

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 superconductive 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 фіз.-мат. наук, проф.
РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ	С.М.Левитський, д-р фіз.-мат. наук, проф. (заст. відп. ред.); І.О.Анісімов, д-р фіз.-мат. наук, проф. (наук. ред.); Т.В.Родіонова, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співроб. (відп. секр.); В.І.Висоцький, д-р фіз.-мат. наук, проф.; В.В.Данилов, д-р фіз.-мат. наук, проф.; В.І.Кисленко, канд. фіз.-мат. наук, доц.; В.Ф.Коваленко, д-р фіз.-мат. наук, проф.; М.В.Кононов, канд. фіз.-мат. наук, доц.; Г.А.Мелков, д-р фіз.-мат. наук, проф.; В.А.Скришевський, д-р фіз.-мат. наук, проф.
Адреса редколегії	03127, Київ-127, вул. Глушкова, 2, корп. 5, радіофізичний факультет; ☎ (38044) 526 0560
Затверджено	Вченою радою радіофізичного факультету 11.10.04 (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	01030, Київ-30, 6-р Т.Шевченка, 14, кімн. 43 ☎ (38044) 239 3172, 239 3222; факс 239 3128

ЗМІСТ

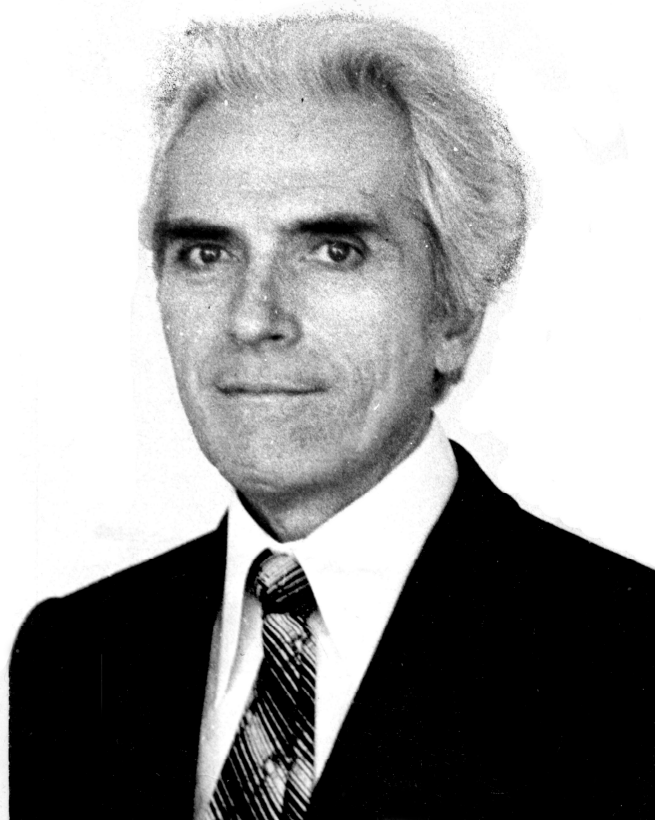
М.Г.Находкін – до 80-річчя від дня народження	4
Айдоян Г.В., Радченко С.П. Флукуаційне розсіяння ультразвукових хвиль м'якими біологічними тканинами	6
Баламут Д.В., Ковальський Д.Б., Порядченко Р.П., Судаков О.О. Модель ВІЛ-1 протеази зі штучними потенціалами міжатомних взаємодій для розрахунку спектральних характеристик ядерного магнітного резонансу.....	8
Бенілов А.І., Циганова А.І., Литвиненко С.В., Скришевський В.А. Застосування безконтактного методу вимірювання провідності в напівпровідникових сенсорних системах.....	11
Глоба Я.В., Іванісік А.І. Оптимізація методу диференційного зворотного розсіяння для діагностування термодеструкції біотканин.....	13
Ільченко В.В., Кондратович О.Ю., Третяк О.В., Шкіль М.В. Моделювання впливу глибокого рівня домішки на вольт-фарадну характеристику <i>p-n</i> -переходу	15
Кіянчук М.Й., Анісімов І.О. Перехідне та гальмівне випромінювання модульованого електронного пучка на межі вакуум – плазма	17
Кисленко В.І., Стецюк В.М., Маєвська О.В. Застосування матричного методу для визначення лінзової прозорості у схемі z-сканування.....	20
Кононенко Ю.М., Мартиш Є.В. Нестійкість низькочастотних хвиль скінченої амплітуди в комплексній плазмі	23
Коротков П.А., Присяжневич І.В. Вплив міжмолекулярної взаємодії на розбіжність прояву частоти молекулярного коливання у спектрах комбінаційного розсіяння та інфрачервоних спектрах полярних рідин.....	25
Левитський С.М., Завгородній Д.М., Кудрявченко Є.Н., Карапузов О.Б. Дослідження динамічних явищ у віртуальному катоді	28
Максюта М.В. Фрактальність фізичного вакууму.....	32
Павлюк С.П., Нінідзе Г.К., Ішук Л.В., Кушніренко В.В. Генерація коливальних КНІ транзистором.....	36
Погорілий С.Д., Камардіна О.О. Методика проведення лабораторного практикуму курсу "Сучасні операційні системи"	39
Скришевський В.А., Гаврильченко І.В., Дяченко С.А., Кузнецов Г.В., Первак Ю.О. Сенсори води на основі структур метал–діелектрик-напівпровідник із проміжним шаром поруватого кремнію та органічного напівпровідника.....	41
Черняк В.Я., Юхименко В.В., Бабіч І.Л., Зражевський В.А., Слюсаренко Ю.І., Воєвода Ю.В., Трохимчук А.К., Наумов В.В., Тарасова Я.Б. Нерівноважні плазмохімічні технології обробки води за наявності хімічного, бактеріологічного або радіаційного забруднення.....	45
Ян Юн, Анісімов І.О., Кельник О.І., Жао Женью Випромінювання вістрів модульованим електронним пучком, що інжектується в іоносферу вздовж геомагнітного поля.....	47

CONTENTS

M.G.Nakhodkin – 80th anniversary	4
Aidoyan G., Radchenko S. Fluctuation ultrasonic scattering by soft biological tissues.....	6
Balamut D., Kovalsky D., Poryadchenko R., Sudakov O. Model for HIV-1 protease with distance restrains potenciales for estimation of nmr spectral characteristics	8
Benilov A., Tsyganova A., Litvinenko S., Skyshevsky V. Appication of eddy current conductivity measurement in semiconductor sensor systems.....	11
Globa Y., Ivanisik A. Optimization of the differential double-wave back scattering method for biological tissues thermodestruction diagnostics.....	13
Ilchenko V., Kondratovich O., Tretyak O., Shkil M. Modeling of deep level influence on voltage-capacitance characteristic of <i>p-n</i> -junction	15
Kiyanchuk M., Anisimov I. Transition radiation and bremsstrahlung of the modulated electron beam on the vacuum-plasma boundary	17
Kislenko V., Maevskaya O., Stetsyuk V. Determination of Lens Transmittance Using Matrix Method in z-Scan Technique.....	20
Kononenko Yu., Martysh Eu. Unstable low-frequency wave of finite amplitude in complex plasmas	23
Korotkov P., Prisyazhnevich I. Influence of the intermolecular interaction in polar liquids on the difference between raman and ir frequencies, which correspond to the same molecular vibration	25
Levitsky S., Zavhorodny D., Kudryavchenko J., Karapuzov O. Investigations of dynamical processes in a virtual cathode	28
Maksyuta M. Fractal of the physical vacuum	32
Pavljuk S., Ninidze G., Ishchuk L., Kushnirenko V. Oscillation generation by SOI transistor	36
Pogorilyy S., Kamardina O. Methodic of conducting the laboratory practice course "Contemporary operational systems".....	39
Skryshevsky V., Gavrilchenko I., Dyachenko S., Kuznetsov G., Pervak Yu. Water sensors based on MIS-structures with porous silicon and organic layer interface	41
Chernyak V., Yukhymenko V., Babich I., Zrazhevskyy V., Slyusarenko Yu., Woewoda Yu., Trokhymchuk A., Naumov V., Tarasova Ya. Non-equilibrium plasmachemical technology of water treatment at chemical, bacteriological and radiation pollution	45
Yang Yong, Anisimov I., Kelnyk O., Zhao Zheng yu Whistlers' emission by the modulated electron beam injected into ionosphere along geomagnetic field	47

М.Г.НАХОДКІН

ДО 80-РІЧЧЯ ВІД ДНЯ НАРОДЖЕННЯ



25 січня виповнилося 80 років відомому вченому, спеціалісту в галузях фізичної електроніки та фізики поверхні, двічі лауреату Державної премії України, Заслуженому діячеві науки і техніки, академіку НАН України Миколі Григоровичу Находкіну.

Весь трудовий шлях М.Г. Находкіна нерозривно пов'язаний з Київським університетом імені Тараса Шевченка. Після закінчення фізичного факультету в 1950 р. він вступив до аспірантури, успішно закінчив її і в 1954 р. захистив під керівництвом проф. Н.Д.Моргуліса кандидатську дисертацію на тему "Исследование вторичной эмиссии некоторых металлов и полупроводников". Вже у 1952 р. він почав працювати викладачем кафедри фізичної електроніки. У 1966 р. М.Г.Находкін захистив докторську дисертацію "Взаимодействие электронов и мягких рентгеновских лучей с веществом в тонком слое" і в тому ж році йому було присвоєно звання професора кафедри електроніки. У 1972 р. М.Г.Находкін заснував і очолив кафедру кріогенної та мікроелектроніки, якою керував протягом 26 років. Цього ж року він став деканом радіофізичного факультету. У 1973 р. М.Г.Находкіна було обрано член-кореспондентом Академії наук УРСР, а в 1990 р. – дійсним членом АН України.

Наукова діяльність М.Г.Находкіна почалася з вивчення процесів взаємодії електронів і м'якого рентгенівського випромінювання з твердим тілом. Ним були встановлені основні закономірності непружного розсіювання електронів середніх енергій у твердих тілах і доведена суттєва роль каскадів кратних розсіювань. Висновки цих досліджень були перевірені у США проф. Фішером і сприяли закладенню фізичних основ прогресивних технологій виробництва вакуумних приладів та відіграли значну роль у розробці захисту космонавтів й апаратури від радіаційного впливу.

У 1953 р. М.Г.Находкін розпочав вивчати емісійні явища, а саме вторинну електронну емісію. Уже в перших його роботах було встановлено, що тільки застосування диференційних характеристик емісії дозволяє отримати відомості про поведінку збуджених електронів у твердих тілах. Час показав, що концепція М.Г.Находкіна про винятково важливу роль диференційних характеристик у фізиці емісійних явищ повністю виправдала себе. На ній базується розвиток сучасної електронної спектроскопії поверхні (в т.ч. методів дозволеної за кутами фотоелектронної та оже-спектроскопії тощо). Ця концепція дозволила М.Г.Находкіну з учнями перенести класичні експерименти Дж.Франка та Г.Герца на тверді тіла, у результаті чого суттєвий розвиток для діагностики поверхні отримала іонізаційна спектроскопія (ІС) та її різновиди. Цей напрям продовжує успішно розвиватись, а саме, показана можливість переходу від якісної ІС до кількісної. Проблеми ІС відображені в першому у світі довіднику "Атлас ионизационных спектров" та монографії "Ионизационная спектроскопия".

Розроблений М.Г.Находкіним у співавторстві з Г.О.Зиковим двоканальний лазерний мас-спектрометр відкрив шлях до вдосконалення арсеналу методів криміналістичної експертизи, що показано в монографії "Лазери в криміналістиці та судових експертизах". За допомогою цього приладу вирішуються сучасні проблеми в екології довкілля та впливу домішок важких металів на здоров'я людини, а також була встановлена справжність "Глаголичних листків" – пам'ятки слов'янської культури IX ст.

М.Г.Находкін – один із фундаторів розвитку запису інформації на термопластиках в Україні. Ним закладені фізичні основи напрямку, який дав можливість створити вітчизняні матеріали, що за деякими параметрами перевищують закордонні аналоги. Освоєно промислове виготовлення термопластичних середовищ для запису інформації та розроблені обчислювальні напіваналогові пристрої з оптичними каналами зв'язку. За цей цикл робіт М.Г.Находкін у 1970 р. був удостоєний Державної премії України в галузі науки і техніки.

В останні роки М.Г.Находкін став ініціатором розробки методу скануючої тунельної мікроскопії (СТМ) і спектроскопії. За його участю створено перший у державах СНД надвисоковакуумний СТМ, який дозволяє досліджувати процеси на поверхні твердого тіла на атомному рівні. Зокрема, створено специфічне вістря СТМ, що дає змогу спостерігати та досліджувати процеси на поверхні навіть у третьому шарі кристалічної ґратки кремнію, що досі не вдавалось іншим дослідникам.

У 1962–1995 рр. М.Г.Находкін брав участь у роботах, присвячених фундаментальним закономірностям поверхневого масопереносу, кінетиці електронних процесів на поверхні та в приповерхневих шарах твердих тіл. У ході цих досліджень визначені відмінності кінетичних явищ на поверхні та в об'ємі твердого тіла, розкрито їх фізичну природу. Спостережено низку нових ефектів, зокрема ефект інтерференції каналів пружного та непружного розсіяння електронів середніх енергій, використання яких дозволило розробити нові методи діагностики поверхонь. За ці роботи М.Г.Находкіна нагороджено Державною премією в галузі науки і техніки за 1997 р.

У 1990 р. М.Г.Находкін був обраний дійсним членом АН України. Загалом у доробку М.Г.Находкіна близько 300 наукових праць, серед них 3 монографії, навчальний посібник, 37 авторських свідоцтв.

М.Г.Находкін – талановитий педагог. Серед його учнів 6 докторів, 26 кандидатів наук і лауреати Державних премій.

Багато сил та енергії віддає М.Г.Находкін науково-організаційній діяльності. Він був одним із ініціаторів створення та головою Національної ради з питань науки та технологій, одним із засновників та першим Президентом Українського комітету радіосоюзу (відділення URSI), членом Наукових рад з фізичної електроніки та голографії АН СРСР, кількох секцій АН УРСР, засновником та протягом 20 років головним редактором міжвідомчого збірника "Фундаментальные основы оптической памяти и среды", членом редколегій "Українського фізичного журналу" та "Фізичної енциклопедії". М.Г.Находкін був науковим керівником кількох міжвідомчих наукових програм і програм Міністерства України. Зараз М.Г.Находкін – член Президії відділення фізики та астрономії НАНУ, член ВАК України.

Заслуги М.Г.Находкіна відзначені орденом "Знак почета", орденом "За заслуги" III ступеня, медалями, Почесною Грамотою Президії Верховної ради УРСР.

Наукова громадськість щиро вітає Миколу Григоровича з ювілеєм, бажає йому міцного здоров'я та успіхів у творчій праці.

FLUCTUATION ULTRASONIC SCATTERING BY SOFT BIOLOGICAL TISSUES

The choice of mathematical model for fluctuation ultrasonic scattering by biological soft tissues is briefly discussed. Scattering conditions were modelled using developed tissue-mimicking phantom. Parameters' value was obtained from echo signal envelope analysing by elaborated earlier procedure and compared with model characteristics. Results have special significance in examination of ultrasound scattering statistical feature.

Коротко зроблено вибір моделі флуктуаційного розсіяння ультразвукових хвиль м'якими біологічними тканинами. Умови розсіяння змодельовано за допомогою розробленого фантому. Значення параметрів відновлювалися з аналізу огибаючої сигналу відлуння за розробленою раніше методикою й порівнювалися з характеристиками моделі. Результати є важливими для розуміння статистичної природи ультразвукового розсіяння.

Introduction

Ultrasound (US) is a widely used imaging modality in medicine and is an efficient way to detect lesions in soft tissue. The non-invasive nature, apparent safety of ultrasound and its ability to distinguish interfaces between tissues with different acoustical impedances has been its main attraction. The information about structure is encoded in scattered and penetrated radiation. The human body and even relatively homogenous tissue, such as the normal liver, exhibit tremendous complexities in their interactions with ultrasound. The underground of understanding the backscattered echo is hidden in the nature of tissue [1]. Biological tissue is not a homogeneous medium. The fluctuation of physical characteristics (temperature, density and structure) results in reflection of the wave. Such kind of changes are caused by deviation from the normal physiological state of the tissues. Thus, analyzing the scattering pictures in different cases, we'll be able to imprint quantitative changes.

Furthermore, the various kinds of scattering types are observed on different scale levels of inhomogeneities, but only one type can be described statistically: when the ultrasound wave-length is much more then scatters.

Objects and investigation method

The method of physical modelling was used.

Examining the phantom with known characteristics and comparing results with data received from diseased organ we can determine the objective criterion for diagnosis.

Ultrasound investigations are limited by relatively simple models [1÷4]. From the analysis of existed models as the most adequate model of tissue description the model of discrete point scatters was taken [5].

Tissue is modelled as a collection of discrete point scatterers randomly located in the nondispersive medium (Fig. 1). Dimensions of scatterers are much less then wavelength of the US pulse and are in the limit of system resolution. Thus the echo signal is $S(t)$ obtained as backscattered echo from the ensemble of the scatterers in the range cell is given by

$$S(t) = \sum_{n=1}^N A_n \exp(-i\phi_n)$$

where the A_n are the amplitudes of the echoes from the scatters and the ϕ_n are their phases. N is the number of scatterers in the range cell. It should be noted that all above-indicated characteristics of scatterers are random variables.

The model is developed from the fundamental principles of scattering using the results available in radar. This model results in a two-parameter distribution, namely the K-distribution for the echo, thereby making it possible to gain information on the number as well scattering cross-sections of the scatterers in the range cell.

$$f(A, \Theta) = 2b / \Gamma(M) (bA/2)^M K_{M-1}(bA) U(A),$$

$$M = N(v+1), M \geq 0, b = 2\sqrt{(v+1)/\langle \alpha^2 \rangle},$$

where $f(A, \Theta)$ is joint density function of the envelope and phase; M is effective number of scatters; b – parameter inversely proportional to cross-sections; $\Gamma(M)$ – is the gamma function; K_{M-1} is the modified Bessel function of order $M-1$; $U(A)$ is the unit step function [5].

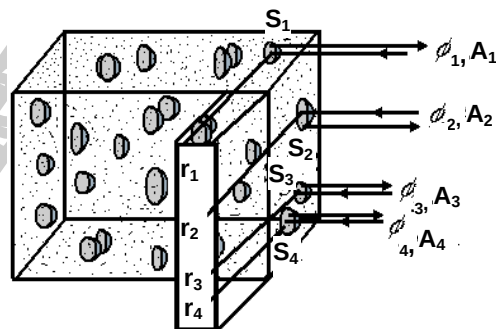


Fig. 1. Ultrasonic scattering by biological tissues according to the model of discrete point scatters. Here r_i is radius-vector of a scatterer with cross-section S_i , phase ϕ_i , A_i is amplitude of scattering wave

Calculation and elaboration

For the simulation the phantom was developed in the approximation of discrete scatterers with the random characteristics. Phantom was developed using appropriate material for imitation.

Ultrasound scanning gel "Aquasonic® 100, Parker" was used as a medium. Its physical characteristics, namely density is $1.018 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ and speed of sound wave is $1.574 \cdot 10^3 \text{ m/s}$. Such values are nearly soft tissue characteristics [6]. This gel is really homogeneous, because fluctuation of sound speed is only 0.04 %.

Scatterers were imitated by abrasive powder from Silicon Carbon [7] (also known as Moissanite) with density $3.2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ and speed of sound wave $6.66 \cdot 10^3 \text{ m/s}$.

Thus reflectance of interface between two phases is

$$R = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} = 0.86.$$

Such scattering conditions correspond to the model of discrete point scatters description.

Optical microscopy is used to estimate probability density size distribution of the scatters. Images were obtained on the microscope with optical magnification 10 (Fig. 2). It was

obtained 107 images of powder sample for reliability statistical validity of generated probability density.

The estimations of area in the pixels were used for the calculation of linear dimension in the approximation of round scatterer.

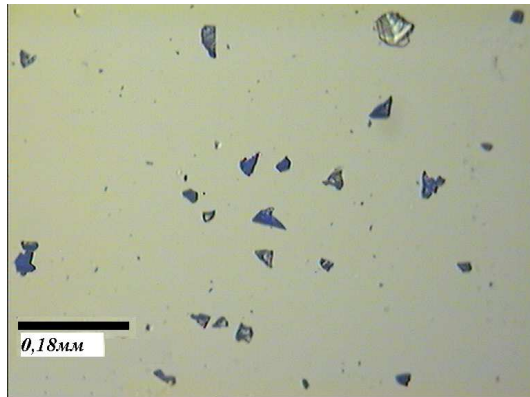


Fig. 2 Optical images of scatterers

The density probability function of scatterers size was built (Fig. 3). The optical microscopic image of linear measure is used for calculation of real scatterers size.

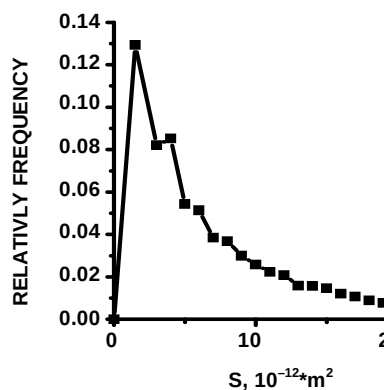


Fig. 3 The density probability function of scatterers size

According to the distribution (Fig. 3) mean size of the scatterer is $R_c = 3.4 \mu$. This value is considerably less than the wavelength $\lambda = 210 \mu$ which corresponds to the frequency $\nu = 7.5 \text{ MHz}$ used in the experiment.

Modelling

Experiment was carried out on the ultrasound scanner LOGIQTM 100 PRO, General Electric. Linear sensing transducer L76 with field of view 60 mm on the frequency of 7.5 MHz was used.

Phantom is built parallelepiped cuvette with the dimensions $2.0 \times 3.5 \times 10.5 \text{ cm}^3$.

Estimation of the phantom parameters:

System resolution. There is no strict method to determine the system resolution. As the point scattering function is asymmetrical, there are transversal and longitudinal resolutions. The longitudinal resolution: two different points cannot be resolved in ultrasonic system when the time during the first front return from the second inhomogeneity is smaller than the second front come to the first inhomogeneity. Mathematically it will be written

$$\Delta x = \frac{\tau c}{2}.$$

Volume of the range cell is $V = (\Delta x)^3$.

Mean size of a scatter

$$R = \sqrt{\frac{S_{mean}}{\pi}} = 3.4 \cdot 10^{-6} \text{ m},$$

$$S_{mean} = \sum_i^N p(x)x = 36.2 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^2,$$

where $p(x)$ is the density probability function of scatterers size (Fig. 3)

Number of the scatters in phantom $N = nV = n \frac{V}{V_0}$, where

n is concentration of the scatters, V is volume of the range cell, V_0 is volume of the phantom.

Expression for powder mass. In the first proximity scatters were presented as spheres with radius R and density ρ .

$$m = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho N;$$

$$m = \frac{32}{3} \pi \rho a_0 b_0 c_0 \left(\frac{S_{mean}}{\pi} \right)^{3/2} \left(\frac{f}{n/c} \right)^2 n,$$

where a_0 , b_0 , c_0 are dimensions of the phantom; f is frequency of scanning ultrasound; c is speed of sound wave in the medium; n is number of periods of the carrier, $n' \sim 3 \div 5$.

In addition to all, phantom has its own characteristics not inherent to alive tissue.

Sedimentation velocity of the scatterers was calculated

$$u = \frac{2}{9} R^2 g \frac{(\gamma - \gamma_0)}{\eta}.$$

where R is mean radius of a scatter; γ is density of Silicon Carbon; γ_0 is density of gel; η is gel viscosity. In our model the value $u = 14 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ was obtained.

The scan M -mode is used to obtain phantom ultrasound images.

RESULTS

Using phantom with different scatterers concentration M -mode images were received on the frequency of 7.5 MHz. Technique elaborated earlier [8] was used to get the parameter M – effective density scatterers (Tabl. 1).

Table 1. Calculated value of scatterers' effective density

$n, 10^6 \text{ g/cm}^3$	M
1.36	0.99
4.08	1.49
9.5	1.83
20.41	2.05
42.18	2.99

Theoretically M was calculated from [5] $M = N(\nu + 1)$,

where N is concentration of scatters in the cell, ν is the skewness of the scattering cross-sections distribution

$$\nu = \frac{\sum_{i=S_{min}}^{S_{max}} S_i^3 p(S)}{\sum_{i=S_{min}}^{S_{max}} S_i^3 p(S)}.$$

The comparison of theoretical and experimental data is on the Fig. 4. The deviation between two curves on the Fig. 4 is observed in the range of small amount of scatters. The explanation of such phenomenon is hidden in the process of sample preparation. Such behavior depends on homogeneity of mixing, which results in non-uniform

distribution of scatters in the range cell and influences greatly on the backscattered echo.

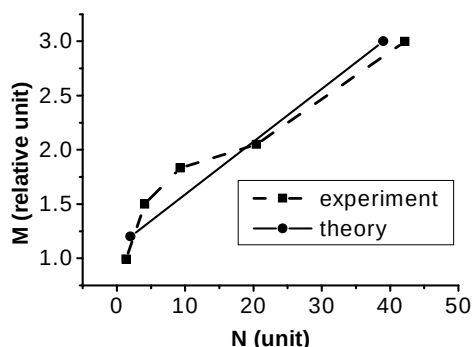


Fig. 4. The theoretical and experimental data of effective density scatterers

Conclusions

Physical characteristics of components were calculated and the phantom for modelling of acoustical waves scattering in soft tissue from the standpoint of the discrete scatters model was made. Algorithm reconstruction elaborated earlier can be applied to the estimation of

effective density scatterers in soft tissue. Also this parameter can be used for identification tissues with different pathologies. These would act as 'standard' values and could be the first step on the way to an Ultrasound Reference Manufacture.

1. Shankar P.M., Dumane V.A., Picolli C.W., Reid J.M., Forsberg F., Goldberg B.B. Classification of breast masses in ultrasonic B-mode images using a compounding technique in the Nakagami distribution domain. *Ultrasound in Med. & Biol.*, 28, 2002. – P. 1295–1300.
2. Henkjan J. Huisman, Jahan M. Thijssen. An in vivo ultrasonic model of liver parenchyma // *IEEE Trans. Sonics. Ultrason.*, May 1998. – Vol. 45, N 3.
3. Molthen R.C., Narayan V.M., Shankar P.M., Reid J.M., Genis V., Forsberg F., Halpern E.J. and Goldberg B.B. Using phase information in ultrasonic backscatter for in vivo liver analysis // *Ultrasound in Med. & Biol.*, 1998. – Vol. 24. – P. 79–91.
4. Oelze Michael L. and O'Brien William D. Method of improved scatterer size estimation and application to parametric imaging using ultrasound // *J. Acoust. Soc. Am.*, 2002. – Vol. 112. – P. 3053–3063.
5. Shankar P. M. A model for ultrasonic scattering from tissues based on the K-distribution // *Phys. Med. Biol.*, 1995. – 40 p.
6. A sonotech technical paper. The technology of ultrasound scanning gels. http://www.sonotechinc.com/PDF/Medical_Technical_Paper_2003.pdf (24.05.04).
7. Moissanite mineral data. <http://www.webmineral.com/data/Moissanite.shtml> (24.05.04).
8. Skrypachenko M., Radchenko S. Scatterers parameters reconstruction in ultrasonic backscatter for tissue identification. Proceeding of the Third International Young Scientists' Conference on Applied Physics, June 18–20, 2003, Kyiv, Ukraine, P. 146–147.

Submitted on 20.09.04

УДК 577

Д.В. Баламут, студ., Д.Б. Ковальський, мол. наук. співроб., Р.П. Порядченко, студ., О.О. Судаков, канд. фіз.-мат. наук, доц.

МОДЕЛЬ ВІЛ-1 ПРОТЕАЗИ ЗІ ШТУЧНИМИ ПОТЕНЦІАЛАМИ МІЖАТОМНИХ ВЗАЄМОДІЙ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ СПЕКТРАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕРНОГО МАГНІТНОГО РЕЗОНАНСУ

Запропоновано вдосконалення математичної моделі білка ВІЛ-1 протеази, застосованої у відкритому програмному комплексі GROMACS 3, шляхом введення додаткових потенціалів міжатомних взаємодій distance restraints ("стримування відстаней"). Це вдосконалення забезпечує кращу на 4 – 23 % (порівняно зі стандартною моделлю) відповідність обчислених характеристик і вимірюваних у ході ЯМР-експериментів. Уточнену модель ВІЛ-1 протеази використано для розробки нового програмного забезпечення моделювання взаємодії білків з інгібіторами.

The improvement of GROMACS 3 model for HIV-1 protease by involving of artificial atoms interaction potentials (distance restraints) have been proposed. This improvement provides 4 – 23 % better correspondence between experimental and calculated NMR spectral characteristics comparatively to standard model. Proposed model have been used for creation of software for modeling of proteins-inhibitors docking.

Вступ

Актуальною є проблема боротьби з вірусом імунодефіциту людини (ВІЛ). Сучасний підхід до лікування полягає у блокуванні критичних білків вірусу. Критичним білком є такий, без якого неможливе функціонування й розмноження всього вірусу. Таким білком є ВІЛ-1 протеаза. Для розробки інгібіторів (блокаторів) необхідно мати інформацію про динамічні процеси в протеїнах. Джерелом такої інформації є спектроскопія ядерного магнітного резонансу (ЯМР). Але цей метод не може працювати з однією макромолекулою й тому може давати лише непряму інформацію про механізми функціонування білка: результати будуть усереднені за деяким набором конформацій білка в розчині з багатьма макромолекулами.

Поведінку кожного атома в одній макромолекулі протеїну можна дослідити методом моделювання молекулярної динаміки, який є розрахунковим і вимагає значних обчислювальних потужностей. Поєднання ЯМР-спектроскопії та симуляції молекулярної динаміки – ефективний засіб дослідження динамічних процесів у білках. Для порівняння експериментальних і розрахункових даних використовують енергетичні характеристики – сталі часу спінової релаксації

Метою роботи є введення уточнень у модель GROMACS 3 [1] для ВІЛ-1 протеази задля кращої від-

повідності розрахованих і вимірюваних сталих часу поздовжньої (спін-граткової) релаксації.

Розрахунок сталих часу релаксації на основі симуляції молекулярної динаміки

Поздовжня (спін-граткова) релаксація викликана процесами, що відбуваються на молекулярному рівні. Вона відображає взаємодію ядерного спіна з оточенням. Відомо, що такі механізми відтоку енергії з ядерної спінової системи дають найбільший вклад у спін-граткову релаксацію в білкових молекулах:

- диполь-дипольна взаємодія;
- анізотропія хімічного зсуву;
- ядерна квадрупольна взаємодія.

Диполь-дипольна взаємодія, модульована молекулярними рухами, викликає локальні залежності від часу магнітні поля в точці розташування ядра [2]:

$$\overline{B_{loc}} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{\overline{\mu_I}}{r_{12}^3} P_2(\cos \theta), \quad (1)$$

де μ_0 – магнітна стала; $\overline{\mu_I}$ – магнітний момент сусіднього ядра; $\overline{r_{12}}$ – вектор, що з'єднує обидва ядра (ди-

поля); $P_2(x) = \frac{(3x^2 - 1)}{2}$ – поліном Лежандра II порядку;

θ – кут, що визначає орієнтацію вектора $\vec{r}_{12}$ у лабораторній системі координат. Ця формула не є універсальною, а описує лише поля, що виникають в аксіально-симетричних системах. Саме такою є описана нами система ^{15}N - ^1H (амідна група).

Із (1) видно, що величина локального магнітного поля $|\vec{B}_{loc}| \sim \frac{1}{|\vec{r}_{12}|^3}$, тобто досить швидко зменшується з

відстанню. Це дає можливість розглядати взаємодію тільки сусідніх ядер (^{15}N і ^1H амідної групи кожного амінокислотного залишку ВІЛ-1 протеази).

Стала часу поздовжньої релаксації ядерних спінів ^{15}N амідної групи (у наближенні диполь-дипольної взаємодії) становить [2]:

$$T_1^{dd} = \left\{ \frac{\hbar^2 \gamma_N^2 \gamma_H^2}{4 \langle r_{NH} \rangle^6} [J(\omega_H - \omega_N) + 3J(\omega_N) + 6J(\omega_H + \omega_N)] \right\}^{-1}, \quad (2)$$

де γ_N, γ_H – гіромагнітні відношення ядер ^{15}N і ^1H ; ω_N, ω_H – ларморівські частоти цих ядер для конкретного ЯМР-експерименту ($\omega = \gamma B_0$);

$$J(\omega) = 2 \int_0^\infty C(t) e^{-i\omega t} dt, \quad C(t) = \frac{1}{5} \langle P_2[\vec{r}_{12}(0) \cdot \vec{r}_{12}(t)] \rangle$$

– кореляційна функція, яка описує процеси релаксації внаслідок диполь-дипольної взаємодії.

Другим типом взаємодії, що визначає процеси поздовжньої релаксації, є анізотропія хімічного зсуву. Електрони як рухомі заряди створюють у точці розташування ядра додаткове локальне магнітне поле. Це поле майже завжди є анізотропним, а отже, змінюється з часом у ході броунівського руху молекул. Така взаємодія пропорційна до величини зовнішнього магнітного поля. У розрахунках молекулярної динаміки зовнішнє магнітне поле відсутнє, але воно обов'язково є в експерименті. Тому для коректного порівняння введено поправку:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_1^{dd}} + \frac{1}{T_1^{cs}}. \quad (3)$$

Для ядра ^{15}N тензор хімічного зсуву має аксіальну симетрію, тому внесок часової зміни анізотропії хімічного зсуву в час релаксації [4]:

$$\frac{1}{T_1^{cs}} = [\omega_N (\delta_{||} - \delta_{\perp})]^2 J(\omega_N), \quad (4)$$

де $\delta_{||}, \delta_{\perp}$ – хімічний зсув у паралельному та перпендикулярному до осі симетрії напрямках відповідно. Ядерна квадрупольна взаємодія має місце лише для ядер зі спіном $I \geq 1$, тому ($I = 1$ для ядра ^{15}N) не врахована.

Апаратне та програмне забезпечення

Симуляцію молекулярної динаміки проведено на обчислювальному кластері (14 двопроцесорних вузлів із процесорами Intel Pentium III та Intel Xeon). Було використано віртуальну машину LAM 6.5.6/ MPI 2 на 16 процесорів (з міркувань оптимізації використання мережі і процесорного часу в умовах одночасного розрахунку кількох задач). Час розрахунку однієї траєкторії тривалістю 1 нс – 164 год із середньою продуктивністю 997,8 MFlops у перерахунку на 1 процесор.

Для розрахунків використано пакет GROMACS 3.1.4, силове поле (force field) GROMOS 96 43a2, модель води SPC 16. Як енергетичні характеристики для порівняння розрахункових і експериментальних даних обрали сталі часу поздовжньої релаксації ядерних спінів ^{15}N . Чисельне розв'язання рівнянь Ньютона проведено

з кроком 2 фс, запис координат у вихідний файл – з кроком 1 пс. Температура симуляції 25°C , тиск 1 атм. підтримувались постійними за методом Берендсена (Berendsen) [5]. Як початкову конформацію використано структуру ВІЛ-1 протеази, визначену методом рентгеноструктурного аналізу [6]. Міжатомну відстань розраховано за допомогою програми g_dist із комплексу GROMACS 3.1.4. Спектральну густину та час поздовжньої релаксації розраховано за допомогою власних програм, згідно з наближеннями та вимогами описаними в роботах [7], [8], [9].

Аналіз результатів симуляції молекулярної динаміки

У табл. 1 показано значення сталих часу спіно-граткової (поздовжньої) релаксації для кожного амінокислотного залишку ВІЛ-1 протеази, розраховані за симуляцією молекулярної динаміки й отримані в ЯМР-експериментах [10]. Із даних табл. 1 видно, що значні розбіжності (не перекриття довірчих інтервалів) мають місце для залишків 7GLN, 18GLN, 33LEU, 47ILE, 52GLY, 63LEU, 86GLY. Розбіжності для залишків 7, 33, 63 можна пояснити тим, що для запобігання автопротеолізу в ході ЯМР-експериментів [10] у білок введено мутації Gln7Lys, Leu33Ile, Leu63Ile, а симуляції молекулярної динаміки проведено для моделі немутаного білка.

Розбіжності в сталих часу поздовжньої релаксації для інших залишків варто проаналізувати детальніше. Із формули (2) видно, що стала часу поздовжньої релаксації, істотно залежить (шостий степінь) від середньої міжатомної відстані.

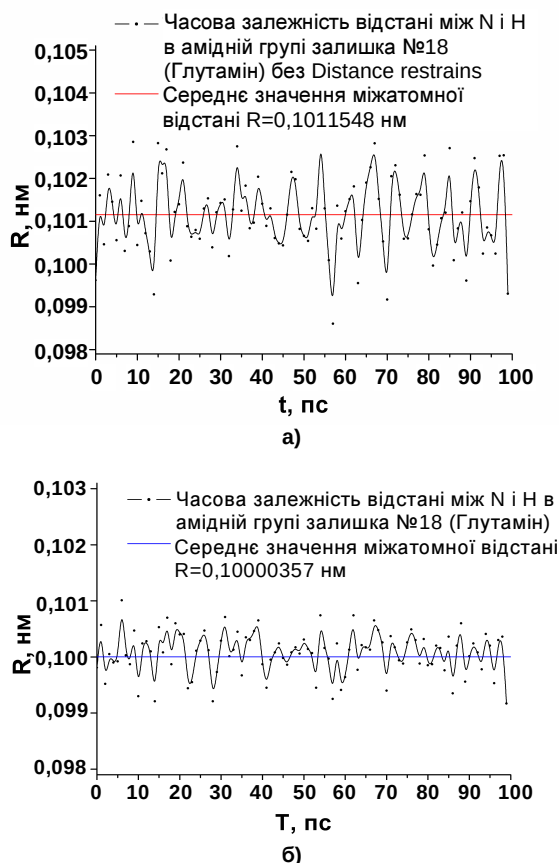


Рис. 1. Часова залежність (бісплайнова апроксимація) і середнє значення міжатомної відстані в амідній групі залишку 18 Gln неутонченої моделі білка ВІЛ-1 протеази (а) та уточненої моделі білка ВІЛ-1 протеази (б).

Графік (рис. 1, а) показує часову залежність відстані між атомами N і H амідної групи залишку 18Gln. Із нього видно, що значні коливання збільшують середню міжатомну відстань, а отже, і сталу часу поздовжньої релаксації.

Для узгодження експериментальних і розрахункових результатів уточнено модель шляхом введення штучного потенціалу міжатомної взаємодії, який допомагає моделювати геометричні характеристики макромолекули. Та-

$$V_{dr}(r_{ij}) = \begin{cases} \frac{1}{2}k_{dr}(r_{ij}-r_0)^2 & , \text{коли } r_{ij} < r_0 \\ 0 & , \text{коли } r_0 \leq r_{ij} < r_1 \\ \frac{1}{2}k_{dr}(r_{ij}-r_1)^2 & , \text{коли } r_1 \leq r_{ij} < r_2 \\ \frac{1}{2}k_{dr}(r_2-r_1)(2r_{ij}-r_2-r_1) & , \text{коли } r_2 \leq r_{ij} \end{cases} \quad (5)$$

Потенціали distance restraints введено для всіх залишків з істотними розбіжностями сталих часу поздовжньої релаксації: 18, 47, 52, 86. Після введення потенціалів distance restraints часова залежність міжатомної

кий штучний потенціал називають distance restraints ("стримування відстаней"). Він починає діяти, коли відстань між визначеною парою атомів виходить за порогові значення. Потенціал distance restraints визначено так:

відстані N-H амідної групи залишку 18Gln змінилася так, що середня міжатомна відстань зменшилась (рис. 2, б). Зміна середньої міжатомної відстані відповідним чином змінює сталі часу поздовжньої релаксації T_1 :

Таблиця 1. Порівняння експериментальних та розрахункових значень часу поздовжньої релаксації

Амінокислотний залишок	T_1 , с (виміряний)	T_1 , с (розрахований за стандартною моделлю)	Розбіжність з виміряним, %	T_1 , с (розрахований за уточненою моделлю)	Розбіжність з виміряним, %
7 GLN	0,7895	0,724	-8,3	0,774	-2,0
18 GLN	0,731	0,912	24,7	0,745	1,9
33 LEU	0,719	0,824	14,6	0,724	0,7
47 ILE	0,7385	0,804	8,9	0,731	-1,0
52 GLY	0,7505	0,8485	13,2	0,785	4,6
63 LEU	0,8325	0,719	-13,7	0,818	-1,7
86 GLY	0,863	0,952	10,4	0,888	2,9

Висновки

На основі модельно незалежного наближення Lipari-Szabo [8] розроблено, методику розрахунку сталих часу поздовжньої (спін-граткової) релаксації – за траєкторіями симуляції молекулярної динаміки. Методика є універсальною й може бути використана для аналізу молекулярних траєкторій різних білків.

Запропонована методика дає змогу поєднати переваги методів симуляції молекулярної динаміки (МД) і ЯМР-спектроскопії для вивчення динаміки білків у розчинах. Це підтверджено результатами чисельного моделювання динаміки протеїнів.

На основі розробленої методики розраховано сталі часу поздовжньої релаксації для кожного амінокислотного залишку моделі білка ВІЛ-1 протеази, і уточнено модель цього білка шляхом зміни початкових параметрів (силового поля distance restraints) з міркувань узгодження розрахованих характеристик і експериментальних даних. Уточнена модель дає на 4–23% кращу відповідність ніж модель із стандартними початковими параметрами.

Уточнену модель ВІЛ-1 протеази застосовано для розробки нового програмного забезпечення моделювання взаємодії білків з інгібіторами.

Подяка

Автори вдячні Володимирі Дубині (хімічний факультет Київського національного університету імені Тараса Шевченка) за надану програму розрахунку кореляційної функції.

Розрахунки проведені на кластері Інформаційно-обчислювального центру Київського національного університету імені Тараса Шевченка (<http://www.cluster.kiev.ua>) [11], створеного за підтримки корпорації Intel.

- David van der Spoel, Aldert R. van Buuren, Apol E., Meulenhoff P.J., Tieleman D.P., Alfons L.T.M. Sijbers, Hess B., Feenstra K.A., Lindahl E., Rudi van Drunen, Berendsen H.J.C. Gromacs user manual (Groningen Machine for Chemical Simulations). // <http://www.gromacs.org/>.
- Хауссер К.Х., Кальбитцер Х.Р. ЯМР в медицине и биологии: структура молекул, томография, спектроскопия in-vivo. – К.: Наук. думка, 1993. – 259 с.
- Wittebort R.J., Szabo A. Theory of NMR relaxation in macromolecules: restricted diffusion and jump models for multiple internal rotations in amino acid side chains // Chem. Phys. Lett. 1978. – Vol. 69. – P. 1722.
- Kroenke C.D., Rance M., Palmer A.G. Variability of the ^{15}N chemical shift anisotropy in Escherichia coli ribonuclease H in solution // Jour. of Amer. Chem. Soc., 1999. – Vol. 121. – P. 10119–10125.
- Berendsen H.J.C., Postma J.P.M., DiNola A., Haak J.R. // Chem. Phys. Lett., 1984. – Vol. 81. – P. 3684–3690.
- Lapatto R., Blundell T., Hemmings A., Overington J., Wilderspin A., Wood S., Merson J.R., Whittle P.J., Danley D.E., Geoghegan K.F. X-ray analysis of HIV-1 protease at 2.7 Å resolution confirms structural homology among retroviral enzymes. // Nature, 1989. – Vol. 342. – P. 299–302.
- King R., Jardetzky O. A general formalism for the analysis of NMR relaxation measurements on systems with multiple degrees of freedom // Chem. Phys. Lett., 1978. – Vol. 55. – N 1. – P. 15.
- Lipari G., Szabo A. Model-free approach to the interpretation of nuclear magnetic resonance relaxation in macromolecules. // Jour. of Amer. Chem. Soc., 1982. – Vol. 104. – N 17. – P. 4546–4559.
- Peter C., Daura X., Wilfred F. van Gunsteren. Calculation of NMR relaxation parameters for flexible molecules from molecular dynamics simulations // Jour. of Biomol. NMR, 2001. – Vol. 20. – P. 297–310.
- Freedberg D.I., Ishima R., Jacob J., Yun-Xing Wang, Kustanovich I., Louis J.M., Torchia D.A. Rapid structural fluctuations of the free HIV protease flaps in solution: Relationship to crystal structures and comparison with predictions of dynamics calculations // Protein Science, 2002. – Vol. 11. – P. 221–232.
- Boyko Yu.V., Vystoropsky O.O., Nychporuk T.V., Sudakov O.O. Kyiv National Taras Shevchenko University High Performance Computing Cluster // Proc. Third International Young Scientists Conference on Applied Physics. June, 18–20, 2003, Kyiv, Ukraine, P. 180–181.

Надійшла до редколегії 30.09.04

УДК 519,9

А.І. Бенілов, асп., А.І. Циганова, інж., С.В. Литвиненко, ст. наук. співроб., В.А. Скришевський, д-р фіз.-мат. наук, проф.

ЗАСТОСУВАННЯ БЕЗКОНТАКТНОГО МЕТОДУ ВИМІРЮВАННЯ ПРОВІДНОСТІ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СЕНСОРНИХ СИСТЕМАХ

Метод вихрових струмів було адаптовано для проведення безконтактного вимірювання провідності напівпровідникових зразків довільної форми. Працездатність запропонованої схеми перевірено експериментально. Розроблений вихорострумівий детектор застосовано для дослідження динаміки зміни провідності плівки поруватого кремнію в сенсорній системі для газів NO та NO₂.

Eddy current method was adapted for contactless conductivity measurement for semiconductor samples with any given shape. Proposed measurement system was developed and approved experimentally to be valid. Eddy current detector developed was also applied in NO and NO₂ gas sensor system, based on porous silicon film conductivity changing measurement.

Методика безконтактного вимірювання провідності за допомогою індукованих струмів відома досить давно. Наведений струм дуже вдало застосовують при неруйнівному контролі металевих деталей, але інтерпретація даних, що їх отримано під час вихорострумівого аналізу є складною й неоднозначною [1]. Тому на сьогодні метод наведеного струму застосовується переважно для пошуку дефектів у металевих та напівпровідникових зразках. Складність інтерпретації сигналу з вихорострумівого датчика пов'язана з тим, що цей сигнал залежить від багатьох параметрів: провідності матеріалу, що контролюється, розміру зразка, наявності механічних дефектів у зразку, що перешкоджають протіканню наведеного струму, відстані від датчика до зразка тощо. Але можливість проводити безконтактні вимірювання штовхає дослідників на розв'язання цієї методики контролю. Позбавитись деяких зазначених недоліків методу вдається при використанні диференційної схеми вимірювання. Також метод дозволяє досить точно фіксувати зміни провідності зразку [2] (при тому, що похибка вимірювання абсолютного значення провідності може сягати 20 %).

У роботі здійснено спробу адаптувати метод вихрових струмів для більш точного вимірювання абсолютного значення провідності напівпровідникових зразків, а також застосувати метод у напівпровідниковій сенсорній системі, яка потребує вимірювання провідності чутливого напівпровідникового елемента.

Основи методу

При розміщенні зразка, що має ненульову провідність, у змінному магнітному полі, у зразку будуть наводитись змінні вихрові струми. Ці струми виникають унаслідок явища електромагнітної індукції та утворюють вихори, що охоплюють змінне магнітне поле в зразку. Густина наведених струмів залежатиме від напруженості зовнішнього магнітного поля, частоти його зміни та провідності зразка. Якщо такий зразок помістити в котушку індуктивності, до якої підведено змінний струм, то добротність котушки буде змінюватись відповідно до параметрів зразка. Цю зміну можна записати таким чином [2]:

$$\Delta Q = Q_1 - Q_2, \quad Q_1 = \frac{P_p}{P_a}, \quad Q_2 = \frac{P_p}{P_a + P_{az}},$$

де Q_1 – добротність контуру без зразка, Q_2 – добротність контуру за наявності зразка, P_p – реактивна потужність, P_a – потужність активних втрат у контурі, P_{az} – потужність активних втрат у зразку. У загальному випадку, коли активний опір, що вноситься до контуру зразком є набагато меншим власного активного опору контуру ($r \ll R$), значення добротності для контуру зі зразком можна записати як:

$$Q = Q_0 \left(1 - \frac{r}{R}\right).$$

Таким чином, зменшення добротності контуру виявляється пропорційним до збільшення провідності зразка.

Коефіцієнт пропорційності визначається геометрією зразка та його розташуванням відносно котушки.

Провідність зразків довільної форми

Вихорострумівий метод непридатний для точного вимірювання провідності напівпровідників, оскільки на зміну добротності контуру окрім провідності зразка впливають ще багато факторів. У даному випадку спробуємо адаптувати цей метод для проведення більш точних вимірювань провідності в умовах, коли звичайний шлях не є можливим, наприклад, за вибірки проб напівпровідника з розплаву, для негайного контролю його провідності.

Відомо, що вихрові струми наводяться біля поверхні зразка, а глибина проникнення вихрових струмів у зразок визначається як:

$$S = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu_0 \mu \sigma}},$$

де S – глибина проникнення наведених струмів у зразок, f – частота зміни магнітного поля (у Гц), σ – провідність зразка, μ – його магнітна проникність. Густина наведеного струму спадає за експоненціальним законом, а величина S визначає товщину зразка, на якій густина струму зменшується в e разів. Таким чином, для однозначного визначення провідності зразка, його геометричні розміри мають бути набагато більшими глибини проникнення наведених струмів (у цьому випадку варіація розміру зразка не впливатиме на поглинання електромагнітної енергії). Цієї умови особливо важко досягти для напівпровідникових зразків, оскільки їх провідність (порівняно з металами) досить мала, тому величина S сягає значень кількох метрів. Інший можливий випадок – створення однорідного поля, в якому розміщено зразок. При цьому поглинання (зміна добротності котушки) залежатиме як від провідності зразка, так і від його об'єму лінійно.

Запропоновано метод вимірювання провідності напівпровідникових зразків довільної форми, для чого було сконструйовано вимірювальну систему, розмір котушки якої набагато більший за розміри зразків, що контролюються. Чутливість такої системи всередині котушки не залежить від положення зразка та його форми. Тобто при розміщенні зразка в центрі котушки можна сподіватись, що сигнал датчика залежатиме лише від провідності зразка та його об'єму (або маси). Це припущення було підтверджено експериментально (рис. 1).

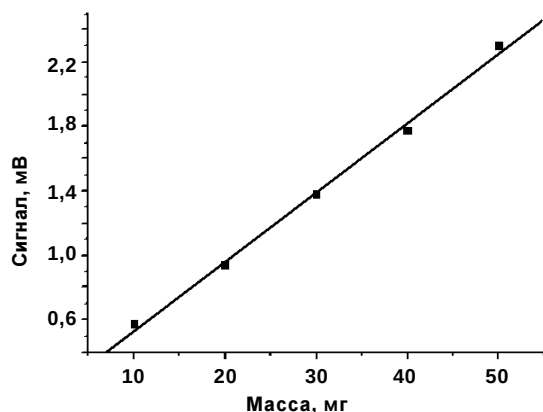


Рис. 1. Залежність сигналу датчика від маси зразка. Вимірювання проводилось на частоті 30 МГц для напівпровідникових зразків із провідністю $0.5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$

Таким чином, у вказаний спосіб можна точно контролювати провідність напівпровідникових зразків неправильної форми за їх довільного розміщення в центрі котушки датчика та зважуванні.

Газовий сенсор

Багато сенсорних напівпровідникових систем спираються на явище зміни провідності напівпровідника під дією зовнішніх факторів: температури, освітлення, ото-

чуючих газів або рідин тощо. Тому в наступному кроці роботи здійснено спробу застосувати налагоджений метод безконтактного вимірювання провідності для побудови сенсорних систем.

Методику безконтактного вимірювання провідності напівпровідникових зразків застосовано при побудові газового сенсора на базі поруватого кремнію. Як відомо, розвинена поверхня поруватого кремнію має властивість адсорбції молекул газів, унаслідок чого може змінюватись його провідність. Найбільший ефект зміни провідності поруватого кремнію досягається при адсорбції полярних газів NO та NO_2 [3, 4]. При контактному вимірюванні провідності такого сенсора, агресивне оточення газів NO та NO_2 спричиняє поступову деградацію омичних контактів, тому питання щодо можливості використання безконтактного методу вимірювання стає в даному випадку досить актуальним.

Для побудови сенсора на газі NO та NO_2 було використано відокремлену плівку мезо-поруватого кремнію, що має дуже низьку власну провідність. При адсорбції зразком газу NO або NO_2 , адсорбовані молекули інжують дірки в об'єм зразка, завдяки чому провідність останнього збільшується [3]. Для вимірювання зміни провідності зразка поруватого кремнію було розроблено високочастотний вихорострумний датчик (рис. 2).

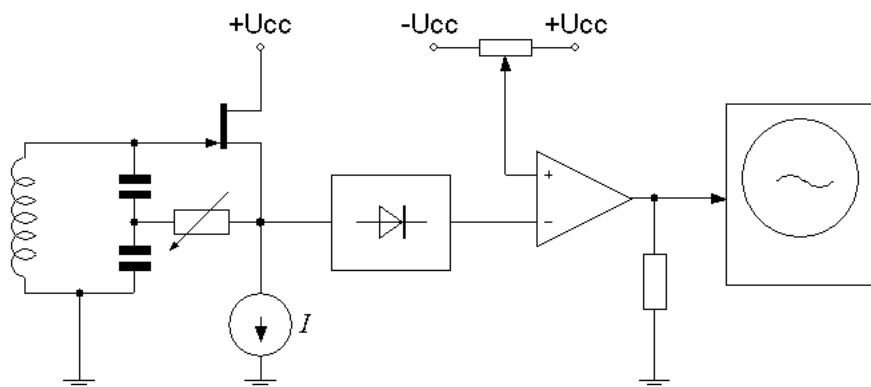


Рис. 2 Високочутливий вихорострумний датчик для вимірювання провідності

Оскільки плівка поруватого кремнію дуже тонка ($\sim 50 \text{ нм}$) і має дуже низьку провідність, вона не вносить помітних змін у добротність контуру детектора. Тому для реєстрації зміни провідності було обрано високу частоту струму збудження котушки детектора (близько 30 МГц) та побудовано генератор, що працює на порозі зриву генерації. Така схема дозволила на порядок підняти чутливість вихорострумного детектора, хоча при цьому у вихідному сигналі рівень шумів також зріс.

Зразок помістили у скляну герметичну колбу, через яку прокачували газ. Саму колбу було поміщено в котушку вихорострумного детектора. За зміною сигналу детектора контролювалася зміна провідності зразка. Газ NO одержано під час хімічної реакції міді з азотною кислотою. При контакті з повітрям газ швидко окиснювався та перетворювався на NO_2 (бурий газ).

Безконтактний вихорострумний детектор дозволив зафіксувати динаміку зміни провідності плівки поруватого кремнію при інжекції газів NO/NO_2 .

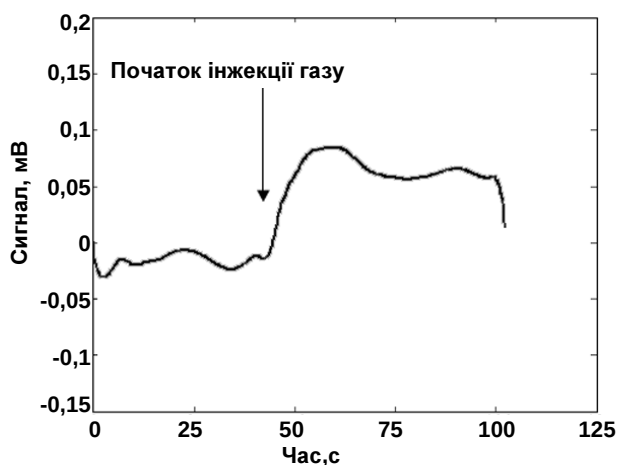


Рис. 3. Динаміка зміни провідності плівки поруватого кремнію при інжекції газу

Висновки

Метод вихрових струмів було адаптовано для безконтактного вимірювання провідності напівпровідникових зразків довільної форми. Це дозволить точніше контролювати абсолютне значення провідності напівпровідникового матеріалу в технологічних процесах. Також експериментально показано можливість використання методу вихрових струмів для побудови сенсорних систем, що базуються на вимірюванні зміни провідності чутливого елементу.

УДК 535+57(023)

1. Ed. Robert C. McMaster // Nondestructive testing Handbook: Electromagnetic Testing (Eddy Current, Flux Leakage and Microwave Nondestructive testing), 1986. – Vol. 4. 2. Verkuil R., Curtis H., Pak M. A Contactless Method for High-Sensing Measurement of p-n Junction Leakage // IBM J. Res Develop. – 1980. – Vol. 24, No. 3. – P. 370–377, 3. Pancheri L., Oton C.J. et al. Very sensitive porous silicon NO_2 sensor // Sensors and Actuators B 89. – 2003. – P. 237–239., 4. Oton C.J., Pancheri L., et al. Multiparametric porous silicon gas sensors with improved quality and sensitivity // Phys. Stat. Sol. (a) 197. – 2003. – P. 523–527.

Надійшла до редколегії: 10.09.04

Я.В. Глоба, асп., А.І. Іванісік, канд. фіз.-мат наук., доц.

ОПТИМІЗАЦІЯ МЕТОДУ ДИФЕРЕНЦІЙНОГО ЗВОРОТНОГО РОЗСІЯННЯ ДЛЯ ДІАГНОСТУВАННЯ ТЕРМОДЕСТРУКЦІЇ БІОТКАНИН

Розглянуто метод диференційного двохвильового зворотного розсіяння, який полягає у вимірюванні на деякій довжині хвилі різницевого значення нормованого (відносно іншої довжини хвилі) коефіцієнта зворотного розсіяння для коагульованих і некоагульованих біотканин. Вказаний параметр є показником рівня коагульованості або часу коагуляції. Метод оптимізовано шляхом пошуку оптимальних довжин хвиль із використанням експериментальних даних за масивом чисел різницевого значення нормованого коефіцієнта зворотного розсіяння для кожного рівня коагульованості. Знайдено довжини хвиль, достатні для практичної реалізації методу.

Method of differential double-wave back scattering is considered. Method include in determination of the subtrahend value of normalized back scattering coefficient on some wave length (relative to other wave length) for coagulated and uncoagulated muscular tissues. In other words it has for an object the determination of the function, which is the characteristic of coagulation level or time of coagulation. Method is optimized by means of searching extremums, using experimental data on an arrive of the subtrahend values normalized back scattering coefficient for each coagulation level. Wave lengths, which are suitable for practical realization, are found.

Вступ

За певної довжини хвилі, густини енергії та часу впливу випромінювання ефект дії лазера на біотканини визначається в основному двома їх внутрішніми параметрами: з одного боку – оптичними властивостями тканини, з іншого – термічними. Недоліком існуючих моделей процесу лазерного втручання є те, що вони базуються на припущенні про незмінність, зокрема, оптичних характеристик біологічних тканин. Це припущення не враховує нелінійність процесів взаємодії лазерного випромінювання з біотканинами [1]. Такі параметри, як коефіцієнт пропускання, коефіцієнт зворотного розсіяння, помітно змінюються, що впливає на результат дії.

Інформація про оптичні характеристики й динаміку їх змін у реальному часі може стати незамінною при плануванні та в ході операційного втручання, як і розроблені на основі цієї інформації методи діагностики рівня коагульованості біотканин. Саме тому в роботі експериментально досліджено оптичні характеристики м'язових тканин різної товщини та їх зміни залежно від рівня коагульованості (термін "коагуляція" використовується в значенні процесу термічної денатурації біотканин), запропоновано та оптимізовано метод диференційного зворотного розсіяння.

Методика та результати досліджень

Зразки м'язових тканин витримувалися за температури $56\div 63^\circ\text{C}$ протягом часу $t_k = 0\div 300\text{с}$. Спектри для коефіцієнта зворотного розсіяння ρ та пропускання τ досліджувалися в діапазоні довжин хвиль $\lambda = 450\div 1100\text{ нм}$ (за різних умов).

Пропускання τ зразків вимірювалось за схемою, яку подано на рис. 1 [2]. Основна особливість методики полягає в тому, що зразки тканин перебували в безпосередньому контакті з фотодіодом. Унаслідок великої (78 мм^2) чутливої поверхні фотодіода ФД-24К, що використовувався, та щільного розташування реєструвалась потужність усього пропущеного зразком випромінювання. Перевірка придатності методики для вимірювання пропускання суттєво розсіюючих об'єктів здійснювалась на основі порівняння з результатами, одер-

жаними числовим інтегруванням індикатрис – найточнішої з відомих методик. Результати вимірювань для зразків товщиною до 2 мм збігалися для обох методик з похибкою $\pm 2\%$.

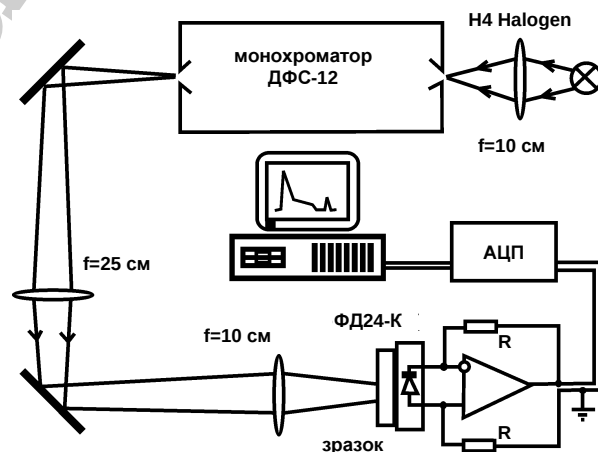


Рис. 1. Схема установки для вимірювання пропускання зразків

Коефіцієнт відбиття ρ визначався в три етапи. На першому етапі реєструвалися відносні зміни коефіцієнта відбиття за довжинами хвиль. Монохроматизоване випромінювання падало нормально на поверхню зразків, а фотодіод розташовувався під кутом 45° до нормалі на відстані $2\div 3\text{ см}$. У такій схемі на фотодіод потрапляла лише $\sim 1/10$ частина дифузно відбитого зразком випромінювання. На другому етапі за результатами інтегрування індикатрис відбитого зразком випромінювання He-Ne лазера визначалося дійсне значення ρ на довжині хвилі $\lambda = 632,8\text{ нм}$. На третьому етапі з використанням даних для відносних змін коефіцієнта відбиття за довжинами хвиль та дійсного значення ρ на довжині хвилі $\lambda = 632,8\text{ нм}$ розраховувалися дійсні значення для довільних λ .

Для досліджень вибирались однотипні зразки м'язових тканин. Підготовка зразків різної товщини здійснювалася розтинанням поперек волокон. Коагуляція проводилася занурюванням у термостатоване водне середовище на час t_k . Температура середовища становила $T = 56 \pm 63^\circ\text{C}$ і підтримувалася з точністю $0,5^\circ\text{C}$.

Надалі експериментальні дані для всіх спектральних діапазонів звелися в єдиний спектр, систематизувалися та оброблялися за допомогою пакета прикладних про-

грам. Підбиралося оптимальне згладжування спектрів, за якого відношення сигнал/шум перевищувало 100, а зменшення роздільності було допустимим (3 нм) і не впливало на інформативність спектрів. Такі спектри (рис. 2) використовувались у подальшому для оцінки діагностичних можливостей різних методів визначення рівня коагульованості м'язових тканин.

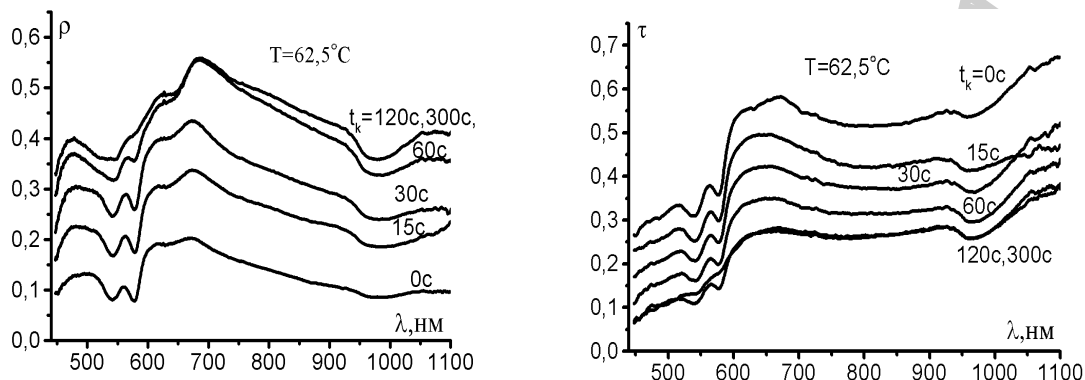


Рис. 2. Спектри для коефіцієнта зворотного розсіяння ρ та коефіцієнта пропускання τ зразків м'язових тканин різної коагульованості (t_k – час коагуляції)

Порівняльний аналіз методів

Запропонований метод диференційного двоххвильового зворотного розсіяння полягає у визначенні на деякій довжині хвилі (λ_1) різницевого значення нормованого (відносно іншої довжини хвилі λ_2) коефіцієнта зворотного розсіяння для коагульованих (ρ_k) та некоагульованих (ρ_0) м'язових тканин. В його основу покладені такі співвідношення:

$$\begin{cases} \rho'_0(\lambda_1) = k_0 \rho_0(\lambda_1) \\ \rho'_0(\lambda_2) = k_0 \rho_0(\lambda_2) \end{cases}, \begin{cases} \rho'_k(\lambda_1) = k_k \rho_k(\lambda_1) \\ \rho'_k(\lambda_2) = k_k \rho_k(\lambda_2) \end{cases}, \quad (1)$$

де ρ_0 , ρ_k – дійсні абсолютні значення коефіцієнта зворотного розсіяння; ρ'_0 , ρ'_k – значення коефіцієнта зворотного розсіяння, отримані експериментально.

Суттєвим недоліком співвідношень (1) є наявність невизначених коефіцієнтів пропорційності між дійсними абсолютними значеннями коефіцієнтів зворотного розсіяння й отриманими експериментально: k_0 – для нативних тканин і k_k – для коагульованих. Проте, розді-

ливши співвідношення з однаковими k (k_0 або k_k), легко позбутися цих коефіцієнтів:

$$\frac{\rho'_0(\lambda_1)}{\rho'_0(\lambda_2)} = \frac{\rho_0(\lambda_1)}{\rho_0(\lambda_2)}, \quad \frac{\rho'_k(\lambda_1)}{\rho'_k(\lambda_2)} = \frac{\rho_k(\lambda_1)}{\rho_k(\lambda_2)}. \quad (2)$$

Використовуючи (2), можна утворити функцію

$$D = \frac{\rho_0(\lambda_1)}{\rho_0(\lambda_2)} - \frac{\rho_k(\lambda_1)}{\rho_k(\lambda_2)} = \frac{\rho'_0(\lambda_1)}{\rho'_0(\lambda_2)} - \frac{\rho'_k(\lambda_1)}{\rho'_k(\lambda_2)}, \quad (3)$$

яка є показником рівня коагульованості або часу коагуляції ($\rho_k = \rho_k(t_k)$). Важливо, що визначення D можливе без використання абсолютних значень коефіцієнта зворотного розсіяння.

Після пошуку локальних і глобальних екстремумів функції D (3) із використанням експериментальних даних за масивом з 1×10^6 значень функції D для кожного рівня коагульованості знайдено оптимальні довжини хвиль для реалізації методу: $\lambda_1 = 614$ нм, $\lambda_2 = 578$ нм або $\lambda_1 = 649$ нм, $\lambda_2 = 578$ нм (λ_1 і λ_2 незалежні від рівня коагульованості м'язових тканин). Залежність D від t_k для вказаних λ подано в табл. 1.

Таблиця 1. Залежність функції D від часу коагуляції t_k для оптимальних довжин хвиль: $\lambda_1 = 614$ нм, $\lambda_2 = 578$ нм; та $\lambda_1 = 649$ нм, $\lambda_2 = 578$ нм.

t_k , с	D (614 нм, 578 нм)	D (649 нм, 578 нм)
15	0,135	0,095
30	0,226	0,182
60	0,363	0,277
120	0,368	0,331

Похибка методу становить $\sim 10\%$ і обумовлена флуктуаціями початкових значень ρ_0 для різних зразків м'язових тканин, а не рівнем досконалості методу. Для запобігання артефактам є можливість дублювання вимірювань із використанням $\lambda_1 = 614$ нм і $\lambda_2 = 578$ нм або $\lambda_1 = 649$ нм та $\lambda_2 = 578$ нм. Для цього потрібно реєструвати коефіцієнт зворотного розсіяння на трьох довжинах хвиль (трихвильовий метод: $\lambda_1 = 614$ нм; $\lambda_2 = 578$ нм; $\lambda_3 = 649$ нм).

Для порівняння з методом диференційного зворотного розсіяння можна розглянути варіанти діагностики з використанням однієї довжини хвилі та за сукупністю даних у всій спектральній області (одно- і мультихвильовий методи). Виявлені довжини хвиль, достатні для практичної реалізації однохвильового методу: 700 нм (на даній довжині хвилі спостерігаються найбільші зміни коефіцієнта зворотного розсіяння) і 580 нм (більш характерна при великих рівнях коагуляції). Поряд з перевагою однохвильового методу, яка полягає у винят-

ковий простоті алгоритму його роботи, швидкодії та мінімальних затратах на джерело діагностичного випромінювання й приймальну частину, він має той недолік, що виникає необхідність у реєстрації абсолютного значення коефіцієнта зворотного розсіювання, оскільки в процесі коагуляції змінюється індикатриса розсіювання, рельєф поверхні та втрати світла в перехідних областях (для контактних та інтерстиціальних технологій). Вимірювання ж абсолютного значення коефіцієнта зворотного розсіювання в реальних умовах клініки є практично нереалізовним та радикально обмежує доступ до операційного поля. Крім цього, не можна підібрати таку довжину хвилі, для якої чутливість методу є однаковою як для високих, так і низьких рівнів коагульованості м'язових тканин. У випадку мультихвильового методу реалізується найвища точність і виникає можливість використання кореляційних методів аналізу. Але мультихвильовий метод не має особливої практичної цінності. Повний набір даних дозволяє використовувати більш простий алгоритм методу, але при цьому затрати на повноцінне спектральне обладнання (спектрометри або спектрографи) будуть логічно невиправданими. Як недолік можна зазначити й низьку експресність методу (у випадку скануючих реєструючих систем).

Розробка методу визначення рівня коагульованості на основі спектра коефіцієнта пропускання проводилася подібно до вищеописаного методу диференційного двохвильового зворотного розсіювання. Після аналізу спектра, відкидалися спектральні інтервали $\lambda = 450 \div 500$ нм і $\lambda = 900 \div 1100$ нм, оскільки ймовірно, що на практиці вони будуть значно зашумлені. Проаналізовано функцію

$$D = \frac{\tau_0(\lambda_1)}{\tau_0(\lambda_2)} - \frac{\tau_k(\lambda_1)}{\tau_k(\lambda_2)} \quad \text{і шляхом пошуку екстремумів}$$

УДК 538.9

V. Ilchenko, Ph. D., associate prof., O. Kondratovich, stud., O. Tretyak, Doct. Sci., Prof., M. Shkil, engineer

MODELING OF DEEP LEVEL INFLUENCE ON VOLTAGE-CAPACITANCE CHARACTERISTIC OF METAL-SEMICONDUCTOR CONTACT

Modeling of impurity deep level (quantum dot) influence on voltage-capacitance characteristic of metal-semiconductor contact has been carried out. Precise equations for voltage-capacitance dependence of semiconductor structure taking into consideration the presence of impurity deep level in it have been obtained. Theoretical data (for cases of low and high frequencies) have been compared with experimental data. Equations for voltage-capacitance dependence calculation can be used for any semiconductor material.

Проведено моделювання впливу глибокого рівня домішки (квантової точки) на вольт-фарадну характеристику контакту метал-напівпровідник. Отримано точні вирази для вольт-фарадної залежності напівпровідникової структури з урахуванням наявності у ній глибокого рівня домішки. Порівняно теоретичні дані (для випадків низьких та високих частот) із експериментальними даними. Співвідношення для обчислення вольт-фарадної залежності можуть бути застосовані для будь-яких напівпровідникових матеріалів.

In the last years the growing of self-organized quantum dots in group IV materials system and investigation of their properties draws more and more attention of scientists and technologists due to possibility of creation of new functioning devices of microelectronics [1-5]. The results concerned to electrical and optical properties of self-organized quantum dots were presented [6]. Quantum dot electronic spectrum [7] and quantum-mechanic structure of energetic levels were being studied [8]. Electronic structure of germanium self-organized quantum dots was calculated [9]. But impurity deep level (quantum dot) influence on voltage-capacitance characteristic of metal-semiconductor contact has not been studied enough. The goal of the work is working out the theory for obtaining voltage-capacitance dependence of semiconductor structure taking into consideration the presence of impurity deep level in it.

знайдено, що оптимальними довжинами хвиль є $\lambda = 649$ нм і $\lambda = 578$ нм для часу коагуляції 15 с, 30 с, 60 с. Зі зростанням часу коагуляції (120 с, 300 с) довжини хвиль змінюються на $\lambda = 900$ нм і $\lambda = 530$ нм.

Важливим позитивним моментом є те, що чутливість методів ($\Delta D / \Delta t_k$) за оптимальних довжин хвиль залишається однакою високою для різних рівнів коагульованості м'язових тканин. Оскільки в режимі реального часу зручніше використовувати відбите від біологічних тканин випромінювання, то перевага залишається за методом диференційного двохвильового зворотного розсіювання. Запропонований та розроблений метод диференційного двохвильового зворотного розсіювання є високоефективним, поєднавши відносну простоту однохвильового методу з точністю та інформативністю мультихвильового.

Зауважимо, що на сьогодні відсутні методи достатнього об'єктивного контролю за станом біологічних тканин під час лазерного препарування. Подібна відсутність належних методів може призводити до небажаних наслідків оперативного втручання. Наприклад, при подальшому опроміненні тканини після досягнення певного рівня коагульованості виникає стрімке наростання поглинання, яке пов'язане з карбонізацією тканини. Запропонований метод діагностики відкриває у майбутньому шлях до вдосконалення лазерних медичних технологій.

1. Прикладная и лазерная медицина: Учебное и справочное пособие / Под ред. Х.-П. Берлиена, Г.И. Мюллера: Пер. с нем. – М.: АО "Интерэкспорт", 1997. – 356 с. 2. Іванісік А.І., Логвиненко С.В., Новоселець М.К., Сидоренко П.В. Дослідження оптичних характеристик м'язових тканин з метою розробки методів об'єктивного контролю для лазерної хірургії // Вісн. Київ. ун-ту, Сер. фіз.-мат. наук. – 2002. – В. 2. – 356 с.

Надійшла до редколегії 20.09.04

While considering the equivalent scheme of the contact let us assume that a p -type semiconductor in addition to the doping concentration p_0 has a deep acceptor level with the concentration p_1 (Fig.1). To find out the influence of the deep level on the equivalent scheme let us make calculation under the following assumptions:

- only main charge carriers take part in the current flow;
- there are no surface hole states in the contact;
- a holes distribution function infringement can be neglected;
- space charge area is a Shottki layer.

We are considering a task about finding out the electrostatic potential $V(x)$ in the MOS structure assuming that reflection strengths can be neglected (charge carriers do not feel neighbour areas). In order to find out the electric potential in this case it is necessary to solve the Poisson equation:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = \frac{ep(x)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (1)$$

where $\varphi(x) = eV(x)$ is the potential energy of the charge carriers, ε is the dielectric penetration of the semiconductor, ε_0 is the dielectric constant, e is the electron charge, $p(x)$ is the electric charge density.

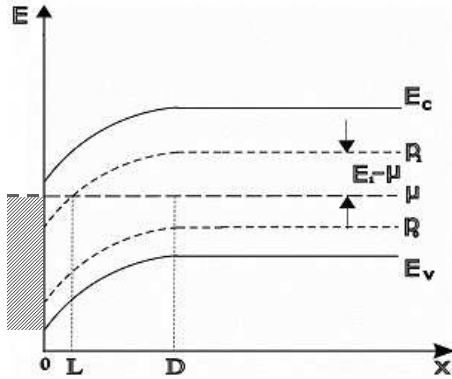


Fig. 1. Metal-semiconductor contact with shallow and deep levels

Since a space charge area is the Shottky layer the density $p(x)$ only depends on the completely ionized impurities concentration up to its border D where $p(x) = 0$. When $p(x) = ep(x)$ from Eq.(1) for the electrostatic intensity one can obtain:

$$E(x) = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_0^x p(x') dx' + C, \quad (2)$$

where if $\varphi(x)$ is counted off from the plain zones energy level boundary conditions look as:

$$\varphi(0) = \varphi_0 - eV, \quad E(0) = E_0; \quad \varphi(D) = 0, \quad E(D) = 0. \quad (3)$$

(Here $\varphi_0 - eV$ is the potential barrier of the semiconductor space charge area when applying a voltage to the contact). Taking into consideration the boundary conditions (3), the equation (2) can be rewritten as:

$$E(x) = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_0^x p(x') dx' + E_0, \quad (4)$$

$$\varphi_0 - eV = -\frac{e^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} L^2 (p_1 + p_0) + \frac{e^2}{\varepsilon\varepsilon_0} L (p_1 L + p_0 D) + (E_1 - \mu). \quad (13)$$

Integrating Eq.(11) we will obtain the following equation:

$$D - L = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (E_1 - \mu)}{e^2 p_0}}. \quad (14)$$

Having solved Eq.(13) we will get the solution:

$$L = \frac{\sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0 [(p_0 + p_1)(\varphi_0 - eV) - p_1 (E_1 - \mu)]} + \sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0 p_0 (E_1 - \mu)}}{e(p_0 + p_1)}. \quad (15)$$

$$D = L + \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (E_1 - \mu)}{e^2 p_0}}. \quad (16)$$

The capacitance of the semiconductor space charge area (for low frequencies) can be determined as:

$$C = ep_1 \frac{dL}{dV} + ep_0 \frac{dD}{dV}. \quad (17)$$

Having differentiated Eq.(17) with taking into consideration Eq.(15) and Eq.(16) we will obtain precise equations for the capacitance (the case of low frequencies):

For the specified function $p(x)$ equation (4) can be integrated using the boundary conditions (3). To get a boundary value for the electrostatic field the equation (4) can be rewritten as:

$$E_0 = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_0^D p(x') dx', \quad (5)$$

Let us put the impurities concentration as:

$$p(x) = \begin{cases} p_0 + p_1, & 0 < x < L \\ p_0, & L < x < D \end{cases}, \quad (6)$$

where L is the length of the area where deep impurities are all ionized. That means that:

$$\varphi(L) = (E_1 - \mu), \quad (7)$$

where E_1 is the deep level, μ is the Fermi level in the structure. Having integrated Eq.(5) with taking into consideration the concentration law Eq.(6) the following equation can be achieved:

$$E_0 = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} (p_1 L + p_0 D), \quad (8)$$

Having put Eq.(8) into Eq.(4) one can get:

$$E(x) = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_0^x p(x') dx' - \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} (p_1 L + p_0 D), \quad (9)$$

It is known from electrostatics that $\varphi_2 - \varphi_1 = e \int_1^2 E(x') dx'$.

Since the following can be written:

$$\varphi(x) = \varphi(0) + e \int_0^x E(x') dx'. \quad (10)$$

$$\varphi(D) = \varphi(L) + e \int_L^D E(x') dx'. \quad (11)$$

Having integrated Eq.(10) with taking into consideration Eq.(9), the boundary conditions (3) and (7) and concentration law (6) for the space intervals $0 < x < D$ and $0 < x < L$ we will obtain the following equations:

$$\varphi_0 - eV = \frac{e^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} (p_1 L^2 + p_0 D^2), \quad (12)$$

$$C = -\frac{e\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 (p_0 + p_1)}}{\sqrt{2\left(\varphi_0 - \frac{E_1 - \mu}{p_0 + p_1} p_1 - eV\right)}}, \quad (18)$$

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2\left(\varphi_0 - \frac{E_1 - \mu}{p_0 + p_1} p_1 - eV\right)}{\varepsilon\varepsilon_0 e^2 (p_0 + p_1)}. \quad (19)$$

For the case of high frequencies the capacitance of the semiconductor space charge area can be determined as:

$$C = e p_0 \frac{dD}{dV} \quad (20)$$

Having differentiated Eq.(20) with taking into consideration Eq.(16), we will get precise equations for the capacitance (the case of high frequencies):

$$C = - \frac{e \sqrt{\epsilon \epsilon_0 p_0}}{\sqrt{2 \left(\phi_0 - \frac{E_1 - \mu}{p_0 + p_1} p_1 - eV \right)}} \quad (21)$$

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2 \left(\phi_0 - \frac{E_1 - \mu}{p_0 + p_1} p_1 - eV \right)}{\epsilon \epsilon_0 e^2 p_0} \quad (22)$$

In Fig. 2 one can see voltage-capacitance dependencies for the experimental data and theory (the cases of low and high frequencies are considered). Theoretical dependencies are calculated for such values: $p_0 = 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $p_1 = 3.5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $\phi_0 = 0.5 \text{ eV}$, $E_1 = 0.48 \text{ eV}$, $\mu = 0.15 \text{ eV}$, $T = 0^\circ \text{C}$ in the range from -0.4 V to 0.4 V using equations (19) and (22).

As shown in Fig.2. the experimental curve (Experimental data) is in the area between two theoretical dependencies for low (Theory (Low frequency)) and high (Theory (High frequency)) frequencies. It may mean that the experimental curve is not described by either boundary case. So the case of middle frequencies is realized and it determines the boundaries of this approach use. Hence the approach allows to obtain analytic equations but gives the possibility of considering only boundary cases of high and low frequencies.

УДК 533.951, 533.932

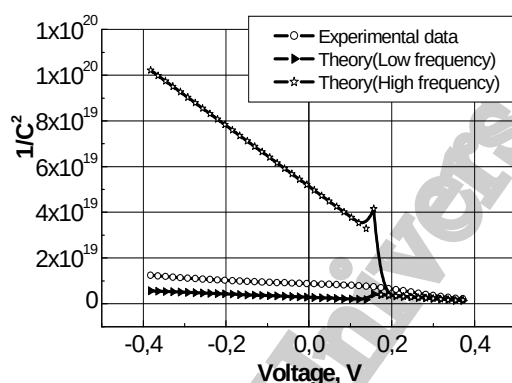


Fig. 2. Dependence $1/C^2(V)$ for metal-semiconductor contact with quantum dots

1. K.Schmalz, Yassievich I.N., Schittenhelm P. and Abstreiter G. Space-charge spectroscopy of self-assembled Ge-rich dots on Si grown by MBE // Phys. Rev., 1999. – Vol. 60, No. 3. – P. 1792–1798.
2. Shang Yuan Ren. Space-charge spectroscopy of self-assembled Ge-rich dots on Si grown by MBE // Solid State Communications, 1997. – Vol. 102, No. 6. – Elsevier Science LTD. – P. 479–484.
3. Miesner C., Rothig O., Brunner K., Abstreiter G. Space-charge spectroscopy of self-assembled Ge-rich dots on Si grown by MBE // Physica E7, 2000. – P. 146–150.
4. Stangl J., Roch T., Holy V. et al. Strain-induced self-organized growth of nanostructures: From step bunching to ordering in quantum dot superlattices // J.Vac. Sci. Technol. B 18(4) – Jul/Aug 2000. – P. 2187–2192.
5. Miesner C., Asperger T., Brunner K. and Abstreiter G. Capacitance-voltage and admittance spectroscopy of self-assembled Ge islands in Si // Appl. Phys. Lett., 2000. – Vol. 77, No. 17. – P. 2704–2706.
6. Pchelyakova O.P., Bolkhovityanova Yu.B., Dvurechenskii A.V., Nikiforova A.I., Yakimova A.I. Molecular beam epitaxy of silicon-germanium nanostructures // Thin Solid Films 367, 2000. – P. 75–84.
7. Yakimov A.I., Dvurechenskii A.V., Nikiforov A.I., Pchelyakov O.P. Formation of zero-dimensional hole states in Ge/Si heterostructures probed with capacitance spectroscopy // Thin Solid Films 336, 1998. – P. 332–335.
8. Asperger T., Miesner C., Brunner K., Abstreiter G. Admittance spectroscopy of Ge quantum dots in Si // Thin Solid Films 380, 2000. – P. 227–229.
9. Seok J.H. and Kim J.Y. Electronic structure and compositional interdiffusion in self-assembled Ge quantum dots on Si(001) // Appl. Phys. Lett., 2001. – Vol. 78, No. 20. – P. 3124–3126.

Submitted on 14.09.04.

М.Й. Кіянчук, студ., І.О. Анісімов, д-р фіз.-мат. наук, проф.

ПЕРЕХІДНЕ ТА ГАЛЬМІВНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ МОДУЛЬОВАНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА МЕЖІ ВАКУУМ – ПЛАЗМА

Виконано теоретичний розрахунок гальмівного та перехідного випромінювання на межі вакуум – ізотропна плазма. Показано, що в умовах лабораторних експериментів першим типом випромінювання можна знехтувати порівняно з другим.

Bremsstrahlung and transition radiation of the modulated electron beam from the vacuum – isotropic plasma border is calculated theoretically. It is shown that for the laboratory experiments' condition the first type of radioemission can be neglected in comparison with the second type.

1. Вступ

Перехідне випромінювання виникає при рівномірному прямолінійному русі зарядженої частинки у випадку, коли вздовж траєкторії змінюється показник заломлення (тобто діелектрична та/або магнітна проникність), зокрема тоді, коли заряджена частинка пролітає через межу двох середовищ [1]. Гальмівне випромінювання виникає тоді, коли заряджена частинка рухається зі сповільненням, зокрема, коли вона влітає з вакууму в деяку речовину [2, 3].

На практиці перехідне й гальмівне випромінювання часто виникає одночасно, як це має місце, наприклад, при прольоті зарядженої частинки через межу вакууму з деяким середовищем. У зв'язку з цим виникає питання про співвідношення внесків цих двох механізмів випромінювання в результуючий ефект. Очевидно, результат істотно залежить від роду речовини. Зокрема, у плазмі, де довжина вільного пробігу заряду може бути більше або порядку характерних розмірів плазми, можна чекати, що внесок гальмівного ви-

промінювання буде малим. Справді, у роботах про перехідне випромінювання зарядів і пучків у плазмі гальмівне випромінювання зазвичай не враховують (див., напр., [4, 5]).

У цій роботі для простої моделі плазми зі слабко розмитою межею розраховане гальмівне й перехідне випромінювання модульованого електронного пучка. Для типових параметрів лабораторних плазмово-пучкових експериментів оцінено потужності названих типів випромінювання.

2. Аналітичний розрахунок гальмівного випромінювання залежно від ширини перехідної області

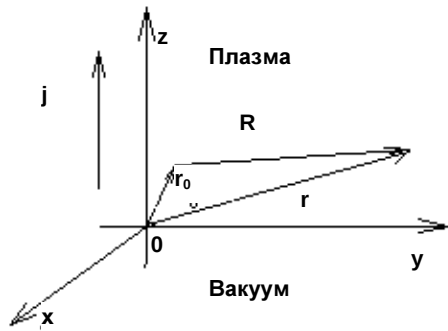
2.1. Опис моделі

Розглянемо півпростір $z > 0$, заповнений плазмою. Півпростір $z < 0$ – вакуум (рис. 1, а). Поблизу межі виникає просторова неоднорідність плазми, що зумовлює появу неоднорідності потенціалу. Електрони внаслідок теплового руху намагаються покинути область локалізації плазми, у той час як позитивні іони втримують їх за рахунок кулонівської взаємодії. У ре-

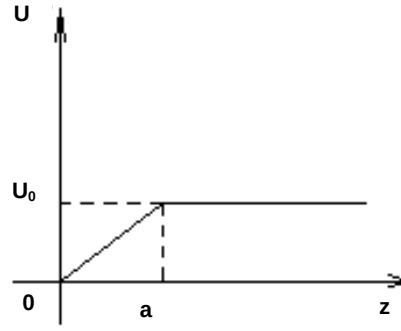
зультаті цих процесів на деякій характерній ширині a на межі вакуум–плазма й виникає різниця потенціалів. Закон зміни потенціалу в просторі вважатимемо лінійним (рис. 1, б):

$$U(z) = \begin{cases} 0, & z < 0; \\ U_0 z/a, & 0 < z < a; \\ 0, & z > a. \end{cases} \quad (1)$$

Уздовж осі z із вакууму у плазму рухається радіально обмежений модульований електронний пучок, густина струму якого задається виразом:



а)



б)

Рис.1: а – геометрія системи; б – профіль потенціалу

2.2. Розрахунок гальмівного випромінювання

Розглянемо вираз для поля випромінювання зарядом, що рухається з прискоренням (у нерелятивістському випадку) [2]:

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \frac{q}{R^2} \vec{n} + \frac{q}{Rc^2} [\vec{n} \times [\vec{n} \times \dot{\vec{v}}]] \Big|_{t'=t-\frac{R}{c}}, \quad \vec{n} = \frac{\vec{R}}{R}, \quad (3)$$

де R – радіус-вектор, що сполучає заряд і точку спостереження (рис. 1, а). Перший доданок описує квазі-стаціонарне поле, що рухається разом із зарядом, не відриваючись від нього. За своєю природою це кулонівське поле заряду. Другий доданок являє собою поле випромінювання, адже потік енергії цього поля

$$d\vec{E}(\vec{R}, t) = \frac{de [\vec{n} \times [\vec{n} \times \dot{\vec{v}}]]}{Rc^2} \Big|_{t'=t-\frac{R}{c}} = \frac{U_0 e}{Rc^2 am} de (\vec{n} \cos \theta - \vec{e}_z) \Big|_{t'=t-\frac{R}{c}}, \quad de = \rho(z) dV. \quad (5)$$

Враховуючи, що для пучка виконується умова неперервності і електрони прискорюються в електричному полі, тобто $\rho(z)v(z) = \rho(0)v(0)$, $\rho(0) = \rho_m \exp(i\omega t)$,

$$\rho_m v_0 = j_m, \quad v(z) = \sqrt{v_0^2 + 2 \frac{eU_0}{am} z}, \quad (6)$$

можемо отримати вираз для густини заряду пучка залежно від часу й координати:

$$\rho(z, t) = \frac{v_0 \rho_m \exp[i\omega(t - z/v_0)]}{\sqrt{v_0^2 + 2eU_0 z/am}}. \quad (7)$$

$$\vec{E} = \frac{2\pi e j_m U_0}{c^2 m a R} [\vec{n} \cos \theta - \vec{e}_z] \exp(i\omega t - ik_0 R) \int_0^a \frac{\exp[i\omega z \cos \theta (c^{-1} - v_0^{-1})]}{\sqrt{v_0^2 + 2eU_0 z/am}} dz_b \int_0^a \exp(ik_0 r \sin \theta) r dr, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}. \quad (9)$$

Дані інтеграли не можуть бути підраховані аналітично, тому проводився числовий розрахунок для типових параметрів експерименту: $U_0 = 80$ В, $v_0 = 1.3 \cdot 10^8$ см/с, $j_m = 10$ мА/см², $b = 0.5$ см, $\omega = 2 \cdot 10^{10}$ с⁻¹.

На далеких відстанях, де електрична й магнітна компоненти поля перпендикулярні одна одній і рівні за модулем, вектор Пойнтінга матиме вигляд:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \vec{e}_z j_m(r) \exp\left(i\omega t - i\frac{\omega}{v} z\right),$$

$$j_m(r) = \begin{cases} j_m, & r \leq a, \\ 0, & r > a. \end{cases} \quad (2)$$

Тут ω – частота модуляції пучка, v – середня швидкість руху електронів пучка, j_m – амплітуда густини змінного струму в пучку.

За рахунок ненульового градієнта потенціалу електрони пучка, пролітаючи перехідну область, випромінюють електромагнітні хвилі.

не залежить від відстані. Це поле відривається від заряду, що його породив, і на далеких відстанях на багато порядків перевищує квазістаціонарне.

Із рівняння руху для окремого електрона можемо отримати його прискорення:

$$\dot{\vec{v}} = \begin{cases} 0, & z < 0, z > a; \\ \frac{eU_0}{am} \vec{e}_z, & 0 \leq z \leq a. \end{cases} \quad (4)$$

Розбивши весь заряд пучка на окремі елементи, запишемо елемент поля випромінювання:

Розрахунок проводиться для дальньої зони, де

$$\vec{R}(t) = \vec{r}(t) - \vec{r}_0(t), \quad |\vec{r}| \gg |\vec{r}_0|, \quad |\vec{R}| \approx |\vec{r}| - \vec{n} \vec{r}_0. \quad (8)$$

Тут $\vec{r}$ і $\vec{r}_0$ – радіус-вектори, що характеризують відповідно положення частинки та точки спостереження (рис. 1, а).

Проінтегрувавши (5) з урахуванням (6) – (8), отримаємо сумарне поле гальмівного випромінювання пучка:

$$\vec{P} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \times \vec{H}] \cong \frac{c}{4\pi} \vec{n} |\vec{E}|^2. \quad (10)$$

На рис. 3 подано залежність густини потоку енергії (у логарифмічному масштабі) від ширини перехідної області a . Видно, що при $a \rightarrow 0$ величина гальмівного випромінювання необмежено зростає.

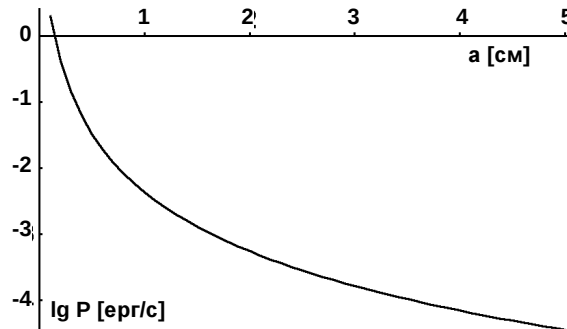


Рис. 3. Залежність потужності гальмівного випромінювання від характерного розміру перехідної області

3. Перехідне випромінювання модульованого електронного пучка на межі вакуум–плазма

3.1. Опис моделі та схема розрахунку

Якщо розмір перехідної області малий у порівнянні з довжиною хвилі модуляції пучка, $\omega a/v_0 \ll 1$, то межу вакуум–плазма можна вважати різкою [1]. Вважатимемо це припущення виконаним. Діелектрична проникність плазми вважається постійною й рівною ϵ , діелектрична проникність вакууму дорівнює 1.

Розрахунок проводився в три етапи. Спершу змінна складова густини струму електронного пучка розкладалась за плоскими хвилями струму, далі знаходилося

перехідне випромінювання окремих плоских хвиль струму. Нарешті, поле випромінювання всього пучка знаходилося як суперпозиція полів випромінювання всіх парціальних хвиль.

3.2. Розклад густини струму пучка на плоскі хвилі

Густина струму пучка, як і в попередньому випадку, задається виразом (1.1). Оскільки пучок є радіально обмежений, буде зручно скористатися розкладом густини його струму в циліндричній системі координат за функціями Бесселя:

$$j_m(r) = I_m \int_0^\infty \kappa_y K(\kappa_y) J_0(\kappa_y r) d\kappa_y, \quad I_m = 2\pi \int_0^\infty r j_m(r) dr, \quad K(\kappa_y) = I_m^{-1} \int_0^\infty r j_m(r) J_0(\kappa_y r) dr, \quad (11)$$

де I_m – амплітуди гармонік, $J_0(\kappa_y r)$ – функція Бесселя нульового порядку, $K(\kappa_y)$ – коефіцієнти перекриття функції Бесселя та амплітуди густини струму. Функція Бесселя – циліндричну гармоніку – у свою чергу можна подати як набір плоских хвиль:

$$J_0(\kappa_y r) = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} \exp(-i\kappa_y r \cos \psi) d\psi,$$

де кут ψ можна трактувати як кут між радіусом і хвильовим числом. Справді, у циліндричних координатах $k_x = k_r \cos \phi$, $k_y = k_r \sin \phi$, $k_z = k_{||}$, $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$,

$$\vec{k}r = k_{||}z + k_r r \cos(\phi - \theta), \quad \psi = \phi - \theta. \quad (12)$$

Враховуючи (11) – (12), можемо подати густину струму пучка у вигляді суперпозиції плоских хвиль з амплітудами dj_m :

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \vec{e}_z \int dj_m(\kappa_y, \psi) \exp[i(\omega t - \frac{\omega}{v_0} z - \kappa_y r \cos \psi)],$$

$$dj_m(\kappa_y, \psi) = (2\pi)^{-1} \kappa_y I_m K(\kappa_y) d\kappa_y d\psi. \quad (13)$$

3.3. Розрахунок просторового спектра

Нехай на плоску межу вакуум–плазма з боку вакууму нормально падає плоска хвиля струму:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \vec{e}_z j_m \exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{r}), \quad \vec{k} = (0; \kappa_y; \kappa_z). \quad (14)$$

Електромагнітне поле зручно описувати вектор-потенціалом $\vec{A}$, наклавши умову нормування $\phi = 0$. Тоді хвильове рівняння для $\vec{A}$ має вигляд

$$\text{rot rot } \vec{A} + \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}. \quad (15)$$

Розв'язок (15) буде суперпозицією вільної й вимушеної складової, перша з яких відповідає перехідному випромінюванню, а друга – власному полю хвилі струму. Стандартна процедура розрахунку [1] дає такий вираз для амплітуди z -компоненти вектор-потенціалу перехідного випромінювання плоскої хвилі струму у вакуумі:

$$A_{mz} = \frac{4\pi j_m}{c} \frac{(1-\epsilon) \kappa_y^2 \left\{ k_0^2 \sqrt{\epsilon k_0^2 - \kappa_y^2} + \kappa_z \left[k_0^2 (1+\epsilon) - \kappa^2 \right] \right\}}{k_0^2 (k_0^2 - \kappa^2) (\epsilon k_0^2 - \kappa^2) \left(\epsilon \sqrt{k_0^2 - \kappa_y^2} - \sqrt{\epsilon k_0^2 - \kappa_y^2} \right)}. \quad (16)$$

3.4. Розрахунок поля випромінювання для радіально обмеженого електронного пучка

Відповідна до струму електронного пучка (13) z -компонента вектор-потенціалу має вигляд:

$$A_z(\vec{r}, t) = \int dA_z \exp(i\omega t - i\kappa_y r \cos \psi + i\sqrt{k_0^2 - \kappa_y^2} z), \quad (17)$$

де dA_z – елемент поля випромінювання, що відповідає елементу струму dj_m із хвильовим вектором, який визначається з дисперсійного рівняння для власних електромагнітних хвиль. Тобто матимемо такий вираз для z -компоненти вектор-потенціалу:

$$A_z(\vec{r}, t) = \frac{2}{c} I_m \iint d\kappa_y d\psi \frac{(1-\epsilon) \kappa_y^3 \left(k_0^2 \sqrt{\epsilon k_0^2 - \kappa_y^2} + \kappa_z \left(k_0^2 (1+\epsilon) - \kappa^2 \right) \right)}{k_0^2 (k_0^2 - \kappa^2) (\epsilon k_0^2 - \kappa^2) \left(\epsilon \sqrt{k_0^2 - \kappa_y^2} - \sqrt{\epsilon k_0^2 - \kappa_y^2} \right)} \times$$

$$\times \exp(i\omega t - i\kappa_y r \cos \psi + i\sqrt{k_0^2 - \kappa_y^2} z) K(\kappa_y). \quad (18)$$

Інтегрування у (18) проводилося за методом стаціонарної фази. Для розрахунків перехідного випромінювання використовувалися ті самі значення параметрів системи, що й для розрахунку гальмівного випромінювання. На рис. 4 подано залежність густину потоку енергії від кута між віссю z і напрямком на точку спостереження. Характерний різкий максимум відповідає збудженню бічної хвилі у плазмі [5].

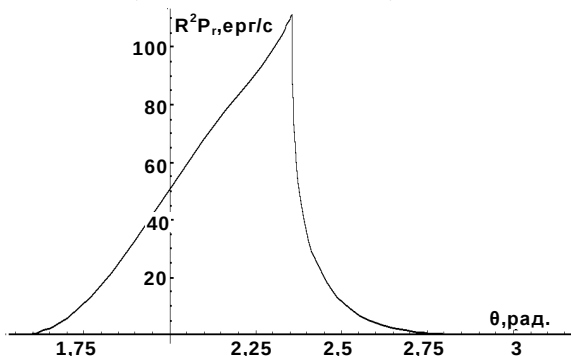


Рис. 4. Кутова залежність густини потоку енергії перехідного випромінювання

4. Обговорення отриманих результатів та висновки

Як уже вказувалося, формально потужність гальмівного випромінювання необмежено зростає за $a \rightarrow 0$. Але фактично характерний розмір перехідної області вакуум–плазма не може бути меншим від дебаївського радіуса. За $T = 10000$ К остання величина становить порядку 1 см. При цьому потужність гальмівного випромінювання становить величину порядку 10^{-2} – 10^{-3} ерг/с

УДК 539

В.І. Кисленко, канд. фіз.-мат. наук, доц., В.М. Стецюк, ас., О.В. Маєвська, студ.

ЗАСТОСУВАННЯ МАТРИЧНОГО МЕТОДУ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ЛІНЗОВОЇ ПРОЗОРОСТІ У СХЕМІ Z-СКАНУВАННЯ

Запропоновано використання матричного методу в оптиці для знаходження лінзової прозорості, яка експериментально визначається за допомогою техніки Z-сканування. Показано, що ця величина може бути визначена в наближенні геометричної оптики з врахуванням скінченності радіуса гауссового пучка при його фокусуванні. Отримано формулу, яка виражає лінзову прозорість через параметри пучка на вході у схему Z-сканування.

Matrix technique in optics approach has been suggested for the determination of the lens transmittance using Z-scan technique. It has been shown that the lens transmittance can be determined within the geometrical optics approximation, provided that effect of the finite radius of the focused gauss beam is taken into account. An expression for the lens transmittance in terms of parameters of the Z-scan input gauss beam has been obtained.

Вступ

Сучасні дослідження з визначення нелінійно-оптичних характеристик різноманітних речовин у більшості випадків виконуються з використанням техніки Z-сканування [1, 2]. Основні елементи схеми Z-сканування оптимізовані й є типовими для всіх подібних вимірювань.

Відмінною рисою цього методу є порівняно мала товщина шару досліджуваної речовини, необхідна для проведення досліджень. Крім того, у всіх схемах використовуються приосьові пучки випромінювання. Це дозволяє розглянути метод Z-сканування в наближенні геометричної оптики з використанням матричного методу [3, 4], що й виконано в даній роботі. Дифракційні ефекти враховані лише в кінцевих розмірах радіуса гауссового пучка при його фокусуванні. Нелінійне поглинання в даній роботі не враховується.

Оптична сила Φ_{NL} тонкої нелінійно-оптичної лінзи

(рис. 3). Для тих самих параметрів плазми та пучка потужність перехідного випромінювання становить $3.9 \cdot 10^7$ ерг/с. Потужність пучка (за умови стовідсоткової глибини модуляції), у свою чергу, становить $3.9 \cdot 10^7$ ерг/с. Відповідно ефективність гальмівного випромінювання становить величину порядку 10^{-10} , а перехідного – $1.3 \cdot 10^{-6}$. Таким чином, для розглянутої моделі ефективність гальмівного випромінювання виявляється принаймні на 4 порядки нижче, ніж у перехідного.

Отже, нехтування гальмівним випромінюванням поруч з перехідним у задачах плазмової електроніки є виправданим.

Нами розглядалася плазма з різкою межею. У випадку розмитої межі плазми слід чекати, що перехідне випромінювання може зрости (за рахунок існування у плазмі області локального плазмового резонансу [4]), а гальмівне, навпаки, зменшиться, тому основний висновок роботи залишиться в силі.

Результати цієї роботи доповідалися на 4-й Міжнародній конференції молодих учених із прикладної фізики (Київ, червень 2004 р.) [6].

1. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние (некоторые вопросы теории). – М.: Наука, 1984. 2. Амусья М.Я. Тормозное излучение. – М.: Энергоатомиздат, 1990. 3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1967. 4. Ерохин Н.С., Кузель М.В., Моисеев С.С. и др. Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике / Под ред. В.Н.Ораевского. – М.: Наука, 1982. 5. Балакирев В.А., Сидельников Г.Л. Переходное излучение модулированных электронных пучков в неоднородной плазме. – Х.: ХФТИ, 1994. 6. Klyanchuk M.J., Anisimov I.O. Transition radiation and bremsstrahlung of the modulated electron beam on the vacuum-plasma boundary // Proceedings of the Fourth International Young Scientists Conference on Applied Physics. Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Radiophysics. – Kyiv, 2004. P. 203–204.

Надійшла до редколегії 20.09.04

Нехай гауссів пучок, подібно до роботи [1], поширюється вздовж додатного напрямку осі Z (рис. 1).

Аксіально-симетричний розподіл амплітуди напруженості електричного поля в поперечному перерізі ($z = \text{const}$)

$$E(z, r) = E_0(z) \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{r}{\rho(z)} \right)^2 \right\}, \quad (1)$$

де $E_0(z)$ – амплітуда поля на осі пучка, $\rho(z)$ – радіус пучка, r – відстань від осі до точки спостереження. У "нелінійному" каналі на шляху пучка розташовано плоскопаралельний шар нелінійно-оптичної речовини з геометричною товщиною l_0 і нелінійним показником заломлення

$$n = n_0 + n_2 |E|^2, \quad (2)$$

де n_0 – значення цього показника в лінійному режимі.

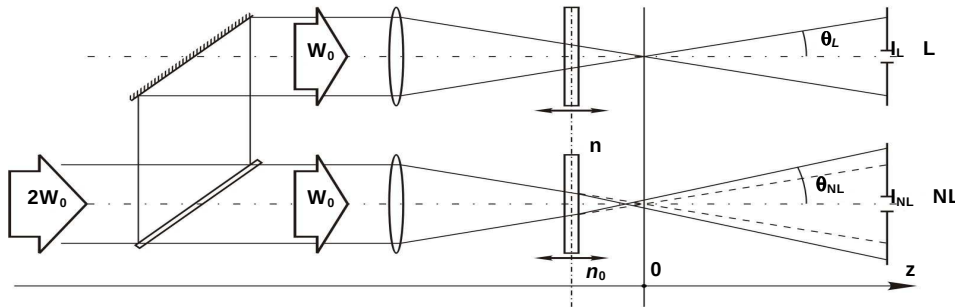


Рис. 1. Принципова схема методу Z-сканування, яка складається з двох тотожних каналів L і NL , відмінність яких полягає в тому, що в "нелінійному" NL -каналі міститься досліджувана речовина, а в "лінійному", L -каналі, за тих самих умов відсутні нелінійно-оптичні ефекти (тобто в L -каналі $n_2 = 0$)

Проходження гауссового пучка через тонкий плоскопаралельний нелінійно-оптичний шар еквівалентно проходженню цього пучка через лінійне середовище з показником заломлення n_0 та ефективною товщиною l_{eff} , яка визначається з умови рівності оптичних довжин шляхів у першому та другому випадках:

$$l_0 n = l_{eff} n_0. \quad (3)$$

Із (3)

$$l_{eff} = l_0 + \Delta, \quad (4)$$

де

$$\Delta = \frac{\Delta l}{n_0}, \text{ а } \Delta l = l_0 n_2 |E|^2 \quad (5)$$

– зміна відповідної оптичної довжини шляху.

У схемі Z-сканування (рис. 1) використовуються тільки приосьові пучки, що еквівалентно параксіальному наближенню в геометричній оптиці. Для цієї приосьової області ($r \approx 0$) складну хвильову поверхню можна замінити дотичною сферичною поверхнею, радіус якої визначається відомою в математиці формулою для радіуса кривини [5]:

$$R = \frac{[1 + (\Delta l')^2]^{3/2}}{\Delta l''} \bigg|_{r=0} = \frac{\rho^2}{2\Delta l} \bigg|_{r=0} = \frac{\rho^2}{2\Delta l(0)}, \quad (6)$$

де $\Delta l(0) = l_0 n_2 |E_0(z)|^2$ – нелінійно-оптична зміна оптичної довжини шляху вздовж осі системи ($r = 0$),

$\Delta l' \equiv \frac{\partial \Delta l}{\partial r}$, а $\Delta l'' \equiv \frac{\partial^2 \Delta l}{\partial r^2}$. Знак у (6) обрано з умови:

випадок $n_2 > 0$ відповідає значенню $R > 0$.

Отже, у параксіальному наближенні шар нелінійно-оптичної речовини діє як тонка сферична лінза з оптичною силою [4]

$$\Phi_{NL} = \frac{1}{R}. \quad (7)$$

Слід відмітити, що при вимірюванні методом Z-сканування, як правило, виконується умова $\Delta \ll \lambda$, де λ – довжини хвилі випромінювання. Це дозволяє не враховувати дифракційні та інтерференційні ефекти, суттєві за $\Delta \geq \lambda$.

Використання піко- та фемтосекундних імпульсів у методі Z-сканування робить його суттєво нестаціонарним. Складна динаміка розвитку нелінійно-оптичної лінзи в шарі речовини вимагає проведення калібровочних вимірювань із застосуванням таких класичних нелі-

нійно-оптичних середовищ, як наприклад, CS_2 [1, 2, 6]. Деякі аспекти нестаціонарного Z-сканування будуть розглянуті нижче.

Матриця оптичної схеми Z-сканування $M_{L,NL}$

Вимірювання фізичних величин завжди простіше реалізувати у відносних одиницях. Це повністю стосується визначення нелінійно-оптичних характеристик речовин методом Z-сканування, принципову схему якого представлено на рис. 1.

Ідеальна схема вимірювань складається з двох ідентичних каналів, які відрізняються тільки тим, що в "лінійному" каналі міститься гіпотетична речовина, повністю еквівалентна досліджуваній, за винятком того, що її показник заломлення n_0 відповідає лише лінійній частині показника заломлення досліджуваної речовини $n = n_0 + n_2 |E|^2$.

Єдиною залежністю, що вимірюється в даній схемі є визначення відношення інтенсивностей I_L і I_{NL} , які пройшли апертури приймачів у L - та NL -каналах при переміщенні зразка вздовж осі Z (це і визначило назву методу):

$$\tau = \frac{I_{NL}}{I_L}. \quad (8)$$

Якщо $n_2 = 0$, то відношення $\frac{I_{NL}}{I_L} = 1$, і в цьому випадку

воно є калібровочним. Оскільки в L -каналі відношення $\frac{I_L}{I_0} = S = \text{const}$ (S визначається відносним розміром апертури приймача), то в експериментальних реалізаціях схеми Z-сканування цей канал, як правило, відсутній, а τ насправді визначається таким чином:

$$\tau = \frac{I_{NL}}{S \cdot I_0}, \quad (9)$$

де I_0 – сумарна інтенсивність за нескінченної апертури приймача.

Значення S лежить у межах $0 \leq S \leq 1$. Для визначення нелінійного коефіцієнта поглинання оптимальним буде значення $S \approx 1$. При вимірюванні величини n_2 найкращі результати отримані для випадку $S \ll 1$, який і розглядаємо.

Розрахунок оптичної схеми NL -каналу проведемо за допомогою матричного методу в оптиці [3, 4], який дозволяє визначити рівняння променя $r_{NL} = \rho(z) + r_{NL}' \cdot (z + F - T)$ у просторі зображень через параметри рівняння відповідно-

го променя $r_0 = \rho_0 + r'_0 \cdot (z + F)$ у просторі предметів, якщо відома матриця оптичної системи M_{NL} (за $F > 0$, $T > 0$ і фіксованому положенні зразка):

$$\begin{pmatrix} \rho \\ r_{NL} \end{pmatrix} = M_{NL} \times \begin{pmatrix} \rho_0 \\ r_0 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

де $M_{NL} = \begin{pmatrix} A_{NL} & B_{NL} \\ C_{NL} & D_{NL} \end{pmatrix}$, $r_{NL}' = \frac{dr_{NL}}{dz} = \tan \theta_{NL}$, $r_0' = \frac{dr_0}{dz}$.

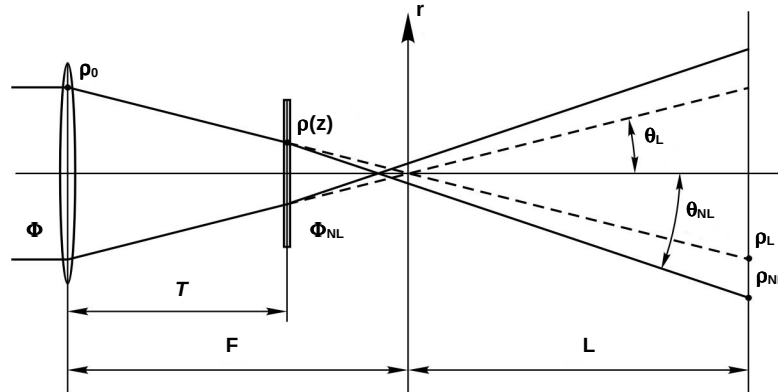


Рис. 2. Геометричні параметри, необхідні для визначення коефіцієнтів матриці оптичної схеми методу Z-сканування

Оскільки NL -канал складається з трьох основних елементів (рис. 2): фокусуючої лінзи з оптичною силою $\Phi = \frac{1}{F}$, проміжку довжиною T та досліджуваного зраз-

ка – нелінійно-оптичної лінзи з оптичною силою Φ_{NL} , то матриця такої системи матиме вигляд [3]:

$$M_{NL} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi_{NL} & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & T \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-T\Phi & T \\ -\Phi_{\Sigma} & 1-T\Phi_{NL} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

де $\Phi_{\Sigma} = \Phi + \Phi_{NL} - T\Phi\Phi_{NL}$.

Аналогічно для L -каналу:

$$M_L = M_{NL}|_{\Phi_{NL}=0} = \begin{pmatrix} A_L & B_L \\ C_L & D_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-T\Phi & T \\ -\Phi & 1 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Лінзова прозорість τ

У схемі Z-сканування сумарний енергетичний потік випромінювання W_0 однаковий для будь-якого перерізу у площині $z = \text{const}$, тобто

$$W_0 = \int_0^{\infty} I(r) 2\pi r dr. \quad (13)$$

Для гауссового пучка, враховуючи (1) і рис. 2, можна записати розподіл інтенсивності на поверхні досліджуваного зразка:

$$I(z, r) = I_0(z) \cdot \exp\left\{-\left(\frac{r}{\rho(z)}\right)^2\right\}. \quad (14)$$

Величина $\rho(z)$ може бути визначена або через радіус вхідного пучка у площині фокусуючої лінзи $\rho_0 = \rho(-F)$, або через мінімальний радіус пучка в області фокальної перетяжки $\rho_{\min} \approx \rho(0)$. Цей зв'язок визначається відомими співвідношеннями [4, 7]:

$$\rho^2(z) = \left(\rho_0 \frac{z}{F}\right)^2 + \left(\frac{z+F}{k\rho_0}\right)^2, \quad (15)$$

або

$$\rho^2(z) = \rho_{\min}^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_d^2}\right), \quad (16)$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильовий вектор, λ – довжина хвилі (обидві величини визначені для вільного простору),

$z_d = \frac{k\rho_{\min}^2}{2}$ – дифракційна довжина пучка. Слід також врахувати, що всі вимірювання виконуються для обмеженого інтервалу значень z , які лежать в області фокальної перетяжки фокусуючої лінзи.

Таким чином, враховуючи (13) і малість апертур реєстрації I_L і I_{NL} у відповідних каналах (рис. 1), можна записати таке співвідношення:

$$W_L = W_{NL}, \text{ де } W_L = I_L \pi \rho_L^2 \text{ і } W_{NL} = I_{NL} \pi \rho_{NL}^2.$$

Отже, вимірюване відношення*

$$\tau = \frac{I_{NL}}{I_L} = \left(\frac{\rho_L}{\rho_{NL}}\right)^2. \quad (17)^*$$

Оскільки реєстрація у схемі Z-сканування здійснюється в дальній зоні ($L \gg F$), то, враховуючи (10), отримаємо:

$$\frac{\rho_{NL}}{\rho_L} = \frac{\tan \theta_{NL}}{\tan \theta_L} = \frac{r_{NL}'}{r_L'}. \quad (18)$$

Із рівнянь (11), (12) для L - і NL -каналів можна отримати співвідношення:

$$r_{NL}' = \rho_0 \cdot C_{NL} + r_0' \cdot D_{NL}, \quad (19)$$

$$r_L' = \rho_0 \cdot C_L + r_0' \cdot D_L. \quad (20)$$

Припускаючи, що на вхід системи падає плоска монохроматична хвиля ($r_0' \approx 0$), можна записати:

$$\frac{r_{NL}'}{r_L'} = \frac{C_{NL}}{C_L} = \frac{\Phi_{\Sigma}}{\Phi}; \quad (21)$$

* Деякі автори визначають цю величину через обернене співвідношення.

отже,

$$\tau = \left(1 + \frac{\Phi_{NL}}{\Phi} - T\Phi_{NL} \right)^{-2}. \quad (22)$$

Враховуючи, що $T = F + z$ (рис. 2), $\Phi = \frac{1}{F}$ і $z\Phi_{NL} \ll 1$,

можна отримати вираз для τ :

$$\tau = 1 + 2z\Phi_{NL}. \quad (23)$$

Величина відношення поперечних перерізів пучків (17) або квадратів їх розбіжностей (18) для L - і NL -каналів називається лінзовою прозорістю τ і визначається формулою (23).

Порівняльний аналіз отриманих результатів

Враховуючи незмінність сумарного потоку випромінювання (13), можна отримати вираз для амплітуди напруженості електричного поля електромагнітної хвилі (1) на оптичній осі ($r = 0$) для будь-якого перерізу $z = \text{const}$, використовуючи співвідношення

$$|E_0(z)|^2 \pi \rho^2(z) = |E_{in}|^2 \pi \rho_0^2, \quad (24)$$

або

$$|E_0(z)|^2 \pi \rho^2(z) = |E_{\max}|^2 \pi \rho_{\min}^2, \quad (25)$$

де $E_{in} = E_0(-F)$ – амплітуда напруженості поля на осі пучка у площині фокусуючої лінзи, $E_{\max} \approx E_0(0)$ – максимальна амплітуда поля на осі пучка у фокальній перетяжці.

Оптична сила Φ_{NL} наведеної нелінійно-оптичної лінзи може бути визначена через два набори експериментально вимірюваних величин:

а) із формул (15), (24)

$$\Phi_{NL} = \frac{2l_0 n_2 \cdot |E_{in}|^2 \cdot \rho_0^2}{\rho^4(z)}; \quad (26)$$

б) із формул (16), (25)

$$\Phi_{NL} = \frac{2l_0 n_2 \cdot |E_{\max}|^2 \cdot \rho_{\min}^2}{\rho^4(z)} \quad (27)$$

Таким чином, лінзова прозорість τ , відповідно до (17), може бути представлена через два набори параметрів, що визначаються або в перерізі $z = -F$, або в перерізі $z = 0$.

Враховуючи зв'язок між нелінійним набігом фази хвилі $\Delta\phi$ та оптичною довжиною шляху для $z = 0$:

$$\Delta\phi_{\max} = -k\Delta l(0)|_{z=0}$$

УДК 533.9

(знак "-" визначений вибором системи координат на рис. 2), неважко перетворити вираз (17) із врахуванням (27) на відому формулу [2]

$$\tau(z) = 1 - 2 \left(\frac{z}{z_d} \right) \frac{\Delta\phi(0)}{\left(1 + z^2 / z_d^2 \right)^2}, \quad (28)$$

отриману в наближенні малих значень $\Delta\phi(0)$.

Слід відмітити, що у випадку експериментальної реалізації методу не завжди вдається отримати ідеальний гауссовий пучок. Тому у виразі (15) другий доданок потрібно помножити на постійний множник, який визначається при калібрувці системи Z -сканування, наприклад, за допомогою CS_2 [1]. Застосовуючи метод найменших квадратів до залежності $\tau(z)$, можна визначити величину

$$\text{добутку } n_2 \cdot |E_{in}|^2.$$

Відкритим залишається питання про нестаціонарний характер взаємодії в піко- та фемтосекундному часовому діапазоні тривалостей імпульсів, що використовуються при Z -скануванні. Саме цей фактор вносить суттєві похибки у визначення величини n_2 . Актуальними в цьому плані є дослідження нестаціонарного Z -сканування [6]. Суттєве підвищення точності вимірювань слід чекати від модифікованого методу нестаціонарного Z -сканування, в якому нелінійне збудження здійснюється в піко- та фемтосекундному діапазоні, а його тестування – у фемтосекундному зі змінною часовою затримкою (можливо на іншій частоті).

Подальший аналіз області застосування наближення геометричної оптики в її матричному вигляді можливий при проведенні додаткових експериментальних і теоретичних досліджень, оскільки порівняння з наявними результатами не дозволяє зробити це однозначно.

1. Sheik-Bahae M., Said A.A., Wei T.H. et al. Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam // IEEE J. Quant. Electron. QE, 1990. – Vol. 26. – P. 760–769.
2. Kuzyk M.G., Dirk C.W. Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Optical Materials. – N.Y.: Marcel Dekker, 1998.
3. Джеррад А., Берч Дж.М. Введение в матричную оптику. – М.: Мир, 1978.
4. Яриу А. Квантовая электроника. – М.: Сов. радио, 1980.
5. Korn A., Korn M. Curvature of a Plane Curve. In Mathematical Handbook for Scientists and Engineers. – N.Y.: McGraw-Hill, 1968. – 499 p.
6. Wang J., Sheik-Bahae M., Said A.A. et al. Time-resolved Z-scan measurements of optical nonlinearities // J. Opt. Soc. Am. B, 1994. – Vol. 11. – P. 1009–1017.
7. Ахманов С.А., Нухитин С.Ю. Физическая оптика. – М.: Моск. ун-т, 1998.

Надійшла до редколегії 24.09.04

Ю.М. Кононенко, студ., Є.В. Мартиш, канд. фіз.-мат. наук, доц.

НЕСТІЙКІСТЬ НИЗЬКОЧАСТОТНИХ ХВИЛЬ СКІНЧЕНОЇ АМПЛІТУДИ В КОМПЛЕКСНІЙ ПЛАЗМІ

Використано самоузгоджену модель низькочастотних квазілінійних хвиль у зіштовхувальній комплексній плазмі. Параметри плазми відповідають відомим хвильовим експериментам. Отримано вирази для швидкостей зростання нестійкостей і порогових значень хвильових векторів.

A self-consistent model of low-frequency quasi-linear waves in collisional complex plasma in unmagnetized plasma is presented. Plasma conditions relevant to recent wave experiments are considered. The expressions for the growth rates and thresholds are given explicitly.

У слабко іонізованій лабораторній і космічній плазмах процес іонізації нейтрального газу відіграє важливу роль. Відомо [1], що відповідна іонізаційна нестійкість може виникнути, тому що на гребні хвилі, яка поширюється у плазмі, іонізація нейтрального газу відбувається

швидше, ніж у її підшві. Степінь іонізації дуже чутлива до електронної температури, тому зміни останньої в полі хвилі призводять до зсуву іонізаційного балансу. Існує ще один канал для зміни концентрації заряджених частинок. Він виникає тому, що в полі хвилі існують тем-

пературні градієнти, які ведуть до термодифузії з області, що зайнята хвилею. Оскільки обидва механізми пропорційні зміні електронної температури в полі хвилі, то можна спробувати врахувати їх в нашій моделі одним доданком, знак якого буде відповідати переважанню одного із згаданих процесів (знак + – відповідає збільшенню густини заряджених частинок).

Кілька років тому, спочатку теоретично, а потім і експериментально (див. [2]) було продемонстровано, що існують низькочастотні пилові акустичні (ПА) і пилові іонно-акустичні (ПІА) хвилі. Далі розглядатимемо не-замагнічену частково іонізовану запорошену плазму, яка складається з електронів, позитивних іонів із зарядом $+e$, та досить масивних негативно заряджених порошинок і нейтральних атомів певної концентрації. Відсутність магнітного поля (і разом – виділеного напрямку) дозволяє розглянути одновимірний випадок, що значно спрощує подальші викладки. Вважатимемо, що плазмові частинки є точковими зарядами, а порошинки не мають розподілу за розмірами. Останнє спрощення відповідає постановці багатьох експериментів, де використовувались калібровані пластикові кульки як порошинки. Їх розмір та відстань між ними вважатимемо значно меншими від характерних довжин у запорошеній плазмі (ефективного радіуса Дебая λ_D [2], середньої довжини вільного пробігу тощо). У рівновазі будемо мати $n_{i0} = n_{e0}(1 + P)$, де n_{i0} є незбурена концентрація частинок j -го роду (j дорівнює e для електронів, i – для іонів, d – для порошинок та N – для нейтральних атомів), $P = Z_{d0}n_{d0}/n_{e0}$, а Z_{d0} є незбурена кількість електронів, що розміщені, у середньому, на негативно зарядженій порошокинці. Випадку $P \gg 1$ відповідає ситуація, коли фонові концентрація електронів є сильно збідненою, унаслідок їх налипання на порошинки.

Дисперсійні співвідношення для ПА і ПІА можна отримати з такого набору рівнянь, що містить рівняння неперервності для іонів:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_i v_i) = v_{ion}(n_i - n_{i0}) \quad (1)$$

рівняння руху для іонної компоненти:

$$m_i n_i \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} \right) + e n_i \frac{\partial \phi}{\partial x} + T_i \frac{\partial n_i}{\partial x} + v_{iN} m_i n_i v_i - n_i m_i \mu_i \frac{\partial^2}{\partial x^2} v_i = 0 \quad (2)$$

гідродинамічні рівняння для холодних порошинок (неперервність і рівняння руху):

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_d v_d) = 0$$

та

$$m_d \left(\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} \right) = e Z_{d0} \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (3)$$

больцманівське рівняння для концентрації електронів (природно, для характерного часу низькочастотних коливань можна вважати, що рівновага для електронів встигає встановитись):

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (4)$$

і, нарешті, рівняння Пуассона для електричного потенціалу хвилі ϕ :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e(n_e + Z_{d0}n_d - n_i). \quad (5)$$

У наведених вище формулах n_j відповідає сумі незбуреної та збуреної концентрацій, v_j – вектору швидкості рідини j -го роду, m_j – відповідній масі, e – величині заряду електрона, T_i/T_e – іонний та електронний температури. Вираз $v_{ion}(n_i - n_{i0})$ відповідає додатковій іонізації, а v_{ion} – ефективною частотою іонізуючих зіткнень (або термодифузійних процесів). Далі, вираз $n_i m_i v_{iN}$ відповідає втраті імпульсу в зіткненнях із нейтральним газом, а доданок $m_i n_i \mu_i \frac{\partial^2}{\partial x^2} v_i$ – врахуванню ефектів в'язкості, де v_{iN} є частота зіткнень іон – нейтрал, а μ_i – коефіцієнт кінематичної в'язкості.

Вважаючи, що всі збурені величини пропорційні $\exp(ikx - i\omega t)$, можна отримати з (1) – (5) дисперсійне рівняння:

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 + i\omega(R - v_{ion}) + Rv_{ion} - k^2 v_{Ti}^2} - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2} = 0, \quad (6)$$

де $\lambda_{De}^2 = \frac{T_e}{4\pi e^2 n_{e0}}$ – квадрат електронного радіуса Де-

бая, ω_{pj} – плазмова частота частинок j -го роду, $R = v_{iN} + \mu_i k^2$. Розглянемо далі два граничних випадки: у першому, коли порошинки вважаються статичними ($\omega_{pd} = 0$), можна отримати з (6), покладаючи $\omega = \omega_r + i\gamma$, де γ – швидкість загасання,

$$\omega_r^2 = \omega_{DIA}^2 + k^2 v_{Ti}^2 - 1/4 v_{ion}^2 - 1/4 R^2$$

та

$$\gamma = \frac{1}{2}(v_{ion} - R). \quad (7)$$

У другому випадку треба зауважити, що існування низькочастотної моди вимагає виконання такої умови ($\omega = \omega_r + i\gamma$):

$$k^2 v_{Ti}^2 \gg \omega(R - v_{ion}) \gg \omega^2 \gg Rv_{ion}, \quad (8)$$

де

$$\omega_r^2 = \frac{\omega_{pd}^2 k^2 \lambda_D^2}{1 + k^2 \lambda_D^2}, \quad \frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{Di}^2} + \frac{1}{\lambda_{De}^2}$$

та

$$\gamma' = \frac{\omega_r^4 (v_{ion} - R)}{2\omega_{pd}^2 k^4 \lambda_{Di}^2 v_{Ti}^2}. \quad (9)$$

Можна стверджувати, що в цьому випадку існує іонізаційна нестійкість з характерним інкрементом, який наведено в (9). Така нестійкість є можливим кандидатом на роль генератора нетеплових пилових акустичних флуктуацій у тих лабораторних плазмових системах, де іонізаційні процеси мають суттєвий вплив. Такі ж твердження можна висловити й для певних прошарків іоносфери (насамперед нижньої частини D -прошарку, що відповідає висоті 80–90 км) і деяких астрофізичних систем. Головні висновки з наведених формул є такими:

1) вказана нестійкість може бути реалізована лише за

$$k < k_{CR} = \sqrt{\frac{(v_{ion} - v_{i/N})}{\mu_i}}, \quad \text{як це слідує з формул (8), (9):}$$

2) можна використати дані експериментів, наведені в [3], для порівняння значень фазової швидкості, інкременту та граничного хвильового вектора. Пилова іонно-акустична хвиля має фазову швидкість $\omega_r/k \sim 8 \cdot 10^3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Це означає,

що така швидкість задовольняє добре відому умову слабого загасання іонно-акустичних хвиль. Пілова акустична хвиля має фазову швидкість $\omega_R/k \sim 7,4 \text{ см с}^{-1}$. Таке значення добре корелює із значенням, яке спостерігається в експерименті – 6 см с^{-1} .

УДК 535.575

П.А. Коротков, д-р фіз.-мат. наук, проф., І.В. Присяжневич, мол. наук. співроб.

ВПЛИВ МІЖМОЛЕКУЛЯРНОЇ ВЗАЄМОДІЇ НА РОЗБІЖНІСТЬ ПРОЯВУ ЧАСТОТИ МОЛЕКУЛЯРНОГО КОЛИВАННЯ У СПЕКТРАХ КОМБІНАЦІЙНОГО РОЗСІЯННЯ ТА ІНФРАЧЕРВОНИХ СПЕКТРАХ ПОЛЯРНИХ РІДИН

Виявлено різницю між значеннями КР та ІЧ частот, відповідних одному й тому самому молекулярному коливанню, яка перевищує точність проведення експерименту. Максимум ІЧ смуги валентного коливання C=O бензальдегіду спостерігається на тій самій частоті, що й анізотропна компонента КР, та відрізняється від частоти ізотропної компоненти. Ефект зникає у міру розбавлення дослідної рідини в інертному розчиннику.

The frequency difference of the same vibrational mode in Raman and IR spectra over experimental accuracy was found. The infrared band maximum of the C=O stretching vibration appears at almost the same frequency as the Raman anisotropic component and does not coincide with the frequency of the isotropic Raman component. These effects disappear with dilution in inert solvent.

Вступ

Спектри комбінаційного розсіяння (КР) світла та інфрачервоного (ІЧ) поглинання, як відомо, є взаємодоповнючими, надійними джерелами інформації про структуру молекул і характер їх міжмолекулярних взаємодій. Виходячи з класичних уявлень, явище КРС є результатом модуляції індукованого дипольного моменту молекули власними внутрішніми коливаннями та характеризується зміною її поляризованості. З іншого боку, ІЧ поглинання відбувається завдяки зміні власного дипольного моменту молекули під дією збуджуючого випромінювання. Незважаючи на те, що в обох випадках отримуємо інформацію про частоти внутрішньомолекулярних коливань, спектральне положення ІЧ і КР смуг, що відповідають одному й тому самому молекулярному коливанню, різняться, хоча в більшості випадках є близьким (відрізняється на кілька обернених сантиметрів за спектральної роздільної здатності порядку $0,5 \text{ см}^{-1}$). Аналіз експериментальних даних молекулярних спектрів нецентросиметричних молекул показав, що найбільша різниця між значеннями ІЧ і КР частот одного й того самого молекулярного коливання (від 4 до 30 см^{-1}) спостерігається для рідин і кристалів [1–5]. Цей ефект, мабуть, пояснюється тим, що внаслідок різної природи явищ КРС та ІЧ поглинання міжмолекулярна взаємодія (ММВ) по-різному впливає на формування контурів відповідних спектральних смуг.

Параметри ліній КР визначаються тензором другого рангу, який є симетричним удаліні від смуг електронного поглинання, тобто складається з ізотропної та анізотропної компоненти. При цьому ізотропна складова проявляється у різко поляризованих лініях КР (ступінь деполаризації $\rho \sim 0,2$), а анізотропна – у деполаризованих ($\rho \sim 0,5$). У [6] показано, що ізотропна складова тензора розсіяння, яка визначається внутрішньо- та міжмолекулярними взаємодіями, є інваріантною до повороту координатних осей. Тому контури різко поляризованих смуг у спектрах КР не залежать від характеру орієнтаційного руху молекул. Водночас анізотропія тензора КР обумовлює чутливість ширини деполаризованих ліній до процесів переорієнтації молекул [7]. З іншого боку, оскільки за параметри ІЧ смуг відповідає векторна величина – дипольний момент молекули, то їх форма також залежить від зміни орієнтації молекул.

Таким чином, порівняльний аналіз впливу ММВ на форму, зокрема, ширину коливних смуг допоможе про-

1. Коган Е.Я., Мартыш Е.В. Баланс электронной концентрации в поле волны и стабилизация ее профиля // Письма в ЖТФ, 1977. – Т. 3, № 21, С. 1133–1136. 2. Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction in Dusty Plasma Physics. – Bristol, 2002. – IoP. – 500 p. 3. Hrapak S.A., Yaroshenko V.V. Low frequency waves in collisional complex plasma with an ion drift // CIPS Reprint # 142, February 2004. – 11 p.

Надійшла до редколегії 21.09.04

яснити причину відмінності частот одного й того самого молекулярного коливання, активного у спектрах ІЧ поглинання та КРС.

Вплив ММВ на ширину коливних смуг молекулярних спектрів

Результати експериментальних досліджень внеску броунівських переорієнтацій у ширини деполаризованих ліній КР і смуг ІЧ поглинання [8] добре узгоджені з теоретичними розрахунками [7]. На сьогодні механізми розширення поляризованих ліній КР унаслідок ММВ представлені такими можливостями.

По-перше, у результаті взаємодії між n однотипними молекулами частоти нормального коливання функціональних груп ізольованої молекули відчуває n -кратне виродження й розщеплюється в мультиплет з відповідним набором частот. У [9] показано, що при диполь-дипольній взаємодії молекул у рідині відбувається розширення коливних смуг, обумовлене механічним резонансом системи зв'язаних осциляторів, яке зменшується із зростанням температури.

По-друге, унаслідок ММВ між однотипними молекулами в чистій рідині або різними молекулами в розчині утворюються різноманітні асоціати. Зокрема, якщо валентному коливанню ізольованої молекули відповідає одна частота ν , то при утворенні димеру, у результаті взаємодії коливань, виникають дві частоти – симетрична ν_s та антисиметрична ν_{as} , відмінні від ν , та яким відповідають різні правила відбору в ІЧ і КР спектрах. Коливні смуги асоційованих і неасоційованих молекул перетинаються й утворюють результуючий контур, який реєструють у ході експерименту. Форма такого контуру залежить від температури, зокрема, з підвищенням температури вона наближається до форми коливної смуги неасоційованих молекул, оскільки доля асоціацій при цьому в розчині зменшується.

Передача коливної енергії броунівському тепловому руху та внутрішньомолекулярним коливанням сусідніх молекул обумовлює розширення поляризованих ліній КР [10]. Унаслідок цього обміну енергією зменшується час життя збуджених коливних станів, отже розширюються відповідні рівні.

Згідно з сучасними уявленнями, розширення смуг спектрах ІЧ поглинання рідин визначається такими основними статистичними факторами, як: власною броунівською поворотно-трансляційною динамікою молекул

рідин (броунівський контур); флуктуаціями повних потенціалів взаємодії молекули з оточенням в основному та збудженому станах (флуктуаційний контур); статистикою процесу поглинання світла молекулами, взаємодіючими з оточуючим середовищем (резонансний контур). Статистичні закономірності формування контуру смуг ІЧ поглинання, у випадку двоатомних молекул у розчинах розглянуто в [11]. Новий метод аналітичного опису контуру індивідуальних смуг ІЧ поглинання запропоновано в [12].

Методика експерименту

Спектри КР отримували за 90° геометрії розсіяння за допомогою спектрометра ДФС-24, використовуючи аргонний лазер як джерело збудження ($\lambda = 488$ нм). При цьому реєстрували компоненти з коливаннями електричного вектора паралельно ($I_{\parallel}$) і перпендикулярно ($I_{\perp}$) коливанням електричного вектора лазерного випромінювання.

Анізотропну компоненту отримували за геометрії розсіяння $z(xy)x$, де z – вісь, уздовж якої поширюється збуджуюче випромінювання лазера, x – вісь, уздовж якої поширюється розсіяне світло, (xy) – характеризує поляризацію збуджуючої та розсіяної хвилі відповідно:

$$I_{\text{анкр}}(v) = I_{\perp}(v), \quad (1)$$

де $I_{\perp}(v)$ – інтенсивність розсіяної компоненти, вектор поляризації якої направлений уздовж осі y і перпендикулярний вектору електричної напруженості хвилі збуджуючого випромінювання, що коливається вздовж осі x .

Ізотропне КР визначали шляхом віднімання частки інтенсивності анізотропної компоненти розсіяння від інтенсивності, виміряної за геометрії $z(yu)x$ [13]:

$$I_{\text{іскр}}(v) = I_{\parallel}(v) - \frac{4}{3} I_{\perp}(v), \quad (2)$$

де $I_{\parallel}$ – інтенсивність розсіяної компоненти, вектор поляризації якої направлений уздовж осі y і паралельний вектору електричної напруженості хвилі збуджуючого випромінювання.

Щоб виділити паралельну компоненту $I_{\parallel}$, перед щілиною спектрометра розміщували аналізатор, який пропускав випромінювання з електричним вектором, перпендикулярним площині рисунка (рис. 1, а). Для отримання перпендикулярної компоненти $I_{\perp}$, у пучку лазерного променя розміщували пластинку $\lambda/2$, яка обертала площину поляризації на 90° (рис. 1, б).

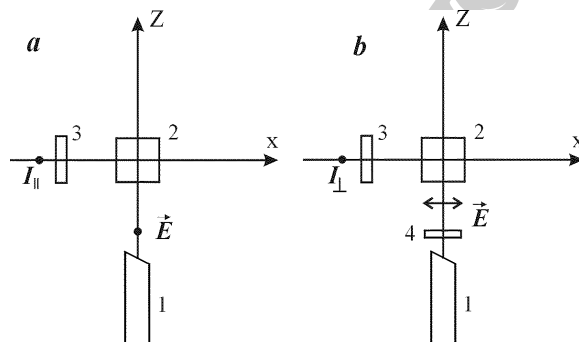


Рис. 1. Схеми реєстрації паралельної $I_{\parallel}$ (а) та перпендикулярної $I_{\perp}$ (б) компоненти КР:

1 – лазер ($\lambda=488$ нм); 2 – кювета з дослідним зразком; 3 – аналізатор; 4 – пластинка $\lambda/2$; $\vec{E}$ – вектор напруженості електричного поля лазерного випромінювання

ІЧ спектри записували на спектрометрі Beckman IR 12. Точність визначення КР та ІЧ частот у ході експерименту становила порядку $0,5 \text{ см}^{-1}$.

Результати та їх обговорення

Вибір поляричних рідин як об'єктів дослідження обумовлений тим, що смуги функціональних груп даних молекул, на яких локалізовано дипольний момент $\mu \sim 3$ Дебая, у спектрах КР є досить інтенсивними та не перекриваються з іншими смугами.

Результати концентраційних залежностей ширини лінії КР валентного коливання $\text{C}=\text{O}$ в CCl_4 наведено в табл. 1.

Таблиця 1. Ширини ліній КР валентного коливання $\text{C}=\text{O}$ поляричних рідин чистих та в розчині з CCl_4

Речовина, частота $\nu(\text{C}=\text{O})$, см^{-1}	μ , Д	Концентрація моль:моль	Ширина лінії δ , см^{-1}
ацетон $(\text{CH}_3)_2\text{CO}$ $\nu = 1709 \text{ см}^{-1}$	2.86	чистий	$14,6 \pm 0,3$
		1:1	$14,2 \pm 0,7$
		1:2	$13,7 \pm 0,5$
		1:4	$11,3 \pm 0,7$
ацетофенон $\text{C}_6\text{H}_5\text{COCH}_3$ $\nu = 1683 \text{ см}^{-1}$	3	чистий	$3,4 \pm 0,4$
		1:1	$3,0 \pm 0,2$
		1:2	$2,8 \pm 0,2$
		1:4	$2,6 \pm 0,3$
бензальдегід $\text{C}_6\text{H}_5\text{CONH}_2$ $\nu = 1698 \text{ см}^{-1}$	3	чистий	$15,6 \pm 0,1$
		1:1	$13,4 \pm 0,2$
		1:2	$12,0 \pm 0,2$
		1:4	$11,5 \pm 0,2$

Ширина поляризованих ліній КР визначається часом життя збуджених коливних станів. При розчиненні ацетону в полярному розчиннику (наприклад воді) завдяки ММВ утворюються асоціати ацетон–вода, що призводить до зміни ширини коливних рівнів молекул, отже обумовлює розширення спостережених ліній. З іншого боку, у розчині з нейтральним розчинником CCl_4 відбувається розрив асоціацій ацетон–ацетон, що сприяє збільшенню часу життя молекули у збудженому стані, отже призводить до звуження ліній у спектрі КР (табл. 1).

Таким чином, при розчиненні ацетону, ацетофенону, бензальдегіду в CCl_4 ширина поляризованих ліній КР зменшується, а деполаризованих – навпаки, збільшується. Зокрема, розширення деполаризованих ліній ацетону в міру розчинення в CCl_4 спостерігали в роботі [14].

Смуга КР чистого ацетону, що відповідає валентному коливанню групи $\text{C}=\text{O}$, має складну структуру, обумовлену наявністю асоціацій ацетон–ацетон (самоасоціацій). У результаті дослідження спектра КР розчину ацетону в неполярному розчиннику виділено чотири складові з максимумами 1709 , 1711 , 1713 і 1717 см^{-1} . Зміна концентрації розчину викликає перерозподіл інтенсивностей цих складових та не змінює їх спектрального положення. При максимальному розчиненні ($0,02$ м.д.) спостерігали деполаризовану смугу на частоті 1717 см^{-1} , яку відносять до валентних коливань $\text{C}=\text{O}$ ацетону мономеру. Таким чином, встановлено, що поява інших складових обумовлена коливаннями молекул ацетону у складі асоціатів. Складна структура смуги валентного коливання $\text{C}=\text{O}$ ацетону пояснює ефект

незбігу її максимумів у спектрах ізотропного та анізотропного КР, який корелює з даними роботи [15]. Відмінність ступеня деполаризації компонент складного контуру цієї смуги призводить до того, що максимуми огинаючих контурів у спектрах ізотропного та анізотропного розсіювання не збігаються. Розглядати цю розбіжність як розщеплення коливного рівня в результаті резонанс-

ної взаємодії молекул є некоректним, оскільки різні компоненти цього складного контуру обумовлені молекулами ацетону в різному локальному оточенні й резонансна взаємодія між ними є малоймовірною.

Частоти молекулярних спектрів валентних коливань C=O чистих рідин представлено в табл. 2.

Таблиця 2. ІЧ та КР частоти валентного коливання C=O чистих рідин

Молекула	КР спектр		ІЧ спектр $\nu_{\text{ІЧ}}, \text{см}^{-1}$
	$\nu_{\text{анКР}}, \text{см}^{-1}$	$\nu_{\text{ісКР}}, \text{см}^{-1}$	
ацетон	1714	1709	1715
ацетофенон	1687	1683	1688
бензальдегід	1703	1698	1703

Із табл. 2 видно, що ІЧ частота майже збігається з частотою анізотропної компоненти КР. Цей ефект є характерним для полярних рідин, молекули яких унаслідок ММВ утворюють різноманітні кластери. Зокрема, контури ІЧ і КР смуги валентного коливання C=O бензальдегіду зображено на рис. 2, а, b.

У міру розчинення ацетофенону в інертному розчиннику CCl_4 максимуми смуги коливання C=O в ізотропному та анізотропному КР наближуються один до одного, і за концентрації 0,5 моль/л майже збігаються (рис. 2, с, d). Це свідчить про те, що за такої концентрації розчинник руйнує молекулярні кластери, розбиваючи їх на мономері. Виходячи з класичних уявлень, ізольована молекула повинна мати однакову частоту коли-

вань в ІЧ і КР спектрах, що не спостерігається на практиці. Наявність розбіжності спектральних положень максимумів ІЧ і КР смуг, зокрема, для мономерів аліфатичних кетонів, було виявлено в роботі [16]. Проведені авторами розрахунки на простих механічних моделях показали, що диполь-дипольна взаємодія між молекулами розчиненої речовини призводить до появи складної структури коливних смуг і виникненню розбіжності відповідних частот КР та ІЧ спектрів.

Концентраційна залежність різниці значень частот анізотропної та ізотропної компонент смуги КР валентного коливання C=O ацетофенону в розчині з CCl_4 зображено на рис. 3. Показано, що в міру розбавлення в інертному розчиннику ця різниця поступово зникає.

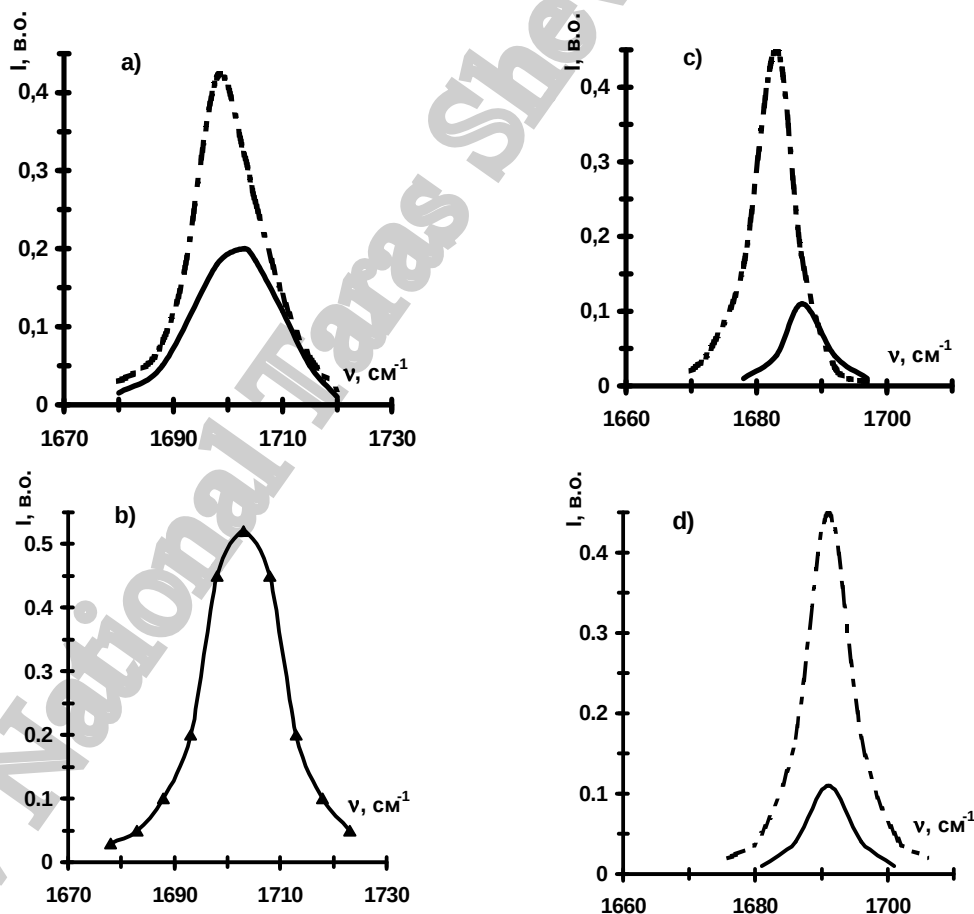


Рис. 2. Смуги валентного коливання C=O бензальдегіду (а – спектр КР; б – спектр ІЧ поглинання) та ацетофенону (с – спектр КР чистої рідини; д – спектр КР розчину 0,5 моль/дм⁻³ у CCl_4). На рис. 2 а, с, д суцільною лінією позначено анізотропне КР, штрих-пунктирною – ізотропне КР

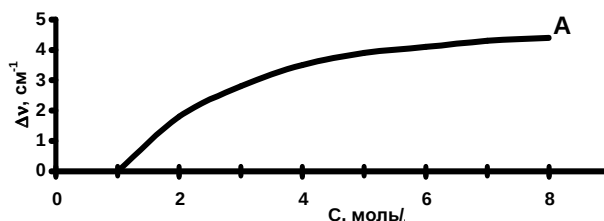


Рис. 3. Залежність різниці анізотропної та ізотропної компонент КР смуги валентного коливання C=O ацетофенону від концентрації розчину в CCl_4 . Точка А характеризує чистий ацетофенон

Висновки

Досліджено КР та ІЧ спектри полярних рідин і встановлено, що утворення асоціацій унаслідок ММВ викликає появу складної структури коливних смуг та обумовлює асиметрію їх спектральних контурів.

Поляризаційні вимірювання показали, що максимум ІЧ смуги майже збігається за частотою з максимумом анізотропної компоненти КР і відрізняється від спектрального положення ізотропної компоненти КР. При зменшенні концентрації дослідної речовини в нейтральному розчиннику частка асоційованих молекул поступово падає й зникає різниця між значеннями частот ізотропної та анізотропної компонент КР.

Таким чином, частотна розбіжність ізотропної та анізотропної компонент у спектрах КР є результатом резонансного переносу енергії коливного збудження за допомогою наведених диполів за наявності локального порядку, обумовленого взаємодією між сталими диполями.

1. Коротков П.А., Присяжневич І.В., Писанський А.І., Овандер Л.М. Різниця між значеннями частот молекулярного коливання, що проявляється в ІЧ та КР спектрах нецентросиметричних молекул // Вісн. Київ. ун-ту. Серія: радіофізика та електроніка, 2004. – № 7. – С. 21–23.
2. Артамонов В.В., Бережинський Л.И., Валах М.Я. и др. Колебательные спектры кристаллов SbI_3 и BiI_3 // ФТТ, 1975. – Т. 17, № 12. – С. 3621–3624.
3. Лисица М.П., Валах М.Я., Бережинський Л.И., Шека В.И. Особенности колебательного спектра слоистого полупроводника As_2S_3 // УФЖ, 1973. – Т. 18, № 1. – С. 98–104.
4. Керестури Г., Ульянов О.Д., Пентин Ю.А. Интерпретация колебательных спектров 2-галогенбутанов // Опт. и спектр., 1969. – Т. 26. – № 5. – С. 711–716.
5. Корнієнко М.Є. Спостереження повздовжньо-поперечного розщеп-

- лення у спектрі комбінаційного розсіяння світла рідкого хлороформу // УФЖ, 2001. – Т. 46, № 5–6. – С. 546–552.
6. Nafie L.A., Peticolas W.L. Reorientation and vibrational relaxation as line broadening factors in vibrational spectroscopy // J. Chem. Phys. – 1972. – Vol. 57, № 8. – P. 3145–3155.
7. Раков А.В. Исследование броуновского поворотного движения молекул веществ в конденсированном состоянии методами комбинационного рассеяния и инфракрасного поглощения // Труды ФИАН. – М.: АН СССР, 1964. – Т. 27. – С. 111–149.
8. Болдескул А.Е., Погорелов В.Е. Экспериментальная оценка характера поворотного броуновского движения по ширине контуров колебательных полос в молекулярных спектрах // Опт. и спектр., 1970. – Т. 28. – С. 462–464.
9. Волькенштейн М.В., Ельяшевич М.А., Степанов Б.И. Колебания молекул. – М.-Л.: 2-е ГИТТЛ, 1949.
10. Валиев К.А. К теории ширины линий колебательных и комбинационных спектров молекул в дипольных жидкостях // Опт. и спектр., 1961. – Т. 11. – С. 465–470.
11. Баранова Г.И., Бахшиев Н.Г. Статистические закономерности формирования контура ИК-полос поглощения двухатомных молекул в растворах // Спектрохимия внутри- и межмолекулярных взаимодействий, 1983. – № 3. – С. 26–43.
12. Бахшиев Н.Г. Новый способ аналитического описания контура индивидуальных полос в оптических спектрах поглощения жидких систем // Опт. журнал, 2000. – Т. 67. – № 9. – С. 87–89.
13. Bratos S., Marechal R. Raman study of liquids I. Theory of Raman spectra of diatomic molecules in inert solutions // Phys. Rev. A, 1971. – Vol. 4. – № 3. – P. 1078–1092.
14. Атаходжаев А.К. Изучение межмолекулярного взаимодействия по ширине линий спектров комбинационного рассеяния // Опт. и спектр., 1964. – Т. 16. – 1024 с.
15. Dybal J., Schneider B. Raman spectroscopy study of the intermolecular coupling of C=O stretching vibrations in liquid methyl acetate and acetone // Spectrochim. Acta, 1985. – Vol. 41A. – P. 691–695.
16. Сечкарев А.В., Тростенцова Г.Е. Проявление слабых межмолекулярных взаимодействий в колебательных спектрах растворов полярных веществ в неполярных растворителях // Опт. и спектр., 1973. – Т. 34. – № 4. – С. 707–714.

Надійшла до редакції 27.09.04

УДК 533.951

С.М. Левитський, д-р фіз.-мат. наук, проф., Д.М. Завгородній, студ., Є.Н. Кудрявченко, студ., О.Б. Карапузов, студ.

ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІЧНИХ ЯВИЩ У ВІРТУАЛЬНОМУ КАТОДІ

Шляхом числового моделювання, методом крупних частинок досліджувалися динамічні процеси у віртуальному катоді, утвореному одномірним електронним потоком. Показано, що за густини струму більше критичного потік втрачає стійкість і в ньому утворюються періодичні коливання. При цьому глибина потенціального мінімуму у віртуальному катоді в певні моменти часу може істотно перевищувати потенціал, яким електрони були прискорені. За наявності в системі газу іони, що утворюються електронним потоком, накопичуються в потенціальному мінімумі, і він через деякий час зникає.

By the way of numerical simulation, using the method of grate particles, some dynamically processes in the virtual cathode, formed by a onedimensional electron stream, were investigated. It was shown, that by a overcritical current density the electron stream loses its stability and some periodical oscillations arises. The depth of the potential minimum of the virtual cathode can greatly exceed the potential, by which the electrons were accelerated. In the presence of a gas some ions, being crated by the electron stream, are accumulated in the potential minimum and it despairs not long after.

Вступ

Явище віртуального катода було вперше виявлено й теоретично досліджено у відомій роботі Бурсіана [1] ще в 1921 р. Воно полягає в тому, що в електронному потоці за рахунок об'ємного заряду потенціал простору знижується до нуля й частина електронів потоку відбивається назад. Таке зниження потенціалу простору використовувалось практично в потужних електронних лампах – променевих тетродах – починаючи з 30-х рр. з метою придушення динаatronного ефекту [2]. Інше специфічне використання явища віртуального катода в практичних цілях знайшло в останні роки після того, як

було виявлено, що в певних режимах в електронних потоках при утворенні віртуального катода виникають нестійкості й відбуваються коливання [3, 4]. Це дало підстави для створення нового класу надвисокочастотних генераторів – віркаторів і віртодів [5, 6] та прискорювачів іонів [7, 8]. Але фізичні причини виникнення подібних коливань і процесів, що їх супроводжують, залишаються ще й досі не зовсім з'ясованими.

Шляхом числового моделювання, використовуючи метод крупних частинок, нами вивчено режими, умови й причини виникнення коливань у віртуальних катодах і

виявлено деякі їх особливості, непомічені й не передбачувані іншими дослідниками.

1. Утворення потенціального мінімуму при русі електронного потоку у вакуумі

Модель, на якій проводилось дослідження, являла собою однорідний електронний потік із густиною струму j безмежний у поперечному напрямку, що поширювався вздовж осі x між двома плоскими електродами, які перебувають під потенціалом U_0 і розташовані на відстані l один від одного. За рахунок дії об'ємного заряду ρ потенціал простору знижується на величину ΔU_m і досягає свого мінімального значення $U_{\min}$ (рис. 1).

У режимі з наскрізним прольотом електронів процеси в потоці описуються системою гідродинамічних рівнянь: рівняння руху (1), рівняння неперервності (2) та рівняння Пуассона (3)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (3)$$

де e і m – заряд і маса електронів, v – їх швидкість, ϵ_0 – діелектрична проникність вакууму, а $j = \rho v$. Загальний розв'язок такої системи нелінійних рівнянь виявляється надто складним, тому як в роботі [1], так і в [9, 10] розглядався лише стаціонарний стан електронного потоку, поклавши похідні $\partial/\partial t = 0$. Тоді система зводиться до рівняння

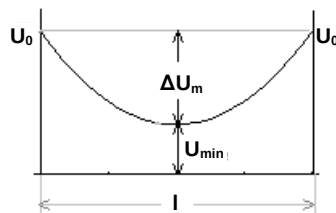


Рис. 1. Розподіл потенціалу в міжелектродному проміжку, обумовлений дією об'ємного заряду

Для детального вивчення явищ, що спостерігаються в описуваній системі, пророблено числове моделювання процесів, що в ній відбуваються, методом крупних частинок із використанням пакета PDP1 розробленому в Станфордському університеті й описаному в книзі та вдосконаленому в [17]. За допомогою цього пакета для наведеного вище конкретного режиму розраховано за-

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \alpha U^{-1/2}, \text{ де } \alpha = \frac{j}{\epsilon_0 \sqrt{2e/m}}. \quad (4)$$

Лінеаризація цього нелінійного рівняння за покладання в правій його частині $U = U_0 = \text{const}$ дає спрощений розв'язок

$$U(x) = U_0 + \frac{\alpha}{2\sqrt{U_0}} \left(x^2 - \frac{l^2}{4} \right)$$

та $\Delta U_m = \alpha U_0^{-1/2} l^2 / 8$ пропорційне до густини струму j [11]. Точний розв'язок рівняння (4) у наведених вище граничних умовах було одержано в [1] і наводиться в багатьох виданнях навчальної та монографічної літератури [12–15]. Характерною особливістю цього розв'язку є неоднозначність залежності $U_{\min}/U_0$ від первансу

потоку $p = j l^2 / U^{3/2}$, який пропорційний до густини струму j . Як ілюстрацію, цю залежність наведено на рис. 2 для конкретного випадку $U_0 = 100$ В і $l = 0.02$ м. Верхня гілка є стійкою й простягається до деякої критичної густини струму $j_{\text{кр}}$, яка в даному випадку дорівнює 46.7 А/м², за якої $U_{\min}/U_0 = 0.5$, і далі переходить на нижню нестійку гілку, яка закінчується за $j = 0.5 j_{\text{кр}}$. За струмів менших від цієї величини система повертається знову на стійку гілку. Отже, у розглядуваній системі існує гістерезис і вона не може перебувати в стаціонарному стані за $j > j_{\text{кр}}$. За густини струму більшої від $j_{\text{кр}}$ у ній має виникати нестійкість, яка, як буде показано далі, призводить до виникнення коливань.

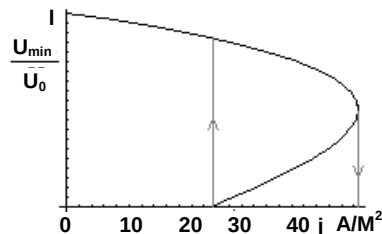


Рис. 2. Залежність відносного зниження потенціалу від густини струму в режимі $U_0 = 100$ В, $l = 0.02$ м

лежність $\Delta U_m = f(j)$. На рис. 3 крива 1 зображає цю залежність для лінеаризованого розв'язку рівняння (4), крива 2 – для його точного аналітичного розв'язку, а крива 3 – для результатів числового моделювання. Як видно, крива 3 досить добре збігається з кривою 2 і обидві ці криві обриваються при наблизенні до критичного значення густини струму.

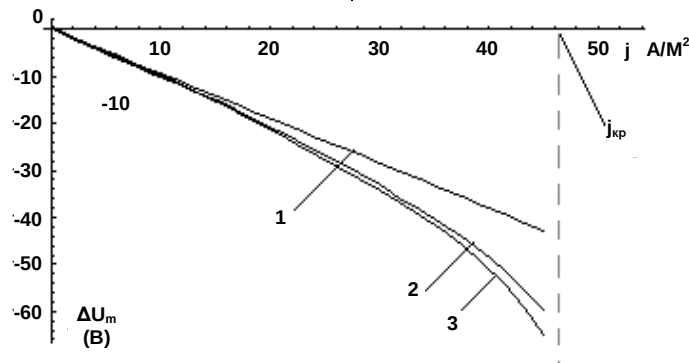


Рис. 3. Розраховане зниження потенціалу в мінімумі залежно від густини струму: 1 – у лінеаризованому наближенні; 2 – за аналітичним розв'язком рівняння (4); 3 – за числовим моделюванням. Режим: $U_0 = 100$ В, $l = 0.02$ м

2. Нестійкість і коливання у віртуальному катоді

Як зазначалось вище, за густини струму більшої від критичної стаціонарний режим віртуального катода стає неможливим, електронний потік зазнає нестійкості й у ньому виникають коливання. Через складність розв'язку системи рівнянь (1) – (3) для нестационарного випадку,

а також з тому, що рух частинок стає неоднозначним, аналітичні дослідження цих режимів відсутні й їх вивчення вдається проводити лише методами комп'ютерного моделювання [4, 18].

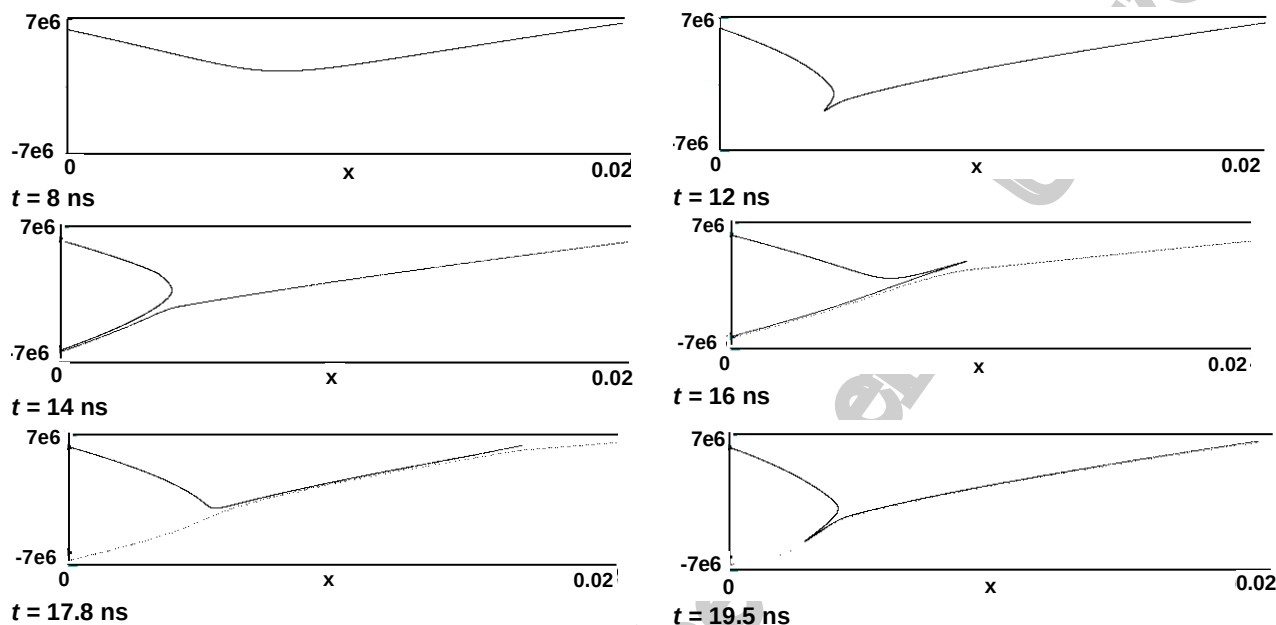


Рис. 4. Одержаний числовим моделюванням фазовий портрет для різних моментів часу. Режим: $U_0 = 100$ В, $j = 60$ А/м², $l = 0.02$ м

Використовуючи таке моделювання в режимі анімації за допомогою методу крупних частинок, про який йшлося в попередньому розділі, вдалось детально простежити за процесами, які відбуваються в закритичних режимах. Приклад таких спостережень у певному режимі ($U_0 = 100$ В; $j = 60$ А/м²; $l = 0.02$ м) зображено на рис. 4. для низки послідовних моментів часу. У верхніх вікнах зображено рух електронного потоку на фазовій площині $v_x - x$, а в нижніх – розподіл потенціалу простору вздовж міжелектродного проміжку.

На цих рисунках видно, як після утворення досить глибокого потенціального мінімуму, починаючи з моменту часу $t \approx 10$ нс електронний потік відбивається назад, на лівий електрод, з якого він вийшов. А частина електронів, які вилетіли раніше й подолали потенціальний мінімум (який тоді був менший від U_0), продовжують свій шлях на правий електрод.

Зі зменшенням кількості електронів у міжелектродному просторі (через їх потрапляння на обидва електроди) зменшується й глибина потенціального мінімуму, відбивання електронів від нього припиняється й всі електрони можуть іти праворуч. Цей процес періодично повторюється з періодом порядку 10 нс.

Важливо відмітити, що протягом часу від 7 до 14 нс глибина потенціального мінімуму ΔU_m виявляється більшою за U_0 , тобто більшою, ніж потенціал, яким були прискорені електрони, тоді як у всіх попередніх роботах вважалося, що глибина потенціального мінімуму у віртуальному катоді дорівнює саме U_0 . Причина цього пояснюється тим, що навіть при досягненні поте-

нціалу в мінімумі $U_{\min} = 0$ і утворенні віртуального катода, електрони, що вилітають із лівого електрода-інжектора, продовжують надходити до об'єму системи, поглиблюючи і далі цей потенціальний мінімум. При цьому мінімум наближається до лівого електрода. Насамкінець, цей потенціальний мінімум стає настільки глибоким, що потік інжекттованих електронів відбивається назад. А електрони, які раніше "прорвалися" через мінімум, ідуть і далі на правий електрод. Просторовий заряд розсмоктується й глибина потенціального мінімуму зменшується доти, доки він не стає знову "прозорим" для потоку електронів ($t = 17.8$ нс). Далі картина періодично повторюється: рисунок для $t = 19.5$ нс є подібним до рисунка для $t = 12$ нс.

Величина електронного струму на правий електрод зазнає періодичних змін, які за формою можуть бути близькими до гармонічних. Глибина модуляції струму становить приблизно 50 %. Період коливань виявляється в кілька разів більшим за час незбуреного прольоту електронів крізь міжелектродний проміжок. Вимірювання періоду коливань проводились у різних режимах залежно від U_0, j або l і показали, що період коливань зростає в міру наближення до критичного режиму (рис. 5).

Цікавим є експеримент, де описана картина розглядалась залежно від зміни одного з параметрів режиму – а саме, від початкової швидкості електронів v_0 (яка визначалась прискорюючим потенціалом U_0). З цієї метою в програмі PDP1 передбачалась можливість поступової й повільної зміни початкової швидкості інжекттованих електронів – від $9 \cdot 10^6$ м/с (що відповідало

$U_0 = 225$ В) до нуля й назад при спостереженні цього процесу в режимі анімації.

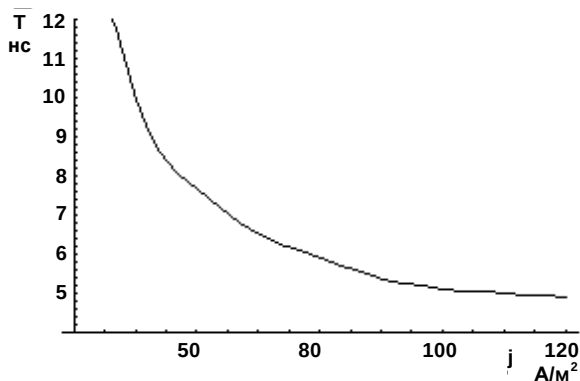


Рис. 5. Залежність періоду коливань від густини струму.
 $U_0 = 100$ В, $I = 0.02$ м

За великих швидкостей процес відбувався в докритичному режимі, у якому просто утворюється потенціальний мінімум менший від U_0 . Зі зменшення v_0 він поглиблюється. Із досягненням швидкості критичного значення ($v_{0KP} = 8.4 \cdot 10^6$ м/с) відбувався зрив, утворювався віртуальний катод і система входила в режим коливань. Із подальшою зміною v_0 частота цих коливань зростає.

За зворотного зростання v_0 система повертається в докритичний режим. Але цікаво відмітити, що це повернення відбувається за меншої швидкості ($v_0 = 6.5 \cdot 10^6$), ніж попередній зрив. Зіставлення виміряних швидкостей, при яких відбуваються ці зриви, непогано збігалися з їхніми теоретично передбачуваними значеннями [9, 10, 21].

3. Компенсація об'ємного заряду у віртуальному катоді утворюваними іонами

У реальних умовах у системі з віртуальним катодом завжди присутня певна кількість залишкових газів. Електрони на своєму шляху співударяються з молекулами нейтрального газу та іонізують їх. Слід очікувати, що

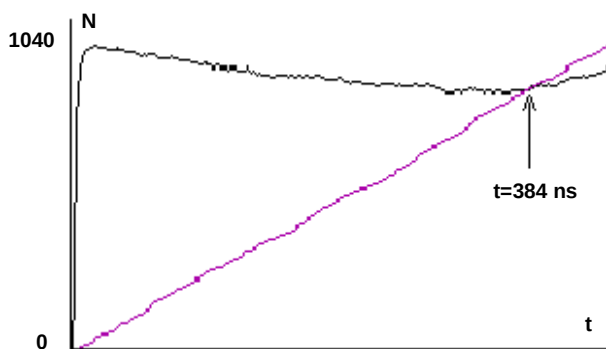


Рис. 6. Кількість великих частинок, що зображують електрони та іони, у робочому об'ємі, залежно від часу, що минув

Проведено віртуальний експеримент за допомогою пакета PDP1, в який окрім електронів було введено другий тип частинок – іони – та поперечний переріз іонізації молекул газу електронами потоку. Нижче наведено результати цього експерименту для докритичного режиму, коли всі електрони потрапляють на анод. Умови такого віртуального експерименту відповідають умовам наведеного вище розрахунку: $v_0 = 6.10^6$ м/с; $j = 40$ А/м²; $S = 0.01$ м²;

утворювані іони будуть накопичуватися в області потенціального мінімуму й поволі компенсувати його. Питання лише в тому, скільки часу буде потрібно для його повної компенсації. Далі наведено розрахунок цього часу.

Потік електронів $\bar{n}_e$ (тобто кількість електронів, що пролітають через розглядуваний об'єм за 1 с)

$$\bar{n}_e = I_e / e = jS / e,$$

де I_e – загальний електронний струм, j – його густина, S – площа перерізу системи. Цей потік породжує й підтримує в об'ємі N_e електронів

$$N_e = \bar{n}_e \tau,$$

де $\tau = l / v_0$ – час прольоту електрона через об'єм довжиною l зі швидкістю v_0 . Пролітаючи через цей об'єм кожний електрон утворює w_i актив іонізації

$$w_i = q_i n_L p l,$$

де q_i – ефективний поперечний переріз іонізації, $n_L = 3.54 \cdot 10^{22}$ м⁻³ число Лошмідта (тобто кількість молекул нейтрального газу в 1 м³ за тиску в 1 торр), p – тиск газу. Усі електрони, що пролітають, утворюють (за 1 с) в об'ємі $z_i = \bar{n}_e w_i$ актив іонізації. Тепер можна підрахувати час T , за який кількість іонів, що утворилися, зрівняється з кількістю електронів, які містяться в об'ємі

$$T = \frac{N_e}{z_i} = \frac{\tau}{w_i} = \frac{1}{v_0 q_i n_L p}.$$

Як видно, цей час не залежить ані від густини струму, ані від довжини системи, а лише від тиску газу й швидкості електронів v_0 , яка визначає також величини q_i і τ . Наприклад, для $v_0 = 6 \cdot 10^6$ м/с (що відповідає енергії електронів у 100 еВ), q_i , яке для цієї швидкості дорівнює $3 \cdot 10^{-20}$ м⁻² [19], та $p = 5 \cdot 10^{-4}$ торр, величина T становить 300 нс.

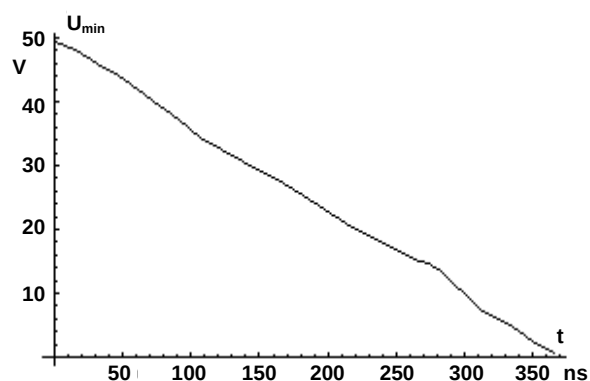


Рис. 7. Зменшення глибини потенціального мінімуму часу (в умовах, що відповідають рис. 6)

$l = 0.02$ м; $p = 5 \cdot 10^{-4}$ торр; $q_i = 3 \cdot 10^{-20}$ м⁻², маса іонів вважалася рівною $m_p = 4.7 \cdot 10^{-26}$ кг.

На рис. 6 зображено залежність кількості крупних частинок (електронів та іонів), які містяться в об'ємі системи, залежно від часу. Одна крупна частина містить 10^7 відповідних реальних частинок. Як видно, кількість іонів лінійно зростає в часі й зрівнюється з кількістю електронів у момент $t = 384$ нс, що непогано збіга-

ється з результатом наведеного вище розрахунку. Деяка різниця може бути пояснена нерівномірністю розподілу іонів в об'ємі, оскільки іони утворюються головним чином поблизу правого й лівого електродів, де швидкість і енергія електронів найбільші, і лише поволі "скочуються" в область потенціального мінімуму.

На рис. 7 показано залежність глибини виміряного потенціального мінімуму в часі. Вона майже лінійно спадає з часом і сягає нуля в момент $t = 384$ нс.

Аналогічні результати одержано також при роботі в закритичних режимах. Із досягненням кількості іонів значень більших за кількість електронів потенціальний мінімум зникає і коливання припиняються.

Звідси випливає, що час існування віртуального катоду є вельми коротким і він може реально спостерігатися лише в імпульсних режимах [20]. Цим, мабуть, і пояснюється, що реальні електронні прилади з віртуальним катодом (віркатори) працюють, як правило, в імпульсному режимі та з релятивістським електронами, для яких час прольоту і поперечник іонізації також є малими [6].

Висновки

При русі електронного потоку у вакуумі в потоці за рахунок об'ємного заряду утворюється потенціальний мінімум. Цей стаціонарний режим зберігається до певного критичного значення первеансу потоку. Із досягненням первеансом критичного значення потенціал простору в мінімумі сягає значення потенціалу, яким були прискорені електрони – утворюється віртуальний катод і частина електронів потоку відбивається назад.

За значень первеансу більших від критичного потік електронів стає нестійким і зазнає періодичних коливань, частота яких зростає при подальшому збільшенні первеансу. У певні моменти часу потенціал простору в мінімумі стає навіть нижчим від потенціалу, яким були прискорені електрони. Із цього стану потік виходить при зменшенні первеансу приблизно вдвічі від критичного.

За наявності газу іони, що утворюються за рахунок іонізації газу пролітаючими електронами, компенсують потенціальний мінімум і він через деякий час зникає. У закритичному режимі при цьому коливання зриваються.

1. Бурсиан В.Р. Об образовании потенциального минимума в электронном потоке // Журн. рус. физ.-хим. общества, 1921. – Т. 51. – С. 289–295.
2. Власов В.Ф. Электронные и ионные приборы. – М.: Связьиздат, 1960. – 734 с. 3. Григорьев В.П., Диденко А.Н. К теории возбуждения электромагнитных колебаний в системах с виртуальным катодом // Радиотехника и электроника, 1988. – Т. 33, № 2. – С. 353–362.
4. Дубинов А.Е., Ефимова И.А. О токе, прошедшем через виртуальный катод // ЖТФ, 2003. – Т. 73, № 9. – С. 126–129.
5. Гадецкий Н.П., Магда И.И., Найстетер С.И. и др. Генератор на сверхкритическом токе РЭП с управляемой обратной связью // Физика плазмы, 1993. – Т. 19, № 4. – С. 530–537.
6. Дубинов А.Е., Селимер В.Д. Электронные приборы с виртуальным катодом (обзор) // Радиотехника и электроника, 2002. – Т. 47, № 6. – С. 645–672.
7. Гапанович В.Г., Коломенский А.А. Ускорение ионов в прямых сильноточных электронных пучках // Изв. Вузов, сер. Физика, 1979. – Т. 22(10), № 10. – С. 59–82.
8. Дубинов А.Е., Корнилова И.Ю., Селимер В.Д. Коллективное ускорение ионов в системах с виртуальным катодом // УФН, 2002. – Т. 172, № 11. – С. 1225–1242.
9. Пащенко А.В., Руткевич Б.Н., Федорченко В.Д., Мазалов Ю.П. Эффект сброса заряда в потоках заряженных частиц // Письма в ЖТФ, 1978. – Т. 4. – Вып. 16. – С. 956–958.
10. Пащенко А.В., Руткевич Б.Н., Федорченко В.Д., Мазалов Ю.П. Гистерезис состояний и эффект сброса заряда в электронном потоке // ЖТФ, 1983. – Т. 53, № 1. – С. 75–80.
11. Левитский С.М. Вступ до фізичної електроніки. – К.: ВПЦ "Київ. ун-т", 2001. – 172 с.
12. Добрецов Л.Н. Электронная и ионная эмиссия. – М.-Л.: ГИТТЛ, 1950. – 276 с.
13. Гвоздоев С.Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. – М.: ГИТТЛ, 1956. – 528 с.
14. Зинченко Н.С. Курс лекций по электронной оптике. – Х.: Издат. ХГУ, 1961. – 362 с.
15. Жигарев А.А. Электронная оптика и электронно-лучевые приборы. – М.: Высш. шк., 1972. – 540 с.
16. Бэделл Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 424 с.
17. Anisimov I.O., Sasyuk D.V., Siversky T.V. Modified package PDP1 for plasma-beam system's simulation. – Kyiv: Dynamical System Modelling and Stability Investigation, 2003. – 257 p.
18. Дубинов А.Е., Лойко М.В. Численное моделирование приборов с виртуальным катодом // Вычислительные технологии, 2003. – Т. 6, № 2. – С. 53–63.
19. Левитский С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. – К.: Изд. КГУ, 1964. – 212 с.
20. Волосок В.И., Чуриков Б.В. О компенсации пространственного заряда электронного пучка // ЖТФ, 1957. – Т. 27, № 11. – С. 2624–2630.
21. Пащенко А.В., Руткевич Б.Н. Динамика переходов между стационарными состояниями диода // Радиотехника и электроника, 1979. – Т. 24, № 1. – С. 152–157.

Надійшло до редакції 21.09.04

УДК 539,12; 516,15; 523,11

М.В. Максютя, канд. фіз.-мат. наук, доц.

ФРАКТАЛЬНІСТЬ ФІЗИЧНОГО ВАКУУМУ

На основі використання теорії вузлів і групи кос обґрунтовується концепція кристалоподібності фізичного вакууму. За допомогою фрактальної геометрії досліджується еволюція фізичного вакууму і в рамках такого підходу пропонується впорядкована фрактальна модель Всесвіту.

On the basis of the use of the knots theory and braids group it is grounded the conception of physical vacuum crystal similarity. By means of the fractal geometry it is investigated the evolution of the physical vacuum and in the frame of this approach it is proposed a regular fractal model of the Universe.

Вступ

Базуючись на теорії вузлів, групі кіс і фрактальній геометрії, спробуємо пояснити природу фізичного вакууму, тобто його зародження, структуру та еволюцію. У рамках такого підходу показано також одночасність існування двох вакуумів: μ -вакууму (ще його називають інфлантоном [1]), в який (див. [2]) звичайна речовина переходить за від'ємного тиску $p = -\mu c^2$, де μ – густина маси, та фізичного вакууму навколишнього простору. Вважатимемо, що як μ -вакуум (в цій роботі дається обґрунтування, що це так звана темна матерія), так і звичайний фізичний вакуум, мають кристалоподібну структуру типу кубічного іонного кристала (наприклад, типу NaCl). На цій основі запропонуємо фрактальну модель Всесвіту [3], яка суттєво скорегує уявлення про його виникнення, будову та майбутнє. Слід відмітити, що, за допущення тісного зв'язку між фізикою елементарних частинок і фізикою твердого тіла, про кристало-

подібну структуру фізичного вакууму на планківських відстанях йшлося в роботі [4].

Використовуючи також паралель із фізикою твердого тіла, показано, що реліктове випромінювання виникає внаслідок каналювання (вірніше інтервенції) ізольованих структурних елементів із областей "темної матерії" в простір Всесвіту [5]. Далі припускаємо, що ці ізольовані структурні елементи є галими електронами, які щодо фізичного електронно-позитронного вакууму є точковими дефектами. При взаємодії з кристалічним простором такий голий електрон поляризує його, збурюючи при цьому і свою внутрішню структуру, що можна трактувати як появу спіну електрона. Інші характеристики електрона, а саме маса та заряд, обумовлені колективною взаємодією з фізичним вакуумом. Гола маса електрона, яка дорівнює планківській масі

$$m_p = \sqrt{\hbar c / G} \approx 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ г},$$

екранується і стає рівною $m_e \approx 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г}$. Природа електричного заряду електрона, як аргументується нижче, пов'язана із самозахо-

пленістю руху. Він виявляє себе тим, що при зміні швидкості електрона викликає збудження кристалічного середовища простору. Це збудження поширюється за фрактальним сценарієм в усіх напрямках з однією й тією самою швидкістю (швидкістю світла c). Таким чином, основний постулат спеціальної теорії відносності узгоджується з кристалоподібністю фізичного вакууму, по відношенню до якого фотони є квазічастинками (див. [4]). Щодо спостерігача, який є невід'ємний від вакууму, їх можна вважати частинками, тобто зникає межа між частинками та квазічастинками. Перейдемо до дослідження можливої структури фізичного вакууму.

Структура фізичного вакууму

Покажемо, що структурними одиницями (або вузлами) кристалічного простору є електрони (праві трилисники) і позитрони (ліві трилисники). Зазвичай йдеться про елементарні частинки, які мають планківські розміри $l_p = \sqrt{G\hbar/c^3} \approx 1,6 \cdot 10^{-33}$ см. Допускаємо, що власні розміри електронів і позитронів збігаються з l_p , а маси дорівнюють m_p . Елементарні частинки з максимальною можливою масою m_p були названі максимонами [6]. Енергія гравітаційної взаємодії між двома максимонами, які перебувають на середній відстані l_p , дорівнює

$$W = \frac{Gm_p^2}{l_p} = c^2 \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = m_p c^2, \quad (1)$$

тобто дефект маси в результаті такої взаємодії збігається з m_p . Цей факт можна трактувати як обмін двох максимонів між собою таким самим максимомом. Вони однакові, тобто кожен із них можна вважати квантом взаємодії між двома іншими. Це дозволяє внутрішню структуру максимона подавати у вигляді правої або лівої завузлоності (трилисників), зображених на рис. 1.

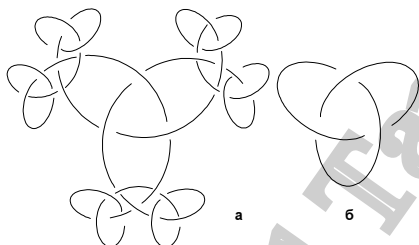


Рис. 1. Правий – (а) (схематичне зображення процесу фрактального розплутування) і лівий (б) – трилисники

Таким чином, структуру максимона можна представити у вигляді трилисника, кожна пелюстка якого також потенційно є максимомом зі структурою трилисника, і так до нескінченності. На рис. 1 цей незворотний процес фрактального розплутування показаний на прикладі правого трилисника. Іншими словами, можна стверджувати що за величини маси m_p , локалізованої в області простору l_p , кількість руху

$$M = m_p l_p c = \sqrt{\hbar c / G} \cdot \sqrt{G \hbar / c^3} \cdot c = \hbar$$

самозамикається (відбувається гравітаційний колапс). Ця кількість руху не має напрямку в просторі, тобто вектор дорівнює нулю. Оскільки ненульовий вектор моменту імпульсу (спіну) виникає при взаємодії кристалічного простору, утвореного максимонами, з вільним максимомом. Така взаємодія приводить до анізотропії внутрішнього завузлоного руху максимона, що еквівалентно розкладу нульового вектора на два рівних за величиною $\hbar/2$ та протилежних за напрямком вектори. Один з цих векторів є імпульсом віддачі, а інший характеризує влас-

не спіні. Таким чином, голий електрон (максимон) є бозоном, а екранований електрон стає ферміоном.

На планківській відстані електромагнітна, гравітаційна, слабка та сильна взаємодії не відрізняються одна від одної, тобто відбувається супероб'єднання всіх видів взаємодій [7]. Це означає збіг мас 26 калібровочних бозонів, рівних m_p . Наприклад, максимальна маса фотона теж дорівнює m_p , коли він перетворюється на чорну діру. Дійсно, підставляючи масу фотона $m = \hbar\omega/c^2 = 2\pi\hbar/c\lambda = \hbar/cr$ ($\lambda = 2\pi r$) у формулу для першої космічної швидкості $v = \sqrt{Gm/r}$ і прирівнюючи її до швидкості світла c , отримуємо, що радіус фотона збігається з фундаментальною довжиною l_p , а маса з масою Планка m_p . Тобто за довжини хвилі $\lambda_p = 2\pi\sqrt{G\hbar/c^3}$ фотон перетворюється на максимон. За $\lambda > \lambda_p$ вже орієнтована кількість руху $\vec{M} = \hbar\vec{n}$ (це асоціюється зі спіном фотона) передається структурованим простором зі швидкістю світла c , як показано на рис. 2.

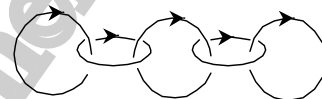


Рис. 2. Передача порції кількості руху $\hbar$ структурованим простором

З погляду теорії вузлів зображених на рис. 2 ланцюг – це зв'язна сума по чергово розташованих орієнтованих зачеплень Хопфа L_+ і L_- (ця операція називається конкатенацією і позначається так: $\#L_+ \#L_- \#L_+ \#$) з коефіцієнтами зачеплень, відповідно, $+1$ і -1 [8].

Вузли та зачеплення тісно пов'язані з групою кос [8–10]. Використовуючи групу кос B_2 , яка породжена одним елементом σ_1 , зобразимо на рис. 3 відповідність між орієнтованими вузлами (зачепленнями) та косами.

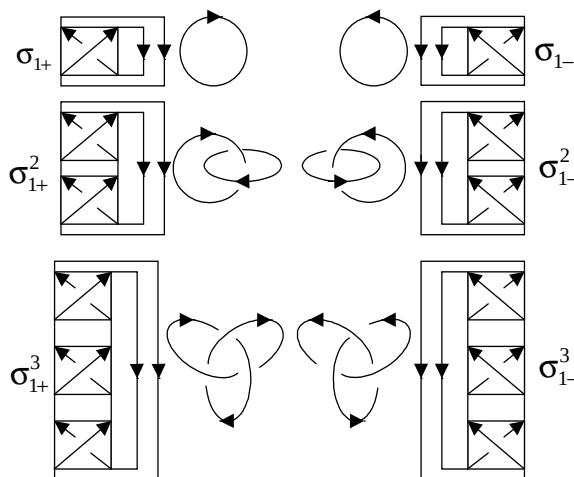


Рис. 3. Відповідність між орієнтованими вузлами (зачепленнями) та косами

Необхідно підкреслити, що при зміні орієнтації вузлів і зачеплень, зображених на рис. 3, одержимо вузли, які будуть ізотопними попереднім [8]. Цей факт є суттєвим для зображення кристалічних структур двох можливих фізичних вакуумів. Кристал вакууму "темної матерії" побудований із правих трилисників із різною орієнтацією, а кристал вакууму навколишнього простору утворений правими й лівими трилисниками однакової орієнтації.

Фрагменти кристалографічних площин (100) цих вакуумів схематично зображено на рис. 4, а, б, на яких символом "-" зображені право- та лівоорієнтовані праві трилисники, а символом "+" правоорієнтовані ліві трилисники.

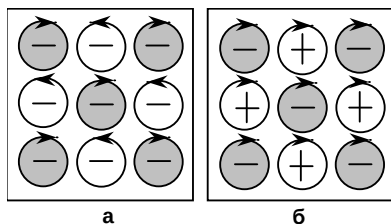


Рис. 4. Фрагменти кристалографічних площин (100) (а) – вакууму "темної матерії", та (б) – вакууму навколишнього простору

На рис. 4 проілюстровано три характеристики фізичного вакууму. Перша відображає стійкість кристалічних структур обох вакуумів, оскільки сили відштовхування збалансовані з силами притягування. Друга пояснює існування максимально можливої густини маси "темної матерії" $\rho = 3m_p/4\pi l_p^3 = 3c^5/4\pi\hbar G^2 \approx 10^{93} \text{ г/см}^3$ (потoki мас сусідніх вузлів зливаються) і мінімально можливої (нульової) густини маси електронно-позитронного вакууму (потoki мас сусідніх вузлів скомпенсовуються). Як слідує із [2], перша форма вакуумоподібної матерії характеризується тензором енергії-імпульсу $T_{ik} = -\mu c^2 g_{ik}$, де g_{ik} – метричний тензор із сигнатурою $(+++-)$, а другий формі вакууму відповідає нульовий тензор енергії-імпульсу. І насамкінець, третя характеристика (розфарбованість кружечків) вказує на спорідненість кристалів обох вакуумів з кубічним іонним кристалом.

Перейдемо до питання формування таких кристалічних структур фізичного вакууму.

Еволюція фізичного вакууму

Ключем до розкриття цього питання про зародження та еволюцію фізичного вакууму є рівняння Максвелла, які описують поширення збудження в кристалічному просторі фізичного вакууму. З геометричної точки зору (див. рис. 2) це є послідовне відтворення об'єднаних зачеплень Хопфа. Таким чином, логічно зіставити рівняння Максвелла $\partial \vec{A}_1 / \partial t = c \cdot \text{rot} \vec{A}_2$ із зачепленням Хопфа за коефіцієнта зачеплення $+1$, а рівняння Максвелла $\partial \vec{A}_2 / \partial t = -c \cdot \text{rot} \vec{A}_1$, відповідно, із зачепленням Хопфа за коефіцієнта зачеплення -1 . Тоді з тривіальними вузлами (див. рис. 3) зіставляються рівняння $\partial \vec{A} / \partial t = \pm c \text{rot} \vec{A}$, а правому та лівому трилисникам відповідають такі системи рівнянь для векторних полів $\vec{A}_i(\vec{r}, t)$, $i = 1, 2, 3$:

$$\begin{aligned} \partial \vec{A}_1 / \partial t &= \pm c \cdot \text{rot} \vec{A}_2, \quad \partial \vec{A}_2 / \partial t = \pm c \cdot \text{rot} \vec{A}_3, \\ \partial \vec{A}_3 / \partial t &= \pm c \cdot \text{rot} \vec{A}_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Виключаючи в системі рівнянь (2) поля $\vec{A}_2$ і $\vec{A}_3$, отримуємо рівняння (наприклад, для правого трилисника) для одного векторного поля $\vec{A}$:

$$\partial^3 \vec{A}(\vec{r}, t) / \partial t^3 - c^3 \text{rot} \{ \text{rot} [\text{rot} \vec{A}(\vec{r}, t)] \} = 0. \quad (3)$$

Слід відмітити, що на відміну від векторного поля тривіального вузла в рівнянні (3) фігурує поле з іншою топологічною структурою: це поле є завузленим. З урахуванням $\text{div} \vec{A} = 0$ (3) переписується у вигляді

$$\partial^3 \vec{A} / \partial t^3 = -c^3 \text{rot} \Delta \vec{A} \quad (4)$$

або

$$\partial^3 A_x / \partial t^3 = -c^3 \Delta (\partial A_z / \partial y - \partial A_y / \partial z),$$

$$\partial^3 A_y / \partial t^3 = -c^3 \Delta (\partial A_x / \partial z - \partial A_z / \partial x), \quad (5)$$

$$\partial^3 A_z / \partial t^3 = -c^3 \Delta (\partial A_y / \partial z - \partial A_z / \partial y).$$

Перейдемо тепер у системі (5) до відносних одиниць $\tau = t/t_p$, $\xi = x/l_p$, $\eta = y/l_p$, $\zeta = z/l_p$, де $t_p = \sqrt{G\hbar/c^5} \approx 0,5 \cdot 10^{-43} \text{ с}$ – планківський час. Відокремлюючи просторові та часову змінні $A_{\xi, \eta, \zeta}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = B_{\xi, \eta, \zeta}(\xi, \eta, \zeta) \cdot a(\tau)$, отримуємо рівняння для функції $a(\tau)$:

$$d^3 a(\tau) / d\tau^3 = \kappa a(\tau). \quad (6)$$

Розв'язуючи рівняння (6) за початкової умови $a(0) = 1$ та умови періодичності $a(\tau) = a(\tau + n)$, де $n = 0, 1, \dots$, отримуємо $\kappa = -8\pi^3 i$ та $a(\tau) = \exp(2\pi i \tau)$

або $a(t) = \exp(i\omega_p t)$, де $\omega_p = 2\pi\sqrt{c^5/G\hbar}$ – планківська частота. Звідси видно, що функція $m(\tau) = |a(\tau)|^2$ у цьому

випадку дорівнює одиниці, тобто масштаб не змінюється. Зазначимо, що для складових вектора $\vec{B}$ маємо тривіальний розв'язок $B_{\xi, \eta, \zeta} = 0$, що узгоджується з попередніми міркуваннями про неорієнтованість внутрішнього руху максимона. Вже акцентувалось на нестійкості внутрішнього руху максимона (трилисника), тобто (див. рис. 1) виникає незворотний процес фрактального розплутування внутрішнього руху максимона за таким сценарієм: кожна пелюстка трилисника породжує три нових трилисники і після ще двох потроювань їх виникає 27 екземплярів. Ця кількість початкових квантів вакууму упаковується в початковий куб, який є ініціатором для процесу росту кристала фізичного вакууму. Для побудови фракталу ще необхідно вибрати генератор і вказати спосіб розташування генератора відносно терагона. Терагон – це вигляд фракталу на будь-якому етапі його побудови [11]. Першим терагоном є сам ініціатор. На рис. 5, а, б зображені генератор і третій терагон фракталу вакууму.

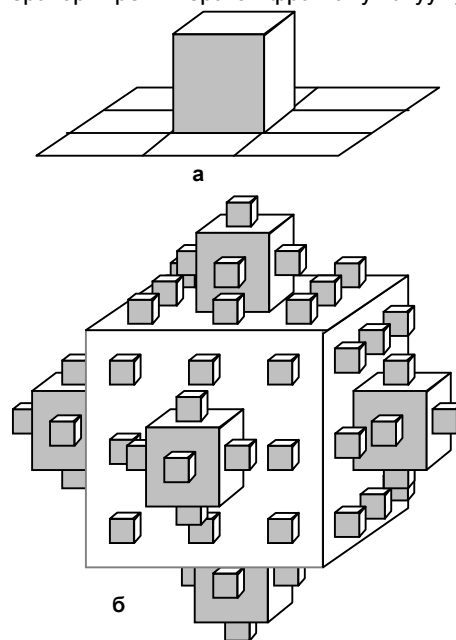


Рис. 5. Генератор – (а) і (б) – фрагмент (третій терагон) процесу фракталізації фізичного вакууму

Звідси видно, що вибір такого генератора та способу його розташування приводить до найбільш симетричної фігури. Оскільки поверхня генератора складається з $N=13$ однакових квадратів, сторони яких у $\xi^{-1}=3$ (ξ – коефіцієнт подібності) разів менші, ніж ребра ініціатора, фрактальна розмірність Хаусдорфа – Безіковича такого фракталу (так званої поверхні P [12]) дорівнює $\alpha = \ln N / \ln \xi^{-1} = \ln 13 / \ln 3 \approx 2,335 > \alpha_T = 2$, тобто має місце узгодження з означенням фракталів, як множин,

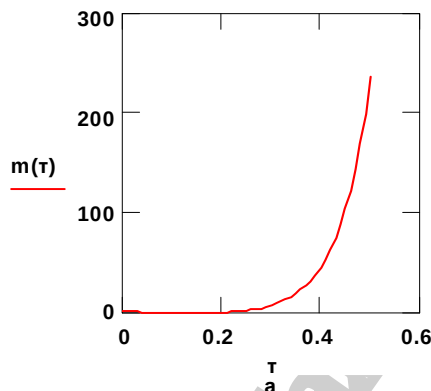
$$\frac{d^{\alpha-1}a(\tau)}{d^{\alpha-1}a(\tau)|_{\tau=0}} = -4\pi^2, \quad \frac{d^{\alpha-2}a(\tau)}{d^{\alpha-2}a(\tau)|_{\tau=0}} = 2\pi i, \quad \frac{d^{\alpha-3}a(\tau)}{d^{\alpha-3}a(\tau)|_{\tau=0}} = 1. \quad (8)$$

Як впливає з [14], розв'язок задачі (7), (8) можна представити в такому вигляді

$$a(\tau) = -4\pi^2\tau^{\alpha-1}E_{\alpha,\alpha}(z) + 2\pi i\tau^{\alpha-2}E_{\alpha,\alpha-1}(z) + \tau^{\alpha-3}E_{\alpha,\alpha-2}(z), \quad (9)$$

де $z = -8\pi^3 i \tau^\alpha$, $E_{\alpha,\beta}(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{z^k}{\Gamma(\alpha k + \beta)}$ – функція Міт-

таг-Леффлера. Масштабний фактор у цьому випадку є функцією відносного часу τ і подається виразом



для яких фрактальна розмірність α більша, ніж топологічна α_T [11].

Очевидно, що фрактальну еволюцію фізичного вакууму можна адекватно описати за допомогою фрактальної геометрії, тобто необхідно замінити в рівнянні (6) показник похідної 3 на дробовий $\alpha \approx 2,335$ [13, 14]. Приходимо до такої задачі Коші для дробового рівняння:

$$d^\alpha a(\tau) / d\tau^\alpha = -8\pi^3 i a(\tau), \quad (7)$$

$$m(\tau) = \left| \frac{d^{\alpha-3}a(\tau)}{d\tau^{\alpha-3}} \right|^2 = \left| -4\pi^2\tau^2 E_{\alpha,3}(z) + 2\pi i\tau E_{\alpha,2}(z) + E_{\alpha,1}(z) \right|^2. \quad (10)$$

Графік масштабної функції $m(\tau)$ у відносних одиницях $\tau = t/t_P$ зображено на рис. 6.

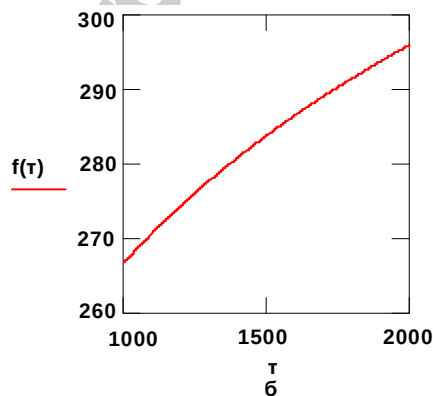


Рис. 6. Поведінка масштабного фактора $m(\tau)$ в одиницях відносного часу τ (б) – по осі ординат обрано логарифмічну шкалу, тобто $f(\tau) = \lg m(\tau)$

Із рис. 6 видно, що в початковій (інфляційній фазі) розмір кристала фізичного вакууму (це відноситься як до вакууму "темної матерії", так і до фізичного вакууму Всесвіту) різко зростає за експоненційним законом (див. рис. 6, а), а потім на "гарячій" стадії розширення уповільнюється (див. рис. 6, б). Такий різкий ріст кристала можна пояснити за допомогою майже миттєвого (за час $t_P \approx 0,5 \cdot 10^{-43}$ с) процесу фрактального розплутування одного трилисника, що зображений на рис. 1, а. Така нестійкість максимона викликана точним збігом його енергії спокою з енергією зв'язку між максимонами.

Подібна залежність виникає, якщо розглядати еволюцію Всесвіту за допомогою рівнянь загальної теорії відносності (див. [15]). Можна констатувати, що такий збіг є вагомим аргументом на користь фрактальної еволюції Всесвіту. Такий сценарій привабливий ще й тому, що тепер усі області кристалічного простору будуть причинно-зв'язаними. Тому не виникає такої проблеми, як у випадку сценарію хаотичної інфляції Всесвіту, суть якої в тому, що $\sim 10^{87}$ причинно-незв'язаних областей починають одночасно розширюватись з імовірністю $\sim \exp(-10^{90})$ [15].

Продовжимо міркування про можливу еволюцію фізичного вакууму. Площа поверхні P (див. рис. 5, б), яка на кожному етапі фракталізації обмежує, наприклад, скінченний об'єм "темної матерії", прямує до нескінченності. Всередині цієї розгалуженої поверхні на стадії уповільненого розширення й зароджуються кристалічні електронно-позитронні вакууми ("кольчуги" з правих та лівих трилисників). Один із цих вакуумів і є нашим Всесвітом. З іншим подібними Світами наш Всесвіт може з'єднуватись топологічними тунелями (їх ще називають мостами Ейнштейна – Розена або "кротовими норами"). При подальшій еволюції ще пустого Всесвіту простір зростає в об'ємі за рахунок неперервного зростання об'єму "темної матерії", тобто за рахунок віддалення її зі швидкістю світла від нашого простору. Можна сказати, що на "темній матерії" як на основі відбувається вічне плетіння простору (простір не роздувається, а добудовується). Водночас з усіх боків відбувається інтервенція ізольованих максимонів (електронів) у наш простір, наповнюючи його некомпенсованою (невіртуальною) матерією й створюючи ефект реліктового випромінювання (коливання граничного з "темною матерією" поверхневого шару нашого простору). За теорією каналювання, як показано в [5], – це випромінювання

каналюваних електронів, які рухаються щодо нас з нульовою швидкістю. Частота реліктового випромінювання тоді обчислюється за формулою $f_{\max} = \omega_p / \gamma_{\max}^{3/2}$, де $\gamma_{\max} = m_p / m_e$ – максимально можливе значення лоренц-фактора. Для неї отримується значення $f_{\max} \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$, яке узгоджується з експериментальними даними.

Відмітимо ще один факт, який можна теж зарахувати на користь кристалоподібності вакууму і його фрактальної еволюції. Якщо структура фізичного вакууму подібна до структури кубічного іонного кристала, то тоді зрозумілою буде розмірність простору на планківських відстанях. Ця розмірність дорівнює 26, оскільки кількість квантів простору, які оточують кожний квант простору якраз дорівнює 26. Крім того, тут існує явна кореляція з кількістю калібровочних бозонів. 24 калібровочних бозонів існують у групі SU(5), яка описує симетрію великого об'єднання (див. [7]) і два калібровочні бозони відповідають гравітаційній взаємодії. Оскільки вище вважалось, що фотон є квазічастинкою, можна висловити більш широке припущення: всі калібровочні бозони є теж квазічастинками (збудженнями фізичного вакууму). Ці збудження поширюються у фрактальному середовищі, утвореному за фрактальним сценарієм, фрактальним чином.

Висновки

Таким чином, показано, що до фізичного вакууму доцільним є застосування поняття фрактальності, оскільки воно асоціюється із взаємопов'язаними поняттями: дискретністю, самоподібністю, дробовою розмірністю, частковою впорядкованістю, незворотністю. Усі ці моменти тою чи іншою мірою відображені в роботі. Дійсно, уже в завузленості руху основного структурного елемента, яким є максимон, приховано механізм спонтанної

фракталізації. Дискретність фізичного вакууму виникає внаслідок еволюції такого фрактального процесу, тобто, можна сказати, простір породжується рухом у часі. Сам рух, як передача збудження в утвореному ним же дискретному середовищі, є фрактальний процес з коефіцієнтом самоподібності рівним одиниці.

На завершення слід відмітити, що фрактальність є універсальною властивістю матерії на всіх її структурних рівнях. Не виняток, що причиною цього є фрактальність фізичного вакууму.

1. Новиков И.Д. Инфляционная модель ранней Вселенной // Вест. РАН, 2001. – Т. 71, № 10. – С. 886.
2. Глинер Э.Б. Алгебраические свойства тензора энергии-импульса и вакуумоподобные состояния вещества // ЖЭТФ, 1965. – Т. 49. – С. 542.
3. Maksyuta N.V. Fractal model of the Universe // International Conference dedicated to 100-th anniversary of George Gamow "Astrophysics and Cosmology after Gamow – theory and observations". – Odessa: Astroprint, 2004. – Р. 56.
4. Фомин П.И. О кристаллоподобной структуре физического вакуума на планковских расстояниях. Проблемы физической кинетики и физики твердого тела: Сб. научн. тр.; Отв. ред. А.Г.Ситенко; АН УССР. Ин-т теор. физ. – К.: Наук. думка, 1990. – 488 с.
5. Максютта Н.В. Канализирование электронов в м-вакууме // Тез. докл. XXXIV Межд. конф. по физике взаимодей. заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2004. – С. 44.
6. Марков М.А. Элементарные частицы максимально больших масс (кварки, максимоны) // ЖЭТФ, 1966. – Т.51. – Вып. 3(9). – С. 878.
7. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. – М.: Наука, 1988. – 272 с.
8. Мантуров В.О. Лекции по теории узлов и их инвариантов. – М.: Эдиториал УРСС, 2001. – 304 с.
9. Атья М. Геометрия и физика узлов. – М.: Мир, 1995. – 192 с.
10. Монастырский М.И. Бернхард Р.Иман. Топология. Физика. – М.: ЯНУС-К, 1999. – 188 с.
11. Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы. – М.: Ин-т комп. испл-ий, 2002. – 656 с.
12. Турбин А.Ф., Працевитый Н.В. Фрактальные множества. Функции, Распределения. – К.: Наук. думка, 1992. – 199 с.
13. Нигматуллин Р.Р. Дробный интеграл и его физическая интерпретация // ТМФ, 1992. – Т.90. – № 3. – С. 354.
14. Самко С.Г., Килбас А.А., Маричев О.И. Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их приложения. – Минск: Наука и техника, 1987. – 688 с.
15. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. – М.: Наука, 1990. – 280 с.

Надійшла до редколегії 27.09.04

УДК 621.315.592: 537.311.33

С.П. Павлюк, канд. фіз.-мат. наук, К.Г. Нінідзе, канд. фіз.-мат. наук
Л.В. Іщук, канд. фіз.-мат. наук, В.В. Кушніренко, асп.

ГЕНЕРАЦІЯ КОЛИВАНЬ ПОЛЬОВИМ ТРАНЗИСТОРОМ, ВИГОТОВЛЕНИМ ЗА ТЕХНОЛОГІЄЮ "КРЕМНІЙ НА ІЗОЛЯТОРІ"

Досліджені коливання напруги й струму в польових транзисторах, виготовлених за технологією "кремній на ізоляторі (КНІ)". Показано, що зміною умов живлення транзистора можна в широких межах змінювати частоту коливань (1 кГц – 1 МГц), а також їхній характер – від квазігармонічних до релаксаційних. Установлено, що ці коливання обумовлені фізичними процесами, що відбуваються безпосередньо в транзисторі. Наведено якісний опис цих процесів.

Oscillation of voltage and current in SOI FET transistors was investigated in the presented article. It was shown that both the oscillation frequency in the wide range (1 kHz – 1 MHz) and the oscillation nature from quasi-harmonic to relaxation oscillation could be changed by transistor power supply variation. It was proved that the oscillation discussed occurs through the physical processes directly related to transistor. Qualitative description of these processes is shown in this paper.

Вступ

Актуальність даних досліджень визначається тим, що питання генерування коливань напруги й струму є одними з найважливіших задач радіотехніки.

Відомо, що одним із ключових елементів, що використовуються в генераторах коливань, є транзистор. В останні роки велику увагу привертають до себе напівпровідникові прилади, виготовлені за технологією "кремній на ізоляторі" (КНІ) [1], у тому числі й транзистори. Зазначимо, що звичайно КНІ транзистори досліджуються в режимі малих струмів чи в підпороговому режимі роботи. У [2, 3] такі транзистори досліджені за надвеликих густин струму ($\sim 10^5 \text{ А/см}^2$) у режимі живлення від генератора напруги. За певних умов у них спостерігались коливання струму великої амплітуди (струм збільшувався на порядок від 300 мкА до 3 мА) і частоти (до 10 МГц). У [4, 5] описані результати дослідження цих транзисторів за великих густин струму стоку при їхньому живленні від генератора

струму, що дозволило вперше спостерігати S-подібні ділянки на вольт-амперних характеристиках (ВАХ) КНІ транзисторів. На відміну від результатів робіт [2, 3], де коливання струму відбувались за сталої напруги, у [4, 5] коливання напруги на транзисторі завжди супроводжувались коливаннями струму на джерелі живлення. Тобто при виникненні коливань джерело живлення переходило в гібридний режим.

Мета даної роботи – дослідження характеру, амплітуди, частоти й глибини модуляції коливань струму та напруги на КНІ транзисторах, що живляться в гібридному режимі, близькому до режиму генератора струму, залежно від умов їх живлення.

Методи досліджень

На рис. 1, а наведено схематичне зображення досліджуваних транзисторів (затвор не зображений) і схема його живлення. У транзисторах довжина l плівки

кремнію n -типу провідності складала 10 або 45 мкм, ширина цієї плівки w була 50 або 10 мкм, а товщина d – 0,4 мкм. Товщина підкладки становила 400 мкм.

KHI транзистор живився від генератора сталого струму. Під час вимірів затвор залишався під потенціалом, що плаває, а стік і підкладка транзистора зазвичай були заземлені. За необхідності між підкладкою та заземленим сто-

ком можна було прикладати напругу V_n . У схемі живлення VT – транзистор, що регулює струм. Ланцюжок $VD, R1$ – забезпечує робочу точку транзистора. Резистор $R2$ – задає струм у ланцюзі KHI транзистора, $R3$ – обмежувальний резистор, $R4$ – резистор для вимірювання струму.

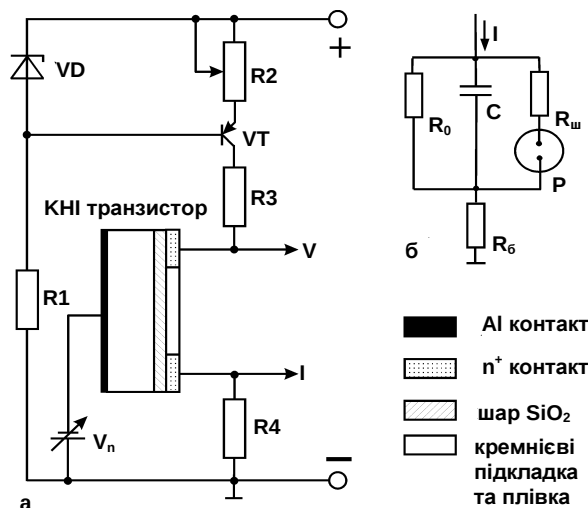


Рис. 1. Схематичне зображення досліджуваних транзисторів (затвор не зображений) і схема його живлення (а); еквівалентна схема транзистора (б)

Знімалися ВАХ транзистора при заземленій підкладці та подачі на неї зміщення відносно потенціалу Землі. Сигнали струму й напруги одночасно подавалися на входи двохпроменевого комп'ютерного осцилографа PCS500.

Результати та їх обговорення

На рис. 2 кривою наведено стаціонарну ВАХ транзистора з $l = 10$ мкм, $w = 50$ мкм і полікремнієвим затвором. Результати, отримані на транзисторах з іншими розмірами якісно не відрізнялися від описаних, але були менш виразними.

Ділянка ВАХ від 0 до I_1 є класичною ВАХ польового транзистора [6]. Спочатку вона є лінійною, а зі збільшенням струму спостерігається насичення, пов'язане з утворенням області збіднення поблизу стоку транзистора.

Починаючи зі струмів $I > I_1$ на ВАХ транзисторів спостерігалася S -подібна ділянка, на якій одночасно спостерігалися коливання струму й напруги на транзисторі. Для побудови цієї ділянки використані середні значення струму I та напруги V , отримані шляхом електричного інтегрування коливань струму й напруги.

Частота, форма та амплітуда коливань були цілком відтворювані при зміні струму I в інтервалі значень від 0 до I_3 . Після перевищення значення I_3 властивості приладу необоротно змінювалися. Тому описані нижче результати отримані за умови, що струм через транзистор завжди був менше I_3 .

Відповідно до визначення ідеального генератора струму, заданий струм у ньому не може змінюватись при зміні навантаження. Коливання струму в застосованому джерелі пов'язані з дуже швидкими змінами (< 1 мкс) опору досліджуваного транзистора. Транзистор VT (рис. 1) не встигав вчасно відпрацювати. Отже, на S -подібній ділянці ВАХ джерело живлення працювало в гібридному режимі.

Характерні осцилограми коливань напруги V на стоці транзистора наведені біля відповідних точок ВАХ на вставках а-в рис. 2. Збільшення струму I супроводжувалося

зміною частоти f , форми коливань, коефіцієнтів модуляції $K = (V_{\max} - V_{\min})/V_{\max}$, амплітуди напруги $V_a = V_{\max} - V_{\min}$.

За струму I_1 на структурі виникають коливання напруги релаксаційного типу (вставка а). За час τ_1 напруга швидко зменшується від максимального значення $V_{\max}$ до мінімально $V_{\min}$, після чого за час τ_2 майже по експоненті зростає до вихідного значення $V_{\max}$. При цьому $\tau_1 \ll \tau_2$. Коливання V супроводжуються коливаннями I у вигляді піків, які звичайно спостерігаються при перезарядженні RC -ланцюжків (R – опір, C – ємність).

Збільшення струму від I_1 до I_2 супроводжувалося збільшенням τ_1 , зменшенням τ_2 і виконанням рівності $\tau_1 \approx \tau_2$. При цьому коливання V ставали квазігармонічними (вставка б).

Подальше зростання струму від I_2 до I_3 знову перетворювало коливання напруги на релаксаційні й призводило до нерівності $\tau_1 \gg \tau_2$ (вставка в).

Перевищення струму значення I_3 призводило до зриву коливань і, як вже згадувалось вище, до необоротних змін у транзисторі.

Початкова частота коливань, яка становила ~ 1 кГц, спочатку зростає зі збільшенням струму й стає максимальною (до 1 МГц) за струму I_2 , саме при цьому коливання набувають квазігармонічного характеру. Потім частота знову падає приблизно до вихідного значення, і коливання стають релаксаційними.

Амплітуди коливань струму й напруги, а також коефіцієнт модуляції $K = (V_{\max} - V_{\min})/V_{\min}$ мають характер зміни, аналогічний частоті.

Потенціал підкладки якісно не змінював картини виникнення та зміни характеру коливань. Відбувалися лише кількісні зміни. При подачі додатнього потенціалу на підкладку утворення S -подібної ділянки ВАХ і виникнення коливань відбувалось за більших значень струму живлення, а при подачі від'ємного потенціалу – за менших струмів. Тобто керувати процесом утворення та зміни характеру коливань можна не тільки за допомогою джерела живлення, а й зміною потенціалу підкладки.

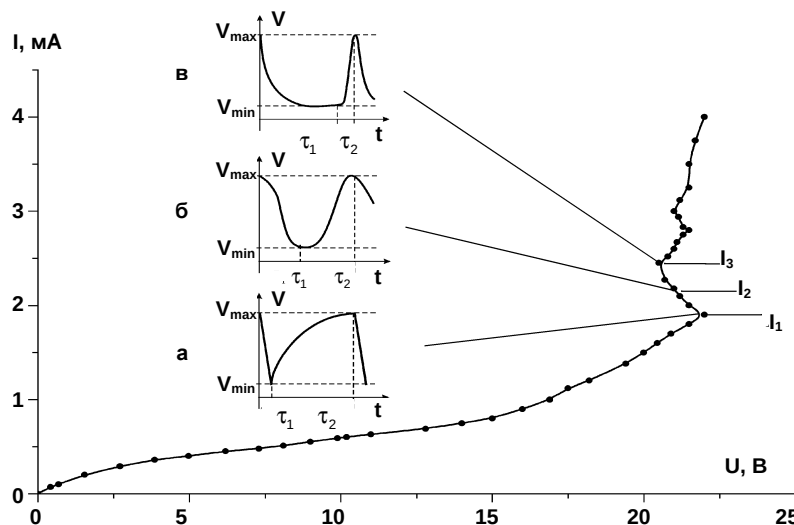


Рис. 2. ВАХ КНІ транзистора. На вставках осцилограми напруги за характерних значень струму I_1 (а); I_2 (б); I_3 (в)

Для пояснення отриманих результатів запропоновано якісну модель періодичного виникнення й зникнення шнура струму. Еквівалентну схему структури, яка пояснює запропонований механізм утворення коливань, наведена на рис. 1 (б). Відповідність еквівалентної схеми та КНІ транзистора така: C – ємність збідненої області поблизу стоку транзистора; R_0 – опір цієї області (внутрішній опір ємності); $R_{ш}$ – опір шнура струму; P – розрядник; R_6 – опір баластної частини структури, тобто опір структури за межами високоомної області.

Шнур струму утворюється у збідненої носіями заряду області поблизу стоку транзистора [6]. При збільшенні струму, що протікає через КНІ транзистор, збіднена область виникає біля позитивного контакту і поступово розширюється в n -область. Таку область можна представити у вигляді конденсатора, що заряджається струмом генератора. При зарядці напруга на конденсаторі зростає. Виникають умови [7] для виникнення шнура струму.

Утворення шнура струму призводить до шунтування збідненої області й розрядки конденсатора. При цьому напруга на структурі падає до величини, що визначається струмом і опором баластної (не збідненої) частини структури.

Розряд ємності призводить до зникнення умов існування шнура струму, оскільки напруга на структурі різко зменшується до значення $V_{\min}$ і стає недостатньою для підтримки потрібних умов. Зникнення шунтуючого каналу знову призводить до появи збідненої області з ємністю C . Ємність знову починає заряджатися струмом, напруга на структурі знову зростає до величини $V_{\max}$ (див. а-в на рис. 2), яка достатня для виникнення шнура струму й цикл коливань напруги повторюється. Подальше збільшення струму призводить до зменшення часу заряду τ_2 ємності C . Час заряду τ_2 визначається величинами C і сумою опорів генератора струму R_i , збідненої області R_z і R_6 . Час розряду τ_1 визначається величиною C та опором самого шнура струму $R_{ш}$. Оскільки величина ємності C та опору шнура токи $R_{ш}$ змінюються незначно, то й час розряду τ_1 спочатку також майже не змінюється. Тому що $R_i + R_z + R_6 \gg R_{ш}$, то й час заряду значно більше часу розряду. На початку коливального процесу маємо виконання такої умови й форма коливань має релаксаційний характер.

Зі збільшенням струму поступово зменшується час заряду, а час розряду збільшується, і за деякого I_2 вини-

кає ситуація, коли $\tau_1 \approx \tau_2$. При цьому коливання мають вид, близький до періодичних синусоїдальних коливань.

За великих струмів, канал шнура починає розігріватися. Кожен наступний цикл коливань "пам'ятає" попередній.

Подальше збільшення струму призводить до істотного розігріву каналу шнура струму. Канал не встигає охолонути за період розрядки ємності й час τ_1 існування шнура збільшується. Шнур існує до охолодження каналу за рахунок відводу тепла в підкладку.

Чим більше струм, тим довше існує шнур. Частота коливань зменшується, оскільки час заряду τ_2 зменшується, а час розряду τ_1 збільшується.

За струму, що перевищує I_3 , коливання зникають. Шнур струму не зникає й існує стаціонарно за рахунок струму, що протікає.

Висновки

При дослідженні протікання струмів екстремально великої густини в КНІ транзисторах було встановлено, що на ВАХ виникає S-подібна ділянка. За таких умов джерело живлення виходило зі стану стабілізації струму в гібридний режим, і спостерігались одночасні коливання струму та напруги на КНІ транзисторі. Поза S-подібною ділянкою коливання не спостерігалися. Отримані результати були добре відтворювані.

Проведено дослідження впливу живлення структури на амплітуду, глибину модуляції й частоту коливань, а також на їх характер. Змінюючи живлення структури або потенціал підкладки можна було змінювати характер коливань від релаксаційних до квазігармонічних. Частота коливань змінювалась у широких межах – від 1 кГц до 1 МГц.

Для пояснення отриманих результатів запропоновано модель, яка базується на періодичному утворенні шнура струму, що замикає область збіднення поблизу стоку транзистора. Ця область працює як ємність, розряд якої внаслідок утворення шнура і є причиною виникнення коливань, що спостерігалися. Ця модель добре узгоджується з експериментальними результатами.

Стабільність частоти коливань за фіксованих умов живлення та відтворюваність результатів на великій кількості структур свідчать, що така структура може бути запропонована як генератор коливань. Технологія КНІ добре узгоджується з існуючими технологіями виготовлення серійних напівпровідникових приладів, отже, виготовлення такого генератора не потребуватиме технологічних змін.

1. Cristoloveanu S., Li S.S. Electrical Characterisation of Silicon-on-Insulator Materials and Devices. – Kluwer Academic Publishers, 1995. – 381 p. 2. Dobrovolsky V.N., Ishchuk L.V., Ninidze G.K. et al. High-Amplitude and High-Frequency Oscillations of Temperature and Current in SOI Structure, Microelectronic Engineering, 1999. – Vol. 38, N 1–4. – P. 343–346. 3. Dobrovolsky V.N., Ishchuk L.V., Ninidze G.K. et al. High-Amplitude High-Frequency Oscillations of Temperature, Electron-Hole Pair Concentration and Current in the Silicon-on-Insulator Structures // J. of Appl. Phys., 2000. – Vol. 88, № 11. – P. 6554–6559. 4. Добровольський В.М., Ішук Л.В., Нінідзе Г.К., Павлюк С.П. Випромінювання світла термі-

чно генерованою електронно-дірковою плазмою в польовому КНІ-транзисторі // УФЖ, 2002. – Т. 47, № 5. – С. 495–499. 5. Коноваленко Л.Д., Кушніренко В.В., Нінідзе Г.К., Павлюк С.П. Фізичні ефекти в кремнієвих дифузійних резисторах при протіканні великих струмів // Вісн. Київ. ун-ту, сер.: Фіз.-мат. науки, 2004. – № 1. – С. 325–334. 6. Зі С. Фізика напівпровідникових приборів. В 2-х т. / Пер. с англ. – М.: Мир, 1984. – Т. 1. – 456 с. 7. Бонч-Бруевич В.П., Звягин И.П., Миронов А.Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. – М.: Наука, 1972. – 414 с.

Надійшла до редакції 08.10.04

УДК 681.3

С.Д. Погорілий, д-р техн. наук, проф., О.О. Камардіна, асп.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМУ В КУРСІ "СУЧАСНІ ОПЕРАЦІЙНІ СИСТЕМИ"

Розглянуто створення науково-методичного забезпечення та впровадження лабораторного практикуму в курсі "Сучасні операційні системи". Запропоновано структуру технічних засобів, програмне забезпечення та склад лабораторних робіт, послідовність їх виконання. Описано зміст створеного навчального посібника для проведення лабораторного практикуму у двох версіях: для студентів (Student's Guide) і викладачів (Teacher's Guide).

In this paper the production of scientific – methodical maintenance and implementation of laboratory practice in course "Contemporary operational systems" is viewed. Also we offered the structure of technical resources, software and structure of laboratory experiments, consequence of their execution. The part of paper is devoted to content description of ready-made manual for conducting the laboratory practice in two variants: student's guide and teacher's guide.

Інтеграція України до інформаційного суспільства передбачає розв'язання багатьох технічних, економічних, соціально-політичних та освітніх проблем. Однією з найважливіших проблем у галузі вищої освіти є підготовка кваліфікованих фахівців світового рівня в галузі комп'ютерних технологій [1]. Освіта таких фахівців є багатовимірною задачею з низкою складових: фундаментальна математична підготовка, вивчення сучасних технологій в області програмування та алгоритмічних мов, опанування Internet-застосуваннями, вивчення операційних систем (ОС) тощо. Впливаючи з цього, до низки дисциплін, що викладаються на радіофізичному факультеті Київського національного університету імені Тараса Шевченка, до навчального плану включено курс "Сучасні операційні системи", який вивчається студентами 5-го курсу спеціалізації "Автоматизація наукових досліджень" (рівень підготовки магістрів).

Основні концепції цього курсу:

- засвоєння студентами теоретичних засад, що дозволяють з єдиної методологічної точки зору аналізувати механізми та закладені в них моделі в різних ОС і середовищах;

- вивчення ОС щодо управління ресурсами моно-процесорної системи, а саме, вивчення її файлової системи, низки команд, утиліт, основних механізмів, графічних оболонок тощо;

- опанування інструментальними мовними засобами програмування в операційному середовищі;

- вивчення мережевих можливостей ОС.

Теоретична частина курсу "Сучасні операційні системи" інваріантна відносно конкретної системи. Для ілюстрації деяких механізмів, розв'язання низки задач, програмування в операційному середовищі з використанням різних мовних засобів, вивчення основних команд, проведення лабораторного практикуму необхідно зупинитися на певному варіанті ОС. Із метою подальшого вибору було проаналізовано гаму різноманітних ОС:

- системи сімейства Unix (FreeBSD, Linux, Solaris, HP UX тощо), які мають реалізації практично на всіх апаратних платформах;

- системи сімейства Windows, що найбільш поширені на апаратних платформах Intel і сумісних з ними;

- системи OS/2 фірми IBM, що поширені на апаратних платформах Intel і сумісних з ними;

- системи MacOS для платформи Macintosh;

- системи реального часу для різноманітних платформ тощо.

За результатами аналізу курс "Сучасні операційні системи" розглядається на прикладі ОС Unix, а саме FreeBSD 4.X [2–4]. Цю ОС було вибрано з багатьох причин. По-перше, Unix є класичною ОС з інтерфейсами командного рядка та графічним. По-друге, незважаючи на велику кількість операційних середовищ, що існують зараз на різноманітних апаратних платформах та на велике поширення систем Windows, більшість важливих корпоративних рішень реалізується саме в UNIX. По-третє, ОС UNIX із самого початку створювалася з урахуванням можливості роботи в мережевому середовищі. Більшість технологічних рішень мережі ARPAnet (а пізніше й Internet) було реалізовано саме за допомогою ОС UNIX, використання якої привело до появи таких сучасних мережевих стандартів, як TCP/IP, NFS, Java та Web-технології, система доменних імен тощо. І ОС, що з'явилися пізніше (такі як серверні та клієнтські версії систем Windows), повинні були підтримувати стеки протоколів і стандарти ОС UNIX. По-четверте, ОС FreeBSD, як видно з її назви, є вільно розповсюджуваною, тобто безкоштовною.

Безумовно, широке застосування ОС сімейства Windows вимагає ретельного їх вивчення. Це здійснюється за рахунок додаткових лабораторних робіт.

Методика викладання курсу "Сучасні операційні системи" передбачає застосування таких форм навчання:

- лекційна складова (теоретичний матеріал підібрано відповідно до навчальної програми цього курсу). На лекціях розглядаються загальні механізми та моделі, притаманні всім ОС, такі як графі розвитку процесів (послідовна та паралельна взаємодія), примітиви fork, join та quit, p- і v-операції над семафорами з метою синхронізації процесів тощо. На прикладі команд Unix ілюструється реалізація цих механізмів у конкретній ОС;

- семінарські заняття. На семінарах студенти опрацьовують і поглиблюють теоретичний матеріал, розв'язують задачі, розглядають, аналізують та створюють програмні сценарії, які реалізуються різними мовами програмування);

- лабораторний практикум передбачає роботу студента в лабораторії над даним йому викладачем завданням. Одна із принципових вимог до виконання практикуму – *самостійна робота студента, що може*

бути досягнуто тільки за наявності відповідного навчального посібника з варіантами завдань;

- наукові семінари з літератури з доповідями студентів. Студенти самостійно опрацьовують новий теоретичний матеріал і виносять його у формі наукової доповіді на обговорення студентської групи.

Відповідно до сучасних світових концепцій вищої освіти, важливою та невід'ємною складовою частиною більшості курсів з комп'ютерних технологій є лабораторний практикум [5]. На жаль, науково-методична література з вивчення ОС Unix на цей день відсутня. Виходячи з цього та вимог до методики викладання курсу "Сучасні операційні системи", метою цієї роботи є створення науково-методичного забезпечення, розробка та впровадження лабораторного практикуму. Відповідний практикум було створено й видано навчальний посібник [6].

Проведення лабораторного практикуму вимагає наявності певних технічних і програмних ресурсів. Основні вимоги до них (рис. 1):

- наявність сервера, на якому інстальовано ОС Unix FreeBSD 4.X (технічні вимоги до сервера: процесор i486 або подальша модель (Pentium, Pentium II, Pentium III тощо), оперативна пам'ять не менше 8 Мб та пам'ять на жорсткому диску не менше 1 Гб.);
- підключення до сервера за допомогою локальної мережі робочих станцій, за якими працюють студенти (як правило, технічно станції реалізовані на персональних комп'ютерах IBM PC, які керуються ОС Windows і для емуляції терміналу використовують сервіс telnet);

- присутність комп'ютера-шлюзу для можливості звертання до мережі Internet.

Слід зазначити, що кількість станцій має бути не меншою кількості студентів у групі, в якій проводиться лабораторна робота. Це надає можливість кожному студенту працювати за станцією одному й самостійно під методичним наглядом викладача.

Склад лабораторних робіт у практикумі утворено в такий спосіб, що вони охоплюють широке коло застосувань ОС UNIX:

- різноманітні варіанти інсталяції ОС, X-сервера та різних графічних оболонок у монопроцесорній системі та мережевому середовищі;
- використання файлової системи, низки команд та механізмів ОС (процеси, багатозадачність, мультиобробка тощо);
- редагування текстів за допомогою сукупності редакторів, притаманних ОС UNIX (vi, sed, ex тощо);
- інструментальні засоби програмування в системі (мови оболонки shell, програмування Perl та C, створення фільтрів awk тощо);
- мережеві можливості та сервіси, стеки протоколів ОС [3].

Відповідно до цього навчальний посібник містить вісім лабораторних робіт. Вони виконуються в такий послідовності:

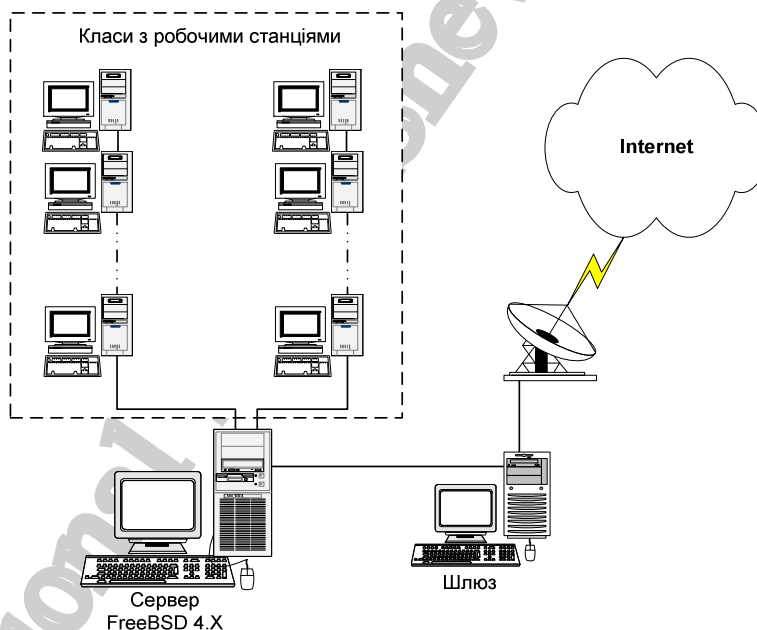


Рис. 1. Структура мережі для практикуму

1. *Інсталяція операційної системи UNIX FreeBSD 4.X.* Передбачає отримання студентами навичок різних методів інсталяції ОС UNIX FreeBSD 4.X, X-сервера, графічних оболонок та необхідного для проведення практикуму програмного забезпечення: командної оболонки, яка буде використовуватися, текстових редакторів, застосувань графічної оболонки тощо.

2. *Файлова система та основні команди UNIX.* Має на меті знайомство студентів з деревоподібною файловою системою, вмістом найважливіших системних каталогів, опрацювання низки команд ОС та отримання навичок при роботі з конвеєрами, командами-фільтрами, архівами.

3. *Текстові редактори в UNIX.* Опанування студентами методикою роботи в найбільш популярних тексто-

вих редакторів ОС: екранно-орієнтованим редактором vi та рядково-орієнтованим редактором ed.

4. *Потоковий редактор SED.* Процесор мови обробки шаблонів AWK. Робота студентів з потоками даних та їх редагування. Під час виконання роботи студенти створюють свої власні фільтри, які є індивідуальним варіантом завдання з AWK.

5. *Командний процесор Shell.* Лабораторна робота передбачає вивчення студентами середовища програмування shell, роботи з локальними змінними та змінними оточення, механізмів екранування символів, керуючих конструкцій та написання shell-сценаріїв. Кожному зі студентів надається індивідуальне завдання.

6. *Мова програмування Perl.* Має на меті опанування студентами мовою програмування Perl, отримання

навичок при створенні та налагоджуванні perl-сценаріїв. Кожному студентові надається індивідуальне завдання.

7. *Процеси в ОС UNIX.* Робота вимагає дослідження студентами фонових процесів та процесів переднього плану, опанування методикою міжпроцесної взаємодії на рівні надсилання сигналів та системних викликів. Кожному студентові формулюється індивідуальне завдання, яке він, за вимогою викладача, повинен виконати за допомогою однієї з мов програмування: C, Perl або інтерпретатора Shell. Найбільшу увагу приділено взаємодії процесів-клієнтів і серверів, трасуванню процесів, створенню та роботі з семафорами тощо.

8. *Мережеві можливості ОС UNIX.* У лабораторній роботі передбачається знайомство студентів із сервісами, які використовуються в ОС UNIX при роботі в локальних мережах, Intranet та Internet-мережах, вивчення стеку протоколів TCP/IP.

У створеному навчальному посібнику кожна з лабораторних робіт практикуму має таку структуру:

- основні теоретичні відомості та методи розробки різноманітних програмних засобів відповідно до теми роботи. Ця частина аналізує та інтегрує інформацію, наявну в різних підручниках, монографіях і серверах Internet;

- контрольні запитання, які охоплюють широке коло питань, пов'язаних з темою роботи і мають на меті самостійне опанування студентом теоретичного матеріалу. При підготовці студента до лабораторної роботи, він повинен підготувати відповіді на всі без винятку контрольні запитання (їх кількість коливається в кожній роботі від 15 до 30);

- мета лабораторної роботи;

- варіанти завдань, наявність яких дозволяє організувати самостійну роботу студентів незалежно один від одного (видання містить понад 100 варіантів задач);

- список літературних джерел.

Виконання студентом лабораторної роботи складається з послідовності етапів:

- самостійна робота над теоретичним матеріалом, яка передбачає надалі вміння відповісти на всі контрольні запитання;

- аналіз операційного середовища, алгоритмів і методів створення й налагодження програмного забезпечення відповідно до заданого варіанта, вивчення відповідних мовних засобів. Ці етапи передують виконанню лабораторної роботи;

- безпосереднє виконання завдання (або певного варіанта завдання) під час виконання лабораторної роботи, у тому числі налагоджування програм.

Лабораторний практикум завершується складанням заліку з циклу лабораторних робіт. Для отримання заліку з кожної роботи студентові потрібно протягом виконання цієї роботи пред'являти викладачеві результати по кожному пункту індивідуального завдання та продемонструвати володіння методикою налагодження сценаріїв. Крім того, з кожної лабораторної роботи студентами мають бути підготовлені звіти, які містять детально коментовані роздруківки створених програм або сценаріїв та аналіз результатів їх виконання. Після підготовки звіту кожна лабораторна робота захищається перед викладачем.

Варто зазначити, що при створенні навчального посібника використано сучасні підходи щодо створення науково-методичної літератури в галузі комп'ютерних технологій. У першу чергу це стосується реалізації створеного навчального посібника у двох версіях: для студентів (Student's Guide) і викладачів (Teacher's Guide). Відмінність цих посібників полягає в першу чергу в тому, що версія для викладачів додатково містить відповіді на всі контрольні запитання, послідовність виконання практичних завдань та реалізацію всіх сценаріїв різними мовами програмування до різних варіантів завдань лабораторних робіт. Версія посібника для викладачів розповсюджується тільки серед викладачів.

Результатом виконання лабораторного практикуму є одержання студентами навичок конфігурування ОС UNIX FreeBSD 4.X та роботи в ній; оволодіння інструментальними засобами програмування в системі, такими як мови програмування C, Perl і командний процесор Shell; засвоєння методики створення фільтрів, що програмуються за допомогою sed і awk; отримання навичок при роботі в мережі Internet за допомогою таких її сервісів, як telnet, ftp, wais, www. Крім того, дуже важливим надбанням студентів після вивчення курсу є інтеграція знань, здобутих у цьому та інших курсах, таких як "Дискретна математика", "Основи програмування та алгоритмічні мови", "Мережеві технології" тощо.

1. Погорілий С.Д., Третяк О.В. Використання сучасних мережевих технологій в навчальному процесі. Всеукраїнська науково-методична конференція "Сучасний стан вищої освіти в Україні: проблеми та перспективи". – К.: ВПЦ "Київський університет", 2000. С. 96–99. 2. www.infocity.com.ua. 3. www.citforum.ru. 4. www.univ.kiev.ua. 5. Румянцев А.П. Організація та методика викладання професійно-орієнтованих дисциплін. Всеукраїнська науково-методична конференція "Сучасний стан вищої освіти в Україні: проблеми та перспективи". – К.: ВПЦ "Київський університет", 2000. С. 92–94. 6. Погорілий С.Д. Автоматизація наукових досліджень. Основоположні математичні відомості. Програмне забезпечення. Задачі та лабораторні практики / За ред. акад. АПН України О.В.Третяка. – К.: ВПЦ "Київський університет", 2002. – 318 с.

Надійшла до редколегії 04.10.04

УДК 621.382

В.А. Скришевський, д-р фіз.-мат. наук, проф., І.В. Гаврильченко, асп., С.А. Дяченко, ас., Г.В. Кузнецов, д-р фіз.-мат. наук, Ю.О. Первак, д-р фіз.-мат. наук, проф.

СЕНСОРИ ВОДИ НА ОСНОВІ СТРУКТУР МЕТАЛ-ДІЕЛЕКТРИК-НАПІВПРОВІДНИК ІЗ ПРОМІЖНИМ ШАРОМ ПОРУВАТОГО КРЕМНІЮ ТА ОРГАНІЧНОГО НАПІВПРОВІДНИКА

Досліджено вплив адсорбції парів води на ємнісні характеристики в МДН-структурах з проміжним шаром поруватого кремнію (ПК) та органічного напівпровідника. Показано, що структури з ПК та органічним шаром демонструють підвищену чутливість до парів води та спирту, порівнюючи з структурами метал – органічний шар – кремній та метал – ПК – кремній. Обговорюється метод визначення параметрів поруватого шару з експериментальних вольт-фарадних характеристик.

The influence of water vapour adsorption on C-V characteristics in MIS-structures with porous silicon (PS) and organic semiconductor interfacial layer was investigated. These structures show the increased response to the presence of water and alcohol vapour in comparison with structures of metal-silicon and metal-PS. The determination of porous layer parameters from experimental C-V characteristics is discussed.

Вступ

Серед відомих типів газових сенсорів перспективними є структури метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) з проміжним шаром поруватого кремнію (ПК). Це зумовле-

но сумісністю виготовлення ПК із відомою відлагодженою кремнієвою технологією [1], а також чутливістю електричних параметрів ПК до низьких концентрацій газів завдяки адсорбції газів на великій зовнішній поверхні

цього матеріалу [2]. Проте досі залишається актуальним розв'язання задачі щодо покращення характеристик таких сенсорів, зокрема, підвищення чутливості та селективності ПК до адсорбції різних газів та стабільності параметрів сенсорів за рахунок модифікації ПК. Модифікувати поверхню ПК можна, наприклад, за рахунок органічної плівки, нанесеної на шар ПК [2]. Припускається, що присутність органічної плівки на розвинутій поверхні буде блокувати хімічну взаємодію ПК з адсорбованими молекулами газів, яка веде до невідновлювальних змін характеристик сенсорів. З іншого боку, органічна плівка сама може бути чутливою до різних газів [2]. Мета даної роботи – дослідити, як нанесення органічної плівки на поверхню ПК впливає на характеристики сенсорів на воду МДН-типу з шаром ПК. З другого боку, дослідження впливу адсорбції води на ємність МДН-структур з проміжним поруватим діелектричним шаром представляє інтерес не тільки для створення чутливих до вологи сенсорів, але й для визначення параметрів самого поруватого шару. Відомо, що методи адсорбційно-ємнісної порометрії базуються на аналізі впливу газового середовища на електрофізичні параметри структури й знаходять застосування при дослідженні проміжних шарів із розвинутою поруватою структурою (наприклад, для розрахунку розподілу розмірів пор) [3–5].

Експеримент

У роботі вивчався вплив адсорбції парів води на ємність кремнієвих МДН-структур, у яких проміжним шаром був ПК та органічна плівка (ОП) – ПК. Вибір парів

води обумовлений малими значеннями діаметра ($d_{H_2O} = 0,264$ нм) і площі осадження ($S_{H_2O} = 0,125$ нм²) молекули води, що обумовлює легкість їх проникнення в поруваті плівки [4]. Наявність значного дипольного моменту збільшує енергію взаємодії молекул води з підкладкою (адсорбентом) і дозволяє знехтувати впливом N_2 , CO_2 , O_2 , що є складовими компонентами атмосфери повітря. Крім того, аномально висока діелектрична проникність води ($\epsilon = 81$) дозволяє очікувати при адсорбції суттєвих змін електричного імпедансу досліджуваних гетероструктур.

Газочутливі МДН-структури виготовляли на основі кремнію p -типу (100) ($p_0 = 10^{15}$ см⁻³) із проміжним шаром ПК (рис. 1, а). Плівки ПК формувалися стандартним методом – електрхімічним травленням поверхні кремнієвої підкладки в електроліті $HF(50\%)$: C_2H_5OH : $H_2O = 1:5:4$. Товщина шару ПК – 150–400 нм. Потім на частину зразків методом термічного випаровування у вакуумі $\sim 10^{-4}$ Па наносилась плівка органічного напівпровідника фталоціаніну (ОП), товщиною приблизно 100 нм. Товщина нанесеного методом термічного випаровування випрошуючого контакту (Al) не перевищувала $d < 15$ нм, площа – $S \sim 1$ мм². Мікроструктура поверхневого шару досліджувалась методами скануючої електронної спектроскопії. Вольт-фарадні характеристики отриманих структур вимірювали мостовим методом на частоті $f = 1$ МГц.

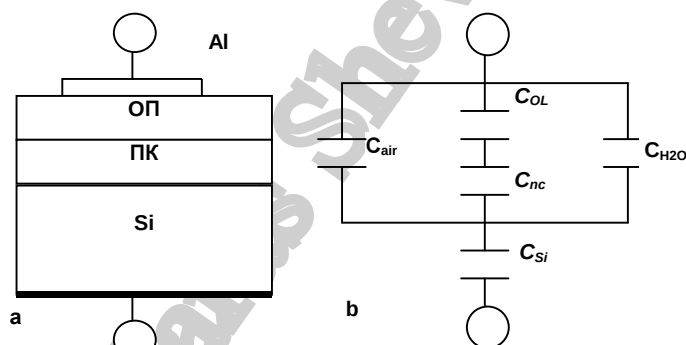


Рис. 1. Структура (а) та еквівалентна схема ємностей (б) у зразках Al-ОП-ПК-Si

Розрахунок параметрів проміжного поруватого шару за ємнісними характеристиками. Характерні ємності досліджуваних структур показано на рис. 1, б (C_{nc} – ємність твердотільної нанокристалічної основи шару ПК (тобто кремнію), C_{air} – ємність пор, заповнених повітрям, C_{H_2O} – ємність адсорбованої й конденсованої води, C_{OL} , C_{Si} – відповідно, ємності плівки органічного напівпровідника та області просторового заряду кремнієвої підкладки).

Результати досліджень структур із проміжним шаром ПК методами електронної спектроскопії свідчать про відкритість системи пор у шарі ПК. У такому шарі відносну довжину пронизуючих пор і твердотільної основи d можна вважати однаковою. В атмосфері парів води загальна ємність поруватого шару $C_{eff} = \epsilon_0 \epsilon_{eff} S / d$ у структурах без плівки органічного напівпровідника має три складові частини: $C_{eff} = C_{nc} + C_{Air} + C_{H_2O}$. Значення ємності C_{eff} визначається в режимі акумуляції, коли виконується $C_{Si} \gg C_{eff}$ і ємність поверхнево-бар'єрної структури асимптотично наближається до геометричної ємності поруватого шару $C_{max} \approx C_{eff}$. При відносній вологості $RH = 0$ ємність поруватого шару складається з ємностей непоруватої основи та заповнених повітрям пор: C_{eff}

$= C_{nc} + C_{Air}$. У припущенні циліндричної моделі пор визначення об'ємної та поверхневої поруватості збігаються й для ефективного діелектричного проникності поруватого шару знаходимо:

$$\epsilon_{eff} = (1 - \alpha) \epsilon_{nc} + \alpha \epsilon_{Air}, \quad (1)$$

де $\alpha = S_{por}/S$; S – площа металевого електрода, S_{por} – площа пор під електродом. ϵ_{nc} , ϵ_{Si} – відповідно, відносні діелектричні проникності твердотільної основи та повітря. Із виразу (1) за експериментальними значеннями ϵ_{eff} можна визначити поруватість α проміжного шару з урахуванням: $\epsilon_{nc} = \epsilon_{Si} = 12$ та $\epsilon_{Air} = 1$:

$$\alpha = \frac{\epsilon_{nc} - \epsilon_{eff}}{\epsilon_{nc} - \epsilon_{Air}} \approx \frac{\epsilon_{Si} - \epsilon_{eff}}{\epsilon_{Si} - 1}. \quad (2)$$

Для визначення діелектричного проникності твердотільної основи ϵ_{nc} та ефективного товщини проміжного шару d можна скористатися вимірами ємності структури в режимі збіднення. Для МДН-структури при настанні сильної інверсії мінімальне значення загальної ємності: $C_{min}^{-1} = C_{eff}^{-1} + C_{Si min}^{-1}$ досягається за ємності області просторового заряду:

$$C_{Si min} = \epsilon_0 \epsilon_{Si} (1 - \alpha) S / L_m, \quad (3)$$

де $(L_m = 2[\frac{\epsilon_0 \epsilon_{Si} kT}{e^2 N} \ln(\frac{N}{n_i})]^{1/2}$ – максимальна ширина

області просторового заряду, N – концентрація домішок, n_i – власна концентрація носіїв заряду в кремнії [6]. Якщо пори заповнені повітрям, то, як правило, $\epsilon_{eff} \gg \epsilon_{Air} = 1$ і тоді після відповідної підстановки в (2) отримаємо:

$$\epsilon_{nc} = 1 + \epsilon_{Si} \frac{d}{L_m} (\frac{C_{max}}{C_{min}} - 1). \quad (4)$$

Для ПК $\epsilon_{nc} = \epsilon_{Si}$ і ефективну товщину проміжного шару можна оцінити з виразу:

$$d = \frac{\epsilon_{nc} - \epsilon_{Air}}{\epsilon_{Si}} L_m (\frac{C_{max}}{C_{min}} - 1)^{-1} = \frac{\epsilon_{Si} - 1}{\epsilon_{Si}} L_m (\frac{C_{max}}{C_{min}} - 1)^{-1}. \quad (5)$$

У присутності води слід враховувати ємність пор, заповнених конденсатом з діелектричною проникністю ϵ_{H_2O} . Якщо об'єм конденсованої води V_{H_2O} , то за прийнятих припущень ємність проміжного поруватого шару:

$$C_{eff} = \frac{\epsilon_0 S}{d} [(1 - \alpha)\epsilon_{nc} + (\alpha - \frac{V_{H_2O}}{d S})\epsilon_{Air} + \frac{V_{H_2O}}{d S} \epsilon_{H_2O}]. \quad (6)$$

Різниця між значеннями ємності проміжного шару за відносної вологості $RH \neq 0$ і в сухій атмосфері ($RH = 0$, $V_{H_2O} = 0$) визначається:

$$\Delta C_{eff} = \frac{\epsilon_0 V_{H_2O}}{d^2} (\epsilon_{H_2O} - \epsilon_{Air}). \quad (7)$$

Слід враховувати, що $\epsilon_{H_2O} \gg \epsilon_{Air}$ і в режимі акумуляції $\Delta C_{eff} \approx \Delta C_{max}$. Тоді згідно з (7) вимірювання ємності контактної структури дозволяє визначати об'єм адсорбованої води і, відповідно, значення відносної вологості RH .

Наявність високоомної органічної плівки сприяє отриманню близьких до ідеальних МДН-структур вольт-фарадних характеристик. Ефективна ємність $C_{eff(OL)}$

плівки органічного напівпровідника визначається з вимірів максимальної ємності МДН-структури в режимі акумуляції C_{max} із врахуванням значення ємності відповідного шару ПК: $C_{eff(OL)}^{-1} = C_{max(\Sigma)}^{-1} - C_{eff(porSi)}^{-1}$. За відносної вологості $RH = 0$ ефективна ємність органічної плівки складається з ємностей твердотільної основи і заповнених повітрям пор: $C_{eff(OL)} = C_{nc(OL)} + C_{Air(OL)}$. Отримані значення згідно з наведеними формулами (1) – (5) можна використати для визначення поруватості (1), (2) діелектричної проникності твердотільної основи (4) і товщини (5) органічної плівки. Розрахунок загального об'єму адсорбованої води за незначних відмінностей коефіцієнта поруватості органічної плівки та шару поруватого кремнію здійснюється згідно з (7).

Результати експериментальних досліджень ємнісних характеристик

Вольт-амперні характеристики (ВАХ) структур із проміжним шаром поруватого кремнію та органічного напівпровідника Al-ПК-Si і Al-ОП-ПК-Si мають типовий вигляд для контактів метал-напівпровідник з проміжним діелектричним шаром на границі розділу, що свідчить про формування потенціального бар'єра Шотткі. Результати дослідження ємнісних характеристик таких структур у парах води наведено на рис. 2. Також досліджувався вплив парів спирту на ВФХ у цих самих зразках. Структури з проміжним шаром ПК реагують на присутність парів води різким збільшенням величини ємності в режимі насичення. Збільшення концентрації етилового спирту призводить до зменшення величини ємності структури, що обумовлено більшими значеннями діелектричної сталої води порівняно з етиловим спиртом (рис. 3)

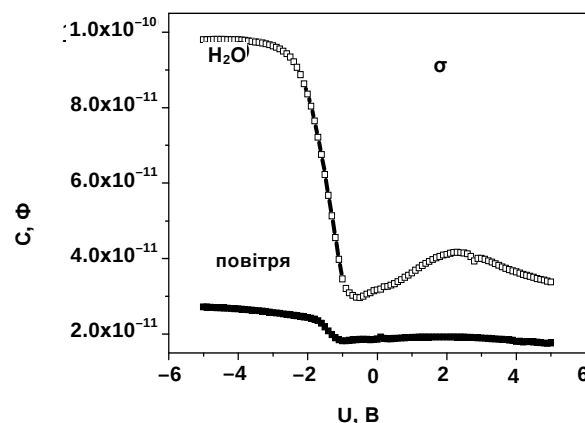
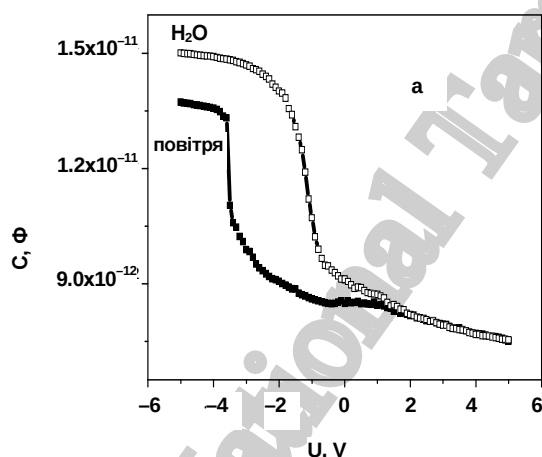


Рис. 2. ВФХ для структур а) Al-ПК-Si; б) Al-ОП-ПК-Si, $d_{ПК} = 150$ нм

Результати розрахунків у моделі діелектричного середовища основних параметрів проміжного шару

в структурах Al-ПК-pSi та Al-ОП-ПК-pSi наведено в табл. 1

Таблиця 1. Розрахунок параметрів проміжного шару

Структури	Параметри проміжного шару (ПК або органічної плівки)				Кількість адсорбованої води	
	ϵ_{eff}	ϵ_{nc}	α , %	d , nm	V , cm^3	m , g/m^2
Al-ПК-pSi	5,5–6,5	12,0	50–60	150–200	10^{-9} – 10^{-10}	10^{-3} – 10^{-4}
Al-ОП-ПК-pSi	1,8–2,2	2,5–3,0	40–50	100–150	10^{-7} – 10^{-8}	10^{-2} – 10^{-3}

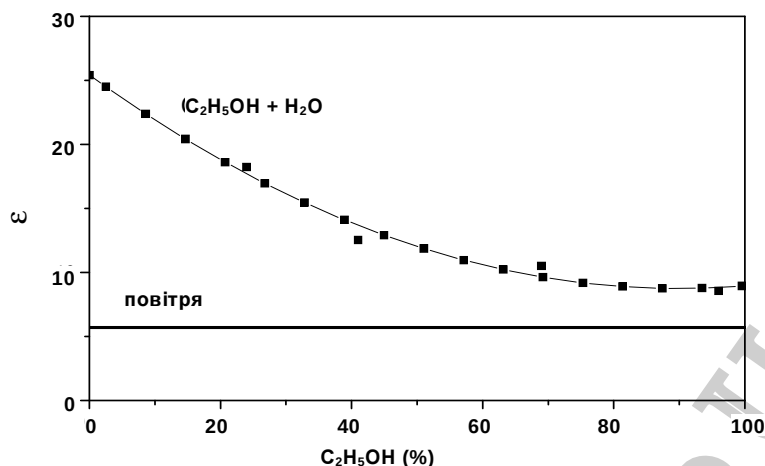


Рис. 3. Залежність діелектричної проникності проміжного шару від концентрації водного розчину етилового спирту

Адсорбція парів води обумовлює ефективне збільшення діелектричної проникності поруваного шару. Нанесення плівки органічного напівпровідника веде до збільшення кількості адсорбованої води (рис. 4). Визначений згідно з (7)

об'єм конденсованої вологи при продувці в насиченій парі води зростає до $V_{H_2O} = 10^{-7} - 10^{-8} \text{ см}^3$ за $T = 20^\circ \text{C}$.

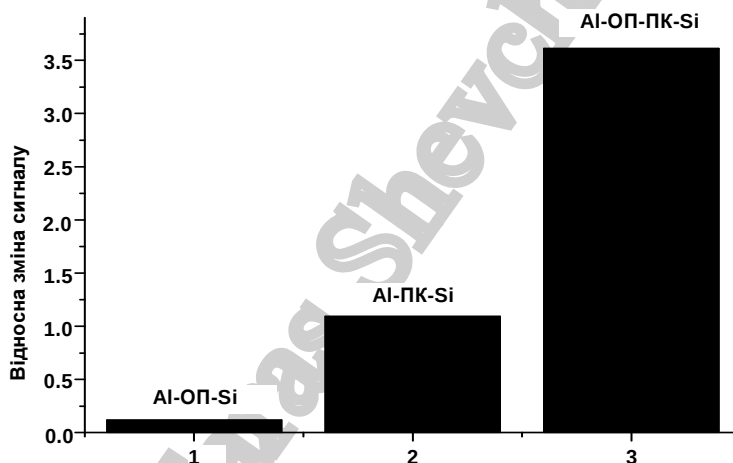


Рис. 4. Порівняння відносної зміни ємності насичення в парі води для структур Al-OP-Si, Al-PK-Si та Al-OP-PK-Si

Згідно з електронно-мікроскопічними дослідженнями отримані плівки характеризуються середнім розміром пор 3–5 нм, що дозволяє їх віднести до класу нанопористих адсорбентів. Для них характерним механізмом адсорбції є капілярна конденсація води, що описується рівнянням [2]:

$$RH = \exp\left(\frac{2\sigma V_m}{r_k RT}\right) \quad (8)$$

де $RH = p/p_0$, p , p_0 – відповідно, тиск парів і насичених парів за температури T , V_m – молярний об'єм рідини, σ – коефіцієнт поверхневого натягу, r_k – радіус капіляра, R – газова стала. Згідно з рівнянням (8) усі пори плівки з радіусом меншим критичного r_k є заповненими для даного значення відносної вологості RH . У рамках циліндричної моделі пор аналіз залежності $V_{H_2O}(RH)$ як ізотерми адсорбції дозволяє оцінити розподіл пор за розмірами [4].

Таким чином, процеси адсорбції та конденсації води в порах приводять до ефективного збільшення діелектричної проникності поруваного шару в структурах Al-PK-pSi та Al-OP-PK-pSi, що може бути основою для створення сенсора вологості ємнісного типу.

Висновки

Вивчення впливу процесів адсорбції на ємність МДН-структур з проміжним поруваним діелектричним шаром дозволяє визначити параметри самого поруваного шару, зокрема, розрахувати поділ розмірів пор.

Структури з ПК та органічним шаром демонструють підвищення чутливості на присутність парів води та спирту, якщо порівнювати з структурами метал–кремній та метал–ПК.

На структурах Al-PK-pSi та Al-OP-PK-pSi, можна створити сенсор вологості та спиртометр ємнісного типу.

1. Kim S.-J., Jeon B.-H., Choi K.-S., Min N.-K. Capacitive porous silicon sensors for low alcohol gas concentration at room temperature // J. Solid State Electrochem., 2000. – Vol. 4. – P. 363–366.
2. Bakker J.W.P., Arwin H., Wang G. and Jarrendahl K. Improvement of porous silicon based gas sensors by polymer modification // Phys. Stat. Sol. (a), 2003. – Vol. 197, № 2. – P. 378–381.
3. Li G.-Q., Lai P.-T., Huang M.-Q. et al. A humidity-sensing model for metal–insulator–semiconductor capacitance with porous ceramic film // J. Appl. Phys., 2000. – Vol. 87, № 12. – P. 8716–8720.
4. Туттов Е.А., Андрюков А.Ю., Бормонтов Е.Н. Адсорбционно-ємностная порометрия // Физика и техника полупроводников, 2001. – Т. 35, № 7. – С. 850–853.
5. Кузнецов Г.В., Третьяк О.В. Влияние адсорбции воды на емкость структур металл – пористая пленка купратного оксида – кремний. // Сб. докл. Межд. симпозиума "Функциональные покрытия на стеклах" (FCG-1). – X., 2003. – С. 213–217.
6. Крылов О.В., Киселев В.Ф. Адсорбция и катализ на переходных металлах и оксидах. – М.: Химия, 1981. – 286 с.

Надійшла до редколегії 20.09.04

УДК 533.9.01;535.375;539.194:53.338

В.Я. Черняк, канд. фіз.-мат наук, доц., В.В. Юхименко, асп., І.Л. Бабіч, канд. фіз.-мат. наук, В.А. Зражевський, канд. фіз.-мат наук, Ю.І. Слюсаренко, асп., Ю.В. Воєвода, студ., А.К. Трохимчук, д-р хім. наук., проф., В.В. Наумов, канд. фіз.-мат. наук, Я.Б. Тарасова, канд. хім. наук,

НЕРІВНОВАЖНІ ПЛАЗМОХІМІЧНІ ТЕХНОЛОГІЇ ОБРОБКИ ВОДИ ЗА НАЯВНОСТІ ХІМІЧНОГО, БАКТЕРІОЛОГІЧНОГО АБО РАДІАЦІЙНОГО ЗАБРУДНЕННЯ

Досліджувалась плазмохімічна деструкція стійкої токсичної речовини 1,1-ді(4-хлорфенол)-2,2,2-трихлоретан (ДДТ) у воді. Деструкція сільськогосподарського пестициду, що містить ДДТ, проводилась у водному розчині за атмосферного тиску з використанням як плазмової методики на базі вторинних розрядів з "рідким" електродом, так і комбінації плазмового та реагентного методів. Проведено порівняльний аналіз результатів фізико-хімічного аналізу та біологічного контролю за токсичністю розчинів і на його базі визначено оптимальні режими для деструкції ДДТ і детоксикації води після плазмової обробки.

The plasmachemical destruction of persistent toxic agent 1,1-di(4-chlorophenol)-2,2,2-trichlorethane (DDT) in water is researched in this work. The destruction of agricultural pesticide containing DDT was carried out in water solution at atmospheric pressure with usage of plasma treatment on the basis of secondary discharges with a "liquid" electrode, and of combination of a plasma method with reagent method. The comparative analysis of results of the physical-chemical analysis and biological test of toxicity of solutions is carried out and the optimum regimes for destruction and detoxication of DDT in water are determined.

Вступ

Останнім часом забруднення довкілля антропогенними речовинами досягло досить високого рівня. За міжнародними стандартами найшкідливішими з них є диоксини, поліхлорфеніли та пестициди [1]. Їх міграція в біооб'єкти здійснюється через відходи та ґрунтові води. Тому велика увага приділяється розробці нових високо-ефективних окисних технологій (advanced oxidative technologies (AOT)) очищення води, до яких належать і різні плазмові технології.

Підкреслимо, що плазмові технології дають змогу не тільки очищувати воду, але й, завдяки тому, що при плазмовій обробці у воді з'являється велика кількість різних окиснювачів, які сприяють осадженню важких металів у воді. Під дією цих окиснювачів метали переходять в оксиди та гідроксиди, які для ряду металів (Cd, Cr, Co, Cu, Fe, Mn, Nb, Ni, Pb, Ta, Te, Ti, To, Zn, Ur) є нерозчинними у воді. Результати роботи [2] показали, що максимальний ступінь очищення води (0,1 М розчин $Pb(NO_3)_2$) від свинцю, отриманий на лабораторній установці, перевищував 70 % за енерговитрат ~ 100 кВт год m^{-3} . У водних розчинах нітратів алюмінію та цинку під дією несамостійного розряду спостерігалось випадання осадів [3].

Зазвичай плазмові технології очищення води базуються на використанні самостійного електричного розряду, в якому генерується нерівноважна плазма: коронний розряд, бар'єрний розряд [4], комбінований коронний і бар'єрний розряд [5], діафрагмовий розряд [6], ковзаюча дуга [7]. Один із двох електродів такого розряду занурюється у воду. Це дає добрий контакт плазми з водою та можливість використання всього спектра дії активних частинок: заряджених і нейтральних.

Чисельні дослідження плазмового знезараження води від органічних забруднень показали ефективне зниження початкового забруднення. У цих розробках різні прості органічні речовини утилізуються аналогічно забруднювачам: бензол, фенол, хлорфеноли [5–7]. Однак фізико-хімічні аналізи показують появу у воді після плазмової обробки високомолекулярних речовин [8].

Широкий спектр продуктів розпаду спостерігається не тільки після плазмової обробки але й після запровадження інших окиснювальних технологій обробки води, таких як озонування, радіохімічна обробка тощо. Концентрації високомолекулярних речовин у продуктах розпаду нижчі, ніж у первинних забруднювачах. Але проблема токсичності води після плазмової обробки практично не досліджувалась. Наявність у воді окиснюючих частинок (OH^* , O_3 , H_2O_2 та ін.) також ймовірно призводить до підвищення її токсичності. Саме тому плазмово-рідинним системам на базі несамостійного розряду притаманні

бактерицидні (стерилізуючі) властивості. У роботі [9] показано, що стерилізація води з *Escherichia coli* під впливом плазми несамостійного розряду з "рідким" електродом за атмосферного тиску може сягати 100 %. А за пониженого тиску за 5 с було знешкоджено 100 % мікроорганізмів популяції *Escherichia coli* у воді за енерговитрат всього 6 кВт год m^{-3} .

Зацікавленість дослідженнями токсичності продуктів розпаду, що утворюються після плазмохімічної обробки, також зумовлена необхідністю вирішення проблеми зворотних зв'язків для плазмохімічних технологій, таких як очищення води та деструкція токсичних відходів. Реальні можливості (фізичні та економічні) сучасних методів фізико-хімічного аналізу мультикомпонентних розчинів високомолекулярних з'єднань не дають можливості сподіватися на їх використання для зворотного зв'язку. В той час як деякі біологічні тести на токсичність є досить швидкі та дешеві і можуть виявляти токсичність у режимі реального часу [10].

У даній роботі досліджувалась плазмохімічна деструкція пестициду ДДТ (1,1-ді(4-хлорфенол)-2,2,2-трихлоретан). Деструкція сільськогосподарського пестициду, який містить ДДТ, проводилась у водному розчині з використанням плазмової методики, що базується на вторинному розряді з "рідким" електродом і комплексним методом плазма + реагентна обробка. Вивчався вплив зовнішніх параметрів газорозрядної системи на деструкцію пестициду та токсичність його водного розчину після обробки.

Вибір схеми плазмохімічної обробки води пов'язаний з необхідністю виконання таких вимог:

- робота при атмосферному тиску;
- достатньо велика область контакту плазми з рідиною;
- постійність та однорідність параметрів плазми поблизу області взаємодії плазми з рідиною;
- гнучкість керування плазмохімічною дією на рідину.

Перша вимога визначається простотою та низькою вартістю технології. Друга вимога обумовлена високою продуктивністю технології. Третя й четверта – мінімізацією спектра забруднюючих продуктів. Суперечливість цих вимог і фізичних властивостей таких класичних розрядів, як бар'єрний, коронний та іскровий показують їх слабку сумісність.

Крім того особливістю такої газорозрядної системи, що базується на основі самостійного розряду, є відносний послідовний зв'язок між різними параметрами плазми. Незалежність контролю енергії, концентрації та вмісту заряджених частинок є неможливим в області взаємодії плазми з рідиною, оскільки тільки один зовнішній фактор (електричне поле) зумовлює існування плазми.

Саме тому обробка води з пестицидом, що має у своєму складі ДДТ, проводилась у плазмохімічному реакторі на базі вторинного розряду з "рідким" електродом, де плазмоутворюючим газом було повітря. Основною особливістю вторинного розряду є незалежність контролю параметрів плазми в зоні взаємодії "плазма-рідина" та проходження заряджених частинок крізь зону взаємодії.

Методика

Як об'єкт досліджень використовувалась токсична речовина 1,1-ді(4-хлорфенол)-2,2,2-трихлоретан ($(C_6H_4Cl)_2CHCCl_3$) (ДДТ) у вигляді сільськогосподарського пестициду, що містить хлор (суміш високодисперсної глини/неіонна поверхневоактивна речовина/ ДДТ: 0.65/0.05/0.3). Сільськогосподарський пестицид, що містить за вагою 30 % ДДТ, добре розчиняється у воді через наявність поверхневоактивної речовини. У цьому випадку вихідний водний розчин, що підлягає обробці у плазмохімічному реакторі, мав концентрацію ДДТ 1 г/л.

Метод абсорбційної УФ-спектроскопії використовувався для контролю хімічної деструкції ДДТ у водній емульсії. При аналізі джерелом світла слугувала дейтерієва лампа. Після проходження через кювету, довжиною 10 мм або 100 мм, з розчином, світло фокусувалось на вхідну щілину монохроматора МДР-23 (дисперсія 0,7 мм/нм, ширина щілини 50 мкм). На вихідній щілині монохроматора світло реєструвалось фотоелектронним помножувачем із Sb-Cs катодом. Електричний сигнал оцифровувався 10-бітним АЦП та виводився на дисплей комп'ютера. Сканування спектра в діапазоні 200–400 нм займало приблизно 5 хв і містило 400 точок.

Залежність коефіцієнта поглинання розчинів в області довжин хвиль $\lambda = 270$ нм використовувалась для кількісної оцінки концентрації пестициду в розчині після плазмової обробки. Після плазмової обробки води спостерігалось сильне поглинання в області довжин хвиль менших 250 нм через появу в ній перексиду водню. Для визначення рН розчинів використовувався стандартний іонометричний метод.

Токсичність розчинів визначалась за їх впливом на життєдіяльність біологічних об'єктів. Як об'єкти використовувались мікроорганізми *Daphnia magna*, оскільки вивчення життєдіяльності таких організмів лежить в основі стандартних біологічних тестів на токсичність [11].

Цей біотест на токсичність базувався на вимірюванні частки загинувших організмів у досліджуваних розчинах. При перевірці на токсичність контрольним розчином використано дистильовану воду, що має кімнатну температуру.

Результати та їх обговорення

Типові спектри поглинання розчинів після плазмової обробки в режимах з "рідкими" катодом та анодом представлені на рис. 1 для струмів допоміжного розряду $I_s = 400$ мА та вторинного розряду $I_d = +200$ мА (крива 2) та -200 мА (крива 3), вихідний розчин (крива 1).

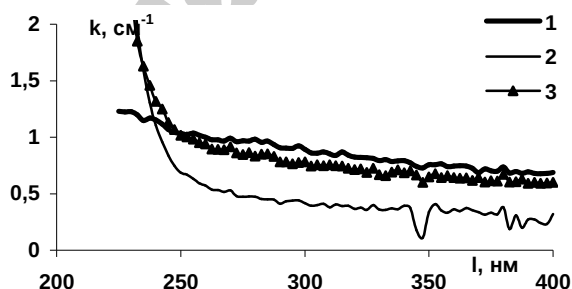


Рис. 1. Спектри поглинання водного розчину пестициду ДДТ

Як видно з рис. 1 деструкція ДДТ має місце. Продукти, що утворюються в результаті обробки є хімічно стійкими в часі, про що свідчать спектри поглинання, які з часом не змінювались. Однак за спектрами поглинання неможливо ідентифікувати отримані продукти.

Важливим питанням є токсичність продуктів, що утворилися в результаті обробки. Це було перевірено за допомогою вимірювання частки загинувших організмів популяції *Daphnia magna* та показано, що вона збільшується в 2,5 рази в порівнянні з вихідним розчином (рис. 2).

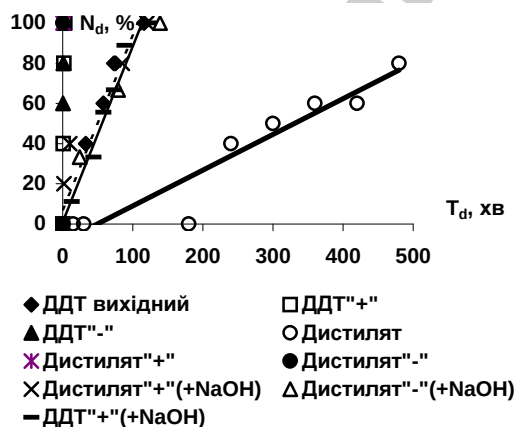


Рис. 2. Залежність частки загинувших організмів популяції *Daphnia magna* від часу

У [12] показано, що після плазмової обробки дистильованої води, у ній утворюються окисники, такі як перексид водню та оксиди азоту (H_2O_2 , HNO_2 , HNO_3). Можливо, саме присутність цих окисників зменшує час життя популяції *Daphnia magna*. Крім того, стандартний іонометричний метод показав зменшення рН від рН = 6,8 у вихідному розчині пестициду до рН = 3,35 у цьому ж розчині після плазмової обробки. Це свідчить про появу кислотних властивостей в оброблених розчинах. Тому було логічним додати в оброблені розчини луги для нейтралізації окисників. У розчини додавалась така кількість луку (NaOH), яка необхідна для підвищення рН до нормального рівня рН = 6,9. Результати таких досліджень показано на рис. 3, звідки видно, що при додаванні луку токсичність розчинів зменшується.

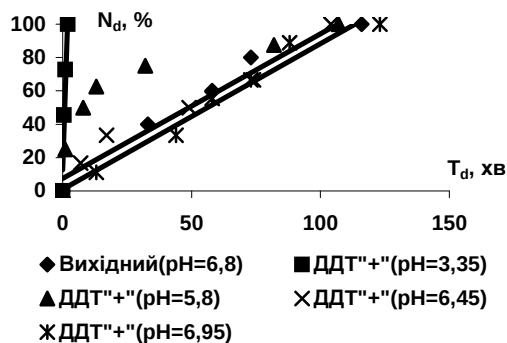


Рис. 3. Залежність частки загинувших організмів популяції *Daphnia magna* від рН розчинів

Висновки

Проведені дослідження вказують на те, що деструкція стійкого токсичного сільськогосподарського пестициду, що містить ДДТ, у плазморідинній системі з вторинним розрядом із "рідким" електродом є перспективним методом.

Порівняльний аналіз результатів фізико-хімічного контролю деструкції на основі адсорбційної спектроскопії, іонометричного та біологічного тестувань токсично-

сті водних розчинів показав їх сумісність і взаємодоповнюваність, а також виявив, що плазмохімічна обробка на основі вторинного розряду з "рідким" електродом може забезпечувати ефективну деструкцію хлорорганічного пестициду у воді. Однак деструкція ДДТ супроводжується зростанням токсичності води за рахунок утворення у воді після плазмової обробки окисників (H_2O_2 , HNO_2 , HNO_3). Але використання комплексного методу обробки, плазма+луг (NaOH), може гарантувати не тільки деструкцію хлорорганічного пестициду у воді, а також і малу токсичність продуктів, що утворюються в результаті обробки.

1. Shestopalov V.M., Molozhanova O.G. // Fate of Pesticide Behaviour in Subsurface Water / Ed. by J.L.Schnoor. – N.Y., 1992. – P. 371–384.
2. Черняк В.Я., Коваль С.Д., Бучнев В.В., Трохимчук А.К. Дослідження фізико-хімічних процесів у гетерофазній системі нерівноважна плазма-вода // Вісн. Київ. ун-ту. Серія: фіз.-мат. науки, 2000. – Вип. 4. – С. 392–398.
3. Черняк В.Я., Ольшеский С.В., Цыбульов П.Н., Воронин П.Н. Обработка водных растворов тяжелых металлов плазмой несамостоятельного разряда // Инж.-физ. ж., 1997. – Т. 70, № 4. – С. 625–628.
4. Malik M.A., Ghffar A., Malik S.A. Water purification by electrical discharges // Plasma Sources Science and Technology, 2001, Vol. 10. – P.

- 82–91. 5. Veldhuizen E.M., Hoebe W.F.L.M., Rutgers W.R. Non-equilibrium gas discharges for water treatment // Contr. Pap. V Internat. School-Seminar "Nonequilibrium processes and their applications", Minsk (Belarus), 2000. – P. 219–227. 6. Кутенев А.М., Захаров А.Г., Максимова А.И., Тумов В.А. Физико-химические и технологические проблемы исследований плазменно-растворных систем // 3-й Межд. Симпозиум по теор. и прикладной плазмохимии. Сб. материалов. – Плес (Россия), 2002. – Т. 1. – С. 47–50. 7. Blaisot B., Delair L., Brisset J.L., Cheron B.G. Experimental analysis of 50Hz air gliding arc: Lighting and development // Proc. 15th Int. Symp. Plasm. Chem., Orleans (France), 2001. – P. 1441–1446. 8. Bystritskij V., Wood T. et al. Pulse power use for assisting bioremediation // Abstr. 12th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. – Haifa (Israel), 1998. – P. 432. 9. Chernyak V., Trokhymchuk A., Yukhymenko V. et al. Non-equilibrium plasmachemical sterilization of water in secondary discharge with "liquid" electrode at atmospheric pressure // Bulletin of the University of Kiev. Series: Physics & Mathematics, 2003. – Vol. 4. – С. 343–346. 10. Schalie W.H., Shedd T.R., Knechtges P.L., Widder M.W. Using higher organisms in biological early warning system for real-time toxicity detection // Biosensors & Bioelectronics, 2001. – Vol. 16. – P. 457–465. 11. Citizen's Guide to Pest Control and Pesticide Safety. EPA 730-K-95-001. – P. 11–12. 12. Черняк В.Я., Зражевський В.А., Юхименко В.В., Бабіч І.П. Особливості поведінки води у плазмохімічному реакторі з "рідким" електродом // Вісн. Київ. ун-ту. Серія: фіз.-мат. науки, 2003. – Вип. 1. – С. 307–315.

Надійшла до редакції 29.09.04

УДК 533.951, 533.932, 533.9(15)

Ян Юн, стажист, І.О.Анісімов, д-р фіз.-мат. наук., проф., О.І.Кельник, канд. фіз.-мат. наук., доц., Жао Жен ю, проф.

ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІСТЛЕРІВ МОДУЛЬОВАНИМ ЕЛЕКТРОННИМ ПУЧКОМ, ЩО ІНЖЕКТУЄТЬСЯ В ІОНОСФЕРУ ВЗДОВЖ ГЕОМАГНІТНОГО ПОЛЯ

Подано розрахунок випромінювання напівобмеженого тонкого модульованого електронного пучка, який інжектуються з борту космічного апарата в іоносферну плазму вздовж геомагнітного поля. Діаграма спрямованості для свистового діапазону частот має різкий максимум, що відповідає умові черенковського резонансу.

This article contains calculation of the radioemission of semi-restricted thin modulated electron beam injected from the spacecraft board into the ionosphere plasma along the geomagnetic field. Radiation pattern for whistler's frequency range has a sharp maximum that corresponds to Cherenkov resonance condition.

Вступ

Збудження електромагнітних хвиль модульованими електронними пучками, інжектуються в анізотропну плазму, неодноразово спостерігалось як у лабораторних, так і в іоносферних експериментах (див., наприклад, [1–2]). Одним з можливих механізмів цього явища (для найпростішого випадку інжекції пучка вздовж геомагнітного поля) є перехідне випромінювання на межі метал-плазма [3]. Це випромінювання розраховано в [4] для умов лабораторного експерименту [2], коли поперечний розмір зони формування перехідного ви-

промінювання [5] був малий порівняно з характерними розмірами інжектора. Протилежний випадок, який є типовим для іоносферних експериментів, і розглядається в цій статті. Він відповідає випромінюванню, обумовленому поздовжньою обмеженістю пучка [6].

Опис моделі, вихідне рівняння та схема його розв'язання

Розглянемо однорідну холодну плазму без зіткнень, уміщену в зовнішнє магнітне поле, паралельне до осі z . Діелектрична проникність плазми на частоті ω записується у вигляді [7]

$$\hat{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{\perp} & -i\alpha & 0 \\ i\alpha & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{bmatrix}, \quad \epsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad \epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \alpha = \frac{\omega_H \omega_p^2}{\omega(\omega^2 - \omega_H^2)}, \quad (1)$$

де ω_p – електронна плазмова частота, ω_H – електронна циклотронна частота.

У плазмі паралельно до осі z рухається модульований електронний пучок. Змінна складова густини струму пучка записується у формі

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \vec{e}_z j_m \alpha(r) \beta(z) \exp(i\omega t - i\chi z - z/L), \quad (2)$$

$$\alpha(r) = \begin{cases} 1, r \leq a; \\ 0, r \geq a; \end{cases} \quad \beta(z) = \begin{cases} 1, z \geq 0; \\ 0, z \leq 0, \end{cases}$$

де r, ϕ, z – циліндричні координати, ω і $\chi = \omega/v_0$ – частота та хвильове число модуляції пучка, v_0 і L – швидкість і довжина релаксації пучка.

Із рівнянь Максвелла з урахуванням нормування потенціалу $\phi = 0$ (ϕ – скалярний потенціал) для векторного потенціалу можна отримати неоднорідне хвильове рівняння

$$\text{rot}(\text{rot} \vec{A}) - k_0^2 \hat{\epsilon} \vec{A} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad k_0 = \omega/c. \quad (3)$$

Розв'язок рівняння (3) без правої частини, що відповідає власним електромагнітним хвилям анізотропної плазми, можна шукати у вигляді плоскої гармонічної хвилі з хвильовим вектором

$$\vec{k} = \vec{e}_z k + \vec{k}_{\perp}, \quad (4)$$

де $k_{\perp} = k \sin \Theta$, $k_{\parallel} = k \cos \Theta$, Θ – кут поширення хвилі.

Тоді з (3) можна отримати дисперсійне рівняння у формі

$$F = \varepsilon n^4 - n^2 \left[2\varepsilon \varepsilon_{\perp} - n_{\perp}^2 (\varepsilon + \varepsilon_{\perp}) \right] + (\varepsilon - n_{\perp}^2) \left[\alpha^2 + \varepsilon_{\perp} (n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) \right] = 0, \quad (5)$$

$$n_{\perp}^2 = k_{\perp}^2 / k_0^2, \quad n^2 = k^2 / k_0^2.$$

Для розв'язання неоднорідного рівняння (3) з урахуванням явного вигляду густини струму (2) можна використати перетворення Фур'є за z і перетворення Ханкеля за r .

Просторовий спектр векторного потенціалу

Подемо компоненти векторного потенціалу та густини струму пучка у вигляді інтегралів Фур'є за довжиною та інтегралів Ханкеля за радіусом:

$$A_z(r, z) = \int_0^{\infty} J_0(k_{\perp} r) k_{\perp} dk_{\perp} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ik z) A_z(k_{\perp}, k) dk;$$

$$A_{\phi}(r, z) = \int_0^{\infty} J_1(k_{\perp} r) k_{\perp} dk_{\perp} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ik z) A_{\phi}(k_{\perp}, k) dk; \quad (6)$$

$$A_r(r, z) = \int_0^{\infty} J_1(k_{\perp} r) k_{\perp} dk_{\perp} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ik z) A_r(k_{\perp}, k) dk;$$

$$j_z(r, z) = \int_0^{\infty} J_0(k_{\perp} r) k_{\perp} dk_{\perp} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ik z) j_z(k_{\perp}, k) dk. \quad (7)$$

Підставивши інтеграли (6) до (3), можна отримати систему лінійних алгебраїчних рівнянь для компонент просторового спектра векторного потенціалу:

$$\begin{cases} k_{\perp} k A_z(k_{\perp}, k) - r k_0^2 A_{\phi}(k_{\perp}, k) + i(k^2 - \varepsilon_{\perp} k_0^2) A_r(k_{\perp}, k) = 0; \\ (k^2 + k_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp} k_0^2) A_{\phi}(k_{\perp}, k) - i r k_0^2 A_r(k_{\perp}, k) = 0; \\ (k_{\perp}^2 - k_0^2 \varepsilon) A_z(k_{\perp}, k) + i k_{\perp} k A_r(k_{\perp}, k) = j_z(k_{\perp}, k), \end{cases} \quad (8)$$

$$j_z(k, k_{\perp}) = -\frac{a j_m J_1(k_{\perp} a)}{k_{\perp} [i(k + \chi) + 1/L]}$$

Розв'язуючи систему (7), можна отримати такі вирази для компонент спектра векторного потенціалу:

$$\begin{aligned} A_z(n_{\perp}, n) &= -\frac{\left[(n^2 - \varepsilon_{\perp})(n^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) + \alpha^2 \right] j_z}{\varepsilon n^4 - n^2 \left[2\varepsilon \varepsilon_{\perp} - n_{\perp}^2 (\varepsilon + \varepsilon_{\perp}) \right] + (\varepsilon - n_{\perp}^2) \left[\alpha^2 + \varepsilon_{\perp} (n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) \right]}; \\ A_{\phi}(n_{\perp}, n) &= \frac{\alpha n^2 n_{\perp}^2 j_z}{\varepsilon n^4 - n^2 \left[2\varepsilon \varepsilon_{\perp} - n_{\perp}^2 (\varepsilon + \varepsilon_{\perp}) \right] + (\varepsilon - n_{\perp}^2) \left[\alpha^2 + \varepsilon_{\perp} (n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) \right]}; \\ A_r(n_{\perp}, n) &= -i \frac{n^2 n_{\perp}^2 (n^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) j_z}{\varepsilon n^4 - n^2 \left[2\varepsilon \varepsilon_{\perp} - n_{\perp}^2 (\varepsilon + \varepsilon_{\perp}) \right] + (\varepsilon - n_{\perp}^2) \left[\alpha^2 + \varepsilon_{\perp} (n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) \right]}. \end{aligned} \quad (9)$$

Знаменники в (8) збігаються з дисперсійним рівнянням (5) для власних електромагнітних хвиль анізотропної плазми.

Розрахунок внутрішніх інтегралів

Внутрішні інтеграли в (6) зручно розрахувати за методом лишків. Якщо формально ввести у вирази для компонент тензора діелектричної проникності малу частоту зіткнень електронів з важкими частинками (відповідні вирази наведені, наприклад, у [7]), то корені дисперсійного рівняння (5) виявляться комплексними. Їхнє розташування на комплексній площині для набору параметрів моделі, що відповідає умовам іоносфери на висоті 500 км [8] і свистовому діапазону частот, показано на рис. 1.

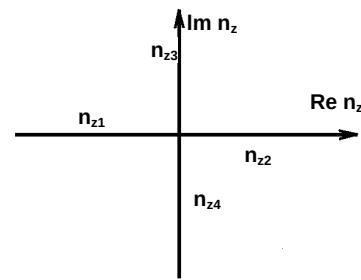


Рис. 1. Корені дисперсійного рівняння (5) на комплексній площині для параметрів $\omega=2 \cdot 10^6$ Гц, $\omega_p=6 \cdot 10^7$ Гц, $\omega_i=7 \cdot 10^6$ Гц

Тоді для випадків випромінювання відповідно вперед ($z > 0$) та назад ($z < 0$) можна отримати такі вирази для внутрішніх інтегралів у (6):

$$\begin{aligned} M_{1z} &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ik z) A_z(k_{\perp}, k) dk = \frac{2I_m J_1(k_0 n_{\perp} a)}{a n_{\perp} k_0^2} \left(\frac{\left[(n_1^2 - \varepsilon_{\perp})(n_{z1}^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) + \alpha \right] \exp(ik_0 n_1 z)}{(n_1 - n_2)(n_1 - n_3)(n_1 - n_4)[(k_0 n_1 + \chi) + iL^{-1}]} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(n_3^2 - \varepsilon_{\perp})(n_3^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) \exp(ik_0 n_3 z)}{(n_3 - n_1)(n_3 - n_2)(n_3 - n_4)[(k_0 n_3 + \chi) + iL^{-1}]} \right); \\ M_{1\phi} &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ik z) A_{\phi}(k_{\perp}, k) dk = -\frac{2I_m \alpha n_{\perp} J_1(k_0 n_{\perp} a)}{a k_0^2} \left(\frac{n_1^2 \exp(ik_0 n_1 z)}{(n_1 - n_2)(n_1 - n_3)(n_1 - n_4)[(k_0 n_1 + \chi) + iL^{-1}]} + \right. \end{aligned}$$

$$M_{1r} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ikz) A_r(k_{\perp}, k) dk = i \frac{2I_m n_{\perp} J_1(k_0 n_{\perp} a)}{ak_0^2} \left(\frac{n_1^2 (n_1^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) \exp(ik_0 n_1 z)}{(n_1 - n_2)(n_1 - n_3)(n_1 - n_4) [(k_0 n_1 + \chi) + iL^{-1}]} + \frac{n_3^2 (n_3^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) \exp(ik_0 n_3 z)}{(n_3 - n_1)(n_3 - n_2)(n_3 - n_4) [(k_0 n_3 + \chi) + iL^{-1}]} \right); \quad (10)$$

та

$$M_{2z} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ikz) A_z(k_{\perp}, k) dk = -\frac{2I_m J_1(k_0 n_{\perp} a)}{an_{\perp} k_0^2} \left(\frac{[(n_2^2 - \varepsilon_{\perp})(n_2^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) + \alpha] \exp(ik_0 n_2 z)}{(n_2 - n_1)(n_2 - n_3)(n_2 - n_4) [(k_0 n_2 + \chi) + iL^{-1}]} + \frac{(n_4^2 - \varepsilon_{\perp})(n_4^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) \exp(ik_0 n_4 z)}{(n_4 - n_1)(n_4 - n_2)(n_4 - n_3) [(k_0 n_4 + \chi) + iL^{-1}]} \right);$$

$$M_{2\phi} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ikz) A_{\phi}(k_{\perp}, k) dk = \frac{2I_m \alpha n_{\perp} J_1(k_0 n_{\perp} a)}{ak_0^2} \left(\frac{n_2^2 \exp(ik_0 n_2 z)}{(n_2 - n_1)(n_2 - n_3)(n_2 - n_4) [(k_0 n_2 + \chi) + iL^{-1}]} + \frac{n_4^2 \exp(ik_0 n_4 z)}{(n_4 - n_1)(n_4 - n_2)(n_4 - n_3) [(k_0 n_4 + \chi) + iL^{-1}]} \right);$$

$$M_{2r} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ikz) A_r(k_{\perp}, k) dk = -i \frac{2I_m n_{\perp} J_1(k_0 n_{\perp} a)}{ak_0^2} \left(\frac{n_2^2 (n_2^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) \exp(ik_0 n_2 z)}{(n_2 - n_1)(n_2 - n_3)(n_2 - n_4) [(k_0 n_2 + \chi) + iL^{-1}]} + \frac{n_4^2 (n_4^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) \exp(ik_0 n_4 z)}{(n_4 - n_1)(n_4 - n_2)(n_4 - n_3) [(k_0 n_4 + \chi) + iL^{-1}]} \right). \quad (11)$$

Врахуємо, що $n_{\parallel 2} = -n_{\parallel 1} > 0$ і $n_{\parallel 4} = -n_{\parallel 3} > 0$, а також рівність $n_{\parallel 2}^2 - n_{\parallel 4}^2 = n_2^2 - n_4^2$ ($n_{2,4}^2 = n_y^2 + n_{2,4\parallel}^2$). Тоді вирази (10) і (11) можуть бути записані у формі:

$$M_{1,2z} = \pm I_m \frac{J_1(k_0 n_{\perp} a)}{an_{\perp} k_0^2 (n_2^2 - n_4^2)} \left(\frac{[(n_2^2 - \varepsilon_{\perp})(n_2^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) + \alpha] \exp(\mp i k_0 n_2 z)}{n_2 [(\chi \mp k_0 n_2) + iL^{-1}]} - \frac{(n_4^2 - \varepsilon_{\perp})(n_4^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) \exp(\mp i k_0 n_4 z)}{n_4 [(\chi \mp k_0 n_4) + iL^{-1}]} \right);$$

$$M_{1,2\phi} = \mp I_m \frac{\alpha n_{\perp} J_1(k_0 n_{\perp} a)}{ak_0^2 (n_2^2 - n_4^2)} \left(\frac{n_2 \exp(\mp i k_0 n_2 z)}{[(\chi \mp k_0 n_2) + iL^{-1}]} + \frac{n_4 \exp(\mp i k_0 n_4 z)}{[(\chi \mp k_0 n_4) + iL^{-1}]} \right);$$

$$M_{1,2r} = \pm i I_m \frac{n_{\perp} J_1(k_0 n_{\perp} a)}{ak_0^2 (n_2^2 - n_4^2)} \left(\frac{n_2 (n_2^2 - \varepsilon_{\perp}) \exp(\mp i k_0 n_2 z)}{[(\chi \mp k_0 n_2) + iL^{-1}]} + \frac{n_4 (n_4^2 - \varepsilon_{\perp}) \exp(\mp i k_0 n_4 z)}{[(\chi \mp k_0 n_4) + iL^{-1}]} \right), \quad (12)$$

де верхній знак відповідає випромінюванню вперед, а нижній – назад.

Розрахунок поля випромінювання в далекій зоні для свистових хвиль

Розрахуємо поле випромінювання в далекій зоні для свистового діапазону частот. Тоді корінь n_{z4} виявляється суто уявним, і відповідні доданки в (12) на великих відстанях від випромінювача можна відкинути.

Зовнішні інтеграли в (6) можуть бути розраховані за методом стаціонарної фази. Але для цього їх попередньо треба перетворити. Перш за все, слід замінити функції Бесселя в (6) їхніми асимптотиками для великих значень аргументів. Тоді вирази для компонент векторного потенціалу набудуть вигляду

$$A_z(r, z) = \pm \frac{I_m}{ak_0^{3/2} \sqrt{2\pi r}} \int_0^{\infty} \frac{[(n_2^2 - \varepsilon_{\perp})(n_2^2 + n_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp}) + \alpha] J_1(k_0 n_{\perp} a)}{n_2 \sqrt{n_{\perp}^2 (n_2^2 - n_4^2) [(\chi \mp k_0 n_2) + iL^{-1}]}} \times$$

$$\times \left[\exp\left(in_{\perp} k_0 r - \frac{\pi}{4}\right) + \exp\left(-in_{\perp} k_0 r + \frac{\pi}{4}\right) \right] \exp(\mp i k_0 n_2 z) dn_{\perp};$$

$$A_{\phi}(r, z) = \mp \frac{I_m \alpha}{ak_0^{3/2} \sqrt{2\pi r}} \int_0^{\infty} \frac{n_2 \sqrt{n_{\perp}} J_1(k_0 n_{\perp} a)}{(n_2^2 - n_4^2)[(\chi \mp k_0 n_2) + iL^{-1}]} \left[\exp\left(in_{\perp} k_0 r - \frac{3\pi}{4}\right) + \exp\left(-in_{\perp} k_0 r + \frac{3\pi}{4}\right) \right] \times \exp(\mp i k_0 n_2 z) dn_{\perp}; \quad (13)$$

$$A_r(r, z) = \pm i \frac{I_m}{ak_0^{3/2} \sqrt{2\pi r}} \int_0^{\infty} \frac{n_2 \sqrt{n_{\perp}} (n_2^2 - \varepsilon_{\perp}) J_1(k_0 n_{\perp} a)}{(n_2^2 - n_4^2)[(\chi \mp k_0 n_2) + iL^{-1}]} \left[\exp\left(in_{\perp} k_0 r - \frac{3\pi}{4}\right) + \exp\left(-in_{\perp} k_0 r + \frac{3\pi}{4}\right) \right] \times \exp(\mp i k_0 n_2 z) dn_{\perp}.$$

Далі слід перейти до сферичних координат R, θ, ϕ згідно з співвідношеннями

$$r = R \sin \theta, \quad z = R \cos \theta, \quad \phi = \phi \quad (0 \leq \theta \leq \pi) \quad (14)$$

і ввести змінну інтегрування Θ ($0 < \Theta < \pi/2$) замість змінної $n_{\perp}$ з умови

$$n_{\perp} = n_2 \sin \Theta,$$

$$dn_{\perp} = \left(\frac{dn_2}{d\Theta} \sin \Theta + n_2 \cos \Theta \right) d\Theta,$$

$$\Theta = \arctg(n_{\perp}/n_2). \quad (15)$$

Тоді інтеграли (13) можна переписати у формі

$$\begin{aligned} A_z(r, z) &= \pm \frac{I_m}{ak_0^{3/2} \sqrt{2\pi R \sin \theta}} \int_0^{\pi/2} \frac{[(n_2^2 \cos^2 \Theta - \varepsilon_{\perp})(n_2^2 - \varepsilon_{\perp}) + \alpha] J_1(k_0 a n_2 \sin \Theta)}{n_2^{3/2} \cos \Theta \sin^{1/2} \Theta (n_2^2 - n_4^2)[(\chi \mp k_0 n_2 \cos \Theta) + iL^{-1}]} \times \\ &\times \left\{ \exp\left[\mp i k_0 R n_2 \cos(\Theta \pm \theta) - \frac{\pi}{4}\right] + \exp\left[\mp i k_0 R n_2 \cos(\Theta \mp \theta) + \frac{\pi}{4}\right] \right\} \left(\frac{dn_2}{d\Theta} \sin \Theta + n_2 \cos \Theta \right) d\Theta; \\ A_{\phi}(r, z) &= \mp \frac{I_m \alpha}{ak_0^{3/2} \sqrt{2\pi R \sin \theta}} \int_0^{\pi/2} \frac{n_2^{3/2} \cos \Theta \sin^{1/2} \Theta J_1(k_0 a n_2 \sin \Theta)}{(n_2^2 - n_4^2)[(\chi \mp k_0 n_2 \cos \Theta) + iL^{-1}]} \times \\ &\times \left\{ \exp\left[\mp i k_0 R n_2 \cos(\Theta \pm \theta) - \frac{3\pi}{4}\right] + \exp\left[\mp i k_0 R n_2 \cos(\Theta \mp \theta) + \frac{3\pi}{4}\right] \right\} \left(\frac{dn_2}{d\Theta} \sin \Theta + n_2 \cos \Theta \right) d\Theta; \\ A_r(r, z) &= \pm i \frac{I_m}{ak_0^{3/2} \sqrt{2\pi R \sin \theta}} \int_0^{\pi/2} \frac{n_2^{3/2} \cos \Theta \sin^{1/2} \Theta (n_2^2 - \varepsilon_{\perp}) J_1(k_0 a n_2 \sin \Theta)}{(n_2^2 - n_4^2)[(\chi \mp k_0 n_2 \cos \Theta) + iL^{-1}]} \times \\ &\times \left\{ \exp\left[\mp i k_0 R n_2 \cos(\Theta \pm \theta) - \frac{3\pi}{4}\right] + \exp\left[\mp i k_0 R n_2 \cos(\Theta \mp \theta) + \frac{3\pi}{4}\right] \right\} \left(\frac{dn_2}{d\Theta} \sin \Theta + n_2 \cos \Theta \right) d\Theta \end{aligned} \quad (16)$$

(враховано, що парціальні хвилі з $n_{\perp} > n_2$ не дають внеску в поле випромінювання в далекій зоні).

Розрахуємо інтеграли (16) за методом стаціонарної фази. Тоді для компонент векторного потенціалу (у циліндричній системі координат) можна отримати такі вирази:

$$\begin{aligned} A_z(R, \theta) &= \pm I_m \sum_j \frac{[(n_2^2 \cos^2 \Theta_j - \varepsilon_{\perp})(n_2^2 - \varepsilon_{\perp}) + \alpha] J_1(k_0 a n_2 \sin \Theta_j)}{k_0^2 R a n_2^{3/2} \cos \Theta_j \sqrt{\sin \theta \sin \Theta_j} (n_2^2 - n_4^2)[(\chi \mp k_0 n_2 \cos \Theta_j) + iL^{-1}]} \times \\ &\times \left(\frac{dn_2}{d\Theta_j} \sin \Theta_j + n_2 \cos \Theta_j \right) \left\{ \frac{\exp\left[-ik_0 R S_{\mp j} - \frac{i\pi}{4}(1 - \operatorname{sgn} S_{\mp j}^*)\right]}{\sqrt{|S_{\mp j}^*|}} + \frac{\exp\left[-ik_0 R S_{\pm j} + \frac{i\pi}{4}(1 + \operatorname{sgn} S_{\pm j}^*)\right]}{\sqrt{|S_{\pm j}^*|}} \right\}; \\ A_{\phi}(R, \theta) &= \mp 2 I_m \sum_j \frac{n_2^{3/2} \cos \Theta_j \sin^{1/2} \Theta_j J_1(k_0 a n_2 \sin \Theta_j)}{k_0^2 a R \sqrt{\sin \theta} (n_2^2 - n_4^2)[(\chi \mp k_0 n_2 \cos \Theta_j) + iL^{-1}]} \left(\frac{dn_2}{d\Theta_j} \sin \Theta_j + n_2 \cos \Theta_j \right) \times \\ &\times \left\{ \frac{\exp\left[-ik_0 R S_{\mp j} - \frac{i\pi}{4}(3 - \operatorname{sgn} S_{\mp j}^*)\right]}{\sqrt{|S_{\mp j}^*|}} + \frac{\exp\left[-ik_0 R S_{\pm j} + \frac{i\pi}{4}(3 + \operatorname{sgn} S_{\pm j}^*)\right]}{\sqrt{|S_{\pm j}^*|}} \right\}; \\ A_r(R, \theta) &= \pm i I_m \sum_j \frac{n_2^{3/2} (n_2^2 - \varepsilon_{\perp}) \cos \Theta_j \sin^{1/2} \Theta_j J_1(k_0 a n_2 \sin \Theta_j)}{k_0^2 a R \sqrt{\sin \theta} (n_2^2 - n_4^2)[(\chi \mp k_0 n_2 \cos \Theta_j) + iL^{-1}]} \left(\frac{dn_2}{d\Theta_j} \sin \Theta_j + n_2 \cos \Theta_j \right) \times \\ &\times \left\{ \frac{\exp\left[-ik_0 R S_{\mp j} - \frac{i\pi}{4}(3 - \operatorname{sgn} S_{\mp j}^*)\right]}{\sqrt{|S_{\mp j}^*|}} + \frac{\exp\left[-ik_0 R S_{\pm j} + \frac{i\pi}{4}(3 + \operatorname{sgn} S_{\pm j}^*)\right]}{\sqrt{|S_{\pm j}^*|}} \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

де

$$S_{\pm j} = \pm n_2(\Theta_j) \cos(\Theta_j \mp \theta), \quad k_0 R \gg 1. \quad (18)$$

У виразах (17) Θ_j відповідає точці стаціонарної фази. Сума береться за всіма точками стаціонарної фази. Нарешті, використовуючи зв'язок між векторами в циліндричній і сферичній системах координат,

$$A_R = A_z \cos \theta + A_r \sin \theta,$$

$$A_{\theta} = -A_z \sin \theta + A_r \cos \theta, \quad A_{\phi} = A_{\phi}. \quad (19)$$

можна отримати остаточні вирази для компонент векторного потенціалу.

Слід відзначити, що вираз $k_0 n_2 \cos \Theta_j + \chi$ у знаменнику (17) за певних значень швидкості пучка може перетворюватися на нуль для випадку випромінювання вперед, що відповідає черенковському резонансу.

$$\Pi_R = \frac{i\omega c}{4\pi} [A_0^* \text{rot}(A_\varphi) - A_\varphi^* \text{rot}(A_0)] = \frac{i\omega c}{4\pi} [A_0^* (\frac{\partial(A_0 R)}{\partial R} - \frac{\partial A_R}{\partial \theta}) - A_\varphi^* \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R A_\varphi)], \quad (20)$$

Повна потужність випромінювання знаходиться інтегруванням потоку енергії (20) по сфері:

$$P = 2\pi R^2 \int_0^\pi \Pi_R \sin \theta d\theta. \quad (21)$$

Точки стаціонарної фази

Точки стаціонарної фази Θ_j , що входять до виразів для векторного потенціалу (17), визначаються з рівняння

$$\frac{dS_{\pm j}}{d\Theta} = 0. \quad (22)$$

Рівняння (21) зручно розв'язувати щодо θ . Тоді співвідношення між кутом на точку спостереження θ і кутом поширення Θ має вигляд

$$\text{tg} \theta = \pm \frac{f(\Theta) - \text{tg} \Theta}{1 + f(\Theta) \text{tg} \Theta}; \quad f(\Theta) = \frac{1}{2n_2^2} \frac{dn_2^2}{d\Theta}. \quad (23)$$

Графік залежності (23) подано на рис. 2.

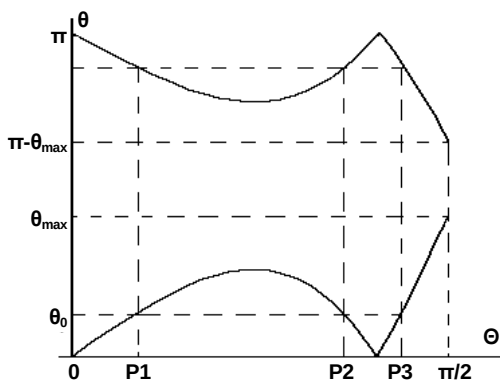


Рис. 2. Співвідношення між кутом θ на точку спостереження та кутом поширення Θ (P_1, P_2, P_3 – точки стаціонарної фази, що відповідають куту θ_0)

Радіальну компоненту вектора Пойнтінга можна записати через компоненти векторного потенціалу, визначені формулами (17) і (19), таким чином:

Як видно з рис. 2, за певних умов одному й тому самому значенню кута на точку спостереження може відповідати одна або три точки стаціонарної фази [4]. В останньому випадку внесок у потік енергії в заданому напрямку будуть вносити три хвилі з відмінними значеннями n_y . При цьому внаслідок інтерференції вказаних хвиль кутова залежність потоку енергії випромінювання буде, взагалі кажучи, змінюватися з відстанню. Точніше, величина $R^2 \Pi_R$ при зміні R буде коливатись навколо деякої середньої величини.

Із рис. 2 випливає також, що випромінювання буде поширюватися в діапазоні кутів на точку спостереження $0 < \theta < \theta_{\max}$ і $\pi - \theta_{\max} < \theta < \pi$, що характерно для вістлерів. Значення кута

$$\theta_{\max} = \arctg \sqrt{\frac{(\omega_H^2 - \omega^2)(\omega_p^2 - \omega^2)}{\omega^2(\omega_p^2 + \omega_H^2 - \omega^2)}} \quad (24)$$

відповідає резонансному конусу [9], тобто за $\theta = \theta_{\max}$ величина n_2 необмежено зростає. Для параметрів, наведених на рис. 1, $\theta_{\max} = 16.6^\circ$. Очевидно, в активних експериментах в іоносфері досліджуване випромінювання на поверхні Землі можна зафіксувати в околі магнітоспряжених точок силової лінії, уздовж якої інжектується пучок.

Результати числового розрахунку та їх обговорення

На рис. 3 подано залежність величини $R^2 \Pi_R$ від кута θ на точку спостереження та швидкості пучка v_0 для випромінювання вперед (рис. 3, а) та назад (рис. 3, б).

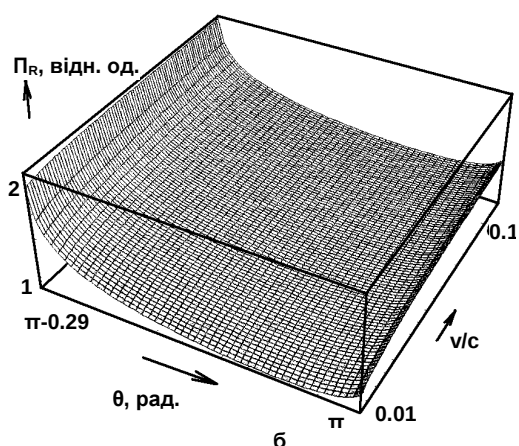
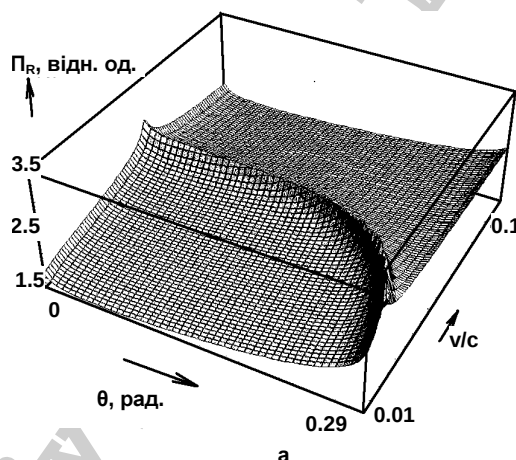


Рис. 3. Залежність кутового розподілу густини потоку енергії випромінювання вперед (а) та назад (б) від швидкості електронного пучка для $L = 600$ м, решта параметрів ті самі, що на рис. 1

На діаграмі спрямованості випромінювання вперед видно різкий максимум, що відповідає напрямку, для якого виконано умову черенковського резонансу між пучком і вістлером. За малих швидкостей пучка цей резонанс відповідає кутам, близьким до $\theta_{\max}$. При зрос-

танні швидкості він зсувається в бік менших кутів і зникає за $v_0 = c/n_{2\max}$, де $n_{2\max}$ – максимальне значення величини n_{z2} . При збільшенні довжини релаксації пучка L резонансний максимум зростає й загострюється, а за малих L ($L \leq \lambda$, де $\lambda = 2\pi/k_0 n_{z2}$) стає непомітним. Деяке

зростання випромінювання спостерігається також за кутів, близьких до $\theta_{\max}$.

На діаграмі спрямованості випромінювання назад максимум, що відповідає черенковському резонансу, відсутній. Це безпосередньо видно з формул (17), де для цього випадку резонансний знаменник має вигляд $(\chi + k_0 n_2 \cos \Theta_j) + i/L$ і не перетворюється на нуль за $L \rightarrow \infty$. У цьому випадку максимум випромінювання відповідає резонансному конусу, як і у випадку перехідного випромінювання з провідної площини в анізотропній плазмі [3–4].

Таким чином, за виконання умови черенковського резонансу й для достатньо великих довжин релаксації пучка випромінювання вперед помітно перевищує випромінювання назад. При порушенні хоча б однієї з цих умов діаграми спрямованості для випромінювання вперед і назад практично не відрізняються, що характерно для перехідного випромінювання нерелятивістських електронних пучків.

Слід відзначити, що в діапазоні кутів, де внесок до випромінювання дають три парціальні хвилі, діаграма спрямованості виявляється дещо порізаною, причому деталі залежності, як уже вказувалося, змінюються з відстанню від випромінювача.

Як показують числові оцінки, ефективність випромінювання (частина енергії пучка, витрачена на випромінювання) в припущенні стовідсоткової глибини модуляції пучка за $L = 60$ м становить приблизно 10^{-3} для оптимального значення швидкості (за виконання умови черенковського резонансу). Таким чином, для струму пучка 1 А (це значення достатньо типове для активних плазмово-пучкових експериментів в іоносфері [1]) і прискорювальної напруги 800 В потужність випромінювання становить десятки частки вата і цілком може бути зафіксована в експерименті.

Висновки

Випромінювання модульованого електронного пучка, інжектowanego з борту космічного апарата, можна умовно подати як суму двох компонент: перехідного випромінювання, діаграма спрямованості якого приблизно однакова для випромінювання вперед і назад, і черенковського випромінювання, спрямованого вперед. Черенковське випромінювання з'являється лише для достатньо повільних пучків. Його величина зростає зі зростанням довжини релаксації пучка.

Для свистового діапазону частот поле випромінювання в деякому проміжку кутів формується трьома парціальними хвилями з однаковою частотою та відмінними довжинами. У результаті інтерференції кутова залежність потоку енергії виявляється порізаною і залежною від відстані до випромінювача. Як показують оцінки, у типових умовах активних плазмово-пучкових експериментів в іоносфері дане випромінювання цілком може бути зафіксоване на поверхні Землі в околі магнітоспряжених точок, що відповідають силовій лінії, уздовж якої інжектуються пучок.

Попередні результати цієї роботи доповідалися на 4-й міжнародній конференції молодих учених з прикладної фізики (Київ, 2004) і 10-й міжнародній конференції та школі з фізики плазми і керованого синтезу (Алушта, 2004) [10–11].

Ця робота частково підтримана Китайською освітньою радою (China Scholarship Council).

1. *Artificial particle beams in space plasma studies* / Ed. B. Grandal. – N.Y.-London: Plenum Press, 1984.
2. Starodubtsev A., Krafft C., Thevenet P., Kostrov A. Whistler wave emission by a modulated electron beam through transition radiation // *Phys. of Plasmas*, 1999. – Vol. 6, N 5. – P. 1427–1434.
3. Anisimov I.O., Kelynyk O.I. Про можливість спостереження перехідного випромінювання вистерів у активних плазмово-пучкових експериментах в іоносфері. // *Вісн. Київ. ун-ту. Серія: фіз.-мат. науки*, 1998. – № 4. – С. 238–242.
4. Anisimov I.O., Kelynyk O.I., Krafft C., Nychyporuk T.V. Whistler Wave Emission by a Modulated Electron Beam on a Metal-Plasma Boundary // *Problems of Atomic Science and Technology. Plasma Electronics and New Acceleration Methods* (3), 2003. – N 4. P. 74–77.
5. Anisimov I.O., Kelynyk O.I. Про поперечний розмір зони формування перехідного випромінювання в магнітоактивній плазмі // *Вісн. Київ. ун-ту. Радіофізика та електроніка*, 2001. – Вип. 3. С. 5–9.
6. Рогошкова А.И. Возбуждение волн в неоднородной изотропной плазме модулированным электронным пучком // *Радиотехника и электроника*, 1980. – Т. 25, № 5. – С. 1042–1050.
7. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967.
8. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. – М.: Наука, 1975.
9. Ерохин Н.С., Кузелев М.В., Мусеев С.С. и др. Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике / Под ред. В.Н.Ораевского. – М.: Наука, 1982.
10. Yang Yong, Anisimov I.O., Kelynyk O.I., Zhao Zheng yu. Radioemission of the modulated electron beam injected into ionosphere along geomagnetic field // *Proceedings of the 4th Internat. Young Sci. Conf. on Appl. Phys.* Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Radiophysics. – Kyiv, 2004. – P. 188–190.
11. Anisimov I.O., Kelynyk O.I., Yang Yong, Zhao Zheng yu. Electromagnetic waves excitation by the modulated electron beam injected into ionosphere along geomagnetic field // *10th Internat. Conf. and School on Plasma Phys. and Controlled Fusion.* Alushta (Crimea). Ukraine, 2004. Book of Abstracts. P. 103.

Надійшла до редколегії 01.10.04

Наукове видання



ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА

Випуск 8

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. Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", директор Г.Л.Новікова. Адреса ВПЦ: 01033, Київ, 6-р Тараса Шевченка, 14, кімн. 43. ☎ (38044) 239 3172, 239 3222; факс 239 3128.



Підписано до друку 14.06.05. Формат 60x84^{1/8}. Вид. № 381. Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Наклад 500. Ум. друк. арк. 6,2. Обл.-вид. арк. 10,0. Зам. № 25-2621.

Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет"

01033, Київ, 6-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43,

☎ (38044) 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>

Свідоцтво внесено до державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02.