Її перевага над Евклідовою для чисельних

методів полягає в значно меншій ресурсоємності: немає необхідності кожну компоненту вектора зводити у квадрат, а потім брати квадратний корінь. Це особливо суттєво для сигналів, які мають велику розмірність.

Кількість операцій t_e , необхідних для кодування зображення за даною схемою, пропорційна розміру локальної карти, оскільки кожний її вектор потрібно порівняти із входом. Декодування полягає в знаходженні елемента карти за його індексом і, отже, за-

ймає константний час t_d : $\frac{t_e}{t_d} = M^2$.

Вектори В_{іі}, отримані в результаті розкладання ве-

ктора X, є взаємно ортогональними між собою, оскільки вектори з S_{ij} тотожно рівні нулю за межами області зображення, яка відповідає даній локальній карті. Однак точність такого представлення залежить від того,

наскільки є близькими вектори X_{ij} та B_{ij} . У випадку,

коли карта містить усі можливі вектори, точність є максимальною. Однак тоді не матимемо ніякого стиснення інформації. У випадку ж карт обмеженого розміру потрібно мінімізувати *середню* похибку представлення. У цьому разі потрібно, щоб карта містила не всі можливі, а *найбільш імовірні* вектори. Для виконання даної умови виконують кластеризацію простору ознак векторами локальної карти на навчальній вибірці.

2. Механізм модифікації синаптичних ваг

Правило навчання, яке використовується в базовій моделі [3] має недоліки в тому плані, що вузли, які знаходяться на краю ґратки, мають менше зв'язків із сусідніми вузлами. Це призводить до того, що під час навчання з'являється небажаний крайовий ефект, який є суттєвим для карт невеликих розмірів, унаслідок чого, покриття картою простору ознак має на краях карти іншу густину, ніж у центрі. Крім того, при збільшенні коефіцієнта швидкості навчання вузли мають тенденцію скупчуватись у вузькій області простору ознак.

Однак у нашій моделі маємо багато впорядкованих по двох координатах карт ознак, які переходять одна в іншу. Тому потрібно природним чином узагальнити правило навчання так, щоб модифікувалися синаптичні ваги нейронів у сусідніх картах ознак.

Для цього потрібно розглядати модель як велику карту ознак. При поданні на вхід мережі навчального зображення ведучі нейрони (вузли з найближчою відстанню до вхідного сигналу у просторі ознак) знаходяться у кожній з локальних карт ознак, але синаптичні ваги модифікуються також для восьми сусідніх карт. При цьому вважаємо, що функція сусідства дорівнює нулю для всіх локальних карт, крім найближчих.

Отже, для кожної карти S_{ij} знаходимо за формулою (3) її провідний вектор B_{ij} , який є вектором карти, найближчим до вектора X_{ij} з навчальної вибірки. B_{ij} модифікується методом градієнтного спуску з коефіцієнтом $\eta(t)$:

$$B_{ij} = B_{ij} + \eta(t) \left(X_{ij} - B_{ij} \right). \tag{4}$$

Тут $\eta(t) \in (0,1)$ – коефіцієнт, який регулює швидкість навчання й експоненційно зменшується протягом часу. Далі всі вектори одиничного околу даної карти модифікуються за формулою:

$$S_{i+kj+l}^{mn} = S_{i+kj+l}^{mn} + \eta(t) \cdot g\left(\sigma(t), \left\| pos(B_{ij}) - pos(S_{i+kj+l}^{mn}) \right\|_{2} \right) \left(B_{ij} - S_{i+kj+l}^{mn}\right).$$
(5)

Параметр $\sigma(t)$ змінюється протягом часу за тим са-

складеній карті; його результатом є двовимірний індекс. Нормою цього індексу є евклідова метрика, яка в даному випадку визначає відстань до провідного вузла; $g(\sigma,d)$ – функція сусідства, яка масштабує швидкість навчання залежно від відстані даного вузла до провідного в карті ознак. Вона має гауссову форму і визнача-

> 3. Залежність коефіцієнта градієнтного спуску та поперечника взаємодії вузлів від об'єму навчальної вибірки

Припустимо, що M векторів навчальної вибірки для локальної карти рівномірно розподілені в просторі ознак. Розмірність цього простору буде визначатися співвідношенням $d = N^2$, де N – розмір рецептивного

навчання залежно від відстані даного вузла до провід-
ного в карті ознак. Вона має гауссову форму і визнача-
ється співвідношенням:
$$g(\sigma, d) = e^{-\frac{d^2}{\sigma^2}}.$$
 (6)

Тут оператор pos(X) визначає положення вузла у

поля. Тоді середня відстань між цими векторами буде 1

l = M d. Вектори карти ознак також ініціалізуються рівномірно розподіленими випадковими величинами. Тому середня відстань вектора з карти ознак до найближчого вектора з навчальної вибірки буде l/2. Коефіцієнт градієнтного спуску має бути меншим від цієї величини, тобто

$$\eta = \alpha \cdot l = \alpha \cdot M^{-\frac{1}{N^2}}, \ 0 < \alpha < 1/2.$$

При використанні *с* проходів (циклів) за навчальною вибіркою, то кожен вектор карти ознак пройде *с* кроків до свого найближчого вектора з навчальної вибірки. З урахуванням цього, співвідношення для η набуде вигляду

$$\eta = \frac{\alpha}{c} \cdot M^{-\frac{1}{N^2}} .$$
 (7)

Коефіцієнт $\eta(t)$ протягом часу експоненційно зменшується від свого початкового значення η_s при t = 0 до кінцевого значення η_f при $t = t_f$. Зменшення поперечника взаємодії вузлів і коефіцієнта градієнтного спуску має біологічну аналогію зі зменшенням пластичності синапсів і для даної моделі обґрунтовано в роботі [5]. Запишемо залежність $\eta(t)$ у вигляді:

$$\eta(t) = ab^{-t}$$

Для початкового та кінцевого значень часу отрима-

ємо співвідношення: $\eta_s = ab^{-0}, \eta_f = ab^{-t_f}$, звідки

$$a = \eta_s, b = \left(\frac{\eta_f}{\eta_s}\right)^{-\frac{1}{t_f}}, \eta(t) = \eta_s \left(\frac{\eta_f}{\eta_s}\right)^{-\frac{1}{t_f}}$$

З урахуванням (7) отримаємо загальне співвідношення для $\eta(t)$:

$$\eta(t) = \frac{1}{c} \cdot M^{-\frac{1}{N^2}} \cdot \eta_s \left(\frac{\eta_f}{\eta_s}\right)^{-\frac{t}{t_f}}, \ 0 < \eta_f < \eta_s < 1/2$$

Поперечник взаємодії о від часу залежить, подібно і η:

$$\sigma(t) = \sigma_s \left(\frac{\sigma_f}{\sigma_s}\right)^{t_f}$$

Щоб отримати максимальну роздільну здатність карти в просторі ознак, необхідно обмежити взаємодію до лише найближчих вузлів, тобто $\sigma \approx 1, \sigma_s > \sigma_f$. Практично використовувалось $\sigma_s = 2, \sigma_f = 1$

4. Релаксаційне відновлення потенціалу при модифікації синаптичних ваг

Одним з основних недоліків базової моделі [3] є надмірна чутливість до постійної складової в даних. Це призводить до скупчення вузлів в області ознак, що містить постійні складову і яке є незворотним. Тим більше це стосується зображень, певні області яких можуть бути незмінними в багатьох екземплярах із навчальної вибірки. Тому доцільно розробити механізм, за допомогою якого нейронна мережа могла хоча б частково захиститися від часто повторюваних даних у навчальній вибірці.

Запропонований підхід полягає у введенні так званого потенціального множника *U*(*t*) у рівняння (4), (5) модифікації синаптичних ваг. Кожен вузол мережі характеризується потенціалом, який різко зменшується при модифікації синаптичних ваг даного вузла й повільно відновлюється до одиниці протягом часу.

Розглянемо випадок релаксаційного відновлення потенціалу. Залежність його від часу задається рівнянням вигляду $U(t) = 1 - e^{-t}$. Знайдемо функцію, яка до-

зволяє ітеративно обчислювати $U(t + \Delta t) = f(U(t))$:

$$U(t + \Delta t) = 1 - e^{-(t + \Delta t)} = 1 - e^{-\Delta t} \left(1 - (1 - e^{-t}) \right).$$

Підставляючи сюди (3.1), отримаємо $U(t + \Delta t) = 1 - e^{-\Delta t} (1 - U(t))$. При використанні даного підходу провідний вузол визначається за максимумом величини, яку назвемо *збудженням* і яка визначається співвідношенням $E_{ij}^{mn}(t) = U_{ij}^{mn}(t) - \left\|S_{ij}^{mn} - X_{ij}\right\|_{1}$. Тут

індекси *i, j* визначають локальну карту ознак, а *m,n* – положення вузла в цій карті. Тоді провідний вузол визначимо за формулою:

$$B_{ij}(t) = pos\left({_{mm}E_{ij}^{mm}(t)}
ight) = posE_{ij}(t)$$
. При модифікації

синаптичних ваг потенціал нейронів зменшується експоненційно збудженню, яке задається гауссовою функцією (6) відстані до провідного вузла:

$$U(t + \Delta t) = U(t) \cdot e^{-\beta E(t)}$$
, $E(t) = E_{ij}(t) \cdot g(\sigma(t), d)$

При використанні малого поперечника взаємодії о і, розглядаючи лінійну апроксимацію релаксаційного відновлення потенціалу, у першому наближенні можна трактувати множник $e^{-\Delta t}$ як величину, обернену до кількості тактів величини Δt , протягом яких потенціал відновлюється від нуля до близького до одиниці значення. Задачею даного підходу є запобігання модифікації ваг одних і тих самих нейронів протягом тривалого періоду часу і рівномірний розподіл навантаження між усіма вузлами. Тому ця кількість тактів має бути пропорційною кількості

вузлів у локальній карті ознак $e^{-\Delta t} = rac{1}{M^2}$. Звідси можна

виразити локальний час даної системи (тривалість такту) через її розмір: $\Delta t = \kappa \ln M$.

Результати

Для визначення оптимальних розміру рецептивного поля та розміру локальних карт ознак було використано навчальну вибірку з 1500 зображень і на них проведено кластеризацію мережами з різними параметрами. При використанні рецептивного поля розміром 4х4 і більше отримані результати кодування зображень були незадовільними навіть для локальних карт ознак розміром 32х32. Для поля 2х2 і локальної карти 8х8 кодовані зображення відрізнялися від оригінальних лише невисоким рівнем високочастотного шуму. Однак при цьому досягається невисокий (~2,5) коефіцієнт стиснення. Це пояснюється тим, що дана модель має лише один рівень роздільної здатності й аналізує лише високі просторові частоти.

Оцінку релаксаційного методу кластеризації було зроблено на двох тестових вибірках із трьохсот зображень. Перша складалася з однакових зображень, друга – з випадкових кадрів телевізійного сигналу, взятих з інтервалом 5 с. На рис. 1, а показано залежності потенціалу U(t) (зростаюча функція) і модуля зміни синаптичних ваг D(t) (спадаюча функція) протягом часу. U(t) змінюється в діапазоні (0;1), D(t) – від 0 до 10⁻⁴. Дані величини є усередненнями за всіма локальними картами ознак (16х16) мережі з рецептивним полем 2х2 і розміром карти 8х8.

U(t)

~ 28 ~



Рис. 1 Залежність модуля зміни синаптичних ваг і потенціалу від часу (а); навчена мережа з локальних карт ознак (б, в)

Гладкі криві відповідають першій вибірці. На рис. 1, а видно; що графік потенціалу при кластеризації на другій вибірці лежить вище першого майже на всій часовій осі. Це дає можливість використання даного методу для непрямої оцінки реальної кількості інформації в наборах зображень. Однак слід відмітити, що такий метод є по суті диференційним і працює лише на неперервній підмножині вибірки, довжина якої є меншою від часу релаксації потенціалу M^2 . На рис. 1, б,в наведено мережу, навчену на першій (б) і другій вибірках (в). Видно деяке виродження синаптичних ваг при навчанні на першій вибірці з однакових зображень. Це можна пояснити тим, що величина вибірки (300) є більшою за час релаксації системи (8х8 = 64). Однак це виродження є частковим унаслідок використання методу релаксаційного відновлення потенціалу та модифікації синаптичних ваг нейронів сусідніх карт (5).

Висновки

D(t)

Розроблена в даній роботі нейронна мережа з локальних самовпорядкованих карт ознак моделює формування окремого шару зорової кори мозку під впливом структурованих зорових подразників. Сформована таким чином штучна кора може просто кодувати графічну інформацію з невеликим коефіцієнтом стиснення. Шляхом теоретичних розрахунків, а також експериментальними методами, виявлено, що для ефективної обробки інформації потрібно використовувати малий розмір рецептивного поля 2х2. Використання більших рецептивних полів експоненційно збільшує розмір мережі, потрібний для кодування зображення з найменшими втратами, а також порушує принцип локальності обробки інформації. У свою чергу, необхідні для кодування обчислювальні ресурси (об'єм оперативної пам'яті та процесорний час) прямо пропорційні розміру мережі.

Релаксаційний метод кластеризації запобігає виродженню синаптичних ваг на постійних складових у навчальних вибірках і слугує індикатором реальної кількості інформації в серіях растрових графічних даних.

1. Choe Y., Siroch J., Miikkulainen R. Laterally Interconnected Self-Organizing Maps in Hand-Written Digit Recognition // Advances in Neural Information Processing Systems, 1996. – № 8. 2. Hubel D.H., Wiesel T.N. Receptive fields and functional architecture of monkey striate cortex // Journ. of Physiology, 1968. – Vol. 195, № 2. 3. Kohonen T. Self-organized formation of topologically correct feature maps" // Biolog. Cybernetics, 1982. – № 43. 4. Kohonen T. Physiological interpretation of the self-organizing map algorithm // Neural Networks, 1993. – No 6. 5. McEliece R.J., Posner E.C., Rodemich E.R. Venkatesh S.S. The Capacity of the Hopfield Associative Memory // IEEE Transactions on Information Theory, 1987. – Vol. IT-33, № 7. 6. Wiesel T.N., Hubel D.H. Ordered arrangement of orientation columns in monkeys lacking visual experience // Comp. Neurology, 1974. – № 158.

Надійшла до редколегії 10.10.05

УДК 519.9

В. Ільченко, д-р фіз.-мат. наук, Р. Гуль, асп., В. Телега, канд. фіз.-мат. наук, А. Ющенко, канд. фіз.-мат. наук, Г. Коротченков, д-р фіз.-мат. наук, П. Лісняк, канд. фіз.-мат. наук

ДОСЛІДЖЕННЯ ЧУТЛИВОСТІ ГЕТЕРОСТРУКТУР SnO₂-p-Si 3 ПОРИСТОЮ ТА СУЦІЛЬНОЮ ПЛІВКОЮ ДІОКСИДУ ОЛОВА, ВИГОТОВЛЕНИХ ПІРОЛІТИЧНИМ МЕТОДОМ

Розглянуто механізм впливу хлору та водню на зміну електрофізичних параметрів контактних структур на основі кремнію з надтонкими плівками діоксиду олова, що отримані методом піролітичного осадження. Досліджено властивості гетероструктур з плівками, які мають різний ступінь пористості. Показано, що вплив зміни газового середовища обумовлює зміну висоти потенціального бар'єра в гетероструктурі, яка визначається внесенням заряду різного знака (у випадку водню та хлору) в адсорбційно активний шар гетероструктури. При цьому властивості гетероструктури залежать від ступеня пористості адсорбційно активного шару.

The mechanism of influence of chlorine and hydrogen at the change of electophysical parameters of the contact structures on the basis of silicon with nano scale films of dioxide of tin, that are obtained by the method of pyrolytic deposition is considered. The consideration of heterostructures properties with the films which have the different degree of porosity is carried out. Is shown, that the change of the gas environment is the result of the change of the potential barrier height in the heterostructure, that stipulated by the adsorption of the charges of the different sign (in case of hydrogen and chlorine) in the adsorptive active layer of the heterostructure. Thus the properties of the heterostructure depend on the degree of the porosity of adsorptive active layer.

Останнім часом активно досліджується можливість використання гетероструктур на кремнієвій основі як первинних перетворювачів сигналів від оточуючого газового середовища. Ще одна причина підвищеного інтересу до такого типу структур полягає в тому, що вони є найдешевшими серед усіх відомих напівпровідникових газових сенсорів [3, 4, 1]. Одним з типів таких гетероструктур є SnO₂-p-Si. У даний час не достатньо вивчено причину зміни параметрів гетероструктури при зміні газового середовища. Відомо, що такого типу гетероструктури можуть працювати як у режимі реверсивного газового датчика, так і в режимі дозиметра (накопичувача дози перебування гетероструктури в даному газовому середовищі).

Наведено результати впливу різних газових середовищ на зміну параметрів гетероструктури SnO₂-p-Si з пористою та суцільною плівками діоксиду олова, отриманих методом спрей-технології [2]. Дві групи зразків з товщинами 20, 40, 60, 80, 100 нм. були виготовлені за методикою, описаною в [1]. Товщина плівок контролювалась за допомогою лазерної еліпсометрії. Нанесення алюмінієвих омічних контактів на наноплівку n-SnO2 проводилося термічним розпиленням алюмінію через маску з діаметром контактного вікна 3 мм. На кремнієву підкладинку із зворотного боку термічно наносився суцільний алюмінієвий контакт. Таким чином були виготовлені зразки з пористою та суцільною плівкою діоксиду олова. Нами досліджувались вольт-амперні (ВАХ) і вольт-фарадні характеристики (ВФХ) гетероструктур з різними плівками діоксиду олова, виготовлення яких описано вище, у лабораторній атмосфері, атмосфері з домішкою хлору 1 % та атмосфері з 1 % домішкою водню при кімнатній температурі.

На рис. 1, а зображено типові ВАХ структур SnO₂-p-Si, з пористою плівкою діоксиду олова товщиною 20 нм, що знаходились у лабораторній атмосфері та атмосферах з домішками хлору та водню. ВАХ для гетероструктур з пористою плівкою діоксиду олова мали випростовуючі властивості, які можуть бути апроксимовані виразом

$$i = i_s e^{\frac{\Phi_b}{kT}} \left(e^{\frac{eV_2}{kT}} - e^{\frac{eV_1}{kT}} \right)$$

де ϕ_b – висота потенціального бар'єра, V_1 та V_2 – падіння напруги, відповідно, на адсорбційно активній наноплівці і в області просторового заряду кремнієвої підкладинки, інші позначення загальновідомі [2].

Наведені ВАХ характеризуються такими параметрами: параметри ідеальності, відповідно, становили: n = 2,01...2,45; n* = 3,23...4,01 у звичайній атмосфері, n = 1,43...1,73; n* = 3,13...3,86 в атмосфері з домішками хлору та *n* = 2,13...2,79; *n** = 3,58...4,78 для випадку водню, де $n = e/\alpha kT$, $n^* = 1/\alpha^* kT$ а $\alpha = d\ln I/dV$ та $\alpha^* = d\ln I^*/dV$, відповідно, для прямого та зворотного струму.



Рис.1 а) ВАХ структур SnO₂-p- Si з пористою плівкою діоксиду олова товщиною 20 нм – 1) у лабораторній атмосфері; 2) у атмосфері з домішкою водню; 3) у атмосфері з домішкою хлору; б) ВАХ структур SnO2-р- Si з масовою товщиною суцільної плівки діоксиду олова 20 нм. -1) у звичайній атмосфері; 2) у атмосфері з домішкою водню; 3) в атмосфері з домішкою хлору

При зміні газового середовища відбувається зміна вольт-амперних характеристик: параметр Is зменшується в 4,5 рази внаслідок дії хлору і збільшується в 2,7 рази внаслідок дії водню. На рис. 1, б зображено ВАХ структур SnO₂-p- Si з масовою товщиною суцільної плівки діоксиду олова 20 нм у звичайній атмосфері, атмосфері з домішкою водню та атмосфері з домішкою хлору. Як бачимо з рис. 1, б, ВАХ різна для різних газових середовищ, проте параметри її є лінійними й не змінюються при зміні газового середовища.

Для гетероструктур SnO2-p-Si проводились дослідження і вольт-фарадних характеристик. Вольтфарадні характеристики вимірювались на частоті тестуючого сигналу 1 МГц. Ємність контактів монотонно зростала під дією прикладеної напруги прямого зміщення й досягала стану насичення при певних її значеннях. Дослідження показали, що внаслідок зміни середовища лабораторної атмосфери на середовище з домішкою хлору ємність контакту зменшується, як у стані насичення, так і при прикладеній "нульовій" напрузі, а внаслідок впливу домішки водню зростає. Висота потенціального бар'єра визначена згідно з методикою описаною в [4] збільшується при зміні середовища

лабораторної атмосфери на середовище лабораторної атмосфери з 1 % домішкою хлору як при вимірюванні ВАХ, так і при вимірюванні ВФХ, і зменшується у випадку зміни середовища лабораторної атмосфери на середовище з домішкою водню. У результаті проведеної роботи також було встановлено, що параметр адсорб-

ційно-активного шару $\frac{d}{\epsilon_1}$ зменшується в 1,3 рази вна-

слідок зміни середовища на середовище з домішкою хлору і збільшується в 1,3 рази внаслідок впливу середовища з домішкою водню.

Для з'ясування природи дії газового середовища проведемо порівняння експериментальних результатів з теоретичними залежностями. Вираз для чутливості ВАХ гетероструктур запишемо у вигляді

$$\gamma = \frac{I_v - I_g}{I_v} ,$$

де Iv – сила струму в лабораторній атмосфері, а Ig у газовому середовищі. Енергетичну діаграму досліджуваної гетероструктури розглядаємо в наближенні Шотткі. Тоді, згідно з [2] поверхневий заряд в адсорбційно активному шарі при "нульовій" напрузі може бути записаний як:

$$Q_{SC} = \sqrt{2q\varepsilon_s N_D(\varphi_{Bn} + \Delta \varphi - \frac{kT}{q})},$$

де φ_{Bn} – висота потенціального бар'єра, ε_s – діелектрична проникність, Q_{SC} – густина заряду адсорбційно активному шарі; N_D – концентрація легуючої домішки напівпровідника; $\Delta \varphi$ – зміна висоти бар'єра, q – заряд носія.

Із ВФХ згідно з [3] отримано значення для зміни величини інтегрального заряду при зміні оточуючого газового середовища. При зміні середовища лабораторної атмосфери на середовище атмосфери з домішкою хлору величина інтегрального заряду зменшується в порядку 2,2 рази, а внаслідок зміни атмосферного середовища на середовище з 1 % домішкою водню збільшується в 1,2 рази. При цьому адсорбція молекул хлору призводить до зростання (для водню зменшення) висоти бар'єра Шотткі. Висота потенціального бар'єра в лабораторній атмосфері становила 0,4 ± 0,05 еВ, і при зміні такого середовища на середовище з домішкою хлору зростає на 0,2 ± 0,05 еВ, у випадку середовища водню зменшується на 0,15 ± 0,05 еВ.

У випадку суцільної плівки діоксиду олова електрофізичні параметри досліджуваної гетероструктури залишаються сталими. Наприклад, параметри ідеальності ВАХ. Залежність сили струму від прикладеної напруги є лінійною. Це говорить про омічність такого переходу, відсутність нелінійності параметрів ВАХ і малу чутливість таких гетероструктур. Далі розглядатимемо цей випадок тільки для гетероструктур з пористою плівкою діоксиду олова на кремнієвій підкладинці.

Показано, що чутливість ВАХ гетероструктур залежить від зміни початкової висоти бар'єра шару Шотткі в (p-Si), відносний відгук гетероструктури визначається зміною спадання напруги на адсорбційно активному шарі при зміні середовища, максимальні зміни ВАХ гетероструктури будуть спостерігатися при максимальному збільшенні висоти початкового потенціального бар'єра і напрузі на адсорбційно активному шарі при переході від лабораторного середовища до середови-

УДК 621.272.832.01.

ща хлору або ж водню. В усіх випадках після припинення дії газу параметри контактних структур поверталися в "нульове" положення.

Проведені дослідження показали, що під дією хлору (водню) відбувається зміна параметрів ВАХ, а також змінюється висота потенціального бар'єра та параметра перехідного шару. Зміну параметра І_S можна пояснити зміною висоти потенціального бар'єра, а зміну висоти потенціального бар'єра, у свою чергу, можна пояснити зміною інтегрального заряду на електронних станах у SnO2. Така різниця в електрофізичних характеристиках для гетероструктур з пористою та суцільною плівками діоксиду олова може бути зумовлена тим, що при адсорбції молекул газу (у нашому випадку хлору або водню) на гетероструктуру з пористою плівкою діоксиду олова можлива адсорбція не на плівку, а безпосередньо на адсорбційно активний шар, унаслідок чого змінюється інтегральний заряд і, відповідно, висота потенціального бар'єра та інших параметрів гетероструктури. У випадку гетероструктури з суцільною плівкою діоксиду олова молекули адсорбуються лише на поверхню плівки й не зумовлюють зміни інтегрального заряду в ній і, відповідно, висоти потенціального бар'єра та інших параметрів. Отримані результати можуть бути використані для створення реверсивного газового сенсора, що реагує на зміну газового середовища.

1. Бомк О.Й., Ільченко Л.Г., Ільченко В.В. та ін. Механізм газової чутливості до аміаку структур нікель-л-кремній // УФЖ, 1998. – Т. 1. 2. *Korotcenkov G., Brinzari V., Schwank J.* et al. Peculiarities of SnO₂ thin film deposition by spray pyrolysis for gas sensor application // Sensors and Actuators, 2001. – Вип. 3866. 3. Sze S.M. Semiconductor Sensors: A Wiley-Interscience Publication. – 1996. 4. Vikulov V.A., Strickha V.I., Skryshevsky V.A. et al. Electrical features of the metal – thin porous silicon – silicon structure // J. Phys. D, 2000. – Vol. 33.

Надійшла до редколегії 27.09.05

В. Кислюк, канд. фіз.-мат. наук,, доц., О. Прокопенко, асист., О. Пустильник, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб.

ПРО ВИБІР МАТЕРІАЛУ ПІДКЛАДКИ ДЛЯ СТВОРЕННЯ РЕЗОНАНСНИХ ДЕТЕКТОРІВ МІЛІМЕТРОВОГО ДІАПАЗОНУ НА ОСНОВІ ГРАТКИ ДЖОЗЕФСОНІВСЬКИХ КОНТАКТІВ

Розглянуто вплив діелектричної підкладки на властивості резонансних детекторів міліметрового діапазону з джозефсонівськими контактами, що інтегровані в мікросмужкову лінію. Визначено оптимальні параметри підкладок на основі кремнію для побудови таких систем.

The influence of dielectric substrate on performance of resonance mm-wavelength detectors with Josephson junctions has been analyzed. Optimal parameters of silicon substrate have been estimated from theoretical and measurement results.

Вступ

Детектування малих і надмалих рівнів потужності електромагнітних коливань НВЧ є актуальною проблемою при розв'язанні ряду практично важливих задач [5, 8]. При цьому використовуються переважно квантові радіоприймальні системи, що мають унікальні радіофізичні характеристики. Такі системи можуть бути з успіхом реалізовані на основі ґраток контактів Джозефсона (ГДК), інтегрованих у резонатор поверхневої хвилі (РПХ) [5], що дозволяє узгоджувати між собою імпеданс ДК і лінії передачі НВЧ, а також забезпечити синхронізацію сотень контактів [7].

Як правило, ГДК на основі низькотемпературних надпровідників реалізуються у вигляді послідовності SNS або SINIS контактів, схему інтеграції яких у мікросмужкову лінію передачі (МСЛ) показано на рис. 1. Наведена схема була практично реалізована в РТВ (Physikalisch-Technische Bundesanstalt), Німеччина [7]. При цьому автори робіт [2,6,7] використовували відносно дешеву кремнієву підкладку, на відміну від традиційних для НВЧ діапазону підкладок на основі коштовного сапфірового ізолятора. У конструкції РПХ, що розглядається, металева плівка резонатора міститься не на SiO₂ плівці кремнієвої підкладки, а на шарі слюди, що дозволяє збільшити власну добротність такого РПХ.

Метою роботи є аналіз добротності металевого РПХ, який використовується для синхронізації ґраток контактів Джозефсона не на сапфіровій, а на кремнієвій підкладці. Структуру такого РПХ представлено на рис. 2.

Методи досліджень

Для аналізу добротності такого РПХ використовувалася методика, описана в роботі [3]. При цьому величина власної добротності РПХ, визначалася з аналізу залежності коефіцієнта відбивання електромагнітної хвилі від резонатора як функції частоти та коефіцієнта зв'язку β резонатора з лінією передачі:

$$\beta = \frac{1}{\kappa_c}, \qquad (1)$$

$$\left(\kappa c \beta_{\gamma_2}\right)_{Q_0} = \frac{2 + \beta^2 + \sqrt{4 + \beta^4}}{2\beta}. \qquad (2)$$

Були виміряні РПХ з електричною довжиною металевої смужки $\lambda/2$, що утворює резонатор, і шириною цієї смужки рівній ширині SNS контакту (50 мкм). Кремнієва підкладка РПХ мала розмір 3×10 мм². Ізолюючий шар між металом РПХ і підкладкою утворювався не традиційним окисленням кремнію, а слюдяною пластинкою завтовшки 50 мкм приклеєної до кремнію.



Рис. 1: а) мікросмужкова лінія з інтегрованими в неї джозефсонівськими контактами; б) структура одного джозефсонівського контакту та його розташовування в системі [2]. 1 – ніобій; 2 – SiO₂; 3 – алюміній; 4 – силіконова підкладка

Результати та їх обговорення

Результати вимірювань представлені в табл. 1. Вимірювання добротності зразків РПХ з погонним опором 20 Ом-см і 40 Ом-см проводилися при температурі 4,2 К з використанням стандартного вимірювача КСХ і ослаблення Р2-65. У тракті відбитої хвилі дуже мала амплітуда відбитого сигналу.

Відомо [5], що власна добротність *Q*₀ РПХ у прямокутному хвилеводі може бути описана таким виразом:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_n} + \frac{1}{Q_b} + \frac{1}{Q_f} + \frac{1}{Q_d},$$
(3)

де Q_n – добротність, обумовлена втратами у вузьких стінках хвилеводу; Q_b – добротність, обумовлена втратами в широких стінках хвилеводу; Q_f – добротність,

обумовлена втратами в металевій плівці РПХ; Q_d – добротність, обумовлена втратами в кремнієвій підкладці РПХ. Кожну з вищезгаданих добротностей можна обчислити за формулою:

$$Q_i = \frac{\omega W}{P_i},\tag{4}$$

де ω – кругова частота власних коливань системи; W – повна енергія системи; P_i – потужність втрат, яка має вигляд $P_i = \int_{S} \Pi(x, y, z) dS$, $\Pi(x, y, z)$ – вектор Умова –

Пойтинга; поверхня *S* при цьому відповідно ототожнюється з поверхнями стінок хвилеводу і плівки металу. Потужність втрат у діелектричній підкладці може бути

знайдена за формулою $P_d = \frac{1}{2}\omega_0 |\mathbf{\epsilon}| \operatorname{tg} \delta \int\limits_V |\mathbf{E}| dV$.



Рис. 2. Структура РПХ: 1 – металева смужка РПХ; 2 – слюда завтовшки 50 мкм; 3 – кремнієва підкладка

Таблиця 1. Залежність власної добротності Q0 РПХ (при різних температурах T) від погонного опору кремнієвої підкладки ρ, Ом-см (при T = 300 K)

ρ	10 ⁵	4·10 ⁴	10 ³	500	200	40	20
Q ₀	287	120	100	90	37,75	765	790
(T)	(300 K)	(300 K)	(300 K)	(300 K)	(300 К)	(4,2 K)	(4,2 K)

Щодо впливу діелектричної підкладки на добротність РПХ необхідно відзначити, що потужність втрат Pd обернено залежить від погонного опору підкладки ρ : $P_d \, \tan \delta \, \rho^{-1}$. Таким чином, вибираючи діелектрик з великим погонним опором ρ можна істотно збільшити власну добротність резонатора, оскільки при великій діелектричній проникності підкладки, найефективнішими механізмами втрат є втрати в діелектрику й у плівці РПХ. При цьому власна добротність РПХ фактично починає обмежуватися лише втратами в металевій плівці.

Результати проведених розрахунків, а також дані експерименту, показано на рис. 3.



Питомий опір підкладки оцінювався таким виразом:

$$\rho(T) = \frac{1}{q\mu(T)p(T)},\tag{5}$$

де $q = 1.6 \times 10^{-19} \,\text{Kr}$, $\mu(T)$ – температурна залежність рухливості електронів, p(T) – температурна залежність концентрації вільних електронів. Для оцінки $\mu(T)$ – використовували емпіричну формулу для кремнію [4]:

$$\mu_p = 54.3T_n^{-0.57} + \frac{1.36 \times 10^8 T^{-2.33}}{1 + \left[\frac{N}{2.35 \times 10^{17} T n^{2.4}}\right] \times 0.88T_n^{-0.146}}, (6)$$

the *T* - температура в K, *T_n* = $\frac{T}{2}$.

де T – температура в К, $T_n = \frac{1}{300}$. Концентрація носіїв запежатиме від ст

Концентрація носіїв залежатиме від ступеня іонізації легуючої домішки, якою в даній роботі є бор (з енергією іонізації $\Delta E = 0.045$ eB) [1]:

$$p = \frac{p_a}{2g_a} \left(\sqrt{1 + 4\frac{N_a}{p_a}} - 1 \right),$$
 (7)

де $p_a = N_v \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_b T}\right)$, N_v – ефективна густина ста-

нів у валентній зоні, g_a – фактор виродження акцепторного рівня, N_a – концентрація акцепторних домішок.

При кімнатній температурі для бору всі акцептори іонізовані, тому

$$N_a = \frac{1}{q \rho_{300K} \mu_{300K}}.$$

У табл. 2 наведено значення погонного опору, обчислені за формулою (5) (результати при T = 300 К вимірювалися й задавалися з технічних умов на матеріал). У дужках у таблиці вказано дані з врахуванням залишкового опору.

Таблиця 2. Залежність погонного опору
кремнієвої підкладки о від температури Т

<i>Т</i> , К	Зразок №1 р, Ом-см	Зразок №2 ρ, Ом-см
300	20	40
77	2200	3400
9	$5 \times 10^{10} (-10^{6})$	$4 \times 10^{10} \left(10^{6} \right)$
4,2	$5 \times 10^{24} (10^7)$	$3 \times 10^{24} \left(10^7 \right)$

Висновки

Проведено аналіз власної добротності Q_0 мідних резонаторів поверхневої електромагнітної хвилі залежно від питомого опору кремнієвої підкладки ρ . Показано, що власна добротність РПХ зменшується з 287 (при ρ = 100 кОм·см) до 37 (при ρ = 200 Ом·см) при кімнатній температурі. За тих самих умов добротні резонанси були відсутні на підкладках з ρ = 20 і 40 Ом·см.

При температурах, що відповідають стану надпровідності ніобієвих контактів Джозефсона, маємо справу з діелектриком, в якому струм через метал резонатора задаватиметься не шунтуючими механізмами в підкладці, а її поверхневими атомами й тому, одержані за формулою (5), результати даватимуть дещо завищені значення питомого опору. У РПХ власна добротність при T = 4,2 К має величину порядку $10^2 - 10^3$, що є абсолютно достатнім для розробки надмалошумливих резонансних детекторів з використанням ґраток контактів Джозефсона.

1. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. – М., 1977. – 458 с. 5. 2. Behr R., Schulze H., Muller F. et al. Microwave coupling of SINIS Junction in a Programmable Josephson Voltage Standard // Ргос. ISEC99, Extended Abstracts, 1999. – Р. 128–130. 3. Гинэтон Л. Измерения на сантиметровых волнах. – М., 1960. – 342 с. 4. Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем. – М., 1989. – 392 с. 5. Мелков Г.А., Егоров Ю.В. Свихартовские волны и поверхностные плазмоны в плоскопараллельной сверхпроводящей линии передачи // Физика низких температур, 2000. – Т. 26, № 2. – С. 147–156. 6. Меуег Н.G., Kohler H.G., Bluthner K. et al. Microwave circuit for the generation of Josephson voltage at low frequencies // Supercond. Sci. Technol., 1994. – Vol. 7. – Р. 327–329. 7. Hagedorn D. Psychical and Technological Limitations of SNS Josephson Junctions for Large-Scale Integration Low-Temperature Superconductor Circuits. – РТВ, Braunschweig, 2004. 8. Яцкив Я.С. Современные проблемы изучения вращения Землии // Проблемы построения координатных систем в астрономии. – Л., 1989. – С. 162–176.

Надійшла до редколегії 22.09.05

УДК 533.951

О. Кравченко канд. фіз.-мат. наук, М. Юрчук асп., Т. Лиситченко зав. лаб.

ІОННО-АКУСТИЧНІ УДАРНІ ХВИЛІ У ПЛАЗМОВИХ ЗГУСТКАХ

Представлено результати числового моделювання взаємодії іонно-акустичних ударних хвиль з одномірним пиловим згустком в аргоновій плазмі. Дослідження проведено в рамках гідродинамічної моделі, зарядження пилу визначено згідно з теорією обмежених орбіт, потенціал описано рівнянням Пуассона. Результатом моделювання є просторові розподіли плазмових параметрів у різні моменти часу. Показано, що швидкість хвилі зростає на передньому фронті згустку і спадає на задньому.

In this paper has been carried numerical simulation of the interaction of the ion acoustic shocks and one-dimensional dust layers in the argon plasma. Plasmas studied in the frame hydrodynamics model, the charge of dust particles is determined according to the orbitlimited model, the potential of the self-consistent electric field is described by Poisson equation. As a result simulation the spatial distributions of plasma parameters are obtained at different times. It is shown that the velocity of dust ion acoustic shocks is increased at the front boundary, and one is decreased at the back boundary of the dust cloud.

Вступ

Останнім часом дослідження запорошеної плазми викликає значний інтерес у зв'язку з широким поширенням пилових частинок у різноманітних плазмових технологіях, а також з теоретичної точки зору. Значну увагу у дослідженнях приділено різним колективним нелінійним процесам, а саме, формуванню подвійних шарів, солітонів та ударних хвиль. Пилові ударні іонноакустичні хвилі спостерігалися в експериментальних установках [1, 2] і досліджувалися теоретично в ряді робіт [3, 4]. Показано, що негативно заряджені пилові частинки приводять до підвищення швидкості пилової іонно-акустичної ударної хвилі (DIA) і до зменшення осциляцій плазмових параметрів в далекій від фронту DIA області. Теоретичні моделі, що пояснюють ці ефекти, припускають однорідність пилової компоненти. Водночас, як показано в деяких роботах, пилові частинки розподіляються в об'ємі неоднорідно, й утворюють згустки з різкими межами. В області локалізації таких згустків мають місце коливання, пов'язані з виникненням іонних потоків, швидкість яких переважає швидкість іонного звуку [5]. Дана робота розглядає моделювання взаємодії іонно-акустичної ударної хвилі з одновимірним пиловим згустком.

1. Модель

У нашій моделі розглядається одновимірний згусток пилових частинок, який знаходиться в нескінченній елек-

тронно-іонній плазмі. Вважається, що пилові частинки мають однаковий розмір і сферичну форму, а їх концентрація $n_d = n_{d0}$ однорідна в області $L_{d1} \le x \le L_{d2}$. При $x < L_{d1}$ та $x > L_{d2}$ концентрація пилу визначається згід-

но зі співвідношеннями
$$n_d = n_{d0} \exp\left(-\left(x - L_{d1}\right)^2 / \sigma\right)$$
 і

$$n_d = n_{d0} \exp\left(-\left(x - L_{d2}\right)^2 / \sigma\right)$$
 відповідно. Параметр σ

визначає крутизну фронтів пилового згустку. Іонноакустична ударна хвиля формується внаслідок перепаду іонної концентрації, що спочатку знаходиться в точці $x = L_1$, $L_1 \ll L_{d1}$.

На пилові частинки з плазми течуть електронний та іонний струми, які заряджають їх. Зарядка пилових частинок описується таким рівнянням:

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} = I_e + I_i , \qquad (1)$$

де I_e та I_i – електронний та іонний струми на пилову частинку, що визначаються за допомогою теорії обмежених орбіт [6]

$$I_e = -\pi a^2 e \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e}\right)^{1/2} n_e \exp\left(\frac{eq_d}{r_d kT_e}\right), \tag{2}$$

$$I_{i} = \pi a^{2} e n_{i} \left(\frac{8kT_{i}}{\pi m_{i}} + v_{i}^{2} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{eq_{d}}{r_{d} \left(kT_{i} + m_{i} v_{i}^{2} / 2 \right)} \right).$$
(3)

Заряд пилових частинок починає впливати на потенціал електростатичного поля ϕ , що визначається з рівняння Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -4\pi e \left[n_i - n_e + q_d n_d \right]. \tag{4}$$

Іони описуються такими гідродинамічними рівняннями:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i}{\partial x} = -I_i n_d , \qquad (5)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\frac{e}{M_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} + F_{id} , \qquad (6)$$

де v_i – дрейфова іонна швидкість, а F_{di} – сила тертя іонів з пилинками, яка визначається як [6] $F_{di} = (\sigma_{coul} + \sigma_{coll}) n_i m_i v_i^2$, де $\sigma_{coul} = 2\pi b_0^2 \ln \Lambda$ – перетин кулонівської взаємодії іонів із зарядженими пиловими частинками, $b_0 = \frac{eq_d}{m_i v_i^2}$ – прицільний параметр, при якому іон відхиляється на кут 90°,

 $\sigma_{coll} = 4\pi r_d^2 \left(1 - \frac{2eq_d}{am_i v_i^2} \right)$ – перетин осідання іонів на

сферичній пиловій частинці.

¢

-0.5

-1,0

Електрони вважаються рівноважними й їх концентрація описується розподілом Больцмана

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\phi}{kT_e}\right). \tag{7}$$

2. Результати

У статті наведено результати чисельного моделювання, проведеного для таких значень плазмових параметрів: концентрація плазми в незбуреній області $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, електронна температура $T_e = 1 \text{ eB}$, іонна температура $T_i = 0,03 \text{ eB}$, радіус пилової частинки $r_d = 0.15 \text{ мкм}$, ширина пилового згустку $L = L_{d2} - L_{d1} = 100 \cdot \lambda_d$.

Розглянемо спочатку взаємодію плазми з пиловим згустком за умови, коли зовнішня іонно-звукова ударна хвиля не формується. Просторові розподіли потенціалу самоузгодженого електричного поля $\phi = e\phi/kT_e$ для різних значень концентрації пилу $N_d = n_{d0} / n_0$ наведено на рис. 1, а. У цьому випадку межі пилового згустку $L_{d1} = 450$, а $L_{d2} = 550$. Просторова координата x нормована на електронний дебаївський радіус у незбуреній плазмі λ_d . З рисунку видно, що біля меж пилового згустку формуються мінімуми потенціалу. Збільшення концентрації пилу приводить до виникнення осциляцій плазмових параметрів. У цьому випадку існують інтенсивні потоки плазми в область пилового згустку [6], які намагаються компенсувати втрати іонів унаслідок осідання на пилових частинках. Поява осциляцій спостерігається тоді, коли направлені швидкості іонів перевищують швидкість іонного звуку.





у різні моменти часу при N_d = 0,001(б)

На рис. 1, б зображено просторові розподіли концентрації іонів для кількох моментів часу при $N_d = 0.001$, які ілюструють встановлення стаціонарного стану. Час t тут і в подальшому нормований на обернену іонно-плазмову частоту. Видно, що в центральній області пилового згустку стаціонарна концентрація іонів більша від концентрації іонів в оточуючій плазмі й різко змінюється на фронтах пилового згустку. Наведені результати показують, що параметри плазми, в якій міститься пиловий згусток, є суттєво неоднорідними. Крім того, при досить високій концентрації пилу утворюються їх осциляції.

Результати моделювання взаємодії іонно-звукової хвилі з пиловим згустком представлено на рис. 2–4. Рис. 2 демонструє просторовий розподіл іонної концентрації $N_i = n_i / n_0$ для різних значень N_d у моменти часу t = 200 (рис. 2, а) і t = 400 (рис. 2, б). На цьому рисунку координата передньої межі пилового згустку $L_{d1} = 650$, а задньої – $L_{d2} = 750$. Бачимо, що при наближенні до пилового згустку (момент часу t = 200) ударна хвиля поширюється тим швидше, чим більша концентрація пилу N_d . Це можна пояснити тим, що в цій області напрямки поширення ударної хвилі та іонного потоку збігаються. При збільшенні концентрації пилу зростає швидкість рекомбінації іонів на пилових частинках, що обумовлює зростання швидкості іонного потоку всередину згустку. У свою чергу, на задньому фронті згустку вони мають протилежні напрямки швидкості і, як наслідок, швидкість ударної хвилі зменшується тим сильніше, чим більша концентрація пилу (t = 400).

Проаналізуємо тепер вплив іонно-звукової ударної хвилі на параметри плазми за її фронтом. На рис. З зображено просторові розподіли концентрації іонів у різні моменти часу для випадку $N_d = 0.001$ (а) і $N_d = 0.003$ (б). З рисунка видно, що після проходження іонно-акустичної ударної хвилі в області пилового згуст-

ку спостерігається значне підвищення концентрації плазми, яке зберігається з часом.

На передній межі пилового згустку зміна іонної концентрації стає ще більшою в порівнянні з випадком, коли іонно-звукової хвилі немає. Водночас, на задній межі вона суттєво зменшується. При збільшенні концентрації пилу спостерігається формування різких стрибків іонної концентрації на межах пилового згустку.



Рис. 2. Просторові розподіли іонної концентрації в моменти часу t = 200 (a) і t = 400 (б) при різних значеннях N_d



Рис. 3. Просторові розподіли іонної концентрації для різних моментів часу при N_d = 0,001(a) і N_d = 0,003 (б)

Рис. 4, а представляє часову еволюцію дрейфової іонної швидкості для випадку $N_d = 0,003$. Можемо бачити, що розподіл направленої швидкості іонів до приходу ударної хвилі симетричний в області пилового згустку (t = 100). Після проходження ударної хвилі швидкість іонів на передній межі зростає, а на задній – іонний потік всередину пилового згустку практично зникає. Цей факт може пояснити рис. 4, б, де зображено просторові розподіли потенціалу електричного

поля при $N_d = 0.003$ у моменти часу t = 100, 200, 400. З рисунка видно, що на межах пилового згустку утворюються мінімуми потенціалу, які й зумовлюють формування іонних потоків в область пилового згустку. Іонно-звукова ударна хвиля спричиняє зникнення мінімуму потенціалу на задній межі згустку, що приводить до однобічного потоку іонів в область пилового згустку.



Рис. 4. Просторові розподіли направленої швидкості при концентрації пилових частинок (a) і потенціалу самоузгодженого електричного поля (б) при концентрації пилових частинок N_d = 0,003

Висновки

1. Комп'ютерне моделювання взаємодії згустку пилових частинок із плазмою показало утворення мінімумів потенціалу самоузгодженого електричного поля на його межах, які зумовлюють виникнення інтенсивних іонних потоків усередину пилового згустку. Проходження іонно-звукової хвилі через область пилового згустку викликає порушення симетрії в розподілах параметрів плазми, зокрема, приводить до зникнення мінімуму потенціалу на одній з меж. При цьому залишається лише один потік іонів, направлений з боку руху ударної хвилі.

 Показано, що швидкість поширення ударної хвилі в області перед пиловим згустком збільшується, а в області задньої межі та після проходження пилового

УДК 528.88:634.43

згустку – зменшується при збільшенні концентрації пилових частинок. Одержаний результат пояснюється взаємодією ударної хвилі з іонними потоками.

1. Bailung H., Nakamura Y. Observation of Ion-Acoustic Shocks in a Dusty Plasma // Phys. Rev. Lett., 1999. – Vol. 83. 2. Kravchenko A.Yu, Yurchuk M.M. Dust clouds in a plasma: Proc. of Int. Conf. on Physics of Low Temperature Plasma, Kyiv, 11–15 may 2003. – K., 2004. 3. Luo Q.-Z. D'Angelo N., Merlino R.L. Experimental study of shocks formation in a dusty plasma // Phys.Plasmas, 1999. – Vol. 6. 4. Popel S.I., Golub' A.P., Losseva T.V., Binghem R., Benkadda S. Evolution of perturbation in a charge-varying dusty plasmas // Phys. Plasmas, 2001. – Vol. 8. 5. Shukla P.K., Mamun A.A. Solitons, shocks and vortices in dusty plasmas // New Journ. of Phys., 2003. – Vol. 5. 6. Shukla P.K., Rao N. Introduction to Dusty Plasma Physics / Bristol and Philadelphia, 2002.

Надійшла до редколегії 20.09.05

В. Курашов, канд. фіз.-мат. наук, доц., В. Соловйов, асп.

ПРОБЛЕМА РАДІАЦІЙНОЇ ДІАГНОСТИКИ ЯК ЗАДАЧА БАГАТОВИМІРНОГО СТАТИСТИЧНОГО АНАЛІЗУ

Задача ретроспективної радіаційної діагностики розглядається як задача класифікації складних багатопараметричних систем. Проаналізовано методи виділення вторинних інформативних ознак у скінченновимірному просторі малої розмірності. Метод ілюструється результатами аналізу дії іонізуючого випромінювання та іонів кадмію на організм щурів.

The problem of retrospective radiation diagnostics is considered as a classification problem of complicated polyvalent systems. Methods of principal components extraction in finite-dimensional space of small dimensionality are analyzed. The method is illustrated with analysis of the ionizing radiation and Cd ions effect on the organism of rats.

Вступ

Аналіз комбінованої дії зовнішніх впливів на біологічні об'єкти є складною проблемою, оскільки такий аналіз включає в себе не тільки вивчення механізмів дії кожного з факторів, але й виявлення характеру, механізму та ступеня взаємодії факторів між собою. Зокрема, при радіаційній діагностиці зазнають змін численні фізіологічні та біохімічні показники стану організму, кожний з яких не є специфічним саме для цього типу ураження, особливо при малих дозових навантаженнях. Множинність поєднання доз різних агентів, враховуючи різні інтервали часу між ними, обумовлює необхідність коректної інтерпретації експериментальних даних, отриманих при спостереженні за зміною характеристик стану об'єкта. Інакше кажучи, задачу радіаційної діагностики в цьому розумінні можна розглядати як математичну задачу розпізнавання або, більш точно, класифікації. З іншого боку, як було відмічено в [4], таке формулювання проблеми є типовим для обернених задач, тобто таких, де за вихідною реакцією об'єкта відтворюється характер дії на нього. Із цього погляду будь-яка ефективна процедура аналізу має бути статистичною. Саме таку комбіновану інтерпретацію проблеми радіаційної діагностики запропоновано нами в даній роботі. Ефективність цієї методики ілюструється експериментальними даними, отриманими при радіаційному опроміненні щурів.

Проблема виділення ознак при класифікації станів складних об'єктів

Під прямою задачею кількісної оцінки реакції біологічних об'єктів на зовнішні впливи слід розуміти визначення залежності зміни показників життєдіяльності організму від величини та типу впливу. У даному випадку за результатами спостережень зміни того чи іншого показника, можна впевнено говорити про наявні причинні зв'язки. Однак не менш важливе значення має обернена задача діагностики, коли не відома причина того чи іншого стану об'єкта, а відома тільки реакція останнього. Як правило, задача визначення величини й типу впливу виявляється суттево більш складною насамперед тому, що вона має ретроспективний характер: відсутні дані про умови експерименту, а аналіз даних не обумовлює напряму подальших досліджень. Традиційний підхід, що базується на послідовному аналізі отриманих даних не забезпечує в цьому випадку однозначне вирішення через велику кількість механізмів дії на біологічний об'єкт. Тому задачу діагностики доцільно розглядати як задачу класифікації в багатомірному просторі ознак, які формуються на основі навчаючої вибірки експериментальних даних. Принципово важливим є оптимальний вибір вторинних ознак щодо мінімізації ймовірності хибної класифікації. Можна сподіватися, що для багатьох задач радіаційної діагностики ефективними є ознаки у вузькому розумінні, тобто такі, що можуть бути представлені як координати в скінченновимірному евклідовому просторі. Але сам вибір таких ознак не є однозначним: існують кілька процедур їх формування, придатність яких у тій чи іншій ситуації суттєво залежить від специфічних особливостей проблеми. У даному випадку розглянуто утворення вторинних ознак, що базуються на розвиненні Карунена – Лоева (КЛ), дискримінантному аналізі та їх модифікацій. Результати розрахунків для конкретної задачі наведено для одного з методів (класичні ознаки КЛ).

Методи досліджень

Класичні ознаки Карунена – Лоева. Цей підхід безпосередньо використовує результати теореми КЛ [2]. Ознаки отримуються проектуванням сигналу на власні вектори φ_k^0 кореляційної матриці G вибіркової множини $\{U\}$ векторів первинних даних, знайдені відповідно до рівняння:

$$\mathbf{G}\boldsymbol{\varphi}_{k}^{0} = \lambda_{k}\boldsymbol{\varphi}_{k}^{0}, \qquad (1)$$

де λ_k – власні значення G. Кореляційна матриця в представленні КЛ є діагональною, тому координати $\left\{a_n^k\right\}$ вектора U_n у просторі ознак L, натягнутому на базисні вектори $\left\{\varphi_k^0\right\}_0^K$, є некорельованими випадко-

вими величинами, а середньоквадратична похибка для *К*-вимірної проекції випадкового процесу є мінімальною для довільного заданого *К*.

Узагальнені ознаки Карунена – Лоева. Класичне перетворення КЛ не цілком узгоджується з потребами розпізнавання у випадках, коли класифікація випадкових сигналів проводиться по кількох класах. Для ефективного представлення всіх таких сигналів використовується узагальнене перетворення КЛ. Нехай маємо множину дискретизованих випадкових процесів $\{\mathbf{U}_n^i \in \mathbb{R}^d, i = \overline{1, M}\}$, які залежать від параметра *i* з відомим розподілом імовірностей p_i . Кореляційна матриця суміші має вигляд:

$$\mathbf{G} = \sum_{i=0}^{M-1} p_i \mathbf{G}^i , \qquad (2)$$

де G^i – коваріаційна матриця підкласу $\{U^i_n\}$. Базисні вектори $\{\phi^0_k\}_0^K$ визначаються як власні вектори матриці G з рівняння (1). Відповідне розвинення називається узагальненим представленням КЛ. Коефіцієнти розвинення є некорельованими випадковими змінними для всієї суміші процесів. Однак вони залишаються корельованими при усередненні за окремо взятому підансамблем. Суттєвою властивістю узагальненого представлення КЛ є те, що воно враховує різницю між випадковими процесами, що належать різним класам.

Дискримінантні ознаки. У дискримінантному аналізі критерій розділення класів формулюється в термінах дисперсійних матриць усередині класу та між окремими класами [6–8]. Дисперсійна матриця в межах класу відображає розсіювання реалізацій сигналів одного класу відносно їх математичного очікування:

$$\mathbf{G}_{inside} = \sum_{i=0}^{M-1} p_i \mathbf{G}^i \,. \tag{3}$$

Розсіювання між класами описує матриця дисперсій

$$\mathbf{G}_{class} = \sum_{i=0}^{M-1} p_i (\mathbf{M}^i - \left| \mathbf{M} \right| (\mathbf{M}^i - \left| \mathbf{M} \right|)^T, \qquad (4)$$

де \mathbf{M}^{i} – середнє значення для класу ω_{i} , а $\mathbf{M}\langle$ – середнє значення суміші розподілів:

$$\left| \mathbf{M} \right| = \sum_{i=0}^{M-1} p_i \mathbf{M}^i .$$
 (5)

Для того, щоб отримати критерій роздільності класів, дисперсійним матрицям (3), (4) ставиться у відповідність число, яке збільшується при збільшенні розсіяння між класами та при зменшенні розсіяння всередині класів. Найбільш часто застосовується критерій розділення класів у вигляді:

$$J = tr(\mathbf{G}_{inside}^{-1}\mathbf{G}_{class}) .$$
 (6)

Цей критерій приводить до задачі на власні значення [8]:

$$\mathbf{G}_{inside}^{-1}\mathbf{G}_{class}\boldsymbol{\varphi}_{k} = \lambda_{k}\boldsymbol{\varphi}_{k} \,. \tag{7}$$

Треба відмітити, що матриця $G_{inside} G_{class}$ не є симетричною, тому розв'язок цієї задачі еквівалентний одночасній діагоналізації двох матриць G_{inside} і G_{class} , що не комутують (так звана процедура відбілювання) [8]. Але цей алгоритм є нестійким у присутності шумів, оскільки містить у собі можливе ділення на малі власні значення G_{inside} .

Дискримінантні ознаки з симетризованим критерієм роздільності. Для усунення цієї проблеми може бути використаний модифікований критерій

$$J_{1M} = tr((\mathbf{G}_{inside}^{-1}\mathbf{G}_{class} + \mathbf{G}_{class}\mathbf{G}_{inside}^{-1})/2). \quad (8)$$

За своїм фізичним змістом цей критерій еквівалентний (6), але його перевагою є те, що він приводить до задачі на власні значення для симетричної матриці, і тому не потребує застосування процедури відбілювання.

Результати та їх обговорення

Ефективність розглянутого підходу для розв'язання проблем радіаційної діагностики перевірялася на прикладі дії іонізуючого випромінювання та введених іонів кадмію на організм щурів. При цьому досліджувалась як дія кожного типу впливу, так і комбінована дія двох типів (дози іонізуючого випромінювання становили 1 Гр та 2 Гр, іони кадмію вводилися у пропорції 0,5 мг/кг ваги); (клас 1 – контроль; 2 – CdCl₂; 3 – опромінення в дозі 1 Гр; 4 – опромінення в дозі 2 Гр; 5 – CdCl₂ та опромінення в дозі 1 Гр; 6 – CdCl₂ та опромінення в дозі 2 Гр). Як первинну інформацію було взято дані про структурнофункціональний стан клітин кишкового тракту та печінки загальною кількістю 45 (детальний перелік досліджуваних параметрів наведено в [3]). Навчаюча вибірка складалася з 10 реалізацій для кожного з шести класів (враховуючи контроль). Тестуюча вибірка також містила по 10 векторів кожного класу, виміряних незалежно. Розкид індивідуальних параметрів для кожного класу був у межах 5 %-го відхилення від центроїда класу. Аналіз проводився в просторі ознак, розмірністю від двох до шести. На рис. 1 показано площину перших двох ознак, сформованих на основі класичної процедури КЛ.



Із рис. 1 видно, що навіть у просторі двох ознак КЛ добре розділяються майже всі класи (за типами та дозами впливу), за винятком, можливо, класів, які відповідають дії іонізуючого випромінювання в дозах 1 Гр та 2 Гр разом із введенням іонів кадмію (класи 5 та 6). Подальша перевірка показала, однак, що ці два класи задовільно розділяються у просторі двох дискримінантних ознак при застосуванні симетризованого критерію (8). (Відповідну побудова класифікатора не наведено з міркувань стислості).

Для кількісної міри роздільності класів розраховувалася відстань Махаланобіса (ВМ) [1]:

$$M(i, j) = (\mu_i - \mu_j)' \Sigma^{-1} (\mu_i - \mu_j),$$
(9)

де μ_i та μ_j – вектори середніх значень сукупностей відповідно *i*-го та *j*-го класів у *p*-вимірному просторі вторинних ознак, Σ⁻¹ – матриця, обернена до коваріаційної матриці сукупностей. Ефективність використання даної величини як міри відстані між двома сукупностями полягає в тому, що в ній враховується не тільки відстань між центроїдами класів, а й дисперсія всередині класу. Відмітимо, що застосування ВМ як оцінки розділення класів ґрунтується на такому припущенні. Вважається, що вибірка кожного класу, отримана в просторі р вторинних ознак з генеральних сукупностей з нормальним законом розподілу ймовірності *N*(μ_{*i*},Σ) і відомою (однаковою для всіх класів) коваріаційною матрицею Σ. Фактично в нашому випадку як Σ використовувалася вибіркова оцінка коваріаційної матриці, отримана за навчаючою вибіркою. (Відхилення значень діагональних елементів коваріаційних матриць для різних класів знаходилися в допустимих межах для вибірки заданого об'єму). У табл. 1 представлено матрицю ВМ для всіх пар класів при p = 4.

№ класу	1	2	3	4	5	6
1	0,0	1876,3	2286,5	3517,1	5340,8	5691,4
2	1876,3	0,0	690,0	1921,1	3877,3	4278,0
3	2286,5	690,0	0,0	434,6	2856,4	2858,0
4	3517,1	1921,1	434,6	0,0	4204,6	3853,8
5	5340,8	3877,3	2856,4	4204,6	0,0	80,64
6	5691,4	4278,0	2858,0	3853,8	80,64	0,0

Таблиця 1. Матриця відстаней Махаланобіса для р = 4 вторинних ознак

Оскільки ВМ за означенням безрозмірна, уявлення про дійсне розділення класів у просторі вторинних ознак дає порівняння її з аналогічною відстанню, отриманою за первинними ознаками. Як приклад, на рис. 2 представлено залежності ВМ між 2-м та 4-м класами від кількості вторинних ознак і такої самої кількості первинних даних (останні вибиралися за принципом найбільших у середньому факторних навантажень на дві перші вторинні ознаки). Як видно, ефективність методу виділення вторинних ознак суттєво перевищує ефективність оцінок, отриманих безпосередньо з параметрів спостереження. З іншого боку, визначення ВМ дозволяє оцінити оптимальну кількість вторинних ознак класифікації p_0 , яка відповідає початку пологої ділянки залежності M(p) (відстань

між класами майже не змінюється при врахуванні таких ознак). Для розглянутого в роботі прикладу $p_0 = 4$.

Зауважимо, що оцінка ВМ дає також можливість побудови ефективного класифікатора. На рис. 1 наведено довірчі області для класів при довірчій імовірності 0,95. Для побудови цих областей було використано те, що величина $N(\overline{x} - \mu)'\Sigma^{-1}(\overline{x} - \mu)$ має χ^2 -розподіл з p ступенями вільності [5], де μ - вектор середнього значення сукупності класу, Σ – її коваріаційна матриця, \overline{x} – середнє значення вибірки об'єму N векторів, p – розмірність простору. Тому, якщо виконується нерівність:

$$N(\overline{x} - \mu)' \Sigma^{-1}(\overline{x} - \mu) \le \chi^2(\alpha) , \qquad (10)$$

то ймовірність того, що вибірка з N векторів із середнім значенням \overline{x} належить сукупності $N(\mu_i, \Sigma)$ дорівнює 1– α . У p-вимірному просторі \overline{x} з нерівності (10) є поверхнею та внутрішньою частиною еліпсоїда з центром у μ , його форма буде залежати від Σ^{-1} , а об'єм – від $(1/N)\chi^2(\alpha)$ при заданій Σ^{-1} . При побудові довірчих областей покладено N = 1, оскільки в реальних задачах радіаційної діагностики для аналізу, як правило, доступний лише один об'єкт. Як бачимо, майже всі об'єкти тестуючої вибірки знаходяться в межах відповідних класів у просторі двох вторинних ознак, що підтверджує надійність використаних оцінок.



Рис. 2. Залежність відстані Махаланобіса між 2-м та 4-м класами M(2, 4) від кількості координат

УДК 621.396.1

Висновки

Вищенаведені результати аналізу проблеми радіаційної діагностики як задачі класифікації в просторі вторинних ознак показують, що запропонована методика може бути суттєво більш ефективною, ніж традиційний підхід, який ґрунтується на зіставленні окремих кількісних показників з контролем за допомогою звичайних критеріїв перевірки гіпотез. Проте формування оптимального простору ознак визначається специфікою задачі. Саме цій проблемі має бути приділено увагу в подальшій роботі.

Автори виражають подяку проф. В. Войціцькому та дру біол. наук С. Хижняк за надані експериментальні дані.

1. Андерсон Т. Введение в многомерный статистический анализ. -М., 1963. 2. Бабак В.П., Хандецький В.С., Шрюфер Е. Обробка сигналів. 1996. З. Войцицкий В.М., Хижняк С.В., Клепко А.В., Кик силь Е.А.,.Курашов А. В. Комбинированное воздействие хронического низкодозового ионизирующего облучения и кадмия на организм // Радиоэкологические и биологические последствия низкоинтенсивных воздействий: Труды Коми научн. ц-ра УрО РАН, Сыктывкар, 2003. -№ 172. 4. Кисиль А.В., Курашов В.Н., Соловьев В.Н. Обратные задачи в проблеме радиационной диагностики // Сучасні технології управління екологічною інформаційною безпекою територій: Матеріали IV міжнар. науково-пр. конф., Крим – Харків – Київ, 2005. – Х., 2005. 5. Крамер Г. Математические методы статистики. - М., 1975. 6. Турбович И.Т., Гитис В.Г., Маслов В.К. Опознание образов (детерминированно-– М.,1971. 7. Фомин Я.А., Тарловский Г.Р. статистический подход). Статистическая теория распознавания образов. М., 1986. 8. Фукунага К. Введение в статистическую теорию распознавания образов: Пер. с англ. - М., 1979.

Надійшла до редколегії 30.09.05

С. Левитський, д-р фіз.-мат. наук, проф.

ДЕЯКІ ІЛЮСТРАТИВНІ АНАЛОГІЇ МІЖ ПОЛОЖЕННЯМИ КВАНТОВОЇ МЕХАНІКИ ТА ТЕОРІЄЮ ЕЛЕКТРИЧНИХ КІЛ

З метою полегшення розуміння студентами принципу дуалізму та інших положень квантової механіки запропоновано низку аналогій з теорією електричних кіл, де ці принципи та положення ілюструються на основі простих і зрозумілих об'єктів.

In order to facilitate the understanding by the students the principle of the dualism and other thesises of the quantum mechanics a number of analogs from the theory of electrical circuits is proposed, where this principles and thesises are illustrated on the basis of simple and clear objects.

Принцип дуалізму, який є наріжним каменем для розуміння процесів мікросвіту, являє собою складний психологічний бар'єр у вивченні студентами основ сучасної фізики. Спочатку при навчанні у школі та на молодших курсах школяр або студент сприймає та уявляє собі електрон як частинку, свого роду кульку, яка несе на собі електричний заряд. А дійшовши до атомної фізики й квантової механіки, він дізнається, що електрон має ще й властивості хвилі.

Таке ламання стереотипів дається досить важко й часто-густо не досягає органічного розуміння та відчуття суті справи. Ці два уявлення в розумінні студента існують паралельно одне з одним, не об'єднуючись в одну суцільну картину. Тому демонстрація принципу дуалізму та деяких інших положень квантової механіки на порівняно простих аналогіях і прикладах з кола більш зрозумілих явищ макросвіту має допомогти студентам та підготувати їх до кращого й глибшого розуміння явищ мікросвіту. Чим раніше це буде зроблено, тим краще. Зокрема, при викладанні студентам курсу "Радіотехнічні кола і сигнали" [1].

Яскравим об'єктом, який може продемонструвати принцип дуалізму, є частотно-часовий дуалізм у теорії електричних сигналів. Класичним прикладом такого дуалізму є питання про те, що собою являють амплітудно-модульовані коливання - синусоїда зі змінною амплітудою, чи сума трьох гармонічних коливань (несуча та бічні частоти). Адже варіант відповіді на це питання залежить від того, яким способом і якою апаратурою будемо спостерігати та аналізувати ці коливання. Якщо це буде осцилограф, який демонструє часовий хід спостережуваних коливань, то вірною буде перша відповідь, якщо ж це буде частотно-вибірковий пристрій (наприклад, високоякісний коливний контур), то вірною буде друга відповідь. Так само, як дуалістична природа електрона проявляється залежно від того, яким способом спостерігається його поведінка – чи то це буде вибивання вторинних електронів при вторинноелектронній емісії, де первинний електрон виступає як певна частинка, чи то це буде дифракція на кристалічній ґратці, яка має вибіркові властивості щодо хвильового числа електрона.

Щe одним електричним аналогом квантовомеханічних явищ може служити задача про поширення електромагнітних хвиль уздовж відрізка передавальної лінії довжиною *l* (або в резонаторі Фабрі – Перо). Ця задача є аналогом хрестоматійної задачі про поведінку електрона в потенціальній ямі. Як відомо, на такому відрізку лінії може вкладатися лише ціле число половин довжини хвилі ($l = n\lambda/2$). Найнижчою модою є $l = \lambda/2$ з найнижчою частотою $\omega_0 = \pi c / l$, що саме аналогічно найнижчому енергетичному рівню електрона в потенціальній ямі. Тобто в такій лінії не може існувати імпульс, тривалість якого більша від l/c, тоді як коротші імпульси можуть (за відсутності дисипації) як завгодно довго існувати в лінії, позмінно відбиваючись від її кінців. Так само, як у потенціальній ямі не може існувати електрон, локалізація якого ширша від ширини ями.

Принцип невизначеності також знаходить свою аналогію при спробі вимірювання миттєвих спектрів електричних сигналів, яке здійснюється, наприклад, за допомогою аналізаторів спектра. Тут певний відрізок сигналу f(t) тривалістю τ від моменту t_a до моменту t_b піддається фур'є-аналізу. Але ж зрозуміло, що такий миттєвий спектр $s_{\tau}(\omega)$ буде відрізнятися від справжнього спектра сигналу f(t), який треба вимірювати на проміжку часу від $t_a \to -\infty$ до $t_b \to \infty$. Чим вужчим буде інтервал τ , тобто чим точніше бажаємо локалізувати процес вимірювання в часі, тим більшою буде похибка у вимірюванні спектральної функції. Це можна проілюструвати на вимірюванні миттєвого спектра відрізку гармонічного сигналу $f(t) = \cos \omega_0 t$. Його миттєвий спектр є

$$s_{\tau}(\omega) = \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \cos \omega_0 t \cos \omega t dt = \tau \frac{\sin (\omega_0 - \omega) \frac{\tau}{2}}{(\omega_0 - \omega) \frac{\tau}{2}}$$

Для досить великих проміжків часу $\lim_{\tau\to\infty} s_{\tau}(\omega) = \delta(\omega_0 - \omega)$, і спектр містить єдину частоту

УДК 539,12; 516,15; 523,11

 $\omega = \omega_0$. А при $\tau \to 0$ з косинусоїди вирізається δ функція, і миттєвий спектр є постійною величиною незалежною від частоти. Для всіх проміжних значень τ миттєвий спектр згідно з наведеною вище формулою являє собою немонотонну функцію від частоти. Оцінюючи практичну ширину спектра між першими нулями цієї функції, одержимо, що вона дорівнюватиме $4\pi/\tau$.

Отже, невизначеність $\Delta \omega$ при вимірюванні частоти косинусоїди, здійсненому за проміжок часу τ , становить величину порядку $4\pi/\tau$ або $\Delta \omega \tau \ge 4\pi$. Ця нерівність нагадує співвідношення невизначеності у квантовій механіці між неточністю у вимірюванні енергії частинки $\Delta E = \Delta(hv)$ і часом її вимірювання Δt , яке, як відомо, становить $\Delta E \Delta t \ge h/2\pi$. Зокрема, якщо йдеться про фотон з енергією $E = \hbar \omega$, то це співвідношення можна переписати у формі $\Delta \omega t \ge 1$.

Нарешті, цікаво було б відмітити, що такі, здавалося б, широковживані поняття та величини, як комплексні амплітуди напруги й струму, насправді так само позбавлені фізичної реальності, як і псі-функція у квантовій механіці. Адже будь-яке фізичне вимірювання цих величин потребує певної витрати енергії, тобто в процесі їх вимірювання має витрачатися певна потужність, яка, як відомо, пропорційна до квадрата модуля комплексної амплітуди.

Зрештою, слід зауважити, що розглянуті вище приклади являють собою лише вдалі методичні аналогії до явищ мікросвіту і аж ніяк не претендують на тотожність з ними, оскільки останні на відміну від процесів у електричних колах є за своєю природою принципово індетерміністичними.

1. *Левитский С.М*. Сигналы и спектры. — К.1990. Надійшла до редколегії 18.09.05

М. Максюта, канд. фіз.-мат. наук, доц.

ФРАКТАЛЬНИЙ СЦЕНАРІЙ ВИНИКНЕННЯ РІЗНИХ ФОРМ МАТЕРІЇ

Якщо допустити, що виникнення різних форм матерії проходить за фрактальним сценарієм, то на основі цієї ідеї можна сформулювати гіпотезу: з електронів і позитронів за умов взаємоперетворення двох кристалоподібних вакуумів утворюються кварки та найпростіші форми речовини.

The given paper suggests that the origin of the various forms of substance have a fractal scenario. There is hypothesis based on the idea that electrons and positrons form quarks and the simplest forms of substance in the conditions of self-transformation of two crystal-like vacua.

Вступ

У роботах [7, 8] розглядається фрактальний сценарій виникнення двох кристалоподібних вакуумів: µ-вакууму "темної матерії" і фізичного вакууму оточуючого простору. Спочатку необхідно акцентувати, що про можливість існування кристалоподібної структури фізичного вакууму йшлося в роботі [13]. На основі використання адекватного математичного апарату (теорії вузлів (див., наприклад, [2, 10, 11])) було зроблено припущення, що обидві ці вакуумноподібні форми матерії можна побудувати з правих і лівих трилисників (див. рис.4, а, б в [8]). Перша форма (µ-вакуум) побудована з правих завузленостей з протилежними орієнтаціями (аналогія з кубічним іонним кристалом щодо орієнтації). Друга форма (фізичний вакуум нашого Всесвіту) будується з правих і лівих трилисників однакової орієнтації (аналогія із кубічним іонним кристалом щодо типу вузлів). Із схематичної геометричної побудови цих форм матерії були зроблені важливі висновки. По-перше, ці вакууми є стійкими, оскільки сили відштовхування збалансовані силами притягання між структурними елементами кристалоподібних структур (тут вважається, що, з одного боку, однотипні вузли відштовхуються, а різнотипні притягуються, а з другого – однаково орієнтовані вузли притягуються, а протилежно орієнтовані, відповідно, відштовхуються). По-друге, геометрична ілюстрація доводить можливість існування максимально можливої (планківської) густини маси $\rho = 3m_P/4\pi l_P^3 = 3c^5/4\pi\hbar G^2 \approx 10^{93}\, \Gamma/cm^3\,$ у випадку ва-

кууму "темної матерії" (потоки мас між сусідніми вузлами зливаються) і нульової густини маси вакууму іншої форми (потоки мас між сусідніми вузлами взаємно компенсуються).

Можна припустити, що при взаємопроникненні цих двох основних форм матерії виникають і інші стійкі та нестійкі форми матерії. Наприклад, у [7] розглядалось каналювання електронів, як нової форми матерії, з областей "темної матерії" в простір нашого Всесвіту, проявом чого є існування реліктового електромагнітного випромінювання (польової форми матерії). Продовжуючи розвиток цих ідей, у повідомленні [9] автором була висловлена гіпотеза, що на межі двох вакуумів виникає за фрактальним сценарієм і кваркова форма матерії.

[1111], [(11)]

де кожний із символів 1 у (2) відповідає власному числу $\lambda^{(p)}$ тензора T_{ik} , а круглі дужки об'єднують символи, що відповідають рівним власним числам. Власний орторепер *n*^(*p*) тензора енергії-імпульсу визначається з точністю до обертання у площині власних векторів, які належать власним числам, що збігаються. Із цього можна зробити висновок, що три перші характеристики відповідають звичайній речовині з єдиною супутньою системою відліку. Звичайній речовині, як випливає з [6],

відповідає тензор енергії-імпульсу

$$T_{ik} = \left(p + \mu c^2\right) u_i u_k + p g_{ik} , \qquad (3)$$

де *р* – тиск, µ – густина маси. Останні ж чотири характеристики (2) відповідають формам матерії, які не мають єдиної супутньої системи відліку. Зокрема, у випадку µ-вакууму будь-яка система відліку є супутньою, оскільки цій формі матерії відповідає тензор енергіїімпульсу з характеристикою [(1111)], тобто

$$T_{ik} = -\mu c^2 g_{ik} \,. \tag{4}$$

Із порівняння (3) із (4) випливає, що звичайна речовина переходить у µ-вакуум (найнижчий стан речовини) при від'ємному тиску $p = -\mu c^2$. Але відбуваються й зворотні процеси: переходи µ-вакууму в різні (менш симетричні, збуджені) форми матерії. Наприклад, фрактальний

Класифікація форм матерії

Як випливає із загальної теорії відносності, єдиною величиною, що описує властивості різних форм матерії, є тензор енергії-імпульсу Т_{ік}. У роботі [5] дано обґрунтування різних алгебраїчних структур цього тензора залежно від загальних властивостей руху різних форм матерії, які характеризуються сукупністю супутніх матерії систем відліку. Поняття супутньої системи відліку може бути введене, якщо розв'язки рівняння четвертого степеня

$$\left|T_{ik} - \lambda g_{ik}\right| = 0 \tag{1}$$

є дійсними. У (1) g_{ik} – метричний тензор. Тоді класифікація можливих алгебраїчних структур тензора Т_{ік} да-

$$11], [(111)1], [11(11)], [(11)(11)], [1(111)], [(1111)], (2)$$

ється таким рядом характеристик [5]:

процес еволюції Всесвіту, який описано в [7], можна трактувати як перебудову оточуючого Всесвіт µвакууму на скомпенсований фізичний вакуум. Одночасно з цим процесом відбувається каналювання електронів (максимонів) з областей µ-вакууму, породжуючи виникнення реліктового електромагнітного випромінювання - форми матерії з алгебраїчною структурою тензора енергії-імпульсу | (11)(11) |.

Можна представити й інші сценарії взаємоперетворень різних форм матерії. Наприклад, електрони та позитрони (щодо теорії вузлів – праві й ліві трилисники) у результаті фрактального розплутування й зіткнень за планківський час $t_P = \sqrt{G\hbar/c^5} \approx 0.5 \cdot 10^{-43}$ с розщеплюються, відповідно, на 27 правих і лівих нових трилисників із зарядами $\pm e/27$. Така кількість необхідна, як відмічалось у [7, 8], для утворення початкового кубу "темної матерії", щоб далі фрактальний процес зростання йшов так, як зображено на рис. 5 у [8]. Оскільки на межі зустрічі двох вакуумів одночасно виникають куби "темної матерії" із правих і лівих трилисників, подальший фрактальний процес зростання стає неможливим. Він переходить унаслідок зіткнень цих кубів в їх розпад. На рис. 1 схематично показано ці три стадії перетворення трилисників.



Рис. 1. Схематичне зображення трьох стадій перетворення трилисника

Далі із цих фрагментів за цей самий час (за який фрагменти розщеплення не встигають ізолюватися, тобто розлетітися на відстані, що є більшими за план-

ківську відстань $l_P = \sqrt{G \hbar/c^3} \approx 1,6 \cdot 10^{-33} \, {\rm cm}$) виникають

різні нові комбінації з дробовими зарядами (кварки) і зразу ж одночасно з цим породжуються складові частинки із цілими зарядами. Можна сказати, що в природі відбувається нескінченна гра в кубики Рубіка. Один з таких кубиків є протон, наступний – нейтрон тощо.

Наприклад, три можливі стійкі симетричні комбінації, заряди яких є $\pm e/3$ зображено на рис. 2.



Рис. 2. Червоний, зелений і синій d-кварки

Темними та світлими кружками схематично позначені протилежно орієнтовані однотипні трилисники. Ці комбінації можна ідентифікувати з трьома типами d кварків (або антикварків), що характеризуються кольором – зарядом сильної взаємодії. Можливо, ці три симетричні комбінації й відповідають трьом типам µвакууму, про які йдеться в роботі [5]. Взаємодія між кварками здійснюється за допомогою восьми квазічастинок (глюонів), які переносять кольоровий заряд по кристалоподібному простору. Таким чином, у даній роботі вперше дається геометрична інтерпретація заряду сильної взаємодії. Глюони, як і фотони, є збудженнями кристалоподібного простору, які "склеюють" різнокольорові кварки. Наприклад, червоний d -кварк індукує в просторі фізичного кристалічного вакууму свою комбінацію (див. рис. 2), а зелений *d*-кварк, у свою чергу, збуджує в просторі свою комбінацію. Ці комбінації далі об'єднуються й утворюють нейтральне щодо типу вузлів (можна сказати, що не мають електричного заряду) червоно-зелене квазізбудження простору, що й називається одним із глюонів.

Таким чином, у результаті фракталізації електронів і позитронів (лептонів) виникають сильнодіючі елементарні частинки (баріони і мезони), а далі і форми звичайної речовини. Необхідно відмітити, що подібний сценарій перетворень має право на життя, оскільки властивості електрона різко змінюються залежно від середовища, в якому він перебуває. Наприклад, питання про можливість фракталізації електрона, розглядалось у роботі [12].

У роботі [5] наведено також стани з тензорами енергії-імпульсу, що мають характеристики [11(11)] і

1(111) . Власні числа тензора енергії-імпульсу, що рівні часоподібному власному числу, називаються вакуумними. Відповідно до цього перша характеристика відповідає стану матерії, в якій її взаємодія зі звичайною речовиною не залежить від компоненти швидкості звичайної речовини вздовж власного вектора, який належить вакуумному власному числу. Другій же характеристиці відповідають два вакуумних власних числа й ціла "вакуумна площина", що побудована на векторах, які належать вакуумним числам. Проекція швидкості звичайної речовини на цю площину не визначається при взаємодії з цією формою матерії. Можна припустити, що перша форма матерії з характеристикою 11(11) реалізується в монополях Дірака, тобто діраківська струна орієнтована вздовж власного вектора, що належить вакуумному власному числу. Не виключено, що форма матерії з характеристикою 1(111) описує сили, які приводять до виникнення надважких ядер (див., наприклад, [1]).

Перейдемо тепер до розгляду структурних елементів, з яких можна побудувати різні форми матерії.

Аналіз структурних елементів різних форм матерії

На основі попередніх евристичних міркувань можна стверджувати, що в основі всіх можливих форм матерії є єдина структурна одиниця - трилисник, який може бути як правим, так і лівим, а кожний з останніх має дві ізотопні орієнтації. Як вказувалося в роботах [7, 8], першим аргументом на користь подібної структури структурного елемента, якщо допустити, що гола маса електрона дорівнює планківській масі $m_P = \sqrt{\hbar c/G} \approx 2, 2 \cdot 10^{-5}$ г, є той факт, що дефект маси при гравітаційній взаємодії двох частинок з масами *m_p*, що знаходяться на планківській відстані $l_P = \sqrt{G\hbar/c^3} \approx 1, 6 \cdot 10^{-33} \,\mathrm{cm}$, збігається m_P $(W = Gm_P^2/l_P = c^2 \sqrt{\hbar c/G} = m_P c^2)$. Це означає, що дві частинки з масою m_P обмінюються між собою такою самою частинкою. Другим аргументом на користь подібної структури електрона є величина кількості завузленого руху $M = m_{P}l_{P}c = \hbar$. Спін такого електрона (вірніше суперсиметричного партнера електрона (селектрона)) дорівнює нулю, оскільки має місце ізотропія його внутрішнього руху. Тут доходимо до фізичної суті спіну елементарної частинки (зокрема, електрона). Електрон, який перебуває в µ-вакуумі, є селектроном (максимоном) і при потраплянні у звичайний фізичний вакуум, він поляризує його в процесі взаємодії й одночасно поляризується сам, що відповідає появі вектора власного механічного моменту величиною $\hbar/2$. Цей момент (спін) є момент інерції, що породжений реакцією вакууму на частинку. Протилежний за напрямком і рівний за величиною момент (дія частинки на вакуум) переноситься кристалічним простором у вигляді квазічастинки - електронного антинейтрино. На рис. 3 схематично зображено цей процес поляризації вакууму й виникнення спіну електрона.



Рис. 3. Схематичне зображення процесу виникнення спіну електрона при каналюванні його з області: (а) – µ-вакууму в простір; (б) – фізичного вакууму

Необхідно зазначити, що в макросвіті всі сили інерції й моменти інерції – це є реакція вакууму нашої дії на нього. Аналогічна ситуація відбувається і з іншими характеристиками елементарних частинок. Наприклад, маса електрона буде різною залежно від того, у **~** 43 **~**

межах якої форми матерії він перебуває: у межах – µвакууму він має планківську масу, у просторі фізичного вакууму оточуючого Всесвіту за рахунок екранування він набуває маси звичайного електрона, усередині твердих тіл він характеризується деякими ефективними масами тощо. Природа електричного заряду також проявляється в результаті колективної взаємодії окремих структурних елементів з їх оточенням. Покажемо це, розраховуючи енергію взаємодії окремого вузла кристалічного фізичного вакууму з усіма оточуючими вузлами. Для цього спочатку виконаємо усереднення одночастинкового потенціалу $\phi(r) = Gm_P/r$ за тепловими коливаннями структурних елементів простору відповідно до формули:

$$\left\langle \phi(r) \right\rangle_{u} = Gm_{P} \left(2\pi u^{2} \right)^{-3/2} \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{\pi 2\pi} R^{2} \sin \theta d\theta d\phi dR \frac{\exp\left(-R^{2}/2u^{2}\right)}{\left|\vec{r} - \vec{R}\right|} = Gm_{P} \frac{erf\left(r/u\sqrt{2}\right)}{r}.$$
(5)

Тут *и* – амплітуда теплових коливань вузлівтрилисників кристалоподібного простору. Враховуючи, що температура Дебая θ_D обчислюється за формулою $k_B \theta_D = 2\hbar c \left(6\pi^2 \right)^{1/3} / a$ (*a* – період кристалічної ґратки простору) [3], знайдемо її відповідно до виразу [4]:

$$u = \hbar\sqrt{3} \left\{ \frac{1}{k_B \theta_D m_P} \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^2 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x dx}{\exp(x) - 1} \right] \right\}^{1/2} \approx \left(\frac{3\hbar a}{8m_P c^\sqrt[3]{6\pi^2}} \right)^{1/2}.$$
(6)

Використовуючи (5), запишемо тепер шукану енергію взаємодії окремого вузла ґратки з усією нескінченною

сукупністю оточуючих вузлів, які осцилюють з амплітудами (6)

$$W = \frac{Gm_P^2}{a} \left\{ \sum_{m,n,p=-1}^{1} \frac{2 \cdot (-2)^{-|m|-|n|-|p|} erf\left[a\sqrt{m^2 + n^2 + p^2} / u2^{3/2}\right]}{\sqrt{m^2 + n^2 + p^2}} + \sum_{k=1}^{\infty} \left[\sum_{m_1,n_1,p_1=-k}^{k} - \sum_{m_1,n_1,p_1=-k+1}^{k-1}\right] \right\}$$

$$\sum_{m,n,p=-1}^{1} \frac{(-2)^{-|m|-|n|-|p|} erf\left[a\sqrt{(m_1 + m/2)^2 + (n_1 + n/2)^2 + (p_1 + p/2)^2} / u2^{3/2}\right]}{\sqrt{(m_1 + m/2)^2 + (n_1 + n/2)^2 + (p_1 + p/2)^2}} \right\}.$$
(7)

Відмітимо, що підсумовування в (7) проводилось за нейтральними щодо типу вузлів шарами. Чисельний аналіз формули показує, що при деякому значенні а (яке близьке до l_P , але не дорівнює йому точно) вираз у фігурних дужках точно дорівнює сталій тонкої структури, а формула (7) переходить у таку: $W = e^2/a$. Цей розрахунок, по-перше, показує, що стала тонкої структури розраховується чисельно, якщо прийняти припущення про кристалоподібність фізичного вакууму й користуватися поняттями фізики твердого тіла. По-друге, що є дуже цікавим, розрахунок енергії взаємодії одного вузла кристалічної ґратки простору з усіма іншими вузлами нескінченного кристалічного простору проводився за допомогою використання модифікованого закону всесвітнього тяжіння $W(r) = \pm Gm_P^2/r$ (однотипні вузли між собою відштовхуються, а різнотипні, навпаки, притягуються). І, нарешті, по-третє, розрахунок приводить до електростатичної взаємодії $W = e^2/a$, де a збігається зі сталою ґратки кристалічного простору, а е відповідає величині електричного заряду електрона.

Висновки

Таким чином, спін (момент інерції), маса та електричний заряд, заряд сильної взаємодії (колір) мають одну динаміко-геометричну природу. Взаємопроникнення й перетворення одних форм матерії в інші може слугувати переконливим аргументом на користь існування єдиної структурної одиниці – трилисника, в якому ще уособлюється принцип триєдності руху: циклічний неперервний завузлений рух (єдине) реалізується в трьох (множинне) взаємно-перпендикулярних напрямках (причина існування трьох просторових вимірів). Можна сказати, що дискретний тривимірний простір утворюється неперервним рухом за нескінченний циклічний час.

1. Adamenko S.V., Vysotskii V.I. Mechanism of synthesis of superheavy nuclei via the process of controlled electron-nuclear collapse // Foundations of Phys. Lett., 2004. - Vol. 17. № 3. 2. Атья М. Геометрия и физика узлов. - М., 1995. З. Ашкрофт М., Мермин Н. Физика твердого тела. -М., 1979. 4. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. - М., 1987. 5. Глинер Э.Б. Алгебраические свойства тензора энергии-импульса и вакуумноподобные состояния вещества // ЖЭТФ, 1965. - Т. 49, Вып. 2(8). 6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. - М., 1988. 7. Максюта Н.В. Каналирование электронов в µ-вакууме // Поверхность, 2005. – № 4. 8. Максюта М.В. Фрактальність фізичного вакууму // Вісн. Київ. ун-ту. Сер.: радіофізика та електроніка, 2005. – № 8. 9. Максюта Н.В. Фрактальный сценарий возникновения частиц в процессе каналирования электронов и позитронов в кристаллоподобном вакууме // Тез. докл. XXXV Межд. конф. по физике взаимод. заряженных частиц с кристаллами. - М., 2005. 10. Мантуров В.О. Лекции по теории узлов и их инвариантов. - М., 2001. 11. Монастырский М.И. Бернхард Риман. Топология. Физика. -M., 1999. 12. Matthew P.A., Senthil T. Fisher. Fractionalization in Cuprates: Detecting the Topological Order // Phys. Rev. Lett., 2001. - Vol. 86, № 2. 13. Фомин П.И. О кристаллоподобной структуре физического вакуума на планковских расстояниях. Проблемы физической кинетики и физики твердого тела : Сб. научн. тр., Отв. ред. Ситенко А.Г.; АН УССР. Ин-т теор. физ. – К., 1990.

Надійшла до редколегії 12.10.05

Л. Максюта, студ., О. Барчук, канд. фіз.-мат. наук, наук. співроб., В. Курашов, канд. фіз.-мат. наук, доц., М. Максюта, канд. фіз.-мат. наук, доц.

ФРАКТАЛЬНІСТЬ ПРОЦЕСУ ПОШИРЕННЯ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ У ПОГЛИНАЮЧИХ І ДИСПЕРГУЮЧИХ СЕРЕДОВИЩАХ

Показано, що процес поширення оптичного випромінювання в різних поглинаючих і диспергуючих середовищах може бути описаний у рамках фрактальної геометрії. На основі використання дробового хвильового рівняння проведено детальні розрахунки інтенсивності випромінювання, що пройшло крізь середовище.

The given paper shows that the process of propagation of optical radiation in various absorptive and dispersive media could be described in the frames of fractal geometry. On the basis of use of the fractional wave equation the detailed calculations of intensity of the radiation through environment are made.

Вступ

Як показано в [8], для фізичних систем з втратами (це можуть бути поглинання, розсіювання, спотворення тощо) найбільш адекватним математичним підходом є використання диференціальних рівнянь дробового порядку. При цьому показники дробових похідних у диференціальних рівняннях, що описують відповідні динаміки фізичних систем, пов'язані з фрактальними розмірностями Хаусдорфа – Безіковича, методи розрахунку яких можна знайти, наприклад, у [7, 12, 13, 15], а методи дробового інтегродиференціювання подано в [11].

Застосуванню фрактального підходу та використанню розрахунків за допомогою дробової похідної останнім часом присвячено багато робіт. Наприклад, у роботі [10] показано, що за допомогою принципу найменшої дії можна отримати рівняння Лагранжа з дробовою похідною за часом. У [2-4] за допомогою нестаціонарного дробового рівняння Шредінгера розглядається орієнтаційний рух заряджених частинок у кристалах, у [5, 6] запропоновано фрактальну модель Всесвіту, еволюція якої також описується за допомогою дробового диференціального рівняння. Фрактальний підхід застосовується і в задачах опису, і тестуванні шорстких поверхонь, коли фрактальна розмірність може виявитись найбільш об'єктивною характеристикою шорсткості поверхонь (див. [1, 14]). Такі методи діагностики можуть бути корисними не лише у випадку шорстких поверхонь, але й для інших випадково-неоднорідних середовищ різної природи.

Слід відмітити, що строгого й повного означення фрактала досі не існує. Наприклад, існують такі означення: 1) фракталом називається множина, розмірність Хаусдорфа – Безіковича якого строго більше його топологічної розмірності; 2) фракталом називається структура, що складається із частин, які якоюсь мірою подібні цілому [7].

Оскільки електромагнітне випромінювання (зокрема оптичного діапазону) при проходженні в різних поглинаючих і диспергуючих середовищах також супроводжується втратами, розгляд процесу поширення випромінювання можливий у рамках фрактальної геометрії, а диференціальне рівняння, що дозволяє здійснити математичний опис еволюції випромінювання, буде дробовим хвильовим рівнянням, яке й розглянемо далі.

Одновимірне дробове хвильове рівняння

Розглянемо одновимірне хвильове рівняння для знаходження, наприклад, вектора напруженості електричного поля $\vec{E}(z,t)$ електромагнітної хвилі

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\vec{E}(z,t) = 0.$$
 (1)

Зупинимося на випадку лінійної поляризації, тобто $\vec{E}(z,t) = \vec{e}_x E_x(z,t)$. Враховуючи це, перейдемо від рівняння (1) до безрозмірного хвильового рівняння та

до нормованої напруженості лінійно поляризованого електричного поля $\vec{e}_x(\zeta, \tau) = \vec{E}_x(\zeta, \tau) / |\vec{E}_x(\zeta, \tau)|$, тобто

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} - \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \bigg] \vec{e}_x (\zeta, \tau) = 0, \qquad (2)$$

де $\zeta = z/\lambda$, $\tau = ct/\lambda$, λ – довжина хвилі електромагнітного випромінювання, що поширюється в досліджуваному зразку. Частинний розв'язок рівняння (2) записується у вигляді плоскої хвилі:

$$e_{x}(\zeta,\tau) = \exp\left[2\pi i(\tau-\zeta)\right]. \tag{3}$$

Вважаючи тепер, що електромагнітне випромінювання поширюється в середовищі за фрактальним сценарієм, який характеризується деякою фрактальною розмірністю Хаусдорфа – Безіковича $1 < \alpha \le 2$, перейдемо від рівняння (2) до наступного дробового рівняння:

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} - \frac{\partial^{\alpha}}{\partial \tau^{\alpha}} \bigg) e_x(\zeta, \tau) = 0.$$
(4)

Відокремлюючи тепер змінні ζ і τ, вибираємо функцію *e*_x (ζ, τ) у вигляді

$$e_{x}(\zeta,\tau) = a(\tau)\exp(-2\pi i\zeta).$$
(5)

Тоді, підставляючи (5) у рівняння (4), одержуємо дробове диференціальне рівняння для функції $a(\tau)$:

$$\frac{d^{\alpha}a(\tau)}{d\tau^{\alpha}} = -4\pi^2 a(\tau) \,. \tag{6}$$

Необхідно відмітити, що в (6) оператор дробової похідної $d^{\alpha}/d\tau^{\alpha}$ будемо розуміти у вигляді лівосторонньої похідної Ліувілля – Рімана, яка дається таким виразом [11]:

$$\frac{d^{\alpha}a(\tau)}{d\tau^{\alpha}} = \left(D_{0+}^{\alpha}a\right)(\tau) \stackrel{def}{=} \frac{1}{\Gamma\left(1-\{\alpha\}\right)} \left(\frac{d}{d\tau}\right)^{\left[\alpha\right]+1} \int_{0}^{\tau} \frac{a(t)dt}{(\tau-t)^{\left\{\alpha\right\}}}, (7)$$

де $\Gamma(x)$ – гамма-функція Ейлера, $[\alpha]$ і $\{\alpha\}$ – відповідно, ціла й дробова частини числа α . У випадку $1 < \alpha \le 2$ (7) переписується у вигляді

$$\frac{d^{\alpha}a(\tau)}{d\tau^{\alpha}} = \frac{1}{\Gamma(1-\{\alpha\})} \left(\frac{d}{d\tau}\right)^2 \int_{0}^{\tau} \frac{a(t)dt}{(\tau-t)^{\{\alpha\}}} \,. \tag{8}$$

Крім того, у [11] наведено таку задачу Коші:

$$\frac{d^{\alpha}}{dx^{\alpha}} y(x) = \mu y(x), \ n-1 < \alpha \le n ,$$
(9)

$$\frac{d^{\alpha-k}}{dx^{\alpha-k}} y(x)_{|x=0} = b_k, \ k = 1,...,n.$$
(10)

Ця задача Коші (9), (10) приводить до такого розв'язку:

$$\psi(x) = \sum_{k=1}^{n} b_k x^{\alpha-k} E_{\alpha,1+\alpha-k} \left(\mu x^{\alpha} \right), \tag{11}$$

де $E_{\alpha,\beta}(z) = \sum_{k=0}^{\infty} z^k / \Gamma(\alpha k + \beta)$, α , $\beta > 0$ – функція Міт-

таг-Леффлера, яка при α , $\beta = 1$ переходить в експоненту $\exp(z)$.

Оскільки у нашому випадку $1 < \alpha \le 2$, то при $\tau = 0$ необхідно задавати два значення b_1 і b_2 . Їх вибираємо на основі не дробового ($\alpha = 2$) випадку, тобто відповідно до (3) маємо:

$$b_1 = a(\tau)_{|\tau=0} = 1, \ b_2 = \frac{da(\tau)}{d\tau}_{|\tau=0} = 2\pi i.$$
 (12)

Таким чином, відповідно до (9), (10) і (12) приходимо до такої задачі Коші у випадку одновимірного дробового хвильового рівняння:

$$\frac{d^{\alpha}a(\tau)}{d\tau^{\alpha}} = -4\pi^2 a(\tau), \ \frac{d^{\alpha-1}a(\tau)}{d\tau^{\alpha-1}} = 2\pi i, \ \frac{d^{\alpha-2}a(\tau)}{d\tau^{\alpha-2}} = 1.(13)$$

Вирішення задачі (13), як випливає з (11), тепер записується у вигляді

$$a(\tau) = 2\pi i \tau^{\alpha-1} E_{\alpha,\alpha} \left(-4\pi^2 \tau^{\alpha}\right) + \tau^{\alpha-2} E_{\alpha,\alpha-1} \left(-4\pi^2 \tau^{\alpha}\right).$$
 (14)

Для подальших фізичних застосувань користуватися необхідно не безпосередньо розв'язком (14) (оскільки в ньому другий доданок є сингулярним при $\tau \to 0$), а функцією:

$$\phi(\tau) = \frac{d^{\alpha-2}}{d\tau^{\alpha-2}} a(\tau), \qquad (15)$$

яка, як видно з (13), задовольняє початкову умову при $\tau = 0$ і при $\alpha = 2$ лише вона неперервно переходить у $a(\tau)$. Крім того, як показано в [9], ця аргументація узгоджується із фізичною інтерпретацією дробової похідної Ліувілля – Рімана. Таким чином, користуючись співвідношеннями (7) і (15), маємо:

$$\phi(\tau) = \frac{d^{\alpha-2}}{d\tau^{\alpha-2}} a(\tau) = \frac{1}{\Gamma(2-\alpha)} \int_{0}^{\tau} \frac{a(t)dt}{(\tau-t)^{\alpha-1}} = \frac{1}{\Gamma(2-\alpha)} \int_{0}^{\tau} \frac{\left[2\pi i t^{\alpha-1} E_{\alpha,\alpha} \left(-4\pi^{2} t^{\alpha}\right) + t^{\alpha-2} E_{\alpha,\alpha-1} \left(-4\pi^{2} t^{\alpha}\right)\right] dt}{(\tau-t)^{\alpha-1}} = \frac{1}{\Gamma(2-\alpha)} \int_{0}^{\tau} \frac{\left[2\pi i \tau^{\alpha-1} E_{\alpha,\alpha} \left(-4\pi^{2} t^{\alpha}\right) + t^{\alpha-2} E_{\alpha,\alpha-1} \left(-4\pi^{2} t^{\alpha}\right)\right] dt}{(\tau-t)^{\alpha-1}} = (16)$$
$$= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\left(-4\pi^{2} \tau^{\alpha}\right)^{k}}{\Gamma(2-\alpha)} \left[\frac{2\pi i \tau}{\Gamma(\alpha k+1)} \int_{0}^{1} x^{\alpha k+\alpha-1} (1-x)^{1-\alpha} dx + \frac{1}{\Gamma(\alpha k+\alpha-1)} \int_{0}^{1} x^{\alpha k+\alpha-2} (1-x)^{1-\alpha} dx\right] = (16)$$

Слід звернути увагу, що при обчисленні (16) і використанні (7) необхідно мати на увазі, що показник дробової похідної в цьому випадку буде $\alpha - 2 \le 0$, оскільки $1 < \alpha \le 2$, тобто доцільніше підраховувати дробовий інтеграл $(I_{0+}^{2-\alpha}a)(\tau)$ (див. [13]).

Таким чином, відносна інтенсивність поляризованого вздовж осі *x* оптичного випромінювання як функція т записується у вигляді

$$w(\tau) = \left|\phi(\tau)\right|^{2} = \left|2\pi i \tau E_{\alpha,2}\left(-4\pi^{2}\tau^{\alpha}\right) + E_{\alpha,1}\left(-4\pi^{2}\tau^{\alpha}\right)\right|^{2}.$$
(17)

Зауважимо, що дробове хвильове рівняння (4) приводить до ненульового значення інтенсивності випромінювання, що поляризоване вздовж осі y, навіть і тоді, коли початкове значення для функції $a(\tau)$ дорівнює нулю. Це означає, що за допомогою цього самого дробового рівняння (13) можна проводити аналітичний аналіз і поляризаційних характеристик оптичного випромінювання, яке проходить крізь випадково-неоднорідні середовища (можна знаходити ступінь поляризації як функцію τ), і досліджувати процес відбивання оптичного випромінювання від цього ж середовища.

На рис. 1 наведено залежності (17) для двох цілих значень $\alpha = 1$ і $\alpha = 2$ (значення $\alpha = 1$ відповідає рівнянню дифузії, з якого можна отримати закон Бугера – Ламберта, а значення $\alpha = 2$, відповідно, хвильовому рівнянню) і для трьох дробових значень α , що належать інтервалу (1, 2) (ці значення відповідають дробовому хвильовому рівнянню).



Рис. 1. Залежності відносних інтенсивностей $w(\tau)$ за різних значень α : для $w1(\tau) \quad \alpha = 1$ (суцільна експоненціальна крива); для $w2(\tau) \quad \alpha = 1,3$ (точкова крива); для $w3(\tau)$ $\alpha = 1,6$ (пунктирна крива); для $w4(\tau) \quad \alpha = 1,9$ (штрих-пунктирна крива) і для $w5(\tau) \quad \alpha = 2$ (суцільна лінія,

що паралельна осі $\, au$)

Як видно з рис. 1, залежність $w(\tau)$ при $\alpha = 1$ відповідає закону Бугера – Ламберта $I(z) = I_0 \exp[-(k+\rho)z]$ – залежності інтенсивності випромінювання I(z) від відстані z, пройденої в досліджуваному середовищі, де к і ρ –

відповідно, коефіцієнти поглинання та втрат цього середовища, І₀ – інтенсивність випромінювання на вході в середовище. Дійсно, значення $\alpha = 1$ ніколи не реалізується, оскільки завжди мають місце флуктуації інтенсивності. Іншими словами, стохастизація – це фрактальний процес, що характеризується фрактальною розмірністю а, яка близька до одиниці. Другий крайній випадок, коли $\alpha = 2$, відповідає поширенню випромінювання у вакуумі. Оскільки у вакуумі існують так звані нульові коливання, значення $\alpha = 2$ не реалізується, тобто процес поширення електромагнітного випромінювання у вакуумі відбувається за фрактальним сценарієм, що й зазначено в роботі [6]. Таким чином, можна зробити висновок, що в природі всі процеси проходять за фрактальними сценаріями, які характеризуються деякими дробовими розмірностями. Підтвердженням цього і є три криві на рис. 1 при трьох дробових значеннях α.

Далі коротко зупинимося на розрахунку фрактальної розмірності D у випадку сильно неоднорідного середовища. Слід відмітити, що в загальному випадку показник дробової похідної в дробовому хвильовому рівнянні (4) не збігається із фрактальною розмірністю D, а є деякою лінійною функцією цієї фрактальної розмірності.

Фрактальна розмірність дисипативних середовищ

На основі означень фрактальних розмірностей Хаусдорфа – Безіковича, що наведено в [7, 12, 13, 15], можна запропонувати такий метод розрахунку середньої розмірності Хаусдорфа – Безіковича у випадку довільних структурно-неоднорідних дисипативних середовищ. Вибираємо найменший (оптимальний) об'єм досліджуваного середовища, який ще передає його макроскопічні структурні особливості. Наприклад, при дослідженні шорсткої поверхні такий оптимальний фрагмент можна вибрати у формі квадрата так званої спекл-структури (див. рис. 2, а). Тоді, розбиваючи множину неоднорідностей на підмножини таким чином, щоб відношення середньої кількості елементів у цих підмножинах зростало за деякою геометричною прогресією зі знаменником $Q_1 \ge 1$ й одночасно відношення середніх об'ємів структурних елементів у цих підмножинах теж станови-

$$g_D(l) = G_D(l) / G_D(0) = \int_{f_{\min}} G_D(f) \cos(2\pi f l) df /$$

де $G_D(f) \propto f^{2D-7}$ – спектр потужності фрактального вигляду, $f_{\min} = 1/l_{cor}$, l_{cor} – когереляційна довжина шорсткої поверхні досліджуваного зразка.

Відмітимо, що фрактальну розмірність можна оцінити і з експериментальних даних за вимірюванням $w(\tau)$, якщо вони будуть збігатися з теоретично розрахованими залежностями.

Висновки

Таким чином, в роботі показано, що дослідження поширення оптичного випромінювання в різних дисипативних середовищах можна здійснювати в рамках фрактального підходу, який повинен відображати геометрію і фізику процесів, супроводжуючих випромінювання. Очевидно, що для перевірки наведених теоретичних розрахунків необхідно провести експериментальні дослідження зі зразками, що мають різну шорсткість. При цьому для цих зразків необхідно розрахувати згідно із запропонованою методикою фрактальні розмірності, які й мають бути кількісними характеристиками шорсткості поверхонь, якщо експериментальні дані підтвердять теоретичні залежності.

ло геометричну прогресію зі знаменником $Q_2 \le 1$, розмірністю Хаусдорфа – Безіковича даного середовища можна вважати число $D = \ln Q_1 / \ln \left(Q_2^{-1}
ight)$. Наприклад, як видно з рис. 2, б, який є наближеною моделлю реальної випадково-неоднорідної структури, зображеної на рис. 2, а, неоднорідності на даному фрагменті поверхні розбиваються на три підмножини, кількості елементів в яких становлять зростаючу геометричну прогресію зі знаменником $Q_1 = 3$. При цьому середні розміри елементів у цих множинах становлять спадаючу геометричну прогресію зі знаменником $Q_2 = 1/2$. Тому розмірність Хаусдорфа – Безіковича в цьому випадку дорівнює $D = \ln 3 / \ln 2$.



Рис. 2. Зображення оптимального фрагменту спекл-структури шорсткої поверхні – (а). Схематичне зображення фрагменту поверхні зі структурними неоднорідностями у вигляді кружків різного розміру для підрахунку фрактальної розмірності – (б)

У тому випадку, коли дисипативне середовище утворюється набором тонких пластинок із сильно шорсткими поверхнями, мірою статистичних властивостей яких є кореляційна функція $G(l) = \langle z(x) z(x+l) \rangle$, де $z(x) - \langle z(x) z(x+l) \rangle$ висота поверхні вздовж деякого напрямку х, фрактальну розмірність *D* можна розраховувати за допомогою відносної кореляційної функції [13]:

$$\left| \left| G_D(0) = \int_{f_{\min}}^{\infty} G_D(f) \cos(2\pi f l) df \right| \int_{f_{\min}}^{\infty} G_D(f) df$$

1. Angelsky O.V., Maksimyak P.P. Polarization-interference measurement of phase-inhomogeneous objects // Appl. Optics, 1991. – Vol. 31, № 22. 2. Максюта Н.В. Использование дифференциальных уравнений в дробных производных в теории каналирования заряженных частиц в кристалах // Поверхность, 2001. – № 5. 3. Максюта М.В., Суткова К.П. Про орієнтаційний рух релятивістських заряджених частинок з погляду фрак-тальної геометрії // Вісн. Київ. ун-ту. Сер.: радіофізика та електроніка, 2003. - № 5. 4. Максюта Н.В. Рассмотрение процесса деканалирования заряженных частиц в кристаллах с точки зрения фрактальной геометрии // Поверхность, 2005. – № 8. 5. Максюта Н.В. Каналирование электронов в µ-вакууме // Поверхность, 2005. – № 4. 6. *Максюта М.В.* Фрактальність фізичного вакууму // Вісн. Київ. ун-ту. Сер.: радіофізика та електроніка, 2005. - № 8. 7. Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы. - М., 2002. 8. Нигматуллин Р.Р. Дробный интеграл и его физическая интеррретация // ТМФ, 1992. – Т. 90, № 3. 9. Podlubny I. Geometric and physical interpretation of fractional integration and fractional differentiation // Fractional Calculus and Applied Analysis, 2002. - Vol. 5, N 4. 10. Рехвиашвили С.Ш. Формализм Лагранжа с дробной производной в задачах механики // Письма в ЖТФ, 2004. – Т. 30. – Вып. 2. 11. Самко С.Г., Килбас А.А., Маричев О.И. Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их приложения. – Минск, 1987. 12. Турбин А.Ф., Працевитый Н.В. Фрактальные множества. Функции, распределения. - К., 1992. 13. Федер Е. Фракталы. - М., 1991. 14. Church E.L. Fractal surface finish // Appl. Optics, 1988. - Vol. 27, № 8. 15. Шредер М. Фракталы, хаос, степенные законы. – М.; Ижевск, 2005.

Надійшла до редколегії 12.10.05

~ 47 **~**

О. Барабанов, доц., А. Косогор, студ., В. Опанасюк, студ.

КОМП'ЮТЕРНА ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕНЬ МАРТЕНСИТНИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ

Досліджено надпружну поведінку мартенситних сплавів і розроблено алгоритм комп'ютерного розрахунку основних параметрів мартенситних перетворень (S_m , S_a , ε_M і ε_0) за кривими напруження – деформація. За допомогою теоретично промодельованих залежностей $\sigma(\varepsilon)$ для сплаву Ni_{51.2}Mn_{31.1}Ga_{17.7} проведено серію тестів алгоритму, досягнуто добре узгодження з теоретичними даними. Створений метод комп'ютерної обробки даних та обчислення параметрів мартенситних перетворень застосовано для експериментальних кривих напруження–деформація.

A superelasticity of martensitic alloys has been studied and algorithm for the computation of the main parameters of martensitic transformations (S_m , S_a , ε_M and ε_0) for the stress-strain loops was created. The algorithm testing has been made using theoretical simulated dependences $\sigma(\varepsilon)$ for the Ni_{51.2}Mn_{31.1}Ga_{17.7} alloy; a good agreement with theoretical data was reached. Method created for the computerized data processing and calculation of the martensitic transformations parameters was applied for the experimental stress-strain loops.

Вступ

Мартенситним сплавам притаманне явище надпружності, яке полягає в тому, що відносно невелике навантаження експериментального зразка спричиняє значну його деформацію. Спочатку ця зміна відбувається за законом Гука, але потім спостерігається відхилення від лінійної ділянки через появу спонтанної деформації, що викликана охолодженням зразка під час мартенситного перетворення. Надпружна поведінка характеризується серіями кривих напруження - деформація для прямого та зворотного ходів. На рис. 1 зображено типову залежність деформації сплаву від напруження. З експериментальних кривих можна визначити такі параметри: деформація, що виникає внаслідок мартенситного перетворення $\mathbf{\epsilon}_{\scriptscriptstyle M}$, пружні коефіцієнти S_m , S_a і спонтанна деформація зразка ϵ_0 . У даній статті стисло викладено основи теоретичної моделі, розробленої в роботах [1, 3], що включає ці параметри.





$$S_a$$
 , S_m , ε_M i ε_0

Мартенситні сплави знайшли широке практичне застосування в інженерній техніці, наприклад, як терморегулятори; у медицині вони використовуються для протезування кісток і суглобів, шунтування коронарних судин; особливого значення набувають у приладобудуванні тощо. На сьогодні мартенсити вивчаються в десятках (або й сотнях) наукових лабораторій світу, знімаються тисячі $\sigma(\varepsilon)$ кривих.

Параметри мартенситних перетворень з експериментальних кривих дослідникам до цього часу доводилося знаходити за допомогою лінійки та олівця, тому постало питання автоматизації обчислення даних величин. З цією метою розроблено алгоритм комп'ютерної обробки експериментальних даних, який дає можливість достатньо точно визначити основні характеристики мартенситних сплавів. Його реалізовано за допомогою прикладного пакета MathCAD. Проведена серія тестів для теоретичних промодельованих залежностей напруження–деформація довела дієвість і точність розробленого методу обчислення. Нижче наведено опис головних принципів, закладених в основу алгоритму, а також результати його реалізації.

1. Теоретична модель надпружної поведінки мартенситних сплавів

Спрощена модель надпружності мартенситних сплавів запропоновано в [1, 3]. Згідно з цією моделлю при мартенситному перетворенні в механічно навантаженому зразку початкової однорідної (аустенітної) фази виникає зародок іншої неоднорідної фази (мартенситу), при подальшому навантаженні експериментального зразка частка мартенситної фази в аустенітній матриці збільшується. Після завершення мартенситного перетворення утворюється кінцевий просторово неоднорідний стан з відмінними від початкових властивостями.

Деформація, що виникає під час такого перетворення, є досить значною як для металевих сплавів (1–10 %) і виражається через кількість n_z зародків мартенситу в умовно виділеній колонці експериментального зразка

$$\boldsymbol{\varepsilon} = N_z^{-1} \Big[n_z \boldsymbol{\varepsilon}^{(m)} + (N_z - n_z) \boldsymbol{\varepsilon}^{(a)} \Big], \tag{1}$$

де $\varepsilon^{(m)}$ та $\varepsilon^{(a)}$ – абсолютні значення деформації для мартенситного та аустенітного доменів у колонці, N_z – кількість трансформованих комірок у колонці.

Деформація мартенситу являє собою суму пружної деформації та деформації мартенситного перетворення, у той час як деформація аустеніту є винятково пружною

$$\varepsilon^{(m)} = \varepsilon_M + \sigma_{zz} / S_m, \qquad (2)$$

$$\varepsilon^{(a)} = \sigma_{zz} / S_a , \qquad (3)$$

 σ_{zz} – механічне напруження, ε_M – абсолютна величина індукованої механічним напруженням деформації, S_m та S_a – пружні коефіцієнти мартенситу та аустеніту відповідно.

У разі однакового одноосьового навантаження вирази для $\epsilon^{(m)}$ та $\epsilon^{(a)}$ описуються однією величиною σ_{zz} (позначимо для спрощення $\sigma_{zz} \equiv \sigma$). Врахувавши формули (1) – (3), отримуємо рівняння, що описує нелінійну характеристику напруження–деформація змішаного мартенситно-аустенітного стану

$$\sigma(\varepsilon) = \left[\varepsilon - \varepsilon_M X(\varepsilon)\right] S(\varepsilon), \qquad (4)$$

де зміну пружності суміші двох фаз можна виразити у вигляді

$$S(\varepsilon) = \frac{S_a S_m}{S_m + (S_a - S_m) X(\varepsilon)}.$$
 (5)

Параметр $X(\varepsilon) = n_z(\varepsilon) / N_z$ описує об'ємну частку мартенситу в зразку. За допомогою формул (2) – (4) здійснюється параметричне задання залежностей напруження–деформація. Теоретичне дослідження параметрів мартенситного перетворення за допомогою теорії фазових переходів Ландау проведено в роботі [6].

2. Алгоритм автоматизованого визначення параметрів мартенситних перетворень з кривих напруження-деформація

В основу алгоритму комп'ютерної обробки даних і визначення параметрів мартенситних перетворень покладено такі методи та принципи. Спочатку із файлу зчитується масив експериментальних даних σ(ε). Знаходиться точка, що розділяє прямий та обернений хід кривої мартенситних перетворень, обидві частини кривої потім обробляються незалежно. Для них визначаються параметри S_a – коефіцієнт пружності аустеніту, S_m — коефіцієнт пружності мартенситу, $\mathbf{\epsilon}_M$ деформація мартенситу та значення спонтанної деформації ε_0 . Із формул (2) і (3) видно, що S_a та S_m є не що інше, як тангенси кутів нахилу дотичних до початкової та кінцевої лінійних ділянок кривої мартенситних перетворень. Методом найменших квадратів [7] за заданою кількістю перших і останніх точок здійснюється лінеаризація на відповідних проміжках, що дає змогу отримати значення вищезгаданих коефіцієнтів. Іноді при дослідженні зразка мартенситного сплаву за рахунок недосконалості приладу виникають побічні ефекти на початку процесу навантаження та при його знятті, що спотворює початкову й кінцеву ділянки характеристики напруження-деформація. У такому випадку лінеаризація за першими й останніми точками призводить до недостовірного результату розрахунку пружних коефіцієнтів, тому передбачено можливість відкидання небажаних значень.

Параметр ε_M визначається за точкою перетину дотичної до кінцевої ділянки залежності напруженнядеформація з віссю ε . Значення спонтанної деформації ε_0 графічно визначається таким чином. Проводиться дотична до середньої лінійної ділянки кривої, з точок перетину цієї прямої з двома іншими опускаються перпендикуляри на вісь ε (рис. 1). Різниця цих двох значень і дасть шукану величину.

Для автоматизації обчислення даного параметра потрібно вирішити проблему знаходження найбільш лінійної ділянки на середньому проміжку характеристики напруження-деформація. Найоптимальніший підхід вирішення цього питання – це чисельне диференціювання. Як видно з ходу характеристичної залежності (рис. 2), точка перетину другої похідної з віссю абсцис дасть окіл точок, де крива на середній ділянці є найбільш лінійною (рис. 3).



Рис. 2. Типова характеристика напруження-деформація мартенситних перетворень



Рис. 3. Друга похідна для прямого ходу характеристики напруження-деформація мартенситного перетворення

Оскільки при дослідженні мартенситних перетворень зразка знімається велика кількість точок у доволі близькому інтервалі, при чисельному диференціюванні доводиться віднімати один від одного близькі значення, що призводить до втрати частини достовірних знаків числа. З метою усунення даної проблеми проведено регуляризацію диференціювання. Найзручнішим методом, який і став основою розробленого алгоритму, виявився метод диференціювання попередньо згладженої кривої [5]:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\Big|_{\varepsilon=\varepsilon_{j}} = \left[\sum_{i=j-\frac{N}{2}}^{j+\frac{N}{2}} \left(\varepsilon_{i}-\overline{\varepsilon}_{j}\right)\left(\sigma_{i}-\overline{\sigma}_{j}\right)\right] / \left[\sum_{i=j-\frac{N}{2}}^{j+\frac{N}{2}} \left(\varepsilon_{i}-\overline{\varepsilon}_{j}\right)^{2}\right], (6)$$

де

$$\overline{\varepsilon}_{j} = \frac{\sum_{i=j-\frac{N}{2}}^{j+\frac{N}{2}} \varepsilon_{i}}{N}, \quad \overline{\sigma}_{j} = \frac{\sum_{i=j-\frac{N}{2}}^{j+\frac{N}{2}} \sigma_{i}}{N}, \quad (7)$$

 ε_i , σ_i – значення деформації та напруження в кожній точці, N – кількість точок для диференціювання.

Таким чином, після обчислення другої похідної визначається точка на середньому проміжку кривої з мінімальною другою похідною. За заданим околом точок методом найменших квадратів будується пряма на цій ділянці, після чого знаходиться значення спонтанної деформації ε_0 (%). Алгоритм передбачає також можли-

вість користувачу самостійно задавати необхідну кількість точок для диференціювання та проведення прямих, що забезпечує досягнення максимально точного результату з погляду експериментатора.

3. Тестування алгоритму комп'ютерної обробки за допомогою теоретичної моделі

З метою перевірки дієвості алгоритму автоматизованого визначення основних характеристик мартенситних перетворень виконано порівняльний аналіз параметрів, заданих теоретично та отриманих у результаті комп'ютерних обчислень. Із теоретичної моделі [2] за заданими значеннями коефіцієнтів пружності (Sa, Sm) і величини індукованої механічним напруженням деформації (єм) побудовано характеристики напруженнядеформація $\sigma(\epsilon)$, над якими проведено комп'ютерну обробку за допомогою розробленого алгоритму. У результаті отримано величини вищезгаданих параметрів. Нижче наведено порівняльну таблицю (табл. 1) значень ϵ_M для мартенситного сплаву S_a , S_m та Ni_{51.2}Mn_{31.1}Ga_{17.7} при температурах фазового переходу 434, 460 та 476 К.

Таблиця 1. Порівняння основних характеристик мартенситних перетворень, отриманих з теоретичної моделі та за результатами комп'ютерної обробки

	T = 434 K		T = 460 K		T = 476 K	
Параметри	Параметри теоретичної моделі	Результати комп'ютерної обробки	Параметри теоретичної моделі	Результати комп'ютерної обробки	Параметри теоретичної моделі	Результати комп'ютерної обробки
S_a , ГРа	59.2	59.2	63.84	62.229	101.5	99.092
S_m , ГРа	133.097	133.097	128.168	124.934	129.749	129.749
ε _M , %	5.667	5.453	5	4.872	4.167	4.156

Як видно з табл. 1, похибка результату реалізації алгоритму становить 0.26–3.77 %, що лежить у межах допустимого.

4. Комп'ютерна обробка експериментальних даних

При обробці експериментальних даних мартенситних перетворень за створеним алгоритмом особливе значення має кількість точок напружено деформаційної залежності та їх розкид, оскільки від цього залежить точність визначення параметрів. Для достовірності ре-



зультатів користувачем задається необхідна кількість точок *N* для диференціювання (6) (при визначенні мінімуму другої похідної) і лінеаризації (для проведення прямих). Нижче подано результати комп'ютерної обробки експериментальних кривих, що наведено в роботі [4], за допомогою алгоритму для прямого ходу для мартенситного сплаву Ni_{51.2}Mn_{31.1}Ga_{17.7} при температурах 434 К (рис. 4 а, б) та 460 К (рис. 5, а, б).





У першому випадку кількість експериментальних точок залежності напруження-деформація становить L = 2338, оптимальні параметри для диференціювання та проведення прямих N = 60 точок і M = 40 точок відповідно. Отримані значення коефіцієнтів пружності $S_a = 41.894$ MPa, $S_m = 247.882$ MPa, деформації мартенситного перетворення $\varepsilon_M = 4.929$ % і спонтанної

деформації $\varepsilon_0 = 3.766$ %. Для другого випадку при загальній кількості точок експериментальної кривої L = 1937 за заданими N = 58, M = 35 отримані результати $S_a = 59.342$ MPa, $S_m = 138.773$ MPa, $\varepsilon_M = 3.574$ % і $\varepsilon_0 = 2.992$ %.



Рис. 5:а) друга похідна експериментальної кривої напруження–деформація мартенситного сплаву Ni_{51.2}Mn_{31.1}Ga_{17.7} (T = 460 K); б) проведення прямих на цій кривій для визначення параметрів мартенситного перетворення

Висновки

Теоретична модель надпружності мартенситних сплавів дозволила перевірити дієвість алгоритму автоматизації обробки даних та обчислення параметрів мартенситних перетворень. Проведений порівняльний аналіз теоретичних значень цих параметрів і результатів комп'ютерних розрахунків свідчить про точність реалізації створеного методу. Це стало приводом для початку роботи щодо створення програми зі зручним інтерфейсом для користувача на основі розробленого алгоритму.

1. Chernenko V.A., L'vov V.A., Cesari E. et al. Stress-strain behaviour of Ni-Mn-Ga alloys: experiment and modelling // Mater. Sci. Eng., 2004. -

УДК 535.14;537.86

Vol. A378. – P. 349–352. 2. Chemenko V.A., L'vov V.A., Pons J. and Cesari E. Superelasticity in high-temperature Ni-Mn-Ga alloys // J. Appl. Phys, 2003. – Vol. 93. – P. 2394–2399. 3. L'vov V.A., Picornell C., Pons J. and Cesari E. Statistical description of mechanical stabilization of Cu-Al-Ni martensite // Materials Transactions, 2005. – Vol. 46, No. 5. – P. 983–989. 4. L'vov V.A., Rudenko A.A., Chemenko V.A. et al. Stress-induced Martensitic Transformation and Superelasticity of Alloys // Experiment and Theory, 2005. – Japan Institute of Metals. – Vol. 26, № 4. – P. 790–797. 5. Kanumkuh H.H. Чиспенные методы. – M., 1978. – C. 70–85. 6. Kosogor A.O., Kniazkyi V.M., L'vov V.A. Determination of the deformation parameters of superelastic martensites in the framework of Landau theory, Bulletin of the University of Kiev, Series: Physics and Mathematics, 2005. – N 7. – P. 43–47. 7. Thompson W.J. Computing for Scientists and Engineers // Least-Squares Analysis of Data. – N.Y.,1992. – P. 181–221.

Надійшла до редколегії 12.10.05

А. Коваленко, ас., В. Курашов, канд. фіз.-мат. наук, доц.

РЕГУЛЯРИЗАЦІЯ ОБЕРНЕННОЇ ЗАДАЧІ СТАТИСТИКИ ФОТОВІДЛІКІВ

Запропоновано методику відновлення розподілу інтенсивності оптичного випромінювання за даними статистики одноелектронних імпульсів у режимі підрахунку фотонів, яка ґрунтується на діагональному представленні перетворення Пуассона – Манделя. Експериментальні результати відновлення для двох типів розподілів, отриманих при розсіянні когерентного випромінювання на фазовому дифузорі, свідчать про ефективність розробленої процедури.

The method of restoration of light intensity distribution from statistics of one-electron impulse is suggested. The method is based on diagonal representation of Poisson – Mandel transform. The experimental results for the restoration of two types distribution, obtained at coherent light scattering with phase diffuser, prove the efficiency of the method developed.

Вступ

У загальному формулюванні обернена задача статистики фотовідліків полягає у відновленні розподілу флуктуацій інтенсивності частково когерентного джерела світла за даними статистики фотоелектронних відліків в однофотонному режимі детектування. Ця задача привертає увагу дослідників насамперед у зв'язку з астрономічними спостереженнями наддалеких об'єктів оптичними телескопами нового покоління [6], але вона має певні перспективи і у плані загального теоретичного аналізу фундаментальних проблем когерентної оптики. Зокрема, безпосереднє відношення до неї має проблема некласичних станів електромагнітного випромінювання у фазовому просторі Вігнера [5]. Про можливість отримання нових фізичних результатів у цій області свідчить та обставина, що порівняно недавно були відновлені спроби експериментального підтвердження хвильової природи фотона за допомогою генерації однофотонних станів методами нелінійної оптики та детектування відповідних одноелектронних відгуків [3]. З огляду на це, створення ефективного методу регуляризації відповідної математично некоректної задачі є безперечно актуальним, оскільки запропоновані до цього часу підходи виявилися малоефективними в багатьох практично важливих застосуваннях. Нами запропоновано новий альтернативний підхід до теоретичного аналізу даної проблеми, з математичного погляду еквівалентний побудові оптимізованого базису в просторі функцій-відгуків лінійного перетворення Пуассона – Манделя, який забезпечує його діагональне представлення. При цьому базисними функціями в просторі входів і відгуків є власні функції, відповідно, лівого й правого ітерованих ядер. Основними перевагами такого підходу є: а) максимально можлива простота вирішення (матриці прямого й зворотного перетворень у цьому представленні діагональні); б) можливість контролювати ступінь регуляризації та похибку отриманої оцінки за рахунок застосування псевдооберненої матриці зворотного перетворення; в) нарешті, необхідність виконання чисельних перетворень тільки над аналітично заданими симетричними матрицями малої розмірності, рівної максимальному значенню кількості зареєстрованих фотовідліків (яке зазвичай не перевищує 10-20), що істотно знижує рівень обчислювальної похибки.

1. Постановка задачі

1.1. Діагональне представлення перетворення Пуассона – Манделя. Як зазначалося, обернена задача статистики фотодетектування полягає у визначенні розподілу густини ймовірності флуктуацій інтегральної інтенсивності $P_0(x)$ за експериментальними даними про розподіл ймо-

вірностей P(n) фотоелектронних відліків n. Аналітичний

вигляд прямого перетворення задається перетворенням Пуассона, уперше в такому контексті отриманому Манделем (детальний аналіз див. у його класичній роботі [4]):

$$P(n) = \hat{L}P_0(x) =$$

$$= \int_0^\infty h(n,x)P_0(x)dx \equiv \int_0^\infty \exp(-x)\frac{x^n}{n!}P_0(x)dx,$$
(1)

де ядро перетворення

$$h(n,x) = \exp(-x)\frac{x^n}{n!},$$
(2)

 $x = \gamma W$, γ – квантова ефективність фотодетектора, W – інтегральна інтенсивність світлового поля, яка визначається співвідношенням

$$W = \int_{t}^{t+T} dt \int_{S} ds \cdot I(t,s) .$$
(3)

Тут I(t,s) – миттєва інтенсивність випромінювання, інтегрування проводиться за апертурою фотоприймача *S* протягом часу реєстрації фотоелектронів *T*.

Метод власних функцій у традиційному варіанті застосовується для розв'язку оберненої задачі

$$\hat{L}\mathbf{x} = \mathbf{y} , \qquad (4)$$

де \hat{L} – лінійний обмежений симетричний оператор. У цьому випадку простір визначення \hat{L} відображається на себе, і для представлення вхідних і вихідних сигналів може бути використана одна й та сама система $\{\phi_i(\xi)\}$ власних функцій оператора \hat{L} :

$$\hat{L}\phi_i(\xi) = \lambda_i \phi_i(\xi) , \qquad (5)$$

яка утворює повний базис у цьому просторі. Відповідні ортогональні розвинення х і у набувають вигляду

$$\mathbf{x} = \sum_{i=0}^{\infty} a_i \varphi_i(\xi) , \qquad (6)$$
$$\mathbf{y} = \sum_{i=0}^{\infty} b_i \varphi_i(\xi) . \qquad (7)$$

При цьому коефіцієнти розвинення вхідних сигналів a_i

і відгуків b_i пов'язані очевидним співвідношенням:

$$b_i = \lambda_i a_i \,, \tag{8}$$

що дозволяє безпосередньо записати розв'язок задачі у вигляді (не будемо торкатися проблеми регуляризації розв'язку, яка аналізується нижче):

$$\mathbf{x} = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{b_i}{\lambda_i} \boldsymbol{\varphi}_i(\boldsymbol{\xi}) , \ b_i = \int_{0}^{\infty} \mathbf{y}(\boldsymbol{\xi}) \boldsymbol{\varphi}_i(\boldsymbol{\xi}) d\boldsymbol{\xi} .$$
(9)

Основна перевага, що досягається при цьому, обумовлена повнотою відповідного базису, а також простотою визначення розв'язку, оскільки, відображаючий оператор у власному представленні діагональний.

Цей метод з очевидних причин незастосовний до задач, для яких лінійне відображення $\hat{L}^+ \neq \hat{L}$. До подібних задач належать, зокрема, усі обернені задачі, для яких область значень {y} відображення \hat{L} не збігається з його областю визначення $\{x\}$. Типовою задачею цього класу є також задача відновлення статистики флуктуацій інтенсивності світла за даними реєстрації окремих фотоелектронів у режимі підрахунку фотонів (1). Проте, можна побудувати аналог такого "діагонального" представлення для довільного обмеженого лінійного відображення, використовуючи представлення \hat{L} в оптимізованих базисах просторів вхід-вихід, аналогічно тому, як це має місце для самоспряженого оператора у власному представленні. При цьому зберігаються всі переваги використання власного представлення (6), (7) при пошуку розв'язку, але клас задач, які можуть бути розв'язані, істотно розширюється.

Дійсно, визначимо базисні функції у відповідних просторах невід'ємних квадратично інтегровних функцій $P_0(x)$ на вході, і нескінченновимірних векторів P(n) цілочисельної змінної $n = (0,...,\infty)$ на виході, співвідношенням:

$$\hat{L}\phi_i(x) = \lambda_i f_i(n) , \qquad (10)$$

де

$$\varphi_i(x)\varphi_j(x)dx = \delta_{ij} , \qquad (11)$$

$$\sum_{0}^{\infty} f_i(n) f_j(n) = \delta_{ij} .$$
(12)

Якщо $\left\{ \phi_{i}\left(x\right) \right\}_{i=0}^{\infty}$ утворюють повний базис у просторі $\mathbf{L}_{2}\left(0,\infty\right)$, вектори $\left\{ f_{j}\left(n\right) \right\}_{j=0}^{\infty}$ є векторами-відгуками

відображення \hat{L} . Очевидно, насамперед треба переконатися в існуванні функцій з необхідними властивостями. Покажемо, що співвідношення (10) – (11) дійсно ма-

ють місце при відповідному виборі базису $\left\{ {{{f \phi }_i}\left(x
ight)}
ight\}_{i = 0}^ {\sim } .$

Нехай функції $\phi_i(x)$ і вектори $f_j(n)$ є розв'язками інтегральних рівнянь на власні функції:

$$\int_{0}^{\infty} R_{0}(x, x') \varphi_{i}(x') dx' = \lambda_{i}^{2} \varphi_{i}(x) , \qquad (13)$$

$$\sum_{n'=0}^{\infty} R(n,n') f_i(n') = \lambda_i^2 f_i(n) , \qquad (14)$$

де R_0 та R – відповідно, ліве й праве ітеровані ядра відображення \hat{L} :

$$R_0(x, x') = \sum_{n=0}^{\infty} h(n, x)h(n, x');$$
(15)

$$R(n,n') = \int_{0}^{\infty} h(n,x)h(n',x)dx .$$
 (16)

Тоді, помноживши (10) на h(n, x') і провівши сумування за n, отримаємо:

$$\sum_{n=0}^{\infty} h(n, x') \int_{0}^{\infty} h(n, x) \varphi_i(x) dx = \int_{0}^{\infty} R_0(x', x) \varphi_i(x) dx = \lambda_i^2 \varphi_i(x') = \lambda_i \sum_{n=0}^{\infty} h(n, x') f_i(n).$$
(17)

Аналогічно, помноживши останню рівність у (17) на h(n', x') і провівши інтегрування за x', матимемо остаточно:

$$\lambda_{i} \int_{0}^{\infty} h(n', x') \varphi_{i}(x') dx' = \sum_{n=0}^{\infty} \int_{0}^{\infty} h(n', x') h(n, x') dx' f_{i}(n) = \sum_{n=0}^{\infty} R(n', n) f_{i}(n) = \lambda_{i}^{2} f_{i}(n'),$$
(18)

що й доводить рівність (10).

Представляючи $P_0(x)$ і P(n) у базисах $\left\{ \varphi_i(x) \right\}_{i=0}^{\infty}$ і

$$\left\{f_{j}\left(n
ight\}_{j=0}^{\infty}$$
, отримаємо:
 $P_{0}(x) = \sum_{i=0}^{\infty} a_{i} \varphi_{i}(x),$ (19)

i=0

$$P(n) = \sum_{i=0}^{\infty} b_i f_i(n) ,$$
 (20)

де коефіцієнти розвинень задовольняють співвідношення $b_i = \lambda_i \tilde{a}_i$, формально еквівалентне (8). Тобто розв'язок оберненої задачі матимемо у вигляді.

$$P_0(x) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{b_i}{\lambda_i} \varphi_i(x)$$
(21)

Слід зауважити, що оператори в (13), (14) необмежені, і тому розв'язки (21) не утворюють компактної множини. Але, виходячи з специфіки задачі, можна її спростити, обмеживши простори розподілів $P_0(x)$ і P(n) скінченними інтервалами $P_0(x)$; $x \in [0, X_0]$ і P(n); $n \in \overline{0, N_0}$. Фізично таке обмеження обумовлене

умовами реального експерименту, будь-яка організація якого дає можливість достатньо надійно вибрати доречні значення параметрів X_0 і N_0 . Формально умови обмеження областей визначення розподілів зводяться до заміни ядра перетворення (1) ефективним ядром

$$h(n,x) = \begin{cases} h(n,x), & 0 \le n \le N_0, & 0 \le x \le X_0 \\ 0, & n > N_0, & x > X_0 \end{cases}$$
(22)

Ядро (22) є квадратично інтегровним за змінною x і квадратично сумованим за змінною n, тобто відповідне модифіковане відображення задовольняє умову компактності. Але, з іншого боку, це означає, що простір квазірозв'язків $\tilde{P}_0(x)$ є скінченновимірним. Дійсно, розмірність простору власних функцій $\{f_i(n)\}$ не перевищує N_0 , а отже, такою самою є розмірність простору проектування відновлених функцій $\tilde{P}_0(x)$. Таким чином, функції $\varphi_i(x)$ не утворюють повного базису для представлення $P_0(x) \in L_2[0, X_0]$. Ця риса притаманна будь-яким методам регуляризації, але необхідно пам'ятати, що такі обмеження додатково вносять певну систематичну похибку, обумовлену неповнотою базису $\{\phi_i(x)\}_{i=0}^{N_0}$, яку можна розглядати як нижню границю загальної похибки відновлення.

Відмітимо, що обмеження розмірності простору проектування суттєво спрощує розрахунки, необхідні при обчисленні власних функцій $\phi_i(x)$ безпосередньо з рівняння (13), що є найбільш обтяжливою обчислювальною процедурою. Дійсно, з (10), (13) та (14) при врахуванні (22) безпосередньо випливає, що вони можуть бути знайдені з довільним ступенем детальності за змінною x зі співвідношення:

$$\varphi_i(x) = \frac{1}{\lambda_i} \sum_{n=0}^{N_0} h(n, x) f_i(n)$$
. (23)

Отже, досить знайти лише власні вектори і власні числа матриці R(n,n') розмірності $N_0 \times N_0$. Як правило, за реальних умов реєстрації однофотонних імпульсів значення N_0 обмежуються величинами \approx (10..100),

тому щодо обчислення задача відновлення виявляється досить простою.

1.2. Регуляризація квазірозв'язку. Викладена вище ідеалізована задача відновлення розподілу флуктуацій інтенсивності визначає оберненений оператор L^{-1} як простий інверсний фільтр $H^{-1}\left(\lambda_{i}\right) = \lambda_{i}^{-1}$, застосування якого забезпечує точне відновлення за результатами вимірювань, виконаних за умови нескінченно малого шуму та відсутності випадкових похибок статистичної вибірки. Оскільки ці похибки безумовно мають місце, а задача, що аналізується, є некоректною, її розв'язок має включати відповідні процедури регуляризації. Наявність випадкової складової у вимірюваному розподілі P(n) є найпринциповішою відмінністю практичної задачі відновлення від ідеалізованої. Справедливість цього твердження зрозуміла з аналізу співвідношень (9). З останніх випливає, що у випадку, коли вибірковий розподіл P(n) містить випадкову компоненту η :

$$\tilde{P}(n) = P(n) + \eta(n) \tag{24}$$

інверсна фільтрація дає в результаті деякий спектр, що є сумою шуканого спектра {*n_j*} і випадкової шумової компоненти:

$$\tilde{a}_i = a_i + \frac{\eta_i}{\lambda_i}, \qquad (25)$$

$$\eta_{i} = \sum_{n=0}^{N_{0}} \eta(n) f_{i}(n) .$$
(26)

Оскільки ядро R у прийнятому обмеженні (22) квадратично інтегровне, його власні значення швидко спадають зі збільшенням i, тобто: $\lambda_i \xrightarrow{i \to N_0} 0$, $N_0 \to \infty$. Це значить, що випадкова складова необмежено зростає зі збільшенням i, що приводить до повного руйнування розв'язку при оберненому перетворенні вигляду (21). Таким чином, розв'язок практичної задачі відновлення потребує обмеження впливу високочастотних шумів, що може бути виконане заміною інверсного фільтра $H^{-1}(\lambda_i)$ деяким регуляризованим фільтром $\tilde{H}^{-1}(\lambda_i)$, передатна характеристика якого, очевидно, має збігатися з λ_i^{-1} в області малих i і спадати до нуля при $i \to \infty$:

$$\tilde{H}^{-1}(\lambda_i) \approx \lambda_i^{-1}, \ \lambda_i > \Lambda_0,
\tilde{H}^{-1}(\lambda_i) \to 0, \ \lambda_i << \Lambda_0,$$
(27)

Величина Λ_0 визначає поділ узагальненого спектра густини розподілу ймовірності на інформативну та зашумлену області й пропорційна ефективному рівню статистичної похибки експериментальної гістограми.

Найпростішим методом регуляризації практичної задачі відновлення є використання такої процедури, коли в розвиненні вигляду (21) враховують лише обмежену кількість коефіцієнтів *b_i*, що відповідають достат-

ньо великим λ_i [2]. Така процедура еквівалентна фільтрації спектра $\{b_i\}$ інверсним режекторним фільтром з передатною характеристикою

$$\tilde{H}^{-1}(\lambda_i, J_0) = \begin{cases} \lambda_i^{-1}, & i \le J_0 \\ 0, & i > J_0 \end{cases}.$$
(28)

Наближений (регуляризований) розв'язок задачі відновлення задається подібно до (21) співвідношенням:

$$\tilde{a}_i = \tilde{H}^{-1}(\lambda_i, J_0) \cdot b_i \,. \tag{29}$$

Межа режекції J_0 залежить від рівня шуму та швид-

кості спадання величин власних чисел λ_i та обирається так, щоб у відновленому сигналі шумова складова мала прийнятну амплітуду. Недоліком режекторного фільтра є "розрив" його передатної характеристики при $i = J_0$, що в багатьох випадках приводить до значних систематич-

них спотворень відновленого розподілу. Тому для практичних застосувань є бажаним регуляризований фільтр зі згладженою характеристикою.

Згладжені фільтри з властивостями (28) часто будують, обриваючи розвинення інверсного фільтра в степеневий ряд загального вигляду:

$$\tilde{H}^{-1}(\lambda_i, K) = \sum_{k=0}^{K} c_k (1 - \tau \lambda_i)^k , \qquad (30)$$

вид якого визначається вибором коефіцієнтів розвинення c_k , константи τ і порядку фільтра K. Особливістю таких фільтрів є можливість їх оптимізації за багатьма параметрами (K, c_k, τ) для отримання найкращого розв'язку. На жаль, дуже важко визначити обґрунтований критерій такої оптимізації. У випадку, коли задача допускає побудову статистичної моделі, оптимальний регуляризований фільтр, який мінімізує середньоквадратичну похибку відновлення, можна знайти за аналогією з фільтром Вінера. При звичайних обмеженнях на статистичні характеристики відновлюваного сигналу та адитивного шуму будемо шукати розв'язок задачі

$$\sigma^{2}(x) = \left\langle \left| P_{0}(x) - \tilde{P}_{0}(x) \right|^{2} \right\rangle = \min$$
(31)

у вигляді добутку простого інверсного фільтра на деякий регуляризуючий фактор $W(\lambda_i)$:

$$\tilde{H}_{\text{opt}}^{-1}(\lambda_i) = \frac{W(\lambda_i)}{\lambda_i} \,. \tag{32}$$

Тоді неважко показати, що оптимальний узагальнений вінерівський фільтр має вигляд:

$$\tilde{H}_{\text{opt}}^{-1}(\lambda_i) = \frac{W(\lambda_i)}{\lambda_i} = \frac{\lambda_i}{\lambda_i^2 + \frac{\langle \eta_i^2 \rangle}{\langle a_i^2 \rangle}}, \quad (33)$$

де $\langle \eta_i^2
angle$ – спектральна густина адитивного шуму.

Проте неважко зрозуміти, що для конкретної задачі відновлення густини розподілу флуктуацій інтенсивності світла наведена процедура побудови оптимального фільтра безпосередньо незастосовна, оскільки відновлювана функція не є реалізацією випадкового процесу, а похибка сигналу, що реєструється, обумовлена статистичними відхиленнями гістограми фотовідліків, які не можна вважати адитивним шумом. Тому фільтр (33) можна наближено замінити на певний ефективний фільтр:

$$\tilde{H}_{ef}^{-1}(\lambda_i) = \frac{W(\lambda_i)}{\lambda_i} = \frac{\lambda_i}{\lambda_i^2 + \chi^2}, \qquad (34)$$

де константа χ² може розглядатись як приблизна оцінка співвідношення шум/сигнал на виході системи фотореєстрації.

2. Результати відновлення та їх обговорення

Для оцінки запропонованого методу відновлення розподілу флуктуацій інтенсивності частково когерентного джерела світла за даними про статистику фотоелектронних відліків нами були використані експериментальні дані, отримані при розсіюванні двох взаємно когерентних лазерних пучків на фазовому дифузорі. Як було показано в [1], ця модель дозволяє отримати розподіли флуктуацій інтенсивності якісно різного типу, що особливо важливо при тестуванні методу. Отримані таким чином розподіли можна умовно поділити на дві групи. Перша з них відповідає некогерентній сумі двох ортогонально поляризованих променів, які не перекриваються на дифузорі й можуть розглядатися як незалежні. При цьому статистика флуктуацій інтенсивності кожного з них описується геометричним розподілом так зване вузькосмугове теплове частково поляризоване випромінювання, а теоретичний розподіл флуктуацій сумарної інтенсивності в цьому випадку має вигляд:

$$P_0(x) = \frac{1}{p\langle x \rangle} \left\{ \exp\left[-\frac{2x}{(1+p)\langle x \rangle} \right] - \exp\left[-\frac{2x}{(1-p)\langle x \rangle} \right] \right\}, (35)$$

де параметр ступеня поляризації р визначається відношенням інтенсивностей променів, $\langle x \rangle$ – інтегральна інтенсивність сумарного випромінювання за час підрахунку. Випромінювання другої групи отримується при розсіюванні фазовим дифузором з гладкими неоднорідностями двох сфокусованих когерентних світлових пучків, які частково перекриваються. Якщо ефективний розмір неоднорідності за порядком величини рівний поперечному перетину променів, можна вважати, що в кожній вибірковій реалізації фотолічильного експерименту амплітуди полів, що додаються, залишаються постійними, а їхні фази частково корельовані відповідно до ступеня перекриття пучків на дифузорі. Флуктуації інтенсивності в цьому випадку можна розглядати як результат нестаціонарної інтерференції двох частково когерентних полів. Інтегральна інтенсивність х у цьому випадку визначається співвідношенням

$$x = x_0 \left[1 + m \cos(\Delta \varphi) \right], \tag{36}$$

де

$$x_0 = x_1 + x_2; \quad m = \frac{2\sqrt{x_1 x_2}}{(x_1 + x_2)},$$
 (37)

 x_i , i = 1, 2 – інтенсивності розсіяних пучків, $\Delta \varphi$ – випадкова різниця фаз, m – ефективний коефіцієнт модуляції інтенсивності. Розподіл $P_0(x)$, у свою чергу, визначається статистикою флуктуацій різниці фаз $\Delta \varphi$. Якщо, як це часто приймається, флуктуації рельєфу розсіювальної поверхні можна вважати гауссівськими, неважко отримати:

$$P_{0}(x) = \frac{2}{\sqrt{m^{2}x_{0}^{2} - (x - x_{0})^{2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\phi}^{2}}} \cdot \sum_{k = -\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{1}{2\sigma_{\phi}^{2}} \left[\arccos\left(\frac{x - x_{0}}{mx_{0}}\right) + 2k\pi\right]^{2}\right\}$$
(38)

У цьому виразі σ_{ϕ}^2 – дисперсія флуктуацій різниці фаз, $x_{\min} = x_0 (1-m)$, $x_{\max} = x_0 (1+m)$. При $\sigma_{\phi} >> \pi$ суму в (38) можна замінити інтегруванням, і тоді вираз для $P_0(x)$ набуває вигляду, який відповідає синусоїдально модульованому одномодовому випромінюванню:

$$P_0(x) \approx \frac{1}{\pi \sqrt{m^2 x_0^2 - (x - x_0)^2}} \,. \tag{39}$$

Відмітимо сингулярний характер цього розподілу, що, очевидно, має суттєве значення для збіжності процедури відновлення. Експериментальні нормовані вибіркові гістограми розподілів $\tilde{P}(n)$ для моделей (35) і (39) наведено на рис.1 (середні інтегральні інтенсивності $\langle x \rangle$ подані у величинах середнього вибіркового числа відліків $\langle n \rangle$).



Рис. 1. Експериментальні гістограми розподілів $\tilde{P}(n)$ для: а) частково поляризованого теплового випромінювання, < n > = 5.23, p = 0.5; b) нестаціонарної інтерференції < n > = 10.2, m = 0.83

Відповідні відновлені за процедурою регуляризації (34) розподіли $\tilde{P}_0(x)$ наведено на рис.2, 3. Як видно з наведених результатів, якість відновлення при правильному виборі параметра регуляризації цілком задо-

вільна для розподілів $P_0(x)$ з регулярною структурою. У той же час, як і можна було очікувати, сингулярні розподіли відновлюються значно гірше через повільну збіжність ряду розвинення.



Рис. 2. Відновлення розподілу флуктуацій інтенсивності

для гістограми а) на рис. 1 при різних параметрах регуляризації χ . Крива b) $\chi=\lambda_8$, c) $\chi=\lambda_{10}$.

Крива а) відповідає теоретичному розподілу для експериментально визначених параметрів < n > = 5,23, p = 0,5



Рис. 3. Відновлення розподілу флуктуацій інтенсивності для гістограми b) на рис. 1 при оптимальному значенні параметра регуляризації χ. Крива a) відповідає теоретичному розподілу

для експериментально визначених параметрів < n > = 10,2; m = 0,83 а часткової пілтримки ЛФФЛ | Ргос., 1995. – Vol. 2570. 3. Lvovsky A.I., Hansen H., Aichele T., at al.

Робота виконана за часткової підтримки ДФФД України, грант №Ф05К-056.

1. Барчук О. Курашов В, Мащенко А, Мирзаев А. // Применение метода счета фотонов для изучения статистических свойств суперпозиции частично коррелированных пятенных структур // УФЖ, 1988. – Т. 33, № 8. 2. Kurashov V., Kurashov A., Chumakov A. Stable solution of photon-count statistics inverse problem by means of iterated operator eigenfunctions // SPIE

УДК 537.86/87

Ю. Коблянський, канд. фіз.-мат. наук, доц., В. Малишев, пров. інж., В. Філь, студ.

astronomy // Pure Appl. Opt., 1995. - Vol. 4, № 1.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТОСТАТИЧНОГО ВІДЛУННЯ У СФЕРАХ ЗАЛІЗО-ІТРІЄВОГО ГРАНАТУ ЗА НАЯВНОСТІ ДОМЕННОЇ СТРУКТУРИ

Проведено експериментальні дослідження характеристик магнітостатичного відлуння у сферах залізо-ітрієвого гранату за наявності доменної структури. Показано, що такі явища спостерігаються лише за умов збігу частоти накачування з однією із резонансних частот. Проведено кількісне порівняння сигналів двоімпульсного та триімпульсного відлуння для резонансів однорідно намагнічених і багатодоменних зразків. Запропоновано модель явища магнітостатичного відлуння на основі аналізу запорогових властивостей зразків залізо-ітрієвого гранату.

Experimental investigations of magnetostatic echoes appearance in multidomain magnetized yttrium-iron garnet spheres under the influence of two or three successive pulse pumping and resonant conditions have been made. It was shown the existence of several different pulse signals of echo-like type that have two- and three-pulse origins. It was measured pulse placing and amplitudes, and determined relaxation parameters connected with echo signal dumping.

Вступ

Практичне використання методів аналогової обробки інформації в приладах із феритовими елементами пов'язане з суттєвим підвищенням робочої частоти майже до міліметрового діапазону довжин хвиль. Хоча такі матеріали, як залізо-ітрієвий гранат (ЗІГ), можуть бути для цього використані, проте цьому перешкоджає необхідність створення сильних постійних магнітних полів у кілька тесла (десятки тисяч ерстедів), які забезпечують однорідне намагнічування зразка. Певною альтернативою цьому є використання особливостей незамагніченого або частково замагніченого стану, коли існує доменна структура. За цих умов об'єм зразка розбивається на окремі домени, форма, розміри і положення яких є випадковими. Зрозуміло, що оскільки феритовий зразок не є однорідно намагніченим, то його мікрохвильові резонансні властивості в цілому погіршуються через додаткові механізми розсіювання коротких спінових хвиль на доменних стінках. Це стосується як однорідної прецесії, так і вищих типів прецесії в доменному стані – все визначається співвідношенням між товщиною доменів і просторовим періодом магнітостатичних коливань. Теоретичні [9] і експериментальні [6] результати показують для випадку однорідної прецесії збільшення коефіцієнта стоячої хвилі за напругою (КСХН) і зменшення добротності при віддалені від області однорідного намагнічування. Наявні також певні особливості й у порогах виникнення параметричних нестійкостей, пов'язані з існуванням доменної структури [4,7].

Quantum state reconstruction of the single-photon Fock state // Phys. Rev. Lett., 2001. - Vol. 87, № 5. 4. Mandel L. Fluctuations of light beams //

Progress in optics, 1963. - Vol. 2. 5. Schleich W.P. Quantum optics in phase

space. - Weinheim, 2001. 5. Sultani F., Aime C., Lanteri H. Inverse Poisson

transform using Pade approximants. Applications to speckle interferometry in

Надійшла до редакції 12.10.05

У роботі досліджується магнітостатичне відлуння в ідеальних сферах залізо-ітрієвого гранату в малих полях підмагнічування, коли існує доменна структура. Відомо, що при орієнтації проміжної осі [110] уздовж магнітного поля існує шарувата доменна структура [9], що характеризується резонансними властивостями при поперечному та повздовжньому збудженнях. Ці дослідження можуть розглядатися як продовження попередніх експериментальних досліджень авторів [3] з вивчення характеристик магнітостатичного відлуння в однорідно намагнічених сферах ЗІГ ідеальної форми. Крім суто фізичного інтересу такі дослідження можуть дати певну інформацію щодо мікроскопічної природи явища магнітостатичного відлуння.

Відмітимо, що використання для дослідження феритових сфер ЗІГ у цілому не являє практичного інтересу, оскільки область доменних резонансних частот при поперечному збудженні знаходиться в діапазоні 1800– 2800 МГц і визначається такими характеристиками матеріалу, як константа анізотропії та намагнічування насичення. Проте ЗІГ властиві такі переваги, як надзвичайно вузькі лінії феромагнітних резонансів і малі значення порогів для виникнення нелінійних і параметричних ефектів. Інформація щодо особливості відлуння у зразках ЗІГ може бути корисною при визначенні порогових характеристик таких сильно анізотропних матеріалів, як гексаферит барію, де область природного резонансу сягає міліметрового діапазону [2]. Однак при цьому суттєво погіршуються релаксаційні властивості, а значить суттєво зростають пороги параметричної нестійкості.

На наш погляд, доцільніше спочатку провести експериментальне дослідження й виявити основні характеристики магнітостатичної відлуння в області доменного феромагнітного резонансу ідеальних сфер ЗІГ, а потім перенести дослідження на принципово нові феритові матеріали з великою одновісною анізотропією. При цьому будуть порівнюватися характеристики магнітостатичного відлуння в області однорідного намагнічування та доменній області, причому доменний стан може бути багаторазово відтворений з тими самими середніми характеристиками на противагу методикам створення неоднорідностей за рахунок зміни форми зразка.

1. Експериментальне дослідження лінійного збудження феритових зразків у доменній області

При експериментальних дослідженнях явища магнітостатичного відлуння на феритовий зразок послідовно подаються кілька мікрохвильових сигналів і за певних умов експерименту (значеннях поля підмагнічування) вдається отримати реакцію системи у вигляді імпульсів намагніченості, що затримані на строго визначені часи відносно вхідної дії. Таке відновлення першого сигналу й навіть його посилення відбувається за рахунок наступних високочастотних імпульсів достатньо великої потужності.

Дослідження були проведені на макеті, де для збудження феритової сфери ЗІГ діаметром 3,47 мм, що орієнтована проміжною віссю [110] уздовж зовнішнього магнітного поля й знаходилася на металевій пластині, застосовувалася металева петля (антена), яка охоплювала сферу за діаметром. Вхідні сигнали від генератора надходили на швидкісний *p-i-n*-модулятор, що формує послідовність з двох чи трьох імпульсів однакової потужності, часове розташування яких довільне, а тривалість може змінюватися від 30 нс і більше при фіксованих фронтах близько 5 нс кожний. Потім мікрохвильові сигнали посилювалися широкосмуговим транзисторним посилювачем потужності (коефіцієнт посилення до 30 дБ, вихідні потужність до 5 Вт у імпульсі) і подавалися з великою шпаруватістю (частота повторення пачок становить 10 Гц, середня тривалість окремого імпульсу

близько 100 нс, типова відстань між імпульсами накачки 100–1000 нс) на експериментальну секцію. Реєстрація відбитих від зразка сигналів була проведена за допомогою малошумлячих транзисторних посилювачів НВЧ, причому аналізувалися також і форми відбитих сигналів за допомогою цифрового осцилографу TDS2022 фірми Tektronix з робочою смугою до 200 Мгц.

Для дослідження обрано діапазон частот від 1800– 3000 МГц, коли вдається проаналізувати всю область доменного резонансу в ЗІГ. На рис. 1 наведено резонансні залежності за умов лінійного сигналу в режимі реєстрації на відбиття.



Рис. 1. Залежність резонансних властивостей феритової сфери від поля підмагнічування H_0 : M_0, M_1, M_2 – резонанс однорідно (uniform) намагніченого стану; D_0, D_1 – резонанс доменного (domain) стану, вертикальним пунктиром умовно показано розділення між цими станами (поле $H_{uniform} = 638$ Oe)

Видно, що кілька резонансів як в області однорідного намагнічування, так і доменній наявні, причому виявилося, що кожний основний резонанс однозначно перетворюється на доменний. Зазначимо, що картина резонансів при збудженні петельною антеною, розміри якої порівняні з розмірами сфери ЗІГ, досить складна насамперед через неоднорідність магнітних полів, що створюються нею в різних точках зразка. Це може приводити до одночасного збудження кількох магнітостатичних мод різного типу [8], у т. ч. вироджених, що і спостерігалося навіть для найнижчого резонансу M_0 .



Рис. 2. Залежність величини відбитого від феритової сфери сигналу *R* (у %) від поля підмагнічування *H*₀ при двох різних частотах: темні кружки – 2400 MHz, світлі кружки – 2500 MHz. Пунктирними стрілками позначено переміщення резонансів

У цілому залежності величини відбитого сигналу від частоти і величини магнітного поля якісно збігаються з наведеними в [6], причому коефіцієнт стоячої хвилі за напругою (КСХН) при віддалені від $H_{uniform}$ швидко зростає, а навантажена добротність резонансу (Q-фактор) – зменшується. Це показано на рис. 2, де наведено картини відбитого сигналу R для двох частот – 2400 і 2500 МГц. При збільшенні частоти сигналу $\omega_0/2\pi$ у доменній області величина поля підмагнічування зменшується, що фактично й дозволяє однозначно інтерпретувати приналежність резонансу до області однорідного намагнічування, чи до доменної.

Виявляється, що незважаючи на те, що при переході від однорідної до доменної області відбувається суттєва перебудова і з'являються смугові домени, традиційні лінійні високочастотні характеристики феритової сфери в цілому змінюються неперервно: величина відбитого сигналу зростає, а добротність – зменшується. Таким чином, з погляду традиційних малосигнальних НВЧ-досліджень феритова сфера ЗІГ у доменній області являє собою такий самий зразок, як і в області однорідного намагнічування, але з дещо погіршеними характеристиками. Далі покажемо, що відносно нелінійних властивостей, а особливо когерентних механізмів виникнення двоімпульсного чи триімпульсного відлуння ці стани намагнічування виявляють принципово різні властивості.

2. Експериментальне дослідження нелінійного збудження феритових зразків у доменній області

Дослідження нелінійної параметричної взаємодії потужних електромагнітних сигналів накачування з власними збудженнями у сферах ЗІГ проводилося за методикою двоімпульсного та триімпульсного відлуння, яка була викладена в [3]. Нагадаємо, що спостереження проводиться за сигналами, що виникають через певний проміжок часу після подачі імпульсів накачування, а саме: якщо часовий інтервал між двома імпульсами становить Δt , то сигнал відлуння виникає через такий самий проміжок після другого імпульсу. У випадку кількох близько розташованих імпульсів ситуація з інтерпретацією реакції системи суттєво ускладнюється [3], що іноді може привести навіть до певних складнощів у виділенні одних сигналів відлуння на фоні інших через можливість варіації їхньої потужності в значних межах.

Уже попередні дослідження показали, що сигнали відлуння в області існування доменних резонансів (рис.1, криві D₀, D₁) виявляються незвично малими за величиною порівняно із сигналами відлуння, що характерні для тієї самої частоти накачування, але в області резонансів однорідно намагніченого зразка (різниця становить 15–20 дБ в усіх режимах спостереження); іноді важко навіть чітко виділити сигнал двоімпульсного відлуння в доменній області. Такі дані виявилися дещо несподіваними, оскільки спостереження відлуння можливе лише в точці феромагнітного резонансу, а відповідні лінійні характеристики системи (КСХН, навантажена добротність) можуть бути майже однаковими як в області однорідної намагніченості, так і в доменній (рис. 2, резонансне поглинання для $\omega_0 / 2\pi = 2400$ МГц). Для резонансу D₀ взагалі не вдається виділити окремо пік в області доменного резонансу через кінцеву ширину досить великого сигналу відлуння, що виникає в області резонансу однорідно намагніченого зразка M₀ і заходить в область малих полів підмагнічування (тут він наявний лише у вигляді слабкого перегину). Послабити

вплив від сигналу відлуння в області однорідного намагнічування за рахунок розсування резонансних полів з підвищенням частоти накачування (рис. 1) не вдається через одночасне погіршення резонансних характеристик у доменній області.

Таке розділення все ж вдається зробити, але тільки в області резонансу D_1 , причому типову картину сигналу двоімпульсного відлуння E2 у доменній області показано на рис.3 для кількох частот накачування.



Рис. 3. Залежність сигналу двоімпульсного відлуння *E*2 від величини магнітного поля при кількох частотах накачування: 1 – 2350, 2 – 2375, 3 – 2400, 4 – 2425, 5 – 2450 МГц. Окремі сигнали на *E*2 зняті з різним підсиленням і зсунуті за вертикаллю для більш чіткого виділення резонансних властивостей сигналу відлуння

Аналіз цих залежностей показує, що зі зниженням частоти накачування та покращанням доменного резонансу одночасно зростає і сигнал відлуння, але відрізнити його на фоні відлуння від області однорідної намагніченості не вдається. Разом з цим, зміну величини сигналу відлуння з частотою, напевно, можна пов'язати зі змінами характеристик того резонансу, при якому спостерігається відлуння, насамперед КСХН і добротності.

Однак незрозумілим залишається факт дуже малої величини сигналу відлуння в доменній області порівняно з областю однорідного намагнічування, що й потребує подальшого теоретичного та експериментального дослідження.

3. Експериментальне дослідження параметричного збудження феритових зразків у доменній області

Для експериментального пояснення результатів досліджень (див. попередній пункт), нами був застосований добре відомий у практиці феритів метод визначення порогів параметричної нестійкості [10] при поперечному збудженні сферичних зразків імпульсом високочастотного магнітного поля. Як відомо [1], при поступовому підвищенні потужності сигналу накачування при певному пороговому значенні *P_{thresh}* відбувається викривлення заднього фронту відбитого від зразка сигналу. Згідно з теорією [10], така зміна форми сигналу пов'язана з виникненням коротких спінових хвиль у результаті розпаду однорідної прецесії намагніченості. При подальшому зростанні потужності накачування утворюється запороговий стан, коли одночасно збудженими виявляються багато типів спінових хвиль.

Дослідження характеристик магнітостатичного відлуння в області однорідної намагніченості [3] свідчать, що для спостереження двоімпульсного й триімпульсного відлуння необхідно створити в системі суттєво запороговий стан. Тому треба не обмежуватися простою реєстрацією виникнення порогу поперечної параметричної нестійкості, а продовжувати аналізувати зміни форми відбитого від феритової сфери сигналу, аж до значень потужності, характерних для умов реєстрації сигналу відлуння (до 5 Вт у імпульсі тривалістю 5 мкс).

Результати досліджень при одній фіксованій частоті накачування $\omega_0 / 2\pi = 2350$ Мгц показано на рис. 4 для феромагнітного резонансу M_1 однорідно намагніченого зразка і на рис. 5 для резонансу D_1 доменного стану.





при різних потужностях накачування (0 дБ відповідає 100 мВт)



Рис. 5. Форма сигналу, відбитого від сфери ЗІГ у резонансі *D*₁ (*H*₀ = 612 Oe), при різних потужностях накачування (0 дБ відповідає 100 мВт)

Зазначимо, що загальний вигляд відбитого сигналу для області однорідного намагнічування та доменної області в цілому подібний за винятком короткого часового проміжку тривалістю близько 150 нс, що знаходиться біля початку імпульсу (на рис. 4, 5 позначений стрілками). Видно, що для резонансу M_1 величина відбитого сигналу лишається дуже малою – практично вся енергія тут поглинається зразком, у той час як для D_1 якість резонансу поступово погіршується. Тому при збільшенні потужності накачування в області однорідного намагнічування все більше енергії може йти на формування сигналу магнітостатичного відлуння.

Висновки

Проведено експериментальні дослідження характеристик магнітостатичного відлуння у сферах залізоітрієвого гранату за наявності доменної структури при орієнтації кристалографічної осі [110] уздовж магнітного поля. Показано, що такі явища спостерігаються лише за умов збігу частоти накачування з однією із резонансних частот. Величина магнітостатичного відлуння виявилася суттєво меншою в доменному стані порівняно зі станом однорідного намагнічування. Проведено кількісне порівняння сигналів двоімпульсного й триімпульсного відлуння для резонансів однорідно намагнічених і багатодоменних зразків. Запропоновано модель явища магнітостатичного відлуння на основі аналізу запорогових властивостей зразків залізо-ітрієвого гранату. Результати досліджень можуть бути використані для проектування магнітостатичних ліній затримки.

Автори висловлюють подяку професорові Мелкову Г.А. за плідну співпрацю та зацікавленість у результатах досліджень.

Роботу виконано за фінансової підтримки Українського науково-технологічного центру (УНТЦ), грант № 3066.

1. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. - М., 1994. – 464 с. 2. Зависляк И.В., Костенко В.И., Чамор Т.Г., ЧевнюкЛ.В. Ферритовый резонанс в эпитаксиальных пленках одноосных бариевых гексаферритов // Журн. техн. физики, 2005. – Т. 75. – Вып. 4. – С. 128– 130. З. Коблянський Ю.В., Малишев В.Ю. Магнітостатична луна в однорідно намагнічених сферах залізо-ітрієвого гранату // Вісн. Київ. ун-ту. Серія: фіз.-мат. науки, 2005. – Вип. № 3. – С. 389–395. 4. Лебедева Е.В., Пильщиков А.И., Седлецкая Н.С. Условия параметрического возбуждения спиновых волн в образце с регулярной доменной структурой // Журн. эксперим. и теор. физики, 1977. – Т. 72. – Вып. 2. – С. 667–673. 5. Львов В.С. Нелинейные спиновые волны. – М., 1987. – 272 с. 6. Мануйлова А.А., Богданова Л.П. Ферромагнитный резонанс в ненасыщенных монокристаллах иттриевого граната // ФТТ, 1964. -- С. 2703-2707. 7. Пильщиков А.И. Нестабильность спиновых Nº 9 волн в образце с доменной структурой // Журн. эксперим. и теор. физики, 1974. – Т. 66. – Вып. 2. – С. 679–685. 8. Флетчер П., Бэлл Р. Магнитостатические типы прецессии в ферримагнитных сферах // Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах: Сб. статей. Пер. с англ. / Под ред. А.Г.Гуревича. – М., 1961. – С. 497–528. 9. Artman J.O. Microwave resonance relations in anisotropic single-crystal ferrites // Phys. Rev., 1957. - Vol. 105, N 1. - P. 62-73. 10. Suhl H. Theory of ferromagnetic resonance at high signal power // Phys. Chem. Sol., 1957. - Vol. 1. P. 209-227.

Надійшла до редакції 12.10.06



Наукове видання



ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА

Випуск 9

Редактор Л.Львова

Оригінал-макет виготовлено Видавничо-поліграфічним центром "Київський університет"

Автори опублікованих матеріалів несуть повну відповідальність за підбір, точність наведених фактів, цитат, економіко-статистичних даних, власних імен та інших відомостей. Редколегія залишає за собою право скорочувати та редагувати подані матеріали. Рукописи та дискети не повертаються.

Засновник та видавець — Київський національний університет імені Тараса Шевченка. Свідоцтво Міністерства інформації України про державну реєстрацію засобів масової інформації КІ № 251 від 31.10.97. Видавничополіграфічний центр "Київський університет", директор Г.Л. Новікова. Адреса ВПЦ: 01601, Київ, 6-р Тараса Шевченка, 14, кімн. 43. 🖀 (38044) 239 3172, 239 3222; факс 239 3128

	1
	2006
КИІВСРКИИ С С С С А А А А А А А А А А А А А А А	ніверсите

Підписано до друку 07.04.06. Формат 60х84^{1/8}. Вид. № 381. Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Наклад 500. Ум. друк. арк. 6,9. Обл.-вид. арк. 10,0. Зам. № 26-3217.

Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" 01601, Київ, б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43, 239 3222; (38044) 239 3172; (38044) 239 3158; факс (38044) 239 3128 E-mail: vydav_polygraph@univ.kiev.ua WWW: http://vpc.univ.kiev.ua