

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, старш. 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, м. Київ-127, просп. акад. Глушкова, 2, корп. 5, радіофізичний факультет; ☎ (38044) 526 05 60
Затверджено	Вченою радою радіофізичного факультету 09.10.06 (протокол № 2)
Атестовано	Вищою атестаційною комісією України. Постанова Президії ВАК України № 3-05/11 від 15.12.04
Зареєстровано	Міністерством інформації України. Свідоцтво про державну реєстрацію КІ № 251 від 31.10.97
Засновник та видавець	Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет" Свідоцтво внесено до Державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02
Адреса видавця	01601, Київ-601, 6-р Т.Шевченка, 14, кімн. 43; ☎ (38044) 239 32 22, 239 31 61, факс 239 31 28

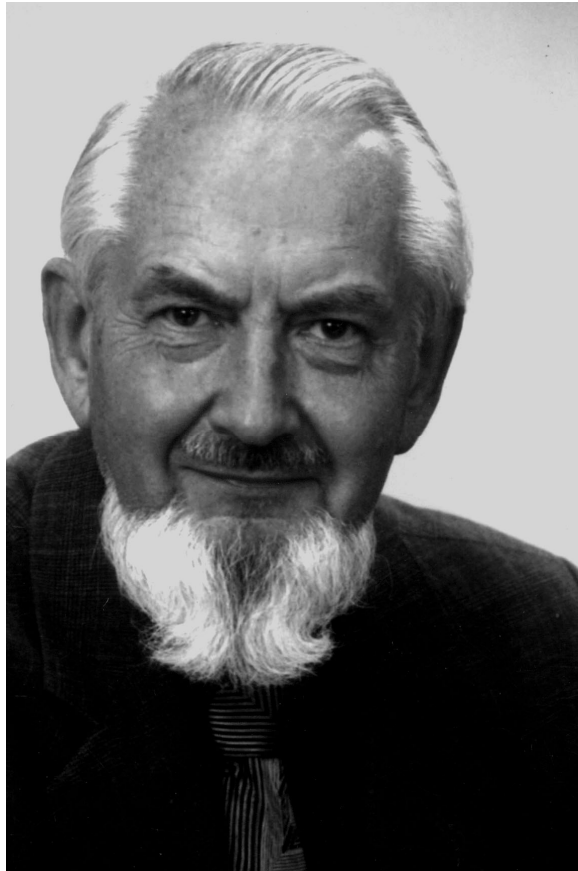
Сергій Михайлович Левитський (до 80-річчя від дня народження)	4
Афанас'єва Т., Коваль І., Находкін М., Суховій Є. Дифузія димеру Ge-Ge вздовж димерного ряду поверхні GE(001)	6
Бабіч І., Веклич А., Мінакова Р. Плазма електродугового розряду між композиційними Cu-Mo електродами	9
Барабанов О., Пеньківський В., Хорошок Р. Врахування надтонкої взаємодії в моделі Каплана – Соломона – Мотта спін-залежної рекомбінації	12
Барабанов О., Пеньківський В., Хорошок Р. Перехідні процеси в моделі Каплана – Соломона – Мотта спін-залежної рекомбінації	16
Данилов В., Білоус А., Микитюк В., Смирнов Є. Вибір оптимального складу феритів для кореляційної обробки сигналів	19
Деркач І., Грязнов Д., Бойко Ю. Система генерації сигналів керування та синхронізації з використанням мікроконтролера	21
Дяченко С., Танигін Б., Тичко О. Плоскі блохівські доменні межі в магнітоупорядкованому кубічному (001)-кристалі	25
Кравченко О., Вакуленко А. Динаміка пилових частинок в радіочастотних розрядах	28
Кушніренко В., Павлюк С. Особливості перехідних процесів у p^+-p-p^+ польових транзисторів, виготовлених за технологією "кремній на ізоляторі"	31
Левитський С. Релаксація пучків електронів при їх проходженні крізь плазму	33
Максюта М., Головач Г. Дослідження поведінки масштабного фактора всесвіту в рамках фрактального підходу	38
Мартиш Є. Слабозагасаючий іонно-звуковий солітон у запорошеній плазмі	41
Мелков Г., Прокопенко О. Умови надвисокочастотної синхронізації для магнітних наноконтактів, розташованих у шарі магнітоупорядкованої речовини	43
Мисник А., Кононов М. Експертна діагностика медичних електрокардіографічних даних за допомогою штучних нейронних мереж	46
Мисник А., Кононов М. Проективна оптимізація ентропії в персептроноподібній штучній нейронній мережі з додаванням нейронів	49
Находкін М., Куліш М., Т. Родіонова Фасетчаста будова границь зерен у полікремнієвих плівках різних структурних модифікацій	51

CONTENTS

Sergiy Mykhajlovych Levitsky (80th anniversary)	4
Afanasieva T., Koval I., Nakhodkin M., Sukhoviyy E. Diffusion of Ge-Ge ad-dimer on top of the substrate dimer rows of Ge(001)2x1	6
Babich I., Veklich A., Minakova R. Plasma of electric arc discharge between composite Cu-Mo electrodes	9
Barabanov O., Penkivskiy V., Horoshok R. The hyperfine structure in the Kaplan – Solomon – Mott spin-dependent recombination model	12
Barabanov O., Penkivskiy V., Horoshok R. The transient processes in the Kaplan-Solomon-Mott spin-dependent recombination model	16
Danilov V., Bilous A., Mykytyuk V., Smirnov E. The choice of optimal ferrite composition for correlation processing of signals.....	19
Derkach I., Gryaznov D., Boyko Y. Control and synchronization impulses generation system with microcontroller usage.....	21
Dyachenko S., Tanygin B., Tychko O. Plain Bloch domain walls in a magnetically ordered cubic (001)-crystal	25
Kravchenko O., Vakulenko A. Dynamics of dust particles in radio frequency discharges.....	28
Kushnirenko V., Pavlyuk S. The peculiarity of transient processes in the p^+-p-p^+ field transistors made by means of "silicon with the insulation layer"	31
Levitsky S. Relaxation of electron beams crossing the plasma	33
Maksyuta M., Golovach G., The investigation of the behaviour of the Universe scalar factor in the framework of fractal approach	38
Martysh E. Ion acoustic slow damping soliton in a complex plasma	41
Melkov G., Prokopenko O. Conditions of microwave synchronization of magnetic nanocontacts in a free magnetic layer	43
Mysnyk A., Kononov M. Expert diagnostics of medial electrocardiography data by artificial neural networks.....	46
Mysnyk A., Kononov M. Projections optimization of entropy in perseptron-like artificial neural network with adding neurons	49
Nakhodkin N., Kulish N., Rodionova T. Facet structure of grain boundaries in polysilicon films of different structural types.....	51

СЕРГІЙ МИХАЙЛОВИЧ ЛЕВИТСЬКИЙ

(ДО 80-РІЧЧЯ ВІД ДНЯ НАРОДЖЕННЯ)



25 жовтня 2006 р. виповнюється 80 років одному з провідних викладачів радіофізичного факультету, відомому фахівцю в галузі фізики плазми, заслуженому професору Київського національного університету Сергію Михайловичу Левитському.

Сергій Михайлович народився 25 жовтня 1926 р. у м. Києві в родині відомого українського лікаря-офтальмолога професора М.А. Левитського. Вищу освіту здобув на радіотехнічному факультеті Київського політехнічного інституту. З 1949 р. – аспірант кафедри фізичної електроніки Київського державного університету імені Т.Г. Шевченка. З 1952 р. і дотепер він є викладачем радіофізичного факультету цього університету. У 1953 р. захистив кандидатську дисертацію, у 1972 – докторську, у 1977 р. отримав звання професора. У 1974–1989 рр. був завідувачем кафедри радіоелектроніки. Зараз працює професором кафедри фізичної електроніки.

Ім'я С.М. Левитського добре відоме всім фахівцям у галузі фізики плазми як у країнах СНД, так і в далекому зарубіжжі. Він є одним з провідних представників київської школи фізичної електроніки, заснованої визначним вітчизняним ученим, член-кореспондентом АН України Н.Д. Моргулісом. Ще у своїй кандидатській дисертації "Дослідження високочастотного розряду в газах" він вперше виявив, дослідив і пояснив явище розпоршування електродів у високочастотному розряді, яке згодом знайшло найширше застосування в технології виробництва напівпровідникових приладів і мікросхем. Взагалі, роботи С.М. Левитського з високочастотного розряду в газі ввійшли до золотого фонду світової науки й досі широко цитуються. У докторській дисертації С.М. Левитського "Надвисокочастотні явища при взаємодії електронних пучків з плазмою" були вивчені процеси плазово-пучкової взаємодії та розроблені плазові підсилювачі та генератори надвисоких частот. Зокрема, разом зі своїм учнем І.П. Шашуріним він уперше у світі експериментально вивчив зміну функції розподілу електронного пучка за швидкостями в процесі розвитку плазово-пучкової нестійкості. Отримані ним результати стали помітним явищем в області плазової електроніки, ввійшли до монографій і підручників. Пізніше С.М. Левитський разом зі своїми співробітниками та учнями займався дослідженнями плазових хвильоводів, метеорних слідів у іоносфері, імпульсного поверхневого розряду, випромінювання електромагнітних хвиль модульованими електронними пучками в неоднорідній плазмі, просвітлення бар'єрів закритичної плазми.

С.М. Левитським опубліковано більше 250 наукових робіт, під його керівництвом захищені 11 кандидатських та 1 докторська дисертації. Це дає право говорити про створену ним у Київському університеті наукову школу з дослідження надвисокочастотних явищ у плазмі. Двоє учнів Сергія Михайловича – І.П. Шашурін та І.О. Анісімов – стали завідувачами кафедр радіофізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Багато сил С.М. Левитський віддав і науково-організаційній роботі. Довгі роки він був заступником голови спеціалізованої ради із захисту кандидатських і докторських дисертацій, працював у секції комітету з державних премій України в галузі науки і техніки. Сергій Михайлович – член редколегії журналу "Вісник Київського університету. Фізико-математичні науки", заступник відповідального редактора журналу "Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Радіофізика та електроніка".



С.М. Левитський (третій зліва в першому ряду) серед співробітників кафедри фізичної електроніки. Фото 1959 р. Праворуч від нього – Н.Д. Моргуліс

Понад півстоліття наукова діяльність С.М. Левитського поєднується з викладацькою роботою на радіофізичному факультеті Київського університету. Сергій Михайлович є одним з найдосвідченіших викладачів радіофізичного факультету, його ім'я з повагою згадують усі покоління випускників. Він був одним з тих викладачів, які забезпечили перший випуск студентів радіофізичного факультету в 1953 р. За понад півстоліття роботи в університеті ним підготовлено й прочитано 13 лекційних курсів, надруковано 19 підручників, навчальних посібників і науково-популярних книг. Серед них особливе місце займає "Збірник задач та розрахунків з фізичної електроніки", за яким вчилася багато поколінь студентів відповідної спеціалізації й який став відомим далеко за межами України, а також повний цикл навчально-методичної літератури до курсу "Основи радіоелектроніки", що містить дев'ять назв. Він створив також низку науково-популярних книжок для школярів.

Протягом тривалого часу С.М. Левитський очолював методичну комісію радіофізичного факультету. Під його керівництвом було розроблено структурно-логічні схеми, що дозволило організувати викладання дисциплін на факультеті в логічній послідовності та взаємозв'язку. Багато сил він витратив на розробку та впровадження модульно-рейтингової системи викладання, яка сприяє кращому засвоєнню знань студентами, активізує їхню самостійну роботу. Він був також одним з провідних розробників навчальних планів спеціальності "радіофізика та електроніка" при запровадженні ступеневої системи навчання.

Сергій Михайлович – не тільки визначний учений і прекрасний викладач. Він є носієм високих людських рис. Для нього характерні надзвичайна відповідальність за свою справу, творчий підхід до роботи, особиста скромність, доброзичливе ставлення до колег, готовність завжди прийти на допомогу. Він – справжній інтелегент, людина енциклопедичних інтересів, які далеко виходять за межі професійних обов'язків. Крім російської та української, володіє також англійською, німецькою та французькою мовами. Прекрасно розбирається в мистецтві, зокрема, поезії та живопису. Ніколи не зраджує йому й почуття гумору. Він завжди користувався й користується глибокою повагою та незаперечним авторитетом серед колег з наукової та викладацької роботи, а також серед своїх численних учнів і студентів.

Донька Сергія Михайловича, Марія Сергіївна Левитська – провідний театральний художник України, головний художник Національного театру опери та балету імені Т. Шевченка, заслужений діяч мистецтв України, лауреат Шевченківської премії, член-кореспондент Академії мистецтв України.

У 1999 р. Сергію Михайловичу Левитському присвоєно почесне звання заслуженого професора Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Редакційна колегія журналу "Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Радіофізика та електроніка" разом з усім колективом радіофізичного факультету вітає Сергія Михайловича з ювілеєм і бажає йому здоров'я, успіхів і довгих років плідної творчої праці.

ДИФУЗИЯ ДИМЕРУ Ge-Ge ВЗДОВЖ ДИМЕРНОГО РЯДУ ПОВЕРХНІ Ge(001)

Процес дифузії В-димеру Ge-Ge на поверхні Ge(100) досліджено за допомогою розрахунків з перших принципів. Знайдено два найбільш імовірні шляхи дифузії В-димеру: шлях I відповідає корельованому руху адатомів, шлях II відповідає руху цілого димеру. Отримано, що енергії бар'єрів для обох шляхів є практично однаковими, а величина енергетичного бар'єра для дифузії В-димеру германію вздовж димерного ряду на поверхні Ge(100) становить близько ~0,9 еВ для обох шляхів.

The diffusion of Ge-Ge ad-dimer on top of the substrate dimer rows of Ge(001)2x1 has been investigated by using ab initio calculations. Two most favourable paths for the on-top diffusion of B dimer were found. Path I is the correlated motion of adatoms. Path II is the motion of the intact addimer. Obtained energies of the transition state for pathways I, II are practically the same. The energy barriers for B ad-dimer diffusion are about ~0,9 eV for the both paths.

Вступ. Дослідження процесів дифузії адатомів на поверхнях Ge(001) і Si(001) необхідно для розуміння процесів епітаксійного росту кристалів Ge та Si. Розуміння процесів, що відбуваються під час росту Ge/Si гетероструктур, необхідне для їх контрольованого вирощування. Особлива увага приділяється процесам, що відбуваються на початкових стадіях адсорбції атомів Si та Ge на поверхнях Si(001), Ge(001). Дослідження за допомогою скануючого тунельного мікроскопа (СТМ) показали, що динаміка окремих адатомів на поверхні є дуже складною. Ізольовані адатоми займають переважно неепітаксійні місця, а окремі адатоми, навіть при температурі 160 K, продовжують швидко рухатися. Окремі адатоми при кімнатній температурі утворюють аддимери, що мають досить великі бар'єри для дифузії та дисоціації [5] і запобігають утворенню більших структур. Ці аддимери діють як центри зародкоутворення для епітаксійного росту.

У системі Si/Si(001) при кімнатній температурі спостерігались ізольовані димери в конфігураціях А, В і С типів [2, 5, 6]. На початковій стадії адсорбції елементів IV (Si, Ge) групи на поверхні Si(001) утворюються аддимери переважно у В конфігурації [6, 7]. На поверхні Ge(001) спостерігались ізольовані аддимери Ge-Ge в конфігураціях В, С типів та інколи в проміжному А/В стані [6]. У системі Si/Ge(001) ізольовані димери були знайдені винятково в проміжному А/В стані [6]. Виникає питання, чи це нова метастабільна конфігурація, чи результат швидкого обертання аддимеру з положення А у В [6]. Дослідження за допомогою СТМ не дають на це відповіді.

Крім обертання аддимерів Ge та Si на поверхнях Ge(001) і Si(001), спостерігалась дифузія В, С-димерів уздовж димерного ряду, дифузія аддимеру з В-конфігурації в С-конфігурацію [2]. Дифузія аддимерів на поверхнях Ge(001) і Si(001) має анізотропію [2, 5, 6, 7]. Найбільш швидкою є дифузія В-димерів уздовж димерних рядів. Але виникає питання, яким чином аддимери рухаються по поверхні, чи є атоми в аддимері в процесі руху зв'язаними, чи вони рухаються незалежно, а потім знов утворюють димер.

Ця стаття присвячена визначенню найбільш імовірних шляхів та енергій для дифузії аддимеру Ge-Ge вздовж димерного ряду поверхні Ge(001), тобто переходу з конфігурації В-димеру в конфігурацію В-димеру в сусідній комірці.

Методика. Розрахунки здійснювались з перших принципів у наближенні необмеженого методу Хартрі – Фока за допомогою програми Gamess [3]. Для всіх атомів Ge та H використовувався набір базисних функцій SBK (Stevens – Basch – Krauss – Cundari) для валентних електронів та ефективний SBK потенціал для внутрішніх електронів [4].

Кластери Ge₂₁H₂₀ та Ge₄₃H₃₆, що використовувались для моделювання поверхні Ge(100), показано на рис. 1, а, б. Обірвані зв'язки на границях кластерів були насичені атомами водню. Всі довжини зв'язків Ge-Ge вибирались такими, як в об'ємі кристалічного германію 2,44 Å, а довжини зв'язків Ge-H – 1,52 Å. Проводилась оптимізація координат атомів Ge двох верхніх шарів поверхні та координат адатомів Ge.

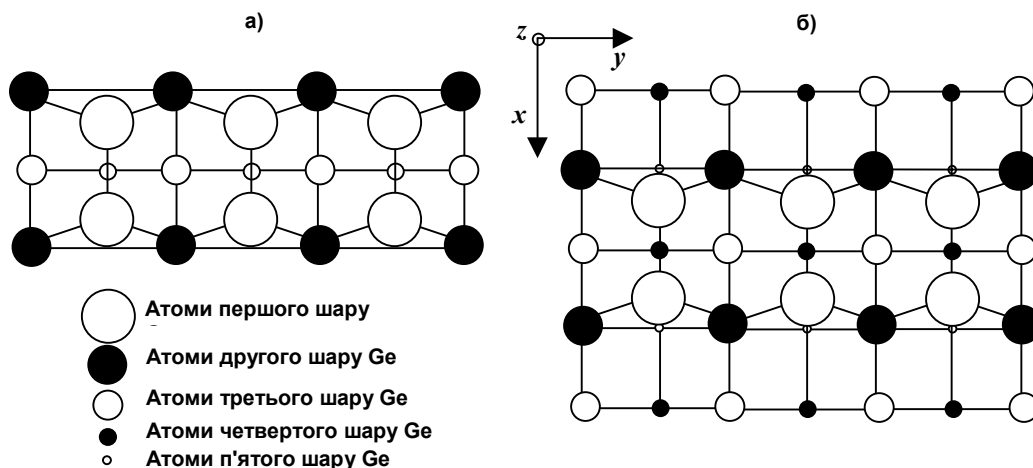


Рис. 1. Кластери, що моделюють поверхню Ge(001): а) Ge₂₁H₂₀; б) Ge₄₃H₃₆.
Атоми водню не показано

Результати та обговорення. Для розгляду всіх можливих шляхів дифузії по поверхні (за винятком дифузії з обміном адатомів та атомів підкладки) розраховано поверхню потенційної енергії (ППЕ). Для побудови ППЕ повну енергію системи розраховано залежно від зміщень Δ_1 та Δ_2 адатомів Ge від їх початкового положення (рис. 2, а). Початковим положенням адатомів Ge є положення адатомів Ge в конфігурації В-димеру. Координата для кожного атома змінювалася зі сталим кроком, що дорівнює 0,32 Å.

Енергія адсорбції аддимеру Ge-Ge розраховувалась для кожного вузла рівномірної сітки 12x12 з відстанню між вузлами сітки 0,32 Å. Із врахуванням симетрії всього розраховано приблизно 70 незалежних конфігурацій.

Для більш точного визначення енергетичних бар'єрів в областях біля перехідних станів були розраховані додаткові конфігурації. У розрахунках координати адатомів Ge вздовж димерного ряду Δ_1 та Δ_2 і положення третього та четвертого шарів атомів германію фіксувались. Проводилась оптимізація положень атомів верхніх двох шарів германію та координат z адатомів германію, нормальних до поверхні.

Поверхню потенційної енергії та два найімовірніших шляхи для дифузії В-димеру Ge вздовж димерного ряду на поверхні Ge(001) показано на рис. 2, б.

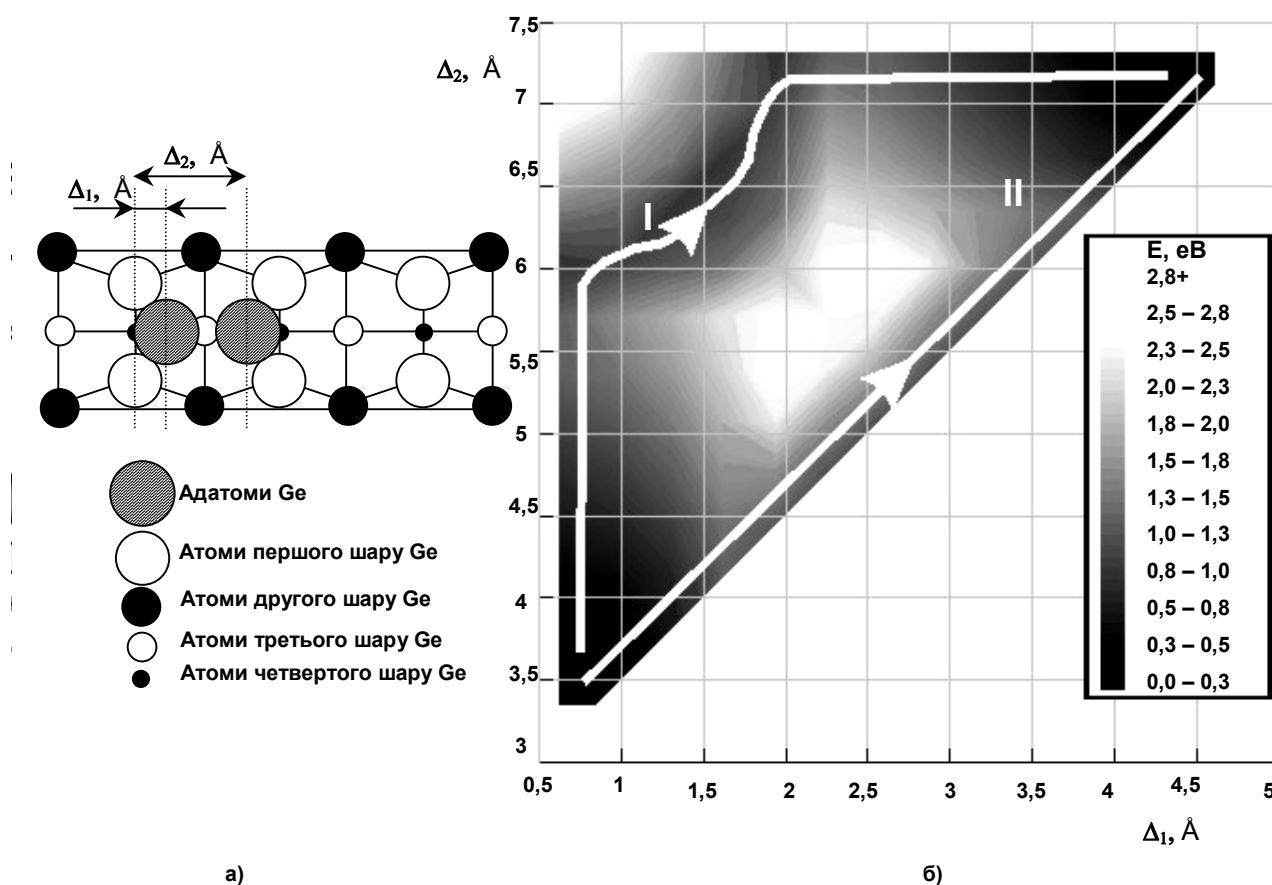


Рис. 2. Зміщення атомів в аддимері (Δ_1 та Δ_2) уздовж димерного ряду (а) і шляхи дифузії В-димеру на поверхні потенційної енергії (ППЕ) (б)

Перерізи ППЕ вздовж найбільш імовірних шляхів дифузії В-димеру вздовж димерного ряду поверхні Ge(001) I та II показано на рис. 3.

З аналізу поверхні потенційної енергії виявлено два шляхи дифузії В-димеру. Димер буде рухатись тим шляхом, який має найменший бар'єр. За допомогою ППЕ (рис. 2 б) отримано два шляхи, позначені I та II. На кожному із шляхів існують симетричні сідлові точки S і локальний мінімум – M. Точки S, M мають індекси 1 і 2 для шляхів I та II, відповідно. Для більш точної локалізації точок S1, S2, M1 та M2, виконано більшу кількість розрахунків навколо них.

Розглянемо перший шлях дифузії для димеру Ge-Ge на поверхні Ge(100), який позначено I на рис. 2 та рис. 3. Шлях I починається від рівноважної конфігурації В-димеру, проходить сідлову точку S1, локальний мінімум M1, симетричну сідлову точку S1, щоб нарешті

досягти рівноважної конфігурації В-димеру в сусідній комірці. Відповідні атомні конфігурації цього шляху відображено на рис. 4. Така дифузія димеру має цікаві особливості. Від положення В-димеру до точки S1, рухається тільки перший атом (верхній атом). Після проходження бар'єра S1, починає рухатись другий атом. Від точки S1 до локального мінімуму (точка M1) атоми аддимеру рухаються одночасно. Від локального мінімуму M атоми продовжують одночасно рухатись до другого бар'єра S1. Починаючи з сідлової точки S1, перший атом стає нерухомим, у той час як другий атом продовжує рухатись, поки не досягає конфігурації В-димеру. У новій утвореній конфігурації В-димеру перший атом (що був верхнім) стає нижнім атомом димеру, у той час як другий атом (нижній) стає верхнім атомом димеру, як показано на рис. 4.

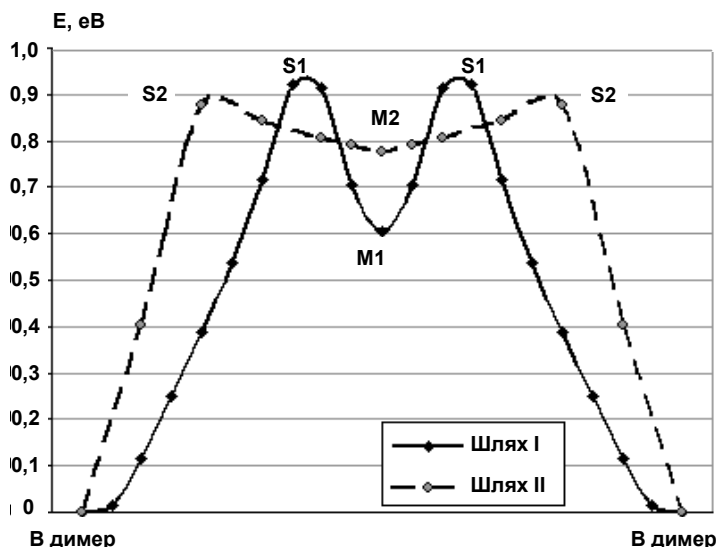


Рис. 3. Залежності енергії адсорбції димеру Ge-Ge (відносно енергії В-конфігурації) уздовж шляхів I та II, зображених на рис. 2

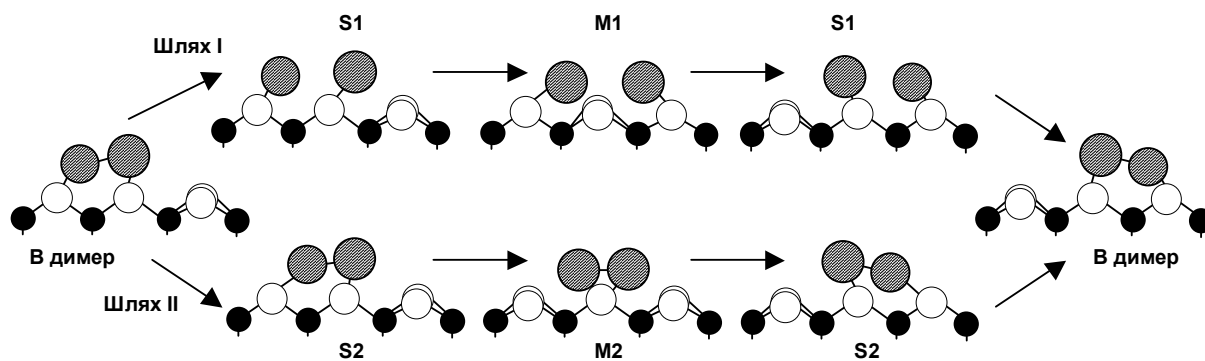


Рис. 4. Основні атомні конфігурації протягом руху вздовж шляхів I та II. Конфігурації S1, S2 – відповідають перехідним станам; конфігурації M1, M2 – відповідають локальним мінімумам

Розглянемо другий шлях дифузії для димеру Ge на Ge(100), який позначено II на рис. 2 і рис. 3. Рух атомів димеру починається від рівноважної конфігурації В-димеру. На відміну від першого випадку, атоми рухаються з майже однаковою швидкістю, тобто шлях II є рухом цілого неподільного аддимеру. Для шляху II теж маємо дві симетричні сідлові точки S2 і один локальний мінімум – M2. Навколо цих точок виконано більшу кількість розрахунків, щоб точніше визначити ці сідлові точки і мінімум. Конфігурації В-димеру та конфігурації, що відповідають точкам S1, S2, M1 та M2 зображено на рис. 4. Додатково обчислення навколо сідлових точок на більшому за розмірами кластері – $\text{Ge}_{43}\text{H}_{36}$ виконані для того, щоб одержати більш точні значення для дифузійних бар'єрів і запобігти небажаним впливам границь кластерів на нашу модель, а також зменшити кількість степенів вільності в системі. Енергії локальних мінімумів і бар'єрів для дифузії В-димеру вздовж димерного ряду поверхні Ge(100) і відповідні значення довжин зв'язку між атомами Ge в аддимері наведено в табл. 1.

Енергетичні бар'єри становлять 0,92 eV і 0,89 eV для сідлових точок S1 (шлях I) і S2 (шлях II), відповідно. Локальні мінімуми M1, M2 мають значення 0,78 eV та 0,61 eV (відносно енергії В-димеру) для шляхів I та II, відповідно. Різниця між енергіями перехідних станів для шляхів I та II близька за величиною до енергії тепло-

го руху (KT) ($\sim 0,025$ eV) та є порівняною з точністю обчислень. Тому шляхи I та II мають майже однакову ймовірність. Дифузія В-димеру Ge-Ge на поверхні Ge(001) відрізняється від дифузії В-димеру Ge-Ge на поверхні Si(001). Шляхи дифузії I та II не є рівноймовірними у випадку дифузії вздовж димерного ряду на поверхні Si(001) (див. табл. 2).

Таблиця 1. Енергії бар'єрів і локальних мінімумів (відносно енергії В-димеру) і відповідні значення довжин зв'язку між атомами Ge в аддимері для шляхів дифузії I та II

	Шлях I		Шлях II	
	E, eV	$D_{\text{Ge-Ge}}$, Å	E, eV	$D_{\text{Ge-Ge}}$, Å
В-димер	0	2,80	0	2,80
S1,2	0,92	4,75	0,89	2,53
M1,2	0,61	5,32	0,78	2,46

Таблиця 2. Енергії бар'єрів для дифузії В-димерів Ge, Si вздовж димерного ряду на поверхнях Ge(100), Si(100)

Ge-Ge/Ge(100)	Si-Si/Ge(100)	Si-Si/Si(100)
0,9 eV (наш розрахунок)	0,83 eV [6] (експ.)	1,02 eV [7] (теор.)
0,82 eV [6] (експ.)		0,94–1,09 eV [2, 5] (експ.)

Активаційний бар'єр для дифузії В-димеру Ge вздовж димерного ряду на поверхні Ge(001) становить $\sim 0,9$ eV. Ця величина добре узгоджується з величиною 0,82 eV, отриманою за допомогою СТМ експерименту [6].

Однак два розглянутих шляхи дифузії відрізняються відстанню між атомами в аддимері під час дифузії. На шляху II у точках S і M відстань $D_{\text{Ge-Ge}}$ майже вдвічі більше, ніж на шляху I (табл. 1). Це означає, що на шляху II аддимер більш легко може дисоціювати на атоми. Тому на цьому шляху більш імовірним стає процес дисоціативного обертання димерів [1], що призведе до більш складного механізму дифузії. Крім того, у цих точках під час дифузії аддимерів В типу більш імовірна їхня взаємодія з домішками на поверхні Ge(001). Не виключено, що в цих точках можуть відбуватися зміни в процесі епітаксialного нарощування Ge та Si. Ці твердження потребують додаткових спеціальних досліджень.

Висновки. Побудовано поверхню потенційної енергії для дифузії В-димеру Ge-Ge вздовж димерного ряду на поверхні Ge(001). На поверхні потенційної енергії знайдено два шляхи дифузії. Один з них відповідає корельованому руху адатомів, коли спочатку один з адатомів Ge (верхній) стрибає в сусідню комі-

рку, а другий лишається на місці; далі другий атом Ge слідує за першим й утворює аддимер у сусідній комірці. Інший шлях відповідає руху цілого аддимеру вздовж димерного ряду

Значення бар'єра дифузії В-димеру германію вздовж димерного ряду поверхні Ge(001) становить $\sim 0,9$ eV і добре узгоджується з величиною 0,82 eV, яку отримано за допомогою СТМ.

1. Afanasieva T.V., Koval I.F., Nakhodkin N.G., et al. Rotation of Ge ad-dimers on Ge(001) // Surf. Sci. – 2001. – Vol. 482–485.
2. Borovsky B., Krueger M. and Gans E. Diffusion of the Silicon Dimer on Si(001): New Possibilities at 450 K // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 78.
3. Schmidt M.W., Baldridge K.K., Boatz J.A., et al. The general atomic and molecular electronic structure system // J. Comput. Chem. – 1993. – Vol. 14.
4. Stevens W.J., Basch H., Krauss M. Valence basis set for transition metals (available Li-Rn) with corresponding ECPs // J. Chem. Phys. – 1984. – Vol. 81.
5. Swartzentruber B.S. Direct measurement of surface diffusion using atom-tracking scanning tunneling microscopy // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 76.
6. Zandvliet H.J.W., Gurlu O., Afanasieva A.V., et al. Diffusion of dimers on Si(001) and Ge(001) surfaces // Silicon surfaces and formation of interfaces. – 2000.
7. Zhong-Yu Lu, Wang Cai-Zhuang and Kai-Ming Ho. Correlated piecewise diffusion of a Ge ad – dimer on the Si (001) surface // Phys. Rev. B. – 2000. – Vol. 62. – № 12.

Надійшла до редколегії 03.11.06

УДК 535.853:543.42.08

І. Бабіч, канд. фіз.-мат. наук,
А. Веклич, канд. фіз.-мат. наук,
Р. Мінакова, д-р техн. наук

ПЛАЗМА ЕЛЕКТРОДУГОВОГО РОЗРЯДУ МІЖ КОМПОЗИЦІЙНИМИ Cu-Mo ЕЛЕКТРОДАМИ

Методами оптичної спектроскопії досліджено радіальні профілі температури плазми електричної дуги між електродами з композиційних матеріалів на основі міді Cu-Mo, що виготовлені за різними технологіями. Структурні зміни робочого шару електродів вивчено металографічними методами. Встановлено, що в матеріалах, одержаних різними методами, утворюється суттєво різна вторинна структура. Показано, що стан поверхонь електродів впливає на температуру плазми на осі розряду та її радіальний розподіл.

In this paper the radial profiles of plasma temperature of the electric arc between electrodes from composition materials on the base of copper Cu-Mo obtained by various techniques are studied by optical spectroscopy techniques. The structural changes in a working layer of electrodes are investigated by metallographic methods. It was found, that in materials obtained by various methods the essentially different secondary structure is realized. The influence of the electrode surface condition on the plasma axial temperature and its radial distribution is shown.

Вступ. Широке коло застосування електродугового розряду в сучасних технологіях (зварювання, плазмотронне розпорошення та нанесення матеріалів тощо) визначає інтерес до досліджень плазми такого розряду між плавкими електродами. Крім того, нагальною є необхідність мати чіткі уявлення щодо перебігу фізичних процесів в електричній дузі, яка виникає під час розімкнення контактів комутуючих пристроїв електротехнічної галузі та енергетики. Зокрема, дослідження плазми дугового розряду між електродами, виготовленими з матеріалу, що традиційно використовується в таких пристроях, дають можливість оптимізувати компонентний склад контактів, а також встановити взаємозв'язок параметрів самої плазми і стану поверхні електродів та її ерозійних властивостей.

У сучасних комутуючих пристроях для виготовлення електродів все частіше використовуються композиційні матеріали на основі срібла або міді. Найчастіше для одержання таких гетерогенних матеріалів застосовують методи порошкової металургії [3]: твердофазне спікання, що чергується з допресуванням; рідиннофазне спікання та капілярне просочування в поєднанні з додатковими методами обробки (термічна, обробка тиском, ультразвукова тощо). Композиційні матеріали на основі міді та срібла, які зміцнені оксидами, одержують також методами внутрішнього окиснення.

На сьогодні альтернативним методом одержання контактних композиційних матеріалів є швидкоплинне електронно-променеве випаровування металевих і неметалевих матеріалів у вакуумі. Випаровуючи одночасно кілька речовин, змішуючи їх парові потоки, а потім конденсуючи їх на підкладку, можна одержати поєднання з такими стехіометричними співвідношеннями, які важко, а інколи і неможливо, здійснити в інший спосіб.

Зазначимо також, як було показано в роботі [2], корозійна стійкість електродів, виготовлених методом електронно-променевого випаровування з наступною конденсацією у вакуумі, значно вища ніж електродів, виготовлених методом твердофазного спікання.

Метою даної роботи є порівняння параметрів плазми (зокрема, температури) електродугового розряду в повітрі між композиційними електродами Cu-Mo, які виготовлені за різними технологіями: твердофазного спікання та електронно-променевого випаровування з наступною конденсацією у вакуумі. Така електрична дуга може бути моделлю розрядів, що виникають між контактами комутуючих пристроїв.

Експеримент. Дуга запалювалася у повітрі між необхідними електродами. Діаметр циліндричних електродів – 6 мм. Міжелектродний проміжок l_{ak} – $2\div 8$ мм, розрядний струм I – 3,5 або 30 А. Через просторову та часову нестабільність розряду застосовувався метод

однократної томографічної реєстрації випромінювання спектральних ліній. Швидкісне сканування просторових розподілів інтенсивності випромінювання забезпечувала ПЗЗ-лінійка (B/W) SONY ILX526A з 3000 пікселів. У комбінації зі спектральним приладом вона дозволяла виконувати записи радіального розподілу випромінювання у середньому перерізі розряду нестационарної дуги [1].

Структурні зміни в робочому шарі електродів вивчалися металографічними методами за допомогою растрової мікроскопії мікрооб'ємів поверхні робочого шару та його перпендикулярного перерізу. Радіальні профілі температури $T(r)$ електричної дуги визначались за відносними інтенсивностями спектральних ліній CuI у припущенні наявності у плазмі локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР).

Результати та їх обговорення

1. *Дуговий розряд між композиційними електродами Cu-Mo, які виготовлені методом твердофазного спікання.* Раніше було встановлено, що на поверхні електродів унаслідок дії розряду формується вторинна структура [4]. Саме тому дослідження виконувались у двох режимах. У першому – радіальні розподіли інтенсивностей спектральних ліній реєструвались за час 3 мс у межах одного імпульсу струму (30 А) електричної дуги, яка запалювалась між попередньо очищеними та відшліфованими поверхнями електродів. У другому режимі вимірювання виконувались після попередньої обробки поверхонь електродів розрядом, тобто за наявності вже сформованої вторинної структури. З урахуванням статистичного усереднення серії вимірювань на рис. 1 наведено радіальні профілі температури плазми, де крива 2 відповідає випадку наявності на поверхнях електродів вторинної структури, а крива 1 – без вторинної структури.

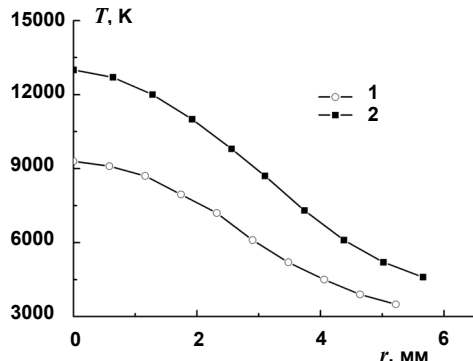


Рис. 1. Радіальні профілі температури плазми електродугового розряду між Cu-Mo електродами (твердофазне спікання); $I = 30$ А, $l_{ak} = 6$ мм

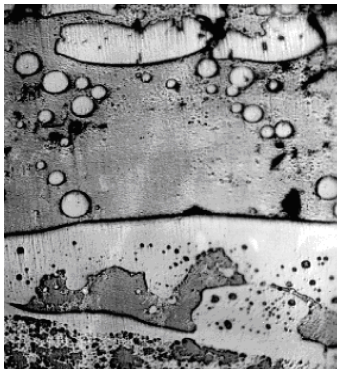


Рис. 2. Структурні зміни в робочому шарі Cu-Mo електродів (твердофазне спікання)

З порівняння цих кривих видно, що стан поверхні електродів є суттєвим чинником, що впливає на параметри плазми. Наявність вторинної структури змінює умови ерозії матеріалу електродів і, як наслідок, у даному конкретному випадку підвищується температура плазми в досліджуваному перерізі стовпа дуги.

На рис. 2 показано одержану металографічними методами поверхню робочого шару електродів з композиції Cu-Mo. Дослідження дозволили зробити висновки щодо сукупності та послідовності процесів ерозії. Дія дугового розряду на поверхню молібден-мідних електродів у повітрі призводить до утворення розплаву на основі міді, що розтікається по поверхні контакту. Відомо, що такий розплав утворюється внаслідок інтенсивної взаємодії в системі Cu-Mo-O, яке супроводжується утворенням оксидів молібдену й міді та їх сполук [5]. Взаємодія оксидів при їх певному співвідношенні призводить до формування низькоплавких евтектик, тобто утворення розплаву в присутності кисню повітря відбувається при відносно низькій температурі. Проте, незважаючи на це, макронеоднорідність і макронеоднорідність вторинної структури (при мікродисперсності шарів на основі молібдену) перешкоджає збільшенню електричної ерозії, унаслідок чого коефіцієнт електропереносу й швидкість ерозії контактів на основі молібден-мідь зменшуються [4]. Саме тому наявність вторинної структури на поверхні електродів такого типу призводить до підвищення температури плазми в розрядному проміжку.

2. *Дуговий розряд між композиційними електродами Cu-Mo, які виготовлені методом електронно-променевого випаровування з наступною конденсацією у вакуумі.* Для електродів використовувався матеріал, одержаний шляхом роздільного випаровування матричного сплаву Cu-(0,01–0,03) % Y та підсилювальної фази Mo з наступною конденсацією парового потоку на сталеву підкладку, що оберталась. У результаті одержано конденсат товщиною до 4 мм з вмістом молібдену до 6 мас %. Окремими дослідженнями було встановлено, що при вмісті молібдену в 9–12 разів нижче, ніж у матеріалі, одержаному методом твердофазного спікання, електропровідність його у 4–7 разів вища [3]. Такий матеріал має структуру у вигляді мікрошарів, які паралельні підкладці. Електроди були вирізані перпендикулярно цим шарам у вигляді паралелепіпедів з основою 4×6 мм² (рис. 3).

Як і в попередньому випадку, вимірювання температури виконувались у двох режимах – з вторинною структурою на поверхні та без неї. Сила струму становила 3,5 А. Радіальні профілі температур плазми електродугового розряду визначались з відносних інтенсивностей спектральних ліній міді 465,1; 510,5; 515,3 та 521,8 нм (рис. 4). На рисунку криві 1 відповідають випадку наявності на поверхнях електродів вторинної структури, а криві 2 – без вторинної структури. Оскільки результати, одержані з вимірювань за різними спектральними лініями з суттєво відмінними енергіями збудження, збігаються, то припущення про наявність ЛТР у плазмі можна вважати правильним. Зазначимо також, що температура плазми в розрядному проміжку за наявності вторинної структури на поверхнях електродів зменшується.

З аналізу температурних залежностей можна припустити, що така поведінка плазми також спричинена модифікацією поверхонь електродів розрядом. Але, на відміну від попереднього випадку, зміна стану поверхонь призводить до зниження температури плазми у розрядному проміжку.

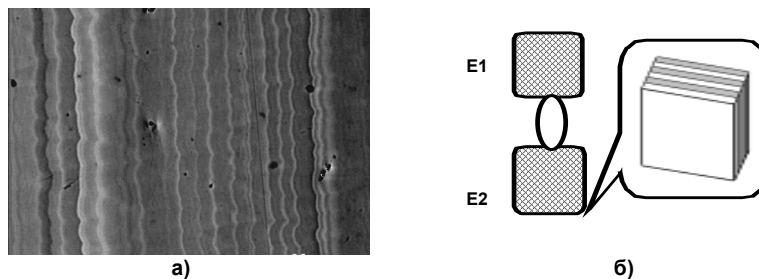


Рис. 3. а) структура матеріалу Cu-Mo (електронно-променевого випаровування); б) орієнтація шарів в електродах E1 та E2

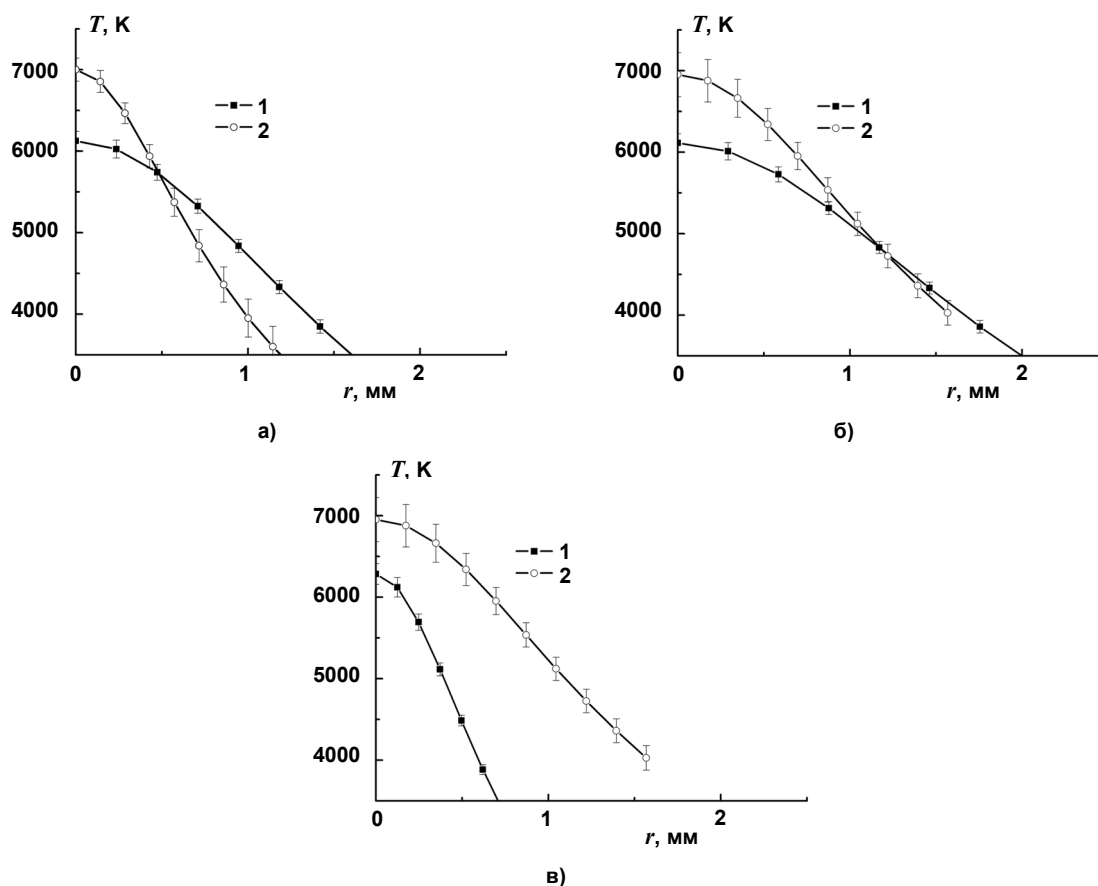


Рис. 4. Радіальні профілі температури плазми електродугового розряду між Cu-Mo електродами (електронно-променевого випаровування); $I = 3,5$ А, $l_{ak} = 4$ мм. Профілі визначені з відносних інтенсивностей спектральних ліній: а) 510,5/521,8 нм; б) 510,5/465,1 нм; в) 510,5/515,3 нм

Поверхні електродів вивчалися металографічними методами. Результати досліджень перерізів поверхонь анода та катода до й після обробки розрядом показано на рис. 5, з якого добре видно, що ерозії піддається переважно катод. Широкі (близько 100 мкм) темні смуги на фотографіях відповідають прошарку міді, що є, насправді, браком виробництва. І саме із цих прошарків, як добре видно, відбувається значна ерозія матеріалу. Тому можна припустити, що з часом така модифікована поверхня стає ефективним постачальником електродного матеріалу (очевидно, переважно міді) у розрядний проміжок і температура плазми в присутності домішок помітно зменшується.

Висновки. Проведені дослідження показали, що залежно від технології виготовлення матеріалу електроду модифікація його поверхонь електродуговим розрядом

призводить до утворення суттєво різних вторинних структур. Показано, що стан поверхонь електродів впливає на температуру плазми на осі розряду та її радіальний розподіл. Наявність вторинної структури на поверхні електродів, виготовлених методом твердофазного спікання призводить до підвищення температури плазми в розрядному проміжку. Якісно інший характер модифікованого робочого шару на поверхні електродів, виготовлених методом електронно-променевого випаровування, призводить до зниження температури плазми.

Автори вважають своїм приємним обов'язком висловити подяку А. Кнуренко, В. Осідачу та В. Собоєву за сприяння в підготовці та проведенні вимірювань. Ця робота була частково підтримана грантом 06БФ052-01.

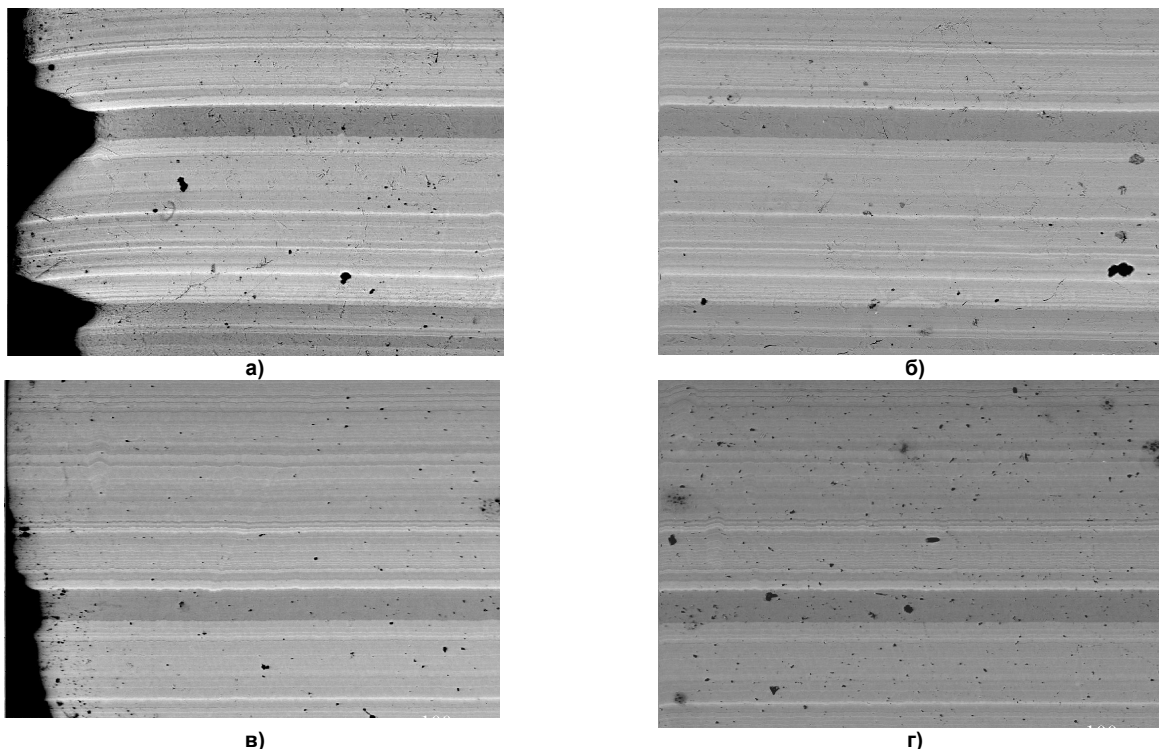


Рис. 5. Перерізи поверхонь анода (в, г) і катода (а, б) до (б, г) і після (а, в) обробки розрядом

1. Веклич А.М., Осідач В.Є. Методика спектроскопічної діагностики плазми електричної дуги // Вісн. Київ. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2003. – № 5. 2. Гречанюк Н.И., Гречанюк В.Г., Емельянов Б.М., Руденко И.Ф. Коррозия композитных материалов на основе меди, используемых для электрических контактов // Электрические контакты и электроды. – 1998. 3. Гречанюк Н.И., Осокин В.А., Афанасьев И.Б., Гречанюк И.Н. Электронно-лучевая технология получения материалов для электрических

контактов // Электрические контакты и электроды. – 1998. 4. Минакова Р.В., Кресанова А.П., Крячко Л.А., Хоменко Е.В. Структурно-эрозийные явления на композиционных контактах на воздухе, в масле и вакууме // Электрические контакты и электроды. – 2001. 5. Nassau K., Shiver J.W. Copper-Molybdenum oxide phase diagram in the air and in the Oxygen // J. Amer. Cer. Soc. – 1969. – Vol. 52.

Надійшла до редакції 20.10.06

УДК 621.38

О. Барабанов, канд. фіз.-мат. наук,
В. Пеньківський, студ.,
Р. Хорошок, студ.

ВРАХУВАННЯ НАДТОНКОЇ ВЗАЄМОДІЇ В МОДЕЛІ КАПЛАНА – СОЛОМОНА – МОТТА СПІН-ЗАЛЕЖНОЇ РЕКОМБІНАЦІЇ

Наведено результати врахування надтонкої взаємодії в моделі Каплана – Соломона – Мотта спінозалежної рекомбінації. Розроблено теоретичну модель, що дозволяє розраховувати залежності відносної зміни швидкості рекомбінації без обмежень на параметри системи. Показано, що надтонка взаємодія призводить до появи додаткових піків рекомбінації. Досягнуто збіжності теоретичних розрахунків з експериментальними даними, з яких знайдено константу надтонкої взаємодії.

The results of the account of hyperfine interaction in Kaplan – Solomon – Mott model of spin-dependent recombination are presented. The developed theoretical model allows to calculate dependences of relative change of recombination's speed without any restrictions on parameters of model. It is shown, that hyperfine interaction leads to occurrence of additional peaks of recombination. It is achieved convergence of theoretical calculations with experimental data from which the constant of hyperfine interaction is found.

Вступ. Рекомбінація належить до тих факторів, які впливають на електричні властивості напівпровідників. Тому вивчення й розуміння її стали одним із найважливіших аспектів сучасних наукових досліджень у цій галузі.

При розгляді електрофізичних явищ навіть у класичних (немагнітних) напівпровідниках, поряд з такими традиційними характеристиками електронів і дірок, як заряд та ефективна маса, у деяких випадках треба брати до уваги також їх спин. У 1970 р. Д. Лепін і Дж. Преджин [4] теоретично обґрунтували та експериментально підтвердили існування спінозалежної рекомбінації носіїв заряду в кремнії та напівпровідниковій сполуці InSb, після чого почався бурхливий розвиток даної галузі науки.

На даний момент розроблено теоретичні моделі, що цілком адекватно описують спінозалежну рекомбінацію в напівпровідниках, виходячи з їх будови та фізичних

властивостей. Одна з них – модель спінозалежної рекомбінації Каплана – Соломона – Мотта (КСМ) [2], в якій носії рекомбінують через просторово близькі центри локалізації електронів, кожному з яких відповідає один електронний рівень у забороненій зоні. Швидкість рекомбінації визначається кількістю синглетних двоелектронних станів. Послідовну теорію спінозалежної рекомбінації за механізмом КСМ представлено в [1]. Існує також велика кількість експериментальних досліджень у даному напрямі. Прикладом може слугувати робота Б. Ленхенкі [3], в якій наведено спектри електрично-детектованого магнітного резонансу для кремнію з дефектами обробки. Дана робота розглядає врахування надтонкої взаємодії в моделі рекомбінації за механізмом КСМ.

Теоретичні розрахунки. Для опису досліджуваної системи використовується динамічне рівняння Ф. Неймана, яке дозволяє описати динаміку спінових станів, враховуючи взаємодію спінів між собою та з зовнішнім магнітним полем (усі види взаємодії враховані відповідними доданками в гамільтоніані). Але одні суто динамічні рівняння не дозволяють вивчати спін-залежну рекомбінацію. Це явище зумовлене ще й кінетичними процесами,

$$\frac{d}{dt} \rho_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}]_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2} - R_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2} \rho_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2} - D \rho_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2} + G \sigma_{\alpha_1 \beta_1} \sigma_{\alpha_2 \beta_2}, \quad (1)$$

де $\hat{H}$ – гамільтоніан першої та другої пари електрон + ядро; $R_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2}$ – матриця, що визначає швидкість рекомбінації; D, G , – сталі дисоціації та генерування двоелектронних станів, відповідно. Індеси α_1, β_1 належать до першої пари електрон + ядро, α_2, β_2 – до другої. Вони пробігають значення $S, 0, +, -$ і позначають базисні стани:

$$\begin{aligned} |S^{(i)}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| S_Z = \frac{1}{2}, I_Z = -\frac{1}{2} \right\rangle - \left| S_Z = -\frac{1}{2}, I_Z = \frac{1}{2} \right\rangle \right), \\ |T_0^{(i)}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| S_Z = \frac{1}{2}, I_Z = -\frac{1}{2} \right\rangle + \left| S_Z = -\frac{1}{2}, I_Z = \frac{1}{2} \right\rangle \right), \\ |T_+^{(i)}\rangle &= \left| S_Z = \frac{1}{2}, I_Z = \frac{1}{2} \right\rangle, \\ |T_-^{(i)}\rangle &= \left| S_Z = -\frac{1}{2}, I_Z = -\frac{1}{2} \right\rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

У формулі (2) прийнято такі позначення: S – синглет із загальним спіном, рівним нулю; $T_{0,+,-}$ – триплети із загальними спінами, рівними одиниці та проекціями на виділений напрямок: нуль, плюс, мінус один; $i = 1, 2$ відповідає першій і другій електронно-ядерній парі; S_Z – спін електрона; I_Z – спін ядра.

У формулі (1) швидкості дисоціації і рекомбінації залежать від кількості пар, які перебувають у відповідних станах, генерація пар є сталою в часі. Щоб врахувати внесок надтонкої взаємодії в моделі КСМ потрібно взяти до уваги, електрони пари розташовані на різних центрах локалізації, тому обмінна та диполь-дипольна взаємодії між їх спінами практично відсутні. Завдяки цьому, достатньо врахувати вплив надтонкої взаємодії на кожний з електронів індивідуально, і відповідним чином модифікувати спіновий гамільтоніан. Спрощення задачі у випадку слабого спінового обміну відбувається завдяки тому, що гамільтоніан електронної пари можна наближено замінити на суму двох незалежних доданків, кожен з яких містить спінові змінні лише одного електрона, тобто записати:

$$\hat{H} = \hat{H}_I + \hat{H}_{II}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_{\alpha_1 \beta_1}^{(\alpha_2 \beta_2)} &= -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_I, \hat{\rho}_I]_{\alpha_1 \beta_1}^{(\alpha_2 \beta_2)} - \frac{1}{2} (R_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2} + D) \rho_{\alpha_1 \beta_1}^{(\alpha_2 \beta_2)} + \frac{g}{4} \sigma_{\alpha_1 \beta_1}^{(\alpha_2 \beta_2)}, \\ \frac{d}{dt} \rho_{\alpha_2 \beta_2}^{(\alpha_1 \beta_1)} &= -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{II}, \hat{\rho}_{II}]_{\alpha_2 \beta_2}^{(\alpha_1 \beta_1)} - \frac{1}{2} (R_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2} + D) \rho_{\alpha_2 \beta_2}^{(\alpha_1 \beta_1)} + \frac{g}{4} \sigma_{\alpha_2 \beta_2}^{(\alpha_1 \beta_1)}, \end{aligned} \quad (7)$$

де $\rho_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2} = \rho_{\alpha_1 \beta_1}^{(\alpha_2 \beta_2)} \times \rho_{\alpha_2 \beta_2}^{(\alpha_1 \beta_1)}$ і верхній індекс показує зафіксований стан однієї пари при розгляді іншої. Швидкість рекомбінації в такому випадку визначатиметься

$$R = \sum_{\alpha_1 \alpha_2} R_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2} \rho_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2}. \quad (8)$$

Рівняння спінової динаміки для кожного з електронів має вигляд

ми, такими як захоплення вільних носіїв на локалізовані рівні, їх дисоціація до енергетичних зон, переходи між рівнями та спінова релаксація. Опис таких процесів з перших принципів квантової механіки є занадто складним, тому їх враховують феноменологічно, додаванням відповідних доданків до правих частин динамічних рівнянь. Зважаючи на такий підхід рівняння набудуть вигляду:

де кожен з доданків має вигляд

$$\hat{H}_{I,II} = -\frac{\hbar}{2} (\gamma_{e1,2} \hat{\sigma}_{e1,2} + \gamma_{i1,2} \hat{\sigma}_{i1,2}) \mathbf{H} + \frac{1}{4} A \hat{\sigma}_{e1,2} \hat{\sigma}_{i1,2}, \quad (4)$$

де $\gamma_{e1,2}, \gamma_{i1,2}$ – електронні та ядерні гіромагнітні відношення; $\hat{\sigma}_{e1,2}, \hat{\sigma}_{i1,2}$ – матриці Паулі; $\mathbf{H}$ – магнітне поле; A – константа надтонкої взаємодії.

У гамільтоніані враховано надтонку взаємодію кожного електрона лише з найближчим ядром. Це виправдано, оскільки концентрація парамагнітних центрів у досліджуваній речовині невелика (наприклад, кремній містить ізотоп ^{29}Si з ядерним спіном $I = \frac{1}{2}$ у природній концентрації 4,75 %).

Оскільки в даній моделі електронні спіни рухаються незалежно один від одного, то двоспіновий оператор густини двоелектронного стану можна розділити на два множники, кожен з яких належить спіновому оператору густини першого й другого електронів, відповідно:

$$\rho_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2} = \rho_{\alpha_1 \beta_1} \times \rho_{\alpha_2 \beta_2}, \quad (5)$$

де $\alpha, \beta = 0, +, -, S$. Тоді рівняння спінової динаміки можна переписати у вигляді

$$\begin{aligned} \rho_{\alpha_1 \beta_1} \frac{d}{dt} \rho_{\alpha_2 \beta_2} + \rho_{\alpha_2 \beta_2} \frac{d}{dt} \rho_{\alpha_1 \beta_1} &= \\ = -\frac{i}{\hbar} \rho_{\alpha_1 \beta_1} [\hat{H}_{II}, \hat{\rho}_{II}]_{\alpha_2 \beta_2} - \frac{i}{\hbar} \rho_{\alpha_2 \beta_2} [\hat{H}_I, \hat{\rho}_I]_{\alpha_1 \beta_1} - \\ - (R_{\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2} + D) \rho_{\alpha_1 \beta_1} \rho_{\alpha_2 \beta_2} + G \sigma_{\alpha_1 \beta_1} \sigma_{\alpha_2 \beta_2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Враховуючи незалежність кожної пари електрон + ядро одна від одної, можна вважати, що генерація, дисоціація та рекомбінація будуть однаково впливати на характеристики кожної з пар і відповідним чином збільшувати чи зменшувати їх кількість. Отже, можна перейти до задачі з двома парами і розв'язати дві системи рівнянь:

$$\frac{d}{dt} \rho_{\alpha \beta} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}]_{\alpha \beta}, \quad (9)$$

де $\alpha, \beta = 0, +, -, S$.

Якщо розписати комутатор, підставити конкретний вигляд гамільтоніана і провести необхідні заміни та скорочення, можна отримати динамічні рівняння для пари електрон + ядро:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\rho_{SS}}{dt} &= -i \left\{ \frac{\gamma_{ei}}{2} \left[H_0(\rho_{0S} - \rho_{S0}) + \frac{1}{\sqrt{2}} (h_{-}(\rho_{-S} + \rho_{S+}) - h_{+}(\rho_{+S} + \rho_{S-})) \right] \right\}, \\
 \frac{d\rho_{00}}{dt} &= -i \left\{ \frac{\gamma_{ei}}{2} H_0(\rho_{S0} - \rho_{0S}) + \frac{\bar{\gamma}}{\sqrt{2}} [h_{-}(\rho_{-0} - \rho_{0+}) + h_{+}(\rho_{+0} - \rho_{0-})] \right\}, \\
 \frac{d\rho_{++}}{dt} &= -i \left\{ \frac{\gamma_{ei}}{2\sqrt{2}} [h_{+}\rho_{+S} - h_{-}\rho_{S+}] + \frac{\bar{\gamma}}{\sqrt{2}} [h_{-}\rho_{0+} - h_{+}\rho_{+0}] \right\}, \\
 \frac{d\rho_{--}}{dt} &= -i \left\{ \frac{\gamma_{ei}}{2\sqrt{2}} [h_{+}\rho_{S-} - h_{-}\rho_{-S}] + \frac{\bar{\gamma}}{\sqrt{2}} [h_{+}\rho_{0-} - h_{-}\rho_{-0}] \right\}, \\
 \frac{d\rho_{S0}}{dt} &= -i \left\{ \frac{\gamma_{ei}}{2} \left[H_0(\rho_{00} - \rho_{SS}) + \frac{1}{\sqrt{2}} (h_{-}\rho_{-0} - h_{+}\rho_{+0}) \right] - \frac{\bar{\gamma}}{\sqrt{2}} [h_{+}\rho_{S-} + h_{-}\rho_{S+}] \right\} + \frac{i}{\hbar} A\rho_{S0}, \\
 \frac{d\rho_{S+}}{dt} &= -i \left\{ \frac{\gamma_{ei}}{2} \left[H_0\rho_{0+} + \frac{1}{\sqrt{2}} (h_{-}\rho_{-+} + h_{+}(\rho_{SS} - \rho_{++})) \right] - \bar{\gamma} \left[H_0\rho_{S+} + \frac{1}{\sqrt{2}} h_{+}\rho_{S0} \right] \right\} + \frac{i}{\hbar} A\rho_{S+}, \\
 \frac{d\rho_{S-}}{dt} &= -i \left\{ \frac{\gamma_{ei}}{2} \left[H_0\rho_{0-} + \frac{1}{\sqrt{2}} (h_{-}(\rho_{--} - \rho_{SS}) - h_{+}\rho_{+-}) \right] + \bar{\gamma} \left[H_0\rho_{S-} - \frac{1}{\sqrt{2}} h_{-}\rho_{S0} \right] \right\} + \frac{i}{\hbar} A\rho_{S-}, \\
 \frac{d\rho_{0+}}{dt} &= -i \left\{ \frac{\gamma_{ei}}{2} \left[H_0\rho_{S+} + \frac{1}{\sqrt{2}} h_{+}\rho_{0S} \right] + \bar{\gamma} \left[-H_0\rho_{0+} + \frac{1}{\sqrt{2}} (h_{-}\rho_{-+} + h_{+}(\rho_{++} - \rho_{00})) \right] \right\}, \\
 \frac{d\rho_{0-}}{dt} &= -i \left\{ \frac{\gamma_{ei}}{2} \left[H_0\rho_{S-} - \frac{1}{\sqrt{2}} h_{-}\rho_{0S} \right] + \bar{\gamma} \left[H_0\rho_{0-} + \frac{1}{\sqrt{2}} (h_{+}\rho_{+-} + h_{-}(\rho_{--} - \rho_{00})) \right] \right\}, \\
 \frac{d\rho_{+-}}{dt} &= -i \left\{ -\frac{\gamma_{ei}}{2\sqrt{2}} h_{-}(\rho_{+S} + \rho_{S-}) + \bar{\gamma} \left[2H_0\rho_{+-} - \frac{1}{\sqrt{2}} h_{-}(\rho_{+0} - \rho_{0-}) \right] \right\},
 \end{aligned} \tag{10}$$

де прийнято позначення: $\gamma_{ei} = \gamma_e - \gamma_i$, $\bar{\gamma} = \frac{\gamma_e + \gamma_i}{2}$; H_0

– квазістаціонарне магнітне поле, $h_{\pm} = h \exp(\mp i\omega t)$ – змінне магнітне поле.

Залежність коефіцієнтів системи диференціальних рівнянь від часу зникає при підстановці до (10) компонентів матриці густини у вигляді:

$$\begin{aligned}
 \rho_{-+} &= \rho_{-+} \exp(-2i\omega t), \quad \rho_{++} = \rho_{++}, \quad \rho_{--} = \rho_{--}, \\
 \rho_{00} &= \rho_{00}, \quad \rho_{SS} = \rho_{SS}, \\
 \rho_{S0} &= \rho_{S0}, \quad \rho_{0S} = \rho_{0S}, \quad \rho_{S+} = \rho_{S+} \exp(-i\omega t), \\
 \rho_{0+} &= \rho_{0+} \exp(-i\omega t), \\
 \rho_{-S} &= \rho_{-S} \exp(-i\omega t), \quad \rho_{-0} = \rho_{-0} \exp(-i\omega t), \\
 \rho_{+0} &= \rho_{+0} \exp(i\omega t), \quad \rho_{0-} = \rho_{0-} \exp(i\omega t).
 \end{aligned} \tag{11}$$

Дана заміна дозволяє розв'язати систему і знайти стаціонарні значення коефіцієнтів матриці густини.

Матрицю коефіцієнтів рекомбінації представлено у вигляді добутку сталої, яка відображає кількість актів рекомбінації в секунду, на матрицю вагових коефіцієнтів, які показують ефективність рекомбінації через дані стани:

$$R_{\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2} = r \cdot R_{\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2}. \tag{12}$$

Діагональні елементи $R_{\alpha_1\alpha_2\alpha_1\alpha_2}$ знаходяться як квадрати проекції базисних станів системи (2) на синг-

летний двоелектронний стан, в якому дозволено між-центровий рекомбінаційний перехід.

Інші коефіцієнти матриці вагових множників з міркувань математичної сумісності розраховуються за формулою:

$$R_{\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2} = \frac{R_{\alpha_1\alpha_2\alpha_1\alpha_2} + R_{\beta_1\beta_2\beta_1\beta_2}}{2}. \tag{13}$$

Припущенням цієї моделі є твердження, що двоспінові стани електронів можуть виникати тільки в чистому вигляді синглету чи триплетів. Оскільки ці стани є рівноправними, то генерація кожного з них відбувається рівномірно, відповідний коефіцієнт генерації ділиться на чотири. Дисоціація цих станів проходить однаково і тому відповідний коефіцієнт ділиться між компонентами матриці густини.

Результати розв'язання та їх аналіз. На основі даної теоретичної моделі зроблено чисельний розрахунок і побудовано ряд спектрів електрично детектованого магнітного резонансу (ЕДМР) залежно від різних значень параметрів системи. Приклад такого розрахунку для параметрів $f = 6$ ГГц, $r = 1,8 \times 10^3$ с⁻¹, $d = 1,5 \times 10^6$ с⁻¹, $A = 1,6 \times 10^9$ ерг, $h = 3,25$ Е наведено на рис. 1. Із порівняльної залежності видно, що мала зміна параметрів g-факторів спінів призводить до сильної якісної зміни резонансного спектра.

Зі зміни резонансної кривої залежно від константи надтонкої взаємодії (рис. 2) можна зробити висновок, що електронний парамагнітний резонанс відбувається в полі, яке є векторною сумою зовнішнього магнітного поля та поля надтонкої взаємодії. Це твердження справедливе лише для сильних постійних магнітних полів.

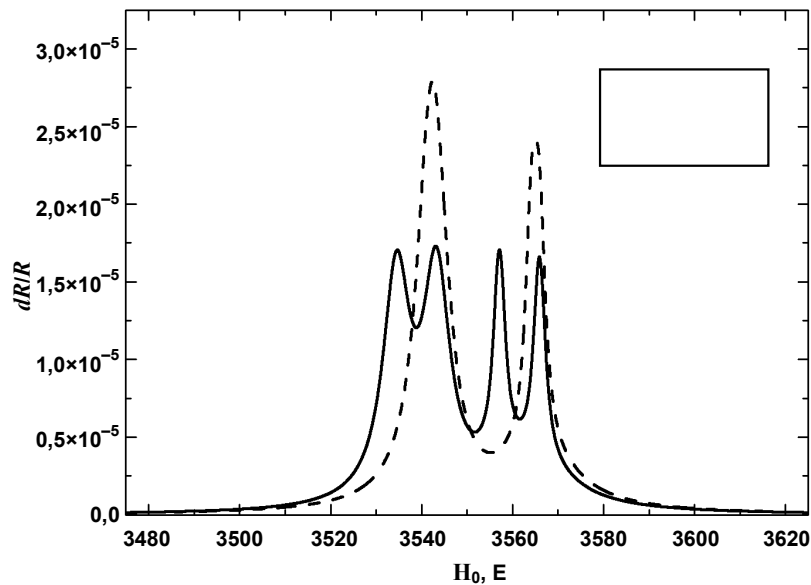


Рис. 1. Теоретичні залежності відносної зміни швидкості рекомбінації від постійного магнітного поля при різних значеннях g -факторів електронних та ядерних спінів:
а) $g_{e1} = 2,01$, $g_{e2} = 2,011$, $g_i = 1,98$; б) $g_{e1} = 2,01$, $g_{e2} = 2,015$, $g_i = 1,98$

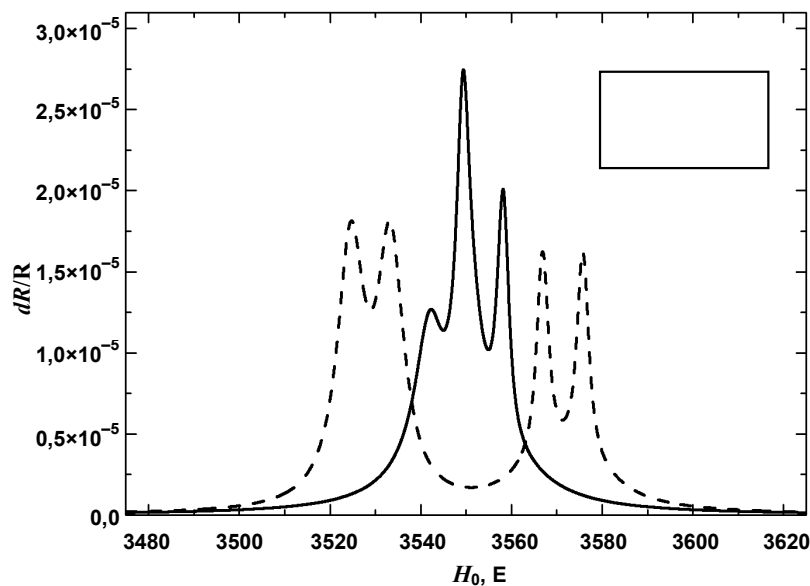


Рис. 2. Залежність вигляду теоретичних резонансних кривих відносної швидкості рекомбінації від значення константи надтонкої взаємодії: а) $A = 3 \times 10^9$ ерг; б) $A = 0,5 \times 10^9$ ерг

Зміна величин констант генерації, дисоціації та рекомбінації призводить до зміни величини резонансних піків. Збільшення дисоціації зменшує інтенсивність рекомбінації. Збільшення константи рекомбінації навпаки, збільшує рекомбінацію. В області слабких магнітних полів спостерігається об'єднання всіх резонансних піків в один, що має складну форму.

На рис. 3 продемонстровано зіставлення розрахованої теоретичної залежності з параметрами $g_{e1} = 2,0052$, $g_{e2} = 1,9983$, $g_i = 1,981$, $A = 0,47 \times 10^9$ ерг та експериментального ЕДМР спектра, взятого з роботи [3]. Можна зробити висновок, що теоретичні розрахунки відповідають експериментальним даним, звідки можна визначити конкретні значення параметрів зразка. В експерименті близькі піки рекомбінації об'єднані й тому їх

важко розрізнити через процеси спінової релаксації та обмеження вимірювального обладнання.

Висновки. Запропоновано методику опису надтонкої взаємодії в моделі КСМ спін-залежної рекомбінації. Запропонований метод дозволяє обчислити форми піків спектрів електрично детектованого магнітного резонансу без жодних обмежень на параметри системи. Надтонка взаємодія призводить до появи додаткових піків рекомбінації. Амплітуда резонансних піків залежить від процесів генерації та дисоціації. Збіжність теоретичних та експериментальних даних досягається при реалістичних значеннях параметрів моделі, що дозволяє знайти константи надтонкої взаємодії.

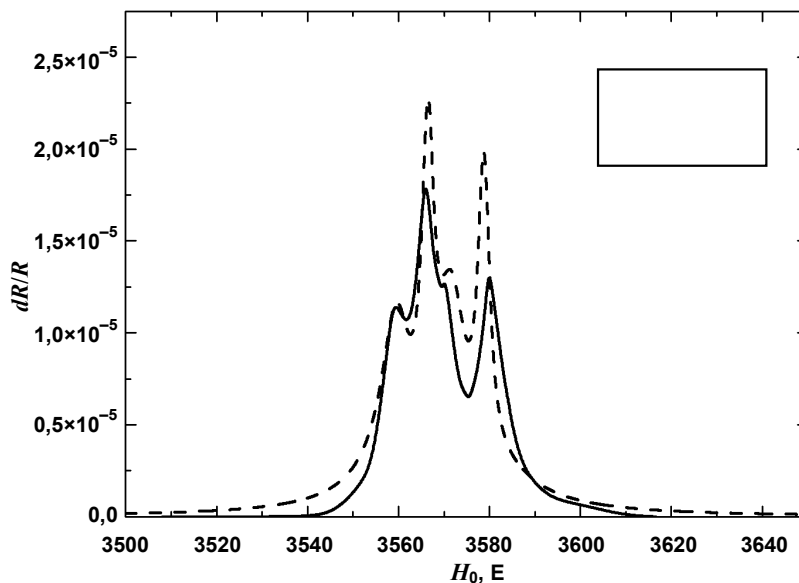


Рис. 3. Зіставлення теоретичної залежності (а) з експериментальними даними (б), вимірними для кремнієвого зразка з поверхневими дефектами

1. Третьяк О.В., Львов В.А., Барабанов О.В. Спін-електронна та електронно-діркова рекомбінація в напівпровідниках : Монографія. – К., 2001. 2. Kaplan D., Solomon I., Mott N. Explanation of the large spin-dependent recombination effect in semiconductors // Le Journal de Physique Lettres. – 1978. – L-51. 3. Langhanki B. Electron paramagnetic resonance of process-induced defects in silicon: Dissertation, 2001.

4. Lepine D. I., Prejean I. I. Spin-dependent recombination : In Proc. 10-th Int. Conf. in Phys. of Semicond / Ed. Boston Univ. Press. – 1970.

Надійшла до редколегії 01.11.06

УДК 621.38

О. Барабанов, канд. фіз.-мат. наук,
В. Пенківський, студ.,
Р. Хорошок, студ.

ПЕРЕХІДНІ ПРОЦЕСИ В МОДЕЛІ КАПЛАНА – СОЛОМОНА – МОТТА СПІН-ЗАЛЕЖНОЇ РЕКОМБІНАЦІЇ

Вивчено перехідні процеси в моделі Каплана – Соломона – Мотта спін-залежної рекомбінації в напівпровідниках. Отримано результати впливу основних фізичних параметрів моделі на вигляд і тривалість перехідних процесів у такій системі. Досліджено вплив змінного, сильного та слабого квазістаціонарного магнітного поля, а також часу стохастизації, ймовірності рекомбінації за участю синглетних двоспінових станів та ймовірності дисоціації на тривалість перехідних процесів.

This paper considers the transient processes in the Kaplan – Solomon – Mott spin-dependent recombination (SDR) model. The results of the basic physical parameters influence on the transient process duration in such systems are presented. It is shown the alternating, strong and weak quasi-stationary magnetic fields, the time relaxation, the dissociation probability and the recombination with the singlet double-spins conditions assistance probability influence on the recombination speed relative change.

Вступ. Перше повідомлення про експериментальне спостереження спін-залежної рекомбінації (СЗР) крізь парамагнітні центри було опубліковане Д. Лепіном і Дж. Преджином [5]. Пізніше з'ясувалося, що експериментальні значення відносної зміни швидкості рекомбінації перевищують оціночні [6]. Перша теоретична модель спін-залежної рекомбінації (модель Лепіна – Преджина) не описувала багато експериментальних результатів, тому запропоновано інші механізми СЗР у напівпровідниках [4]. Зокрема, у моделі Каплана – Соломона – Мотта (КСМ) акт рекомбінації відбувається не у два, а в три етапи. Коли йдеться про спін-залежну рекомбінацію за цим механізмом, то розглядається пара просторово близьких центрів локалізації електронів. Припускається, що кожному з них відповідає один електронний рівень у забороненій зоні. У моделі КСМ утворення електронної пари є результатом захоплення зонних носіїв заряду на ці центри. Принциповим у механізмі є припущення про те, що акт рекомбінації відбувається з утворенням проміжного двоелектронного стану. У даній

роботі досліджуються процеси, які відбуваються при ввімкнення та вимкнення надвисокочастотного магнітного поля в такій системі. Розглядається зміна тривалості перехідних процесів при зміні параметрів моделі. Враховуються ймовірності генерування, рекомбінації та дисоціації електронів пари, а також часи стохастизації. Шляхом розв'язання квантово-механічної системи рівнянь знайдено відносну зміну швидкості рекомбінації.

Експериментально перехідні процеси при ввімкненні змінного магнітного поля досліджували К. Бьоме (C. Boehme) і К. Ліпс (K. Lips) [2, 3]. Схема їхньої експериментальної установки ідейно мало чим відрізняється від установки Лепіна – Преджина. Дослідження проводилися на мікрокристалічному кремнії ($\mu\text{c-Si:H}$). Спостерігалася релаксація величини відносної зміни швидкості рекомбінації. Провівши подальші дослідження, виявилось, що при ввімкненні високочастотного магнітного поля швидкість рекомбінації не відразу встановлюється на певному рівні, а лише через деякий час, причому спостерігаються осциляційні процеси.

Теоретична модель. Виходячи з обраної моделі спінової рекомбінації, введено ряд фізично обґрунтованих припущень [1]. Зокрема, перекриття хвильових функцій двох локалізованих електронів є незначним і обмінна взаємодія між ними практично не впливає на динаміку їх спінів у магнітному полі. Отже, обмінним доданком у гамільтоніані можна знехтувати. Надтонка взаємодія не враховується. Зважаючи на це будемо мати справу з таким гамільтоніаном:

$$\frac{d}{dt} \rho_{\alpha\beta} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{eff}, \hat{\rho}]_{\alpha\beta} + \frac{g}{4} \delta_{\alpha\beta} - \left(d + \frac{r_{\alpha} + r_{\beta}}{2} \right) \rho_{\alpha\beta} - \frac{1}{\tau_s} \left(\rho_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta} \frac{Sp \rho}{4} \right), \quad (2)$$

де g , r_{α} та d – ймовірності генерування, рекомбінації та дисоціації електронів пари, τ_s – характерний час спінової релаксації (стохастизації), α, β – нумерують матричні елементи оператора густини та гамільтоніана у спіновому просторі двоелектронних станів. Процеси генерації, рекомбінації, дисоціації та спінової релаксації враховано за допомогою відповідних феноменологічних доданків у правій частині цього рівняння. Оскільки міжцентровий перехід дозволено лише в синглетній конфігурації, швидкість рекомбінації пропорційна кількості синглетів:

$$R = r_s \cdot \rho_s. \quad (3)$$

Кількість рівнянь для визначення швидкості рекомбінації зменшується у спінових змінних:

$$N_{ij} = \sum_{\alpha} \langle \alpha | \rho \sigma_{1i} \sigma_{2j} | \alpha \rangle, \quad (4)$$

де $\sigma_{\pm} = \sigma_x \pm i\sigma_y$ – вісь квантування z , спрямована вздовж статичного поля.

Розрахунок перехідних процесів у моделі Каплана – Соломона – Мотта спінової рекомбінації. Швидкість рекомбінації в нових змінних матиме вигляд:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} -\frac{r_s}{4} - d & 0 & 0 & \frac{r_s}{4} & \frac{r_s}{4} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{\tau} & 2\gamma H_0 - 2\omega & 0 & 0 & 0 & 0 & -\gamma_1 h & 0 & -\gamma_2 h \\ 0 & 2\omega - 2\gamma H_0 & -\frac{1}{\tau} & 0 & 0 & 0 & \gamma_1 h & 0 & \gamma_2 h & 0 \\ \frac{r_s}{2} & 0 & 0 & -\frac{r_s}{4} - \frac{1}{\tau} & -\frac{r_s}{4} & 0 & 0 & -\gamma_2 h & 0 & -\gamma_1 h \\ \frac{r_s}{2} & 0 & 0 & -\frac{r_s}{2} & -\frac{r_s}{4} - \frac{1}{\tau^*} & \gamma_{12} H_0 & 0 & \gamma_1 h & 0 & \gamma_2 h \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\gamma_{12} H_0 & -\frac{r_s}{4} - \frac{1}{\tau^*} & \gamma_1 h & 0 & -\gamma_2 h & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\gamma_1 h}{2} & 0 & 0 & -\frac{\gamma_1 h}{2} & -\frac{1}{\tau^*} & \gamma_2 H_0 - \omega & \frac{r_s}{4} & 0 \\ 0 & \frac{\gamma_1 h}{2} & 0 & \gamma_2 h & -\frac{\gamma_1 h}{2} & 0 & -\gamma_2 H_0 + \omega & -\frac{1}{\tau^*} & 0 & \frac{r_s}{4} \\ 0 & 0 & -\frac{\gamma_2 h}{2} & 0 & 0 & \frac{\gamma_2 h}{2} & \frac{r_s}{4} & 0 & -\frac{1}{\tau^*} & \gamma_1 H_0 - \omega \\ 0 & \frac{\gamma_2 h}{2} & 0 & \gamma_1 h & -\frac{\gamma_2 h}{2} & 0 & 0 & \frac{r_s}{4} & -\gamma_1 H_0 + \omega & -\frac{1}{\tau^*} \end{pmatrix} \quad (7)$$

Розв'язки отриманих систем диференціальних рівнянь можна записати у вигляді

$$\frac{dN}{dt} = \mathbf{A} N + \mathbf{B}, \quad N_{st} = -\mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{B}. \quad (8)$$

За допомогою математичного пакета MathCAD реалізовано знаходження власних чисел і власних векторів системи

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \cdot (\gamma_1 \hat{\sigma}_1 + \gamma_2 \hat{\sigma}_2) \cdot \mathbf{H} \quad (1)$$

де $\hat{\sigma}_{1,2}$, $\hat{\sigma}_j^{(N)}$ – матриці Паулі електронних та ядерних спінів, $\gamma_{1,2}$ – гіромагнітні відношення електронів та ядер, $\mathbf{H}$ – магнітне поле.

Квантові рівняння для вивчення спінової рекомбінації можна записати у вигляді

$$R = \frac{r_s}{4} (N - N_{zz} - \text{Re } N_{+-}). \quad (5)$$

Заміни

$$\begin{aligned} h_{\pm} &= h \exp(\mp i\omega \cdot t); \quad N_{zz} = N_{zz}^0; \quad N_{+-} = N_{+-}^0; \\ N_{++} &= N_{++}^0 \exp(-2i\omega \cdot t); \quad N_{z+} = N_{z+}^0 \exp(-i\omega \cdot t); \\ N_{+z} &= N_{+z}^0 \exp(-i\omega \cdot t) \end{aligned}$$

дозволили позбутися змінних, які осцилюють із частотою змінного поля. Подальший крок полягає у відокремленні дійсних та уявних компонент. Використовуючи відповідні коефіцієнти отриманої таким шляхом системи рівнянь, було сформовано матриці $\mathbf{A}$, які описують стан системи за наявності та відсутності змінного магнітного поля. Матриця, яка відображатиме вільні коефіцієнти, запишеться у вигляді стовпчика $\mathbf{B}$.

$$\mathbf{B} = (g \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0)^T \quad (6)$$

диференціальних рівнянь. Використовуючи отримані дані, знайдено відносну зміну швидкості рекомбінації у вигляді:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(H_0, h) - R(H_0, 0)}{R(H_0, 0)} = \frac{R(t, 0, t, T) - R_0}{R_0}. \quad (9)$$

На рис. 1 наведено розраховану в такий спосіб залежність відносної зміни швидкості рекомбінації від часу в надвисокочастотному магнітному полі.

Для слабких магнітних полів графік має дещо інший вигляд. Зокрема осциляційні процеси не спостерігаються (рис. 2).

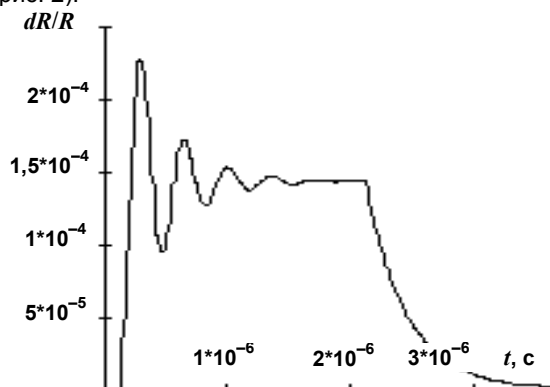


Рис. 1. Залежність відносної зміни швидкості рекомбінації від часу (t , с) при $\tau_s = 6,53 \cdot 10^{-7}$ с, $r_s = 1,8 \cdot 10^3$ с $^{-1}$, $d = 1,5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$, $g_1 = 2,01$, $g_2 = 2,015$, $h = 1$ Е, $f = 9$ ГГц, $g = 1,5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$, $H_0 = 3200,5$ Е

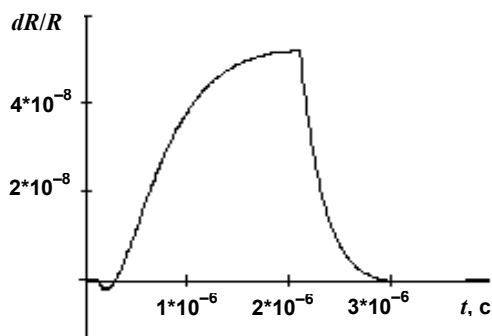


Рис. 2. Перехідні процеси відносної зміни швидкості рекомбінації в моделі КСМ при таких значеннях параметрів: $\tau_s = 6,53 \cdot 10^{-7}$ с, $r_s = 1,8 \cdot 10^3$ с $^{-1}$, $d = 1,5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$, $g_1 = 2,01$, $g_2 = 2,015$, $h = 1$ Е, $f = 9$ МГц, $g = 1,5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$, $H_0 = 15,28$ Е

Аналіз отриманих результатів. З метою визначення впливу фізичних параметрів системи на тривалість перехідних процесів було проведено їх варіювання. Параметри, які змінювалися подано у вигляді таблиці (табл. 1).

Таблиця 1. Варіювання параметрів моделі

Параметри, що не змінюються	Параметри, що змінені	Номер рисунка
$\tau_s = 6,53 \cdot 10^{-7}$ с; $d = 1,5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$; $g_1 = 2,01$; $g_2 = 2,015$; $h = 1$ Е, $f = 9$ ГГц, $g = 1,5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$	$r_s = 1,8 \cdot 10^4$ с $^{-1}$	Рис. 3
$r_s = 1,8 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $d = 1,5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$; $g_1 = 2,01$; $g_2 = 2,015$; $h = 1$ Е; $f = 9$ ГГц; $g = 1,5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$	$\tau_s = 6,53 \cdot 10^{-6}$ с	Рис. 4
$\tau_s = 6,53 \cdot 10^{-7}$ с; $r_s = 1,8 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $g_1 = 2,01$, $g_2 = 2,015$; $h = 1$ Е; $f = 9$ ГГц; $g = 1,5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$	$D = 1,5 \cdot 10^7$ с $^{-1}$	Рис. 5
$\tau_s = 6,53 \cdot 10^{-7}$ с; $r_s = 1,8 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $d = 1,5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$; $g_1 = 2,01$; $g_2 = 2,015$; $f = 9$ ГГц; $g = 1,5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$	$h = 3$ Е	Рис. 6

Імовірності рекомбінації за участю синглетних дво-спінових станів r_s лінійно впливає на величину відносної зміни швидкості рекомбінації (рис. 1, 3), при цьому тривалість перехідних процесів не змінюється. Встано-

влення стаціонарного стану для відносної зміни швидкості рекомбінації не залежить від параметра r_s .

Одним із параметрів, який найбільше змінює тривалість перехідних процесів є характерний час спінової стохастизації τ_s (рис. 1, 4). Якщо τ_s збільшувати, то час до встановлення стаціонарної швидкості рекомбінації стає довшим.

Імовірність дисоціації d (рис. 1, 5) електронів пари також впливає на час встановлення стаціонарного стану R після вимкнення або ввімкнення височастотного магнітного поля. При збільшенні дисоціації тривалість перехідного процесу зменшується, до того ж цей параметр змінює кількість осциляцій відносної зміни швидкості рекомбінації. Дисоціація є конкуруючим процесом щодо рекомбінації. Саме тому при значних величинах d швидкість рекомбінації значно зменшується.

У сильних магнітних полях і при високих частотах змінного поля в момент ввімкнення поля виникають осциляції. Осциляції такого самого характеру проявляються й при вимкненні змінного магнітного поля. У слабких полях такі релаксаційні процеси відсутні.

Проведений аналіз впливу величини змінного магнітного поля показує, що вона змінює характер перехідних процесів (рис. 1, 6). Збільшується кількість осциляцій. Таке явище може бути викликане рухом спінових векторів.

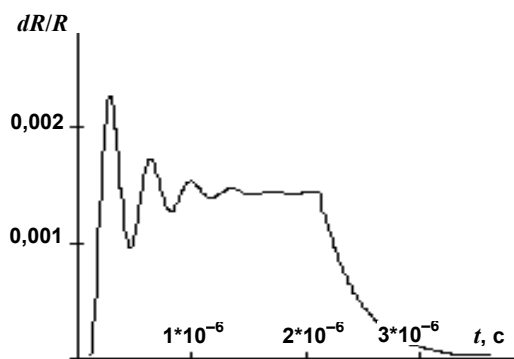


Рис. 3. Часова залежність відносної зміни швидкості рекомбінації при $r_s = 1,8 \cdot 10^4$ с $^{-1}$

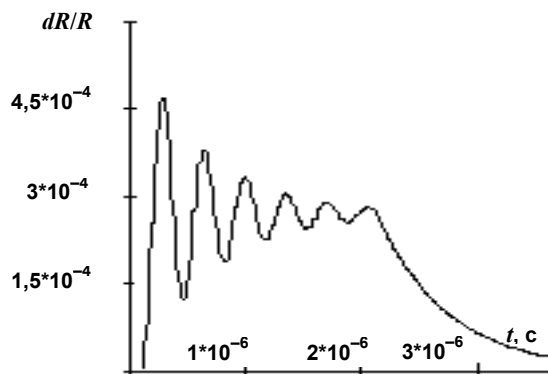


Рис. 4. Часова залежність відносної зміни швидкості рекомбінації при $\tau_s = 6,53 \cdot 10^{-6}$ с

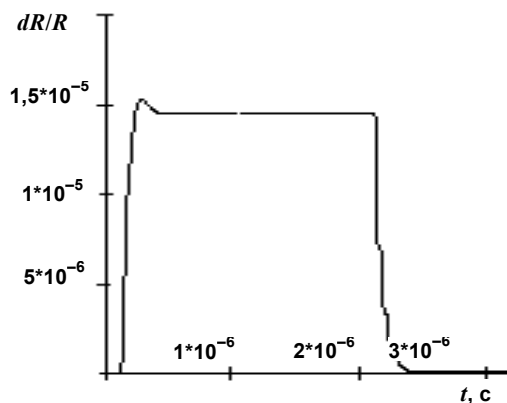


Рис. 5. Часова залежність відносної зміни швидкості рекомбінації при $d = 1,5 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$

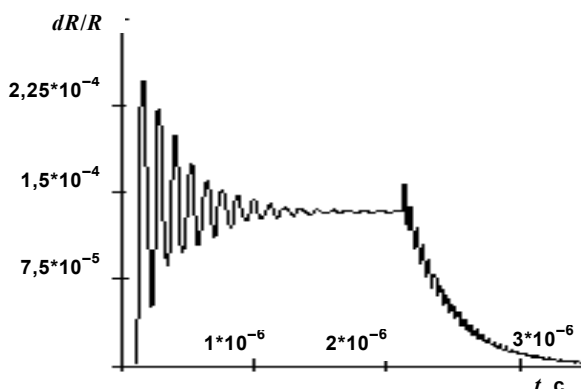


Рис. 6. Часова залежність відносної зміни швидкості рекомбінації при $h = 3 \text{ E}$

Порівняння результатів з експериментальними даними. Використовуючи побудовану модель, проведено порівняння експериментально [2; 3] і теоретично отриманих залежностей відносної зміни швидкості рекомбінації від часу при ввімкненні магнітного поля. Взявши дані, які відомі з експерименту (рис. 7), тобто $r_s = 3 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, $f = 40 \text{ МГц}$, було визначено такі параметри, зі значеннями яких досягався максимальний збіг теоретично розрахованої кривої та експериментальної: $\tau_s = 6,7 \cdot 10^{-9} \text{ c}$, $d = 7 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, $g_1 = 2,01$, $g_2 = 2,015$, змінне магнітне поле $h = 1 \text{ E}$, стаціонарне – $H_0 = 690 \text{ E}$, $g = 1,5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$. Як видно

УДК 621.395.74

з графіків, криві майже збігаються. Це дає право стверджувати про вірність запропонованого методу розрахунку.

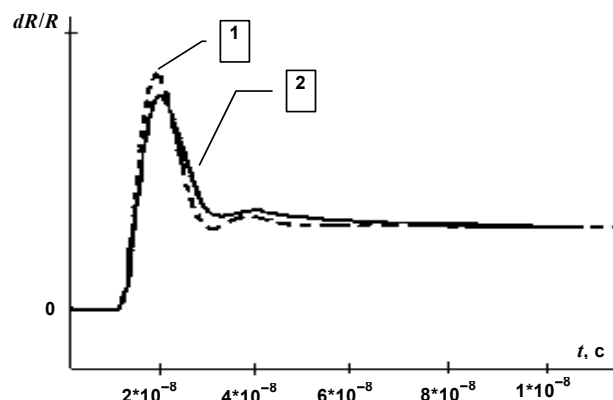


Рис. 7. Порівняння експериментально і теоретично отриманих залежностей відносної зміни швидкості рекомбінації від часу:

1 – теоретична крива; 2 – експериментальна крива

Висновки. Запропоновано математичну модель, що дозволяє описати залежність відносної зміни швидкості рекомбінації від часу при ввімкненні та вимкненні високо-частотного магнітного поля. Показано вплив фізичних параметрів системи, зокрема, ймовірності дисоціації, часу стохастизації та ймовірності рекомбінації за участю синглетних двоспінових станів на швидкість встановлення рівноважної величини швидкості рекомбінації. Доведено, що характерні часи перехідних процесів визначаються ймовірністю дисоціації електронів пари та часом релаксації спінів. Встановлено, що величина змінного магнітного поля впливає на характер перехідного процесу.

1. Барабанов О.В., Львов В.А., Третьяк О.В. Фізичні основи спінової електроніки. – К., 2002. 2. Boehme C., Kanschat P., Lips K. Time domain measurement of spin-dependent recombination // Europhys. Lett. – 2001. – Vol. 56. 3. Boehme C., Lips K. Spin-dependent recombination – an electronic readout mechanism for solid state quantum computers // Appl. Phys. Lett. – 2001. – Vol. 79. 4. Kaplan D., Solomon I., Mott N.F. Explanation of the large spin-dependent recombination effect in semiconductors // J. de Phys. Lett. – 1978. – Vol. 39, № 4. 5. Lepine D.I., Prejean I.I. Spin-dependent recombination // Proc. 10-th Int. Conf. in Phys. of Semicond. – Boston. – 1970. 6. Lepine D. Spin-dependent recombination in silicon // Phys. Rev. – 1972. – Vol. 6.

Надійшла до редколегії 01.11.06

V. Danilov, Doct. Sci.,
A. Bilous, Doct. Sci.,
V. Mykytyuk, Ph. D.,
E. Smirnov, Ph. D.

THE CHOICE OF OPTIMAL FERRITE COMPOSITION FOR CORRELATION PROCESSING OF SIGNALS

На відміну від звичайного спінового ехо [7] домен-акустичне ехо (ДАЕ) має довготривалу пам'ять [9]. Можливими механізмами ДАЕ можуть бути: зміщення доменних границь (ДГ) у зернах полікристала [1]; обертання намагніченості в зернах, які не мають доменних стінок [13]; формування ультразвуковим імпульсом блохівських ліній у доменних стінках [5]. Для уточнення механізму ДАЕ та вибору оптимальних феритових матеріалів для його реалізації синтезовано і випробовано ферити із структурою гранату та шпінелі різного складу.

As against spin-echo [7] domain-acoustic echo (DAE) has long memory [9]. Possible mechanisms of DAE can be: – the domain walls movement in the polycrystal grain [13]; – magnetization rotation in the grains which do not contain domain walls [5]; – bloch lines formation by ultrasonic pulse [3]. For specification of mechanism DAE and a choice of optimum ferrite materials for his realization, have been synthesized and tested the ferrites with garnet and spinel different structure.

1. Synthesis conditions and control of the ferrite parameters. Ferro-spinels with the compositions corresponding to the formulas $\text{Ni}_{0,99}\text{Co}_{0,01}\text{Fe}_2\text{O}_4$, $\text{Ni}_{0,98}\text{Co}_{0,02}\text{Fe}_2\text{O}_4$, $\text{Ni}_{0,97}\text{Co}_{0,03}\text{Fe}_2\text{O}_4$, $\text{Ni}_{0,55}\text{Zn}_{0,13}\text{Co}_{0,016}\text{Fe}_2\text{O}_4$, $\text{Ni}_{0,70}\text{Zn}_{0,32}\text{Mn}_{0,1}\text{Fe}_2\text{O}_4$, $\text{Ni}_{0,78}\text{Zn}_{0,44}\text{Fe}_2\text{O}_4$

as well as ferrite-garnets $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Y}_3\text{Fe}_{3,9}\text{AlO}_{12}$, $\text{Y}_3\text{Fe}_{4,3}\text{Al}_{0,7}\text{Mn}_{0,04}\text{O}_{12}$ were synthesized. When synthesizing the ferrites two methods of homogenization of the components were used, namely chemical method (hydroxides

© V. Danilov, A. Bilous, V. Mykytyuk, E. Smirnov, 2007

precepitation) and mechanical one (mixing the oxides). The hydroxides precepitation was realized by two ways such as co-precipitation (CP) and sequential precepitation (SP). In the last case the precepitation of according hydroxides was carried out on the preliminarily precpated ferrum hydroxide. Ferrites were synthesized in the air atmosphere at the temperatures of 1470–1550 K for nickel-zinc ferrites and 1620–1650 K for garnets. The x -ray analysis by DRON-3M with the use of K_{α} -emission was realized. Metallographic investigations with device MIN-8 was also carried out. The grains sizes and porosity were determined by planar and linear methods. The ferrites microstructure was studied on micrographs by scanning electronic

microscope JCXA Superprobe 733 and JCM-T-20 (JEOL, Japan). The domain structure was studied by methods of Bittler – Akulov pictures (method of magnetic powder). Electrophysical properties (coercivity H_c , saturation magnetization, dielectric permeability ε , dielectric losses constant $\text{tg}\delta_{\Sigma}$) were measured by usual ways. The magnitude of the DAE signal was measured with the use of original set-up which is called domain-acoustic processor (DAP).

2. The domain-acoustic processor description. The structural scheme of the domain-acoustic processor (DAP) is shown in Fig. 1 [5].

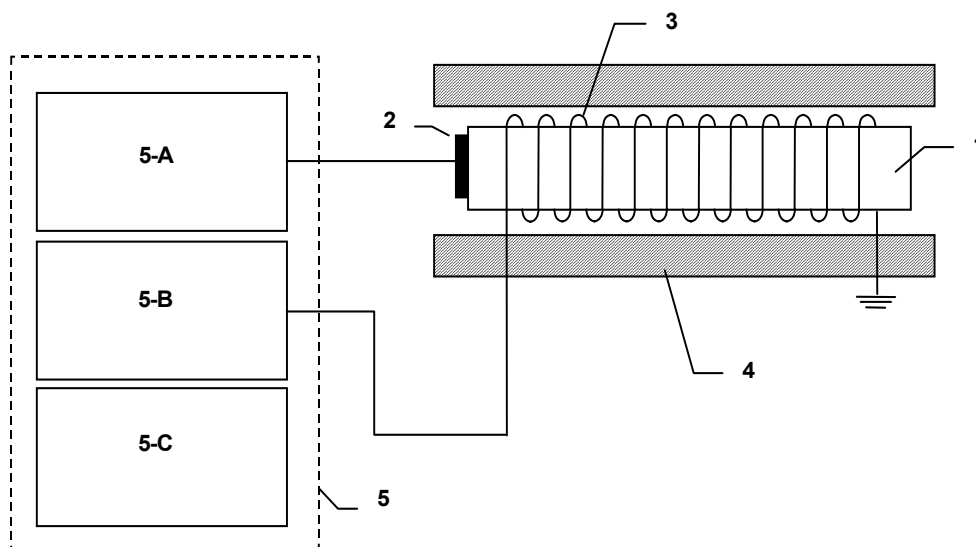


Fig. 1. The structural scheme of the DAP

The main part of the processor is the element of domain-acoustic memory (polycrystalline ferrite sample 1). For the signal input the piezo-transducer 2 is used and the output is realized by the coil 3. The technology of cold diffusion welding of piezo-transducer and ferrite sound-guide has been developed. The technology provides high safety of the contact and the increased efficiency of the transformation of electrical signal into sonic one (and wise verse). When recording the signal into the ferrite sample the last one has to be preliminarily demagnetized. Besides that the process of recording is the most effective in the decayed magnetic field. To provide the according magnetic field the solenoid 4 is used.

The DAP is controlled by programmable device 5 for generating complicated phase- and frequency manipulated signals. It is designed in the form of add-in cards placed into standard PC ISA-slots and consists of three blocks. The first one is the block of synthesis 5-A which provides the pulse sequences with the following parameters: the frequency range is $1 \div 16$ MHz, the range of the pulse initial phases is $0 \div 360^\circ$, the duration of a single pulse is $0,32\text{--}5,12 \mu\text{sec}$, the nonuniformity of the frequency characteristics is not greater than 3 dB. The channel of the signal detection 5-B for the domain-acoustic processor allows us to avoid the use of additional registering devices. The block 5-C forms the signals for the solenoid control during recording. The device has convenient program interface and realizes complete automation of the processes of recording and reproducing the signals.

The separate block for amplifying and commutation of the signals is also used in addition to the described blocks.

The DAE is registered as auto-correlation function of the recorded and reproducing signals.

3. Results of the investigations and discussion. Preliminarily barium hexaferrites, magnesium, nickel-cobalt, nickel-zinc spinels and garnets based on $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ were synthesized. The DAE effect was observed in nickel spinels and garnets only. In this case the dependence of the signal magnitude on Co contents in nickel ferrites has not been found. The maximum signal corresponds to nickel-zinc compositions with the least value of coercivity ($H_c \sim 1\text{E}$) and greatest magnetization. In the used experimental set-up the maximum signal of 270 mV was registered for the composition $\text{Ni}_{0,7}\text{Zn}_{0,32}\text{Mn}_{0,1}\text{Fe}_2\text{O}_4$. Microstructure of these samples is characterized by small porosity ($\sim 1\%$) and homogeneity with respect to the average size of the grains ($15\text{--}18 \mu\text{m}$) and has sharp domain and inter-grain boundaries. The results of x -ray analysis and Mossbauer spectra have shown some differences of the parameters of nickel-zinc ferrites with the same composition to be explained by formation of clusters with inhomogeneous Zn distribution because of its high volatility in the conditions of high temperature treatment.

The samples of ferrites-garnets based on $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) have shown good repeatability of the results and the maximum DAE signal up to 550 mV. There exists the correlation between decreasing of the average grain size in polycrystall up to $4\text{--}1,5 \mu\text{m}$ and increasing of the DAE response up to $350\text{--}550\text{ mV}$ respectively. The effectiveness of the DAE excitation is practically the same for both transversal and longitudinal ultrasonic waves.

The influence of the magnetostriction constant was tested using the samples of $Y_3Mn_xFe_{5-x}O_{12}$ ($x = 0,07-0,2$) composition synthesized by Dr. M. Guyot (Directeur de Recherche au CNRS, Laboratoire de Magnetisme et d'Optique de l'Universite de Versailles (LMO-V), Batiment FERMAT, 45 Avenue des Etats Unis, 78035 VERSAILLES – France). The λ_s value is known to be variable up to zero by the variations of Mn contents in these compositions. As well as for ferrite-spinels the dependence of the DAE on λ_s has not been found. These results seems to re-call the data of the work [10] where the echo signal has been registered in the case of exciting the ferrite by two electromagnetic pulses that is to say ultrasound is not used at all.

The above mentioned facts make necessary more detail consideration of the assumption [3] about the role of Bloch lines (BL) in the investigated effect.

In the work of V. Vlasko-Vlasov and O. Tikhomirov [2] the interaction of ultrasound and RF magnetic field with BL and domain walls (DW) was investigated in YIG plates. The direct magneto-optic experiments have shown the ordered processes of BL generation to be created both in variable magnetic fields and in ultrasonic wave. In this case the reaction of the domain structure on high frequency action is collective response of BL, DW and magnetization in the domains. The BL are also known to have their own coercitivity and the properties of solution like behavior [8], so they can provide long-term memory and non destroyable reproducing. The correlative character of the reproduced DAE signal is caused by the nature of BL themselves, which are eigen nonlinear excitation of domain walls [6]. The effectiveness of the recording process increases considerably in the decayed variable low frequency magnetic field [12] that is connected with the peculiarity of the BL whose movability increases and coercitivity decreases by such action [11]. It is also characteristic that the dependence of the DAE signal on the value of interval between pulses has the form of the curve with maximum [3]. According to general classification of the spin echo effects this fact is the evidence for the observed effect to be caused by the set of inharmonic oscillators. On the basis of the data considered in this work

the Bloch lines in domain boundaries of polycrystalline ferrite samples can be concluded to play the role of such inharmonic oscillators. It is noted in [4] that BL are characterized by peculiarities that are the nature of vortex like solitons and are obligatory elements of the domain boundary excited state. The BL dynamics, in one's turn, is connected with the spectrum of spin waves localized on them. That determines in whole elementary and nonlinear excitations in ferromagnetic.

The yttrium-iron garnet are well known to have maximum quality factor for all of the types of spinwave excitations. That is why the maximum DAE signal is observed in this material despite of respectively small value of saturation magnetization. This research was supported by № 391 project management in STCU.

1. Бондаренко В.С., Кобыченко А.Ф., Мансфельд Г.Д. и др. Запоминание акустических сигналов в магнитной керамике // ЖТФ. – 1990. – Т. 60. – Вып. 123. 2. Власко-Власов В.К., Тихомиров О.А. Прямое экспериментальное изучение взаимодействия ультразвука с блоховскими линиями и доменными границами // ФТТ. – 1990. – Т. 32. 3. Данилов В.В., Микитюк В.И., Стахурський Л.Л., Романюк В.Ф. Домен-акустичне відлуння в полікристалічних феритах-гранатах та шпінелях // Вісн. Київ. ун-ту: Серія: Фізико-математичні науки. – 1998. – № 2. 4. Дедух Л.М., Кабанов Ю.П., Никитенко В.И. Экспериментальное изучение спектра спиновых волн, локализованных на блоховских линиях // ЖЭТФ. – 1990. – № 97. 5. Ермолов В.А. Влияние внешнего подмагничивающего поля на формирование долговременной акустической памяти в магнитоstrictionном поликристаллическом феррите // ЖТФ. – 1995. – Т. 65. 6. Зеездин А.К., Попков А.Ф., Ярема И.Н. Динамическое взаимодействие и столкновения блоховских линий в ферромагнетике // ЖЭТФ. – 1990. – Т. 98. 7. Колвилем У.Х., Пранц С.В. Поляризационное эхо. – М., 1985. 8. Малоземов А., Слонзуски Д. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. 1982. 9. Мануйлов М.В., Бондаренко В.С., Криночкин В.В. Долговременная акустическая память в поликристаллическом магнитоstrictionном феррите // Письма в ЖТФ. – 1986. – Т. 10. 10. Мануйлов М.В., Бондаренко В.С., Криночкин В.В., Соболев Б.В. Домен-акустическое эхо в Ni-Cu феррите // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т. 43. 11. Успенская В.К., Власко-Власов В.К. Изучение движения блоховских линий методом магнитооптической дифракции // ЖЭТФ. – 1992. – Т. 101. 12. Ermolov V., Stor-Pellinen J., Luukala V. Experimental investigation of writing and reading processes of acoustic memory phenomenon in Ni-Co polycrystalline ferrite // Phys. J. D: Appl. Phys. – 1997. – Vol. 30. 13. Golub V.O., Kotov V.K., Pogorily A.N. Memorising of acoustic signal by magnetic structure of polycrystalline magnetics // J. of Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. – Vol. 204.

Надійшла до редколегії 15.10.06

УДК 621.382(06)

І. Деркач, магістр,
Д. Грязнов, асист.,
Ю. Бойко, канд. фіз.-мат. наук

СИСТЕМА ГЕНЕРАЦІЇ СИГНАЛІВ КЕРУВАННЯ ТА СИНХРОНІЗАЦІЇ З ВИКОРИСТАННЯМ МІКРОКОНТРОЛЕРА

Розглянуто схему генерації сигналів керування та синхронізації на прикладі блоку формування імпульсів заповнення та зміщення для релаксаційного спектрометра глибоких рівнів. Використанням мікроконтролера дозволило розробити гнучке рішення для генерації сигналів керування та синхронізації, параметри яких можуть змінюватися в ході експерименту, і значно підвищити їх точність.

The scheme for control and synchronization signals generation on an example of the filling and displacement impulses formation block for deep level transient spectroscopy is considered. Microcontroller usage has allowed developing flexible solution for control and synchronization signals generation which parameters can change during experiment and considerably raised their accuracy.

Вступ. Під час експерименту при побудові автоматизованих систем керування досить часто виникає проблема генерації сигналів керування та синхронізації, параметри яких повинні змінюватися в ході експерименту і мати досить високу точність. Зокрема, така проблема виникла при побудові релаксаційного спектрометра глибоких рівнів, а саме, при розробці блоку формування імпульсів заповнення та зміщення. Існують три основні підходи, що використовуються для генерації імпульсів керування та синхронізації:

- схеми побудовані з використанням логічних мікросхем;
- схеми побудовані з використанням інтегральних таймерів;
- використання ПЕОМ для генерації імпульсів керування та синхронізації.

Основним недоліком перших двох підходів є низька гнучкість схеми (необхідність додаткової адаптації при зміні умов експерименту), і велика кількість додаткових

елементів. Використання ПЕОМ позбавлено цих недоліків, проте має низьку точність генерованих імпульсів, оскільки час відгуку на переривання не є жорстко закріпленим і визначається операційною системою чи апаратним забезпеченням.

Запропоноване рішення. Однією з основних частин схеми релаксаційного спектрометра глибоких рівнів є формувач імпульсів зміщення та заповнення, який при-

значений для керування умовами експерименту (зміна величин прямої та зворотної напруг на вимірювальному зразку). Загальну блок-схему формувача імпульсів представлено на рис. 1. Він складається з джерел живлення, що керуються за допомогою ПЕОМ, блоку ключів на потужних польових транзисторах і схеми формування керуючих сигналів, яка формує сигнали для схем керування затворами транзисторів.

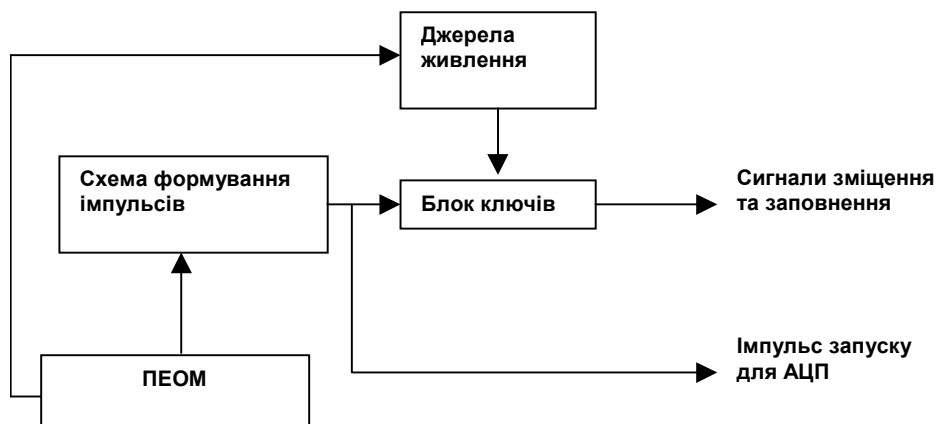


Рис. 1. Блок-схема формувача імпульсів заповнення та зміщення

Блок ключів керує напругою з джерел живлення, виконуючи перемикання між напругою заповнення та напругою зміщення. Принципову схему блоку ключів наведено на рис. 2. Він представляє собою класичну схе-

му напівмоста з потужними *n*-канальними польовими транзисторами [1, 4].

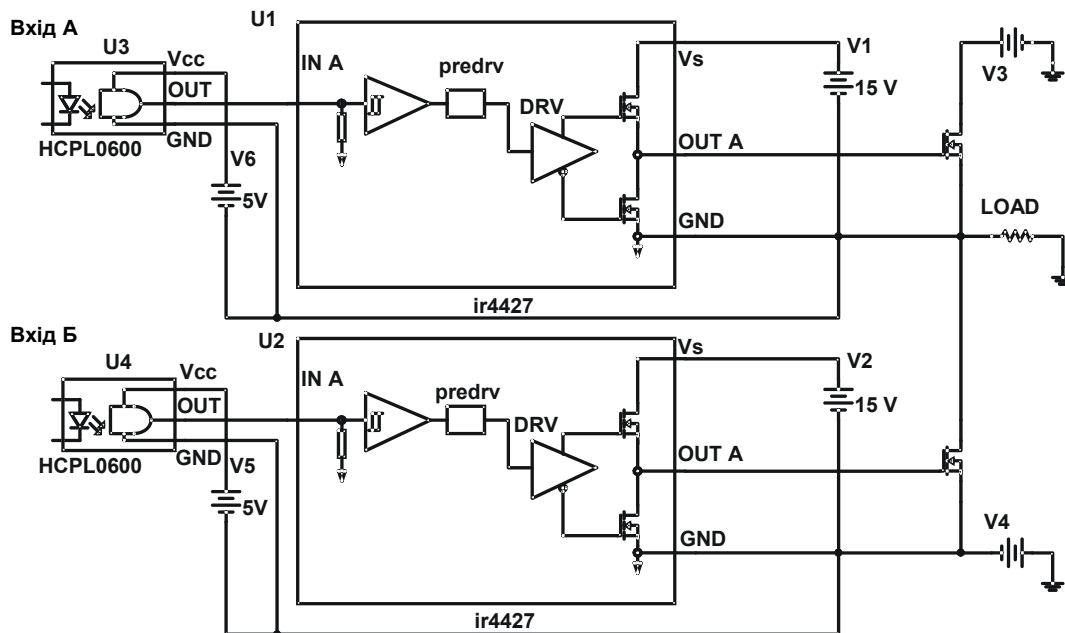


Рис. 2. Принципова схема блоку ключів

Для керування затворами транзисторів використано спеціалізовані мікросхеми драйверів IR4427 [2], що дозволило значно спростити схему та покращити фронти вихідних імпульсів. Формувач імпульсів заповнення та зміщення формує рівні сумісні з транзисторно-транзисторною логікою (ТТЛ-сумісні рівні) заданої тривалості для керування блоком ключів. До його схеми ставиться ряд вимог:

- висока точність при формуванні імпульсів керування та синхронізації;

- можливість задавати певний інтервал між імпульсами заповнення та зміщення (у випадку, коли один з транзисторів ще не закритий, а інший вже відкритий);
 - можливість формувати імпульси великої тривалості;
 - стандартизований інтерфейс підключення до ПЕОМ;
- Найпоширеніший підхід передбачає використання інтегральних таймерів, проте такі схеми мають ряд суттєвих недоліків, а саме:
- низька тактова частота і, як наслідок, неможливість точного визначення часу;

- для формування затримок великої тривалості необхідно поєднувати кілька інтегральних таймерів, що ускладнює конструкцію та зменшує надійність;

- відсутність стандартних інтерфейсів керування таймерами.

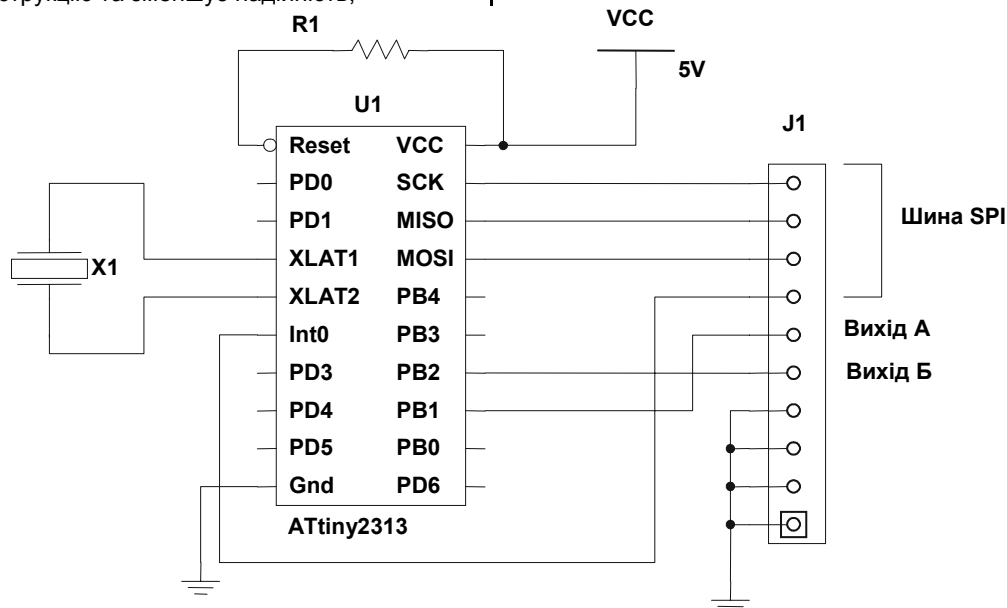


Рис. 3. Запропонована схема формування імпульсів

Для усунення цих недоліків розроблено схему формування імпульсів (рис. 3) на базі мікроконтролера ATtiny 2313-20PI. ATtiny 2313 [1, 3] являє собою 8-розрядний RISC мікроконтролер, що має швидке процесорне ядро AVR, флеш-пам'ять програм, статичну пам'ять даних з довільним доступом, порти введення/виводу та інтерфейсні схеми. Гарвардська архітектура AVR реалізує повний логічний і фізичний поділ не тільки адресних просторів, але й інформаційних шин для звертання до пам'яті програм і пам'яті даних. Така побудова вже ближче до структури цифрових сигнальних процесорів і забезпечує істотне підвищення продуктивності. Використання однорівневого конвеєра в AVR також помітно скорочує цикл "вибірка – виконання" команди. У мікроконтролерах AVR коротка команда в загальному потоці теж виконується за один машинний цикл, але він становить усього один період тактової частоти. Відмінною рисою архітектури AVR є регістровий файл швидкого доступу, що містить 32 байтових регістри загального призначення. Шість регістрів файлу можуть використовуватися як три 16-розрядних вказівники адреси при непрямій адресації даних (X, Y і Z вказівники), що істотно підвищує швидкість пересилання даних при роботі прикладної програми.

Мікроконтролер має від 2 таймери/лічильники загального призначення з розрядністю 8 і 16 бітів. Вони мають такі характеристики:

- наявність програмованого поділювача вхідної частоти з різними градаціями розподілу. Відмінною рисою є можливість роботи таймерів/лічильників на основній тактовій частоті мікроконтролера без попереднього її зниження, що помітно підвищує точність генерації імпульсів керування та синхронізації системи;
- незалежне функціонування від режиму роботи процесорного ядра мікроконтролера;
- можливість роботи або від зовнішнього джерела опорної частоти, або як лічильника зовнішніх подій. Верхній частотний поріг визначений у цьому випадку як половина основної тактової частоти мікроконтролера. Вибір перепаду зовнішнього джерела (фронт або зріз) програмується користувачем;

- наявність різних векторів переривань для подій "переповнення вмісту", "захоплення", "порівняння".

Таке рішення дозволяє точно контролювати тривалість імпульсів [5], адже тактова частота мікроконтролера становить 20 МГц, і має можливість програмування затримок між імпульсами та формувати достатньо довгі імпульси (до 7 хв). Наявність апаратного лічильника, що працює на частоті кристала, дозволяє організувати систему генерації імпульсів керування та синхронізації, використовуючи лише засоби мікроконтролера. Інтерфейс підключення до ПК – SPI [6], що реалізовано програмно. Весь цикл розробки програмного забезпечення виконаний за допомогою середовища розробки AVR Studio. AVR Studio – це інтегрована середовище розробки застосувань для мікроконтролерів AVR компанії Atmel. Середовище містить:

- засоби створення й керування проектом;
- редактор коду мовою асемблер;
- транслятор мови асемблера;
- програмне забезпечення верхнього рівня для підтримки внутрішньосхемного програмування з використанням стандартних засобів Atmel AVR.

Використання інтегрованого середовища дозволило максимально скоротити час розробки програмного забезпечення та виключити всі помилки ще на стадії розробки завдяки вбудованому відлагоджувачу. Блок-схему програми мікроконтролера представлено на рис. 4.

Для забезпечення мінімально можливих затримок і як наслідок підвищення точності генерації імпульсів керування та синхронізації основні блоки програми реалізовано як обробники апаратних переривань з блокуванням повторного входження. Після завантаження за протоколом SPI 4 байтів тривалості імпульсу заповнення (час 1) і 4 байтів тривалості імпульсу зміщення (час 2) програма завантажує молодше слово тривалості імпульсу заповнення в апаратний таймер/лічильник. Після його переповнення автоматично генерується переривання таймера, обробник якого збільшує значення тимчасових регістрів на 1, що представляють старше слово заданого часу. При цьому відбувається порівняння значення часу, завантаженого з ПЕОМ, і значення,

що міститься в регістрі. При їх збігу, за такою самою схемою автоматично завантажуються 4 байти тривалості імпульсу зміщення та встановлюється логічна "1" на виході PB1 мікроконтролера. Така процедура повторюється доки з ПЕОМ не надійде команда зупинки чи нові

значення інтервалів. Завдяки архітектурі мікроконтролера розробнику точно відомий фіксований час виконання будь-якої частини програми. Таким чином, точність згенерованих імпульсів залежить винятково від кварцового резонатора, котрий задає тактову частоту.

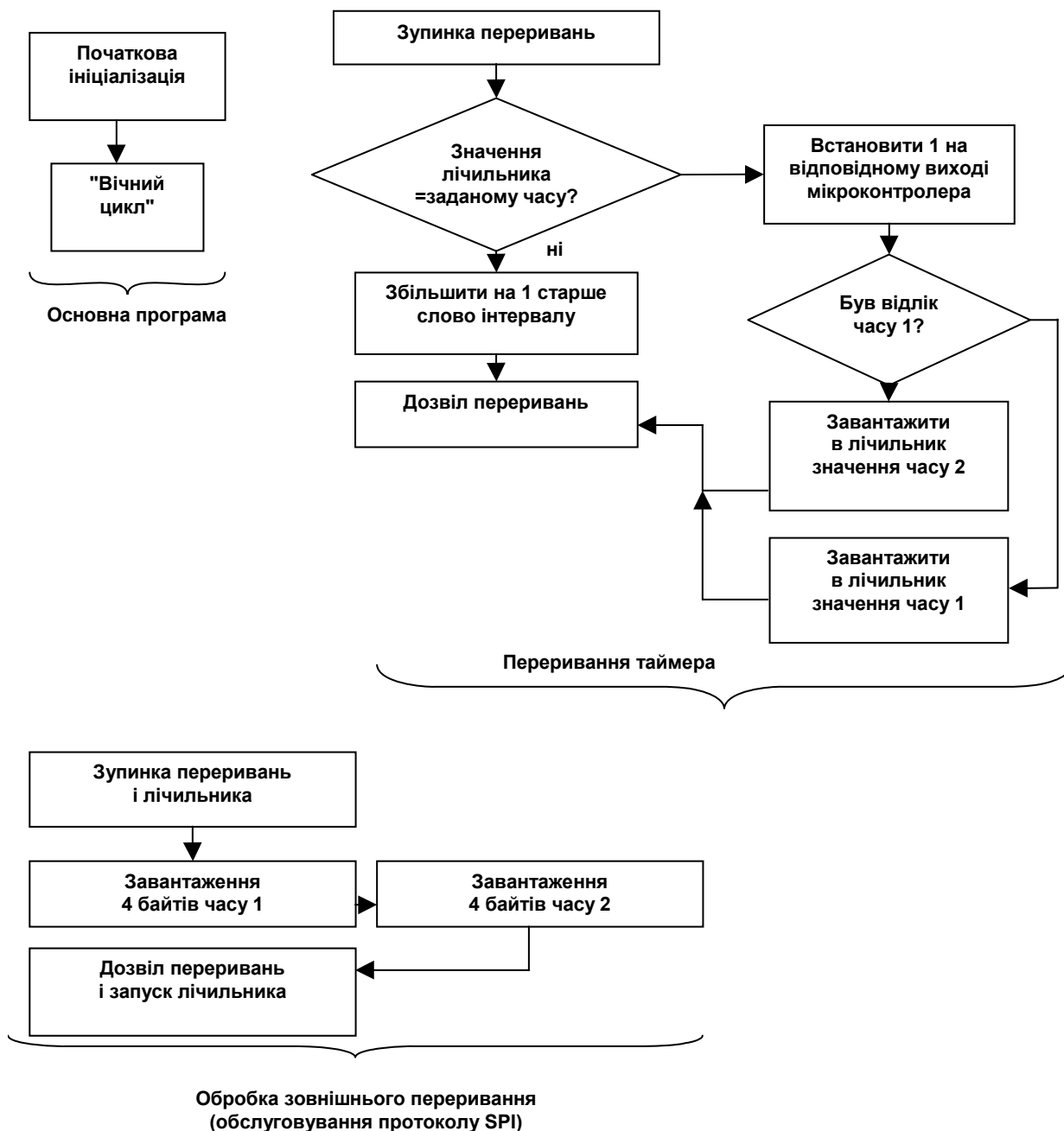


Рис. 4. Блок-схема програми

Висновки. Використання мікроконтролера при побудові схеми формування імпульсів заповнення та зміщення, має ряд переваг перед попередніми рішеннями, а саме висока точність генерованих імпульсів; гнучкість створюваного застосування завдяки можливості перепрограмування мікроконтролера; значно спрощується принципова схема і як наслідок вона має більшу надійність.

1. Королев Н.В., Королев Д.Н. AVR-микроконтроллеры второго поколения: новые аппаратные возможности // Компоненты и технологии. — 2003. — № 4. 2. Семенов Б.Ю. Силовая электроника для любителей и профессионалов — М., 2001. 3. Современные микроконтроллеры: Архитектура, средства проектирования, примеры применения, ресурсы сети Интернет / Под ред. И.В. Коршуна. — М., 1998. 4. Хоровиц П., Хилл У. Искусство схемотехники : В 2 т. — М., 1983. Т. 1. 5. AVR 133: Long Delay Generation Using the AVR Microcontroller. — http://www.atmel.com/dyn/resources/prod_documents/doc1268.pdf. 6. AVR320: Software SPI Master — http://www.atmel.com/dyn/resources/prod_documents/doc1268.pdf.

Надійшла до редколегії 27.10.2006

УДК 537.622.4

С. Дяченко, асп.,
Б. Танигін, студ.,
О. Тичко, наук. співроб.

ПЛОСКІ БЛОХІВСЬКІ ДОМЕННІ МЕЖІ В МАГНІТОУПОРЯДКОВАНОМУ КУБІЧНОМУ (001)-КРИСТАЛІ

Розглянуто енергію та структуру плоских блохівських доменних меж з різними напрямками та шляхами розвороту вектора намагніченості в просторово обмеженому об'ємному кубічному (001)-кристалі з від'ємною магнітною анізотропією. Встановлено рівноважні параметри (орієнтацію, ширину, довжину розвороту, площу) цих доменних меж.

An energy and a structure of plain Bloch domain walls for different directions and ways of a magnetization vector rotation in a space limited volume cubic (001)-crystal with negative magnetic anisotropy are considered. Equilibrium parameters (orientation, width, length of the magnetization rotation path, area) are determined.

Вступ. Систематичні дослідження плоских блохівських доменних меж (ДМ) у кубічних магнітоупорядкованих кристалах представлені в [3, 9]. Орієнтаційні залежності питомої енергії блохівських ДМ з різними напрямками та шляхами розвороту вектора намагніченості $\vec{M}$ досліджувалися в кубічних кристалах як з додатною [6–8], так і з від'ємною [1, 2, 4, 5, 8] магнітокристалографічною (кубічною) анізотропією (МКА). Зокрема, рівноважні параметри ДМ у (110)-пластинах розглянуто в [1, 2, 4, 5]. Метою роботи є вивчення рівноважних параметрів плоских блохівських ДМ з різними шляхами та напрямками розвороту $\vec{M}$ у (001)-пластині кубічного кристала з від'ємною МКА.

Методи досліджень. Для просторово однорідного розподілу намагніченості орієнтація вектора $\vec{M}$ ($\vec{M} = M\alpha$, α – одиничний вектор) в об'ємному кристалі співпадає з осями легкого намагнічування (ОЛН) та визначається мінімумом густини енергії МКА $e_A = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2)$, де M – намагніченість насичення ($|\vec{M}| = \text{const}$), K_1 – перша константа МКА; $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$. Орієнтація ОЛН і $\vec{M}$ описується спрямованими косинусами α_1 , α_2 та α_3 у системі координат $Oxyz$ з осями вздовж кристалографічних напрямків типу $\langle 100 \rangle$ або полярним θ та азимутальним φ кутами (θ та φ традиційно відраховуються від $\langle 001 \rangle$ - та $\langle 100 \rangle$ -напрямків) [3]. Якщо ізолювана блохівська ДМ розділяє два сусідніх домени з векторами намагніченості $\vec{M}_1$ та $\vec{M}_2$ ($\vec{M}_1 = M\vec{m}_1$, $\vec{M}_2 = M\vec{m}_2$, $\vec{m}_1$ і $\vec{m}_2$ – одиничні вектори, що визначають напрямки $\vec{M}$ в об'ємі доменів), то їх орієнтація задається полярними θ_1 і θ_2 , а також азимутальними φ_1 і φ_2 кутами, а кут 2α між $\vec{m}_1$ і $\vec{m}_2$ визначає тип (2α -градусність ($2\alpha^\circ$)) ДМ [4]: $\alpha = \arccos[1 + (\vec{m}_1 \vec{m}_2)/2]^{1/2}$. У кубічному кристалі з від'ємною МКА орієнтація ОЛН збігається з кристалографічними напрямками типу $\langle 111 \rangle$ [3, 9]. Тоді кути φ_1 і φ_2 можуть набувати будь-якого із чотирьох (45° , 135° , 225° , 315°), а кути θ_1 і θ_2 – з двох ($54,7^\circ$ або $125,3^\circ$) значень. Можливими типами ДМ в об'ємних кубічних кристалах з від'ємною МКА є 71° -, 109° - та 180° -ДМ [3].

Згадана загальновідома класифікація ДМ за типом ($2\alpha^\circ$), як буде показано далі, не є однозначною: властивості ДМ одного й того самого типу залежать також від орієнтації вектора $\Delta\vec{M} = \vec{M}_2 - \vec{M}_1$ відносно розвиненої (у даному випадку (001)) площини об'ємного кубічного кристала. Для 71° -ДМ можливими є паралельна

($\varphi_1 \neq \varphi_2$; $\theta_1 = \theta_2$) та ортогональна ($\varphi_1 = \varphi_2$; $\theta_1 \neq \theta_2$) орієнтації $\Delta\vec{M}$ відносно (001)-площини, і можна говорити про $2\alpha_\varphi^\circ$ - та $2\alpha_\theta^\circ$ -ДМ, відповідно. У випадку 109° -ДМ вектор $\Delta\vec{M}$ може орієнтуватися паралельно ($\varphi_1 \neq \varphi_2$; $\theta_1 = \theta_2$) або під кутом 45° ($\varphi_1 \neq \varphi_2$; $\theta_1 \neq \theta_2$) до (001)-площини. Можна розрізнити $2\alpha_\varphi^\circ$ - і $2\alpha_{\theta,\varphi}^\circ$ -ДМ. Для 180° -ДМ вектор $\Delta\vec{M}$ завжди напрямлений під кутом ($\varphi_1 \neq \varphi_2$; $\theta_1 \neq \theta_2$), і про 180° -ДМ можна говорити як про $2\alpha_{\theta,\varphi}^\circ$.

У пов'язаній з площиною ДМ системі координат $O\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$, осі $O\tilde{z}$ та $O\tilde{y}$ збігаються з напрямками нормалі $\vec{n}$ до площини ДМ і вектора $\Delta\vec{M}$ [1, 4]. Для просторового розподілу $\vec{M}$ в об'ємі блохівської ДМ виконується умова $\vec{M}\vec{n} = \text{const}$. Її наслідком є $\Delta\vec{M} \cdot \vec{n} = 0$, тобто всі можливі орієнтації $\vec{n}$ збігаються з напрямками, які перпендикулярні до $\Delta\vec{M}$. Кут λ між нормаллю $\vec{n}$ і площиною векторів $\vec{m}_1$ та $\vec{m}_2$ описує розворот $\vec{n}$ навколо вектора $\Delta\vec{M}$ і задає орієнтацію площини ДМ. Для 71° - та 109° -ДМ він визначається співвідношенням

$$\lambda = \pi/2 - \arccos(\vec{n} \cdot [\vec{m}_1 \times \vec{m}_2] / |[\vec{m}_1 \times \vec{m}_2]|) \quad (1)$$

і змінюється в діапазоні $-\pi/2 \leq \lambda \leq \pi/2$. Для 180° -ДМ цей кут задається співвідношенням

$$\lambda = \arcsin\left[n\{-(\Delta M)_y, (\Delta M)_x, 0\} / \sqrt{[(\Delta M)_x]^2 + [(\Delta M)_y]^2}\right],$$

де $(\Delta M)_x$ і $(\Delta M)_y$ – проекції вектора $\Delta\vec{M}$ на кристалографічні напрямки $\langle 100 \rangle$ та $\langle 010 \rangle$.

Якщо орієнтація $\vec{M}$ визначається полярним $\tilde{\theta}$ та азимутальним $\tilde{\varphi}$ кутами, які відраховуються відповідно від векторів $\vec{n}$ та $O\tilde{x}$:

$$e_{O\tilde{x}} = \left[(\vec{m}_1 + \vec{m}_2) / |(\vec{m}_1 + \vec{m}_2)| \right] \sin \lambda + \left[(\vec{m}_1 \times \vec{m}_2) / |(\vec{m}_1 \times \vec{m}_2)| \right] \cos \lambda,$$

то просторовий розподіл $\vec{M}$ в об'ємі ДМ описується тільки змінною $\tilde{\varphi}$ ($\tilde{\theta}$ залишається незмінним внаслідок збереження нормальної компоненти $\vec{M}$ для блохівської ДМ). При цьому орієнтація $\vec{m}_1$ і $\vec{m}_2$ визначається значеннями $\tilde{\varphi}$: $\tilde{\varphi}_1$ та $\tilde{\varphi}_2$.

Для плоскої ізолюваної ДМ просторовий розподіл $\tilde{z}$ кута повороту $\tilde{\varphi}$, а також питома енергія σ визначаються співвідношеннями [3, 9]:

$$\tilde{z} = \int_0^{\tilde{\varphi}} \sqrt{A \sin^2 \tilde{\theta} (e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\zeta}) - e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}_1))} d\tilde{\zeta}, \quad (2, a)$$

$$\tilde{z} = \int_{\tilde{\varphi}_1}^{\tilde{\varphi}} \sqrt{A \sin^2 \tilde{\theta} (e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\zeta}) - e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}_1))} d\tilde{\zeta} \quad (2, б)$$

для право- та для лівогвинтового розвороту $\vec{M}$, а також

$$\sigma = 2 \int_{\tilde{\varphi}_1}^{\tilde{\varphi}_2} \sqrt{A \sin^2 \tilde{\theta} (e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\zeta}) - e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}_1))} d\tilde{\varphi}, \quad (3)$$

де A – обмінна константа; $\tilde{\varphi}_1 = -\tilde{\varphi}_0 < \tilde{\varphi} < \tilde{\varphi}_2 = +\tilde{\varphi}_0$ та $\tilde{\varphi}_1 = -\tilde{\varphi}_0 < \tilde{\varphi} < \tilde{\varphi}_2 = 2\pi - \tilde{\varphi}_0$ – для право- та лівогвинтового розвороту $\vec{M}$, відповідно; $\tilde{\varphi}_0 = \arccos(\cos \alpha \cdot \sin \lambda / \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cdot \cos^2 \lambda})$ – половина кута між $\vec{m}_1$ і $\vec{m}_2$ на площину ДМ ($\alpha < \tilde{\varphi}_0 < \pi - \alpha$). Розрізняють [1] довгий ($\Delta\tilde{\varphi} > \pi$) і короткий ($\Delta\tilde{\varphi} < \pi$) шляхи розвороту $\vec{M}$ в об'ємі ДМ, які відрізняються параметром $L = \Delta\tilde{\varphi} \cdot \sin \tilde{\theta}$, де $\Delta\tilde{\varphi} = \tilde{\varphi}_2 - \tilde{\varphi}_1$.

Рівноважний стан ДМ визначається абсолютним мінімумом її енергії. У просторово обмеженому середовищі енергетично вигідні орієнтації площини ДМ залежать від її орієнтації відносно поверхні зразка. Зміна площі ДМ при відхиленні її площини від поверхні середовища враховується множителем $1/\sin \psi$: $S = S_{\min} / \sin \psi$, де ψ – кут повороту площини ДМ навколо лінії її перетину з (001)-поверхнею ($\psi = 0$ при збігу ДМ з поверхнею середовища) [2, 8]. Він пов'язаний з кутом λ таким чином: $\psi = \xi - \lambda$, де $\xi = \pi/4$ для $2\alpha_{\varphi}^0$ -ДМ, $\xi = 0$ для $2\alpha_{\theta, \varphi}^0$ -ДМ, а також $\xi = \lambda + \pi/2$ для $2\alpha_{\theta}^0$ -ДМ. У випадку $2\alpha_{\theta, \varphi}^0$ -ДМ кут $\psi = \arccos(\sin \lambda / \sqrt{2})$, а у випадку $2\alpha_{\theta, \varphi}^0$ -ДМ цей кут виражається як $\psi = \arccos(2 \cos \lambda / \sqrt{6})$.

Результати та їх обговорення. Орієнтаційні залежності густини енергії $\sigma / \sin \psi (\lambda^*)$ зображено на рис. 1 та 2 у полярній системі координат для всіх можливих напрямків і шляхів розвороту ДМ. При цьому кут λ^* довідзначено для діапазону $[0, 2\pi]$ згідно з такою схемою. Відповідно до означення (1) для спрощення аналітичних виразів кут λ має задовольняти $-\pi/2 \leq \lambda \leq \pi/2$. Можна ввести кут λ^* , який буде лежати в діапазоні $0 \leq \lambda^* \leq 2\pi$. Для цього достатньо покласти $\lambda^* = \lambda + \pi/2$ ($\lambda^* = \lambda + 3\pi/2$) у випадку право- (лівогвинтового) та $\lambda^* = \lambda + 3\pi/2$ ($\lambda^* = \lambda + \pi/2$) у випадку лівогвинтового (правогвинтового) розвороту $\vec{M}$. Можна показати, що залежність $\sigma / \sin \psi$ від λ^* є неперервною та є повністю інформативною щодо енергії даної ДМ. Орієнтаційну залежність густини енергії для $2\alpha_{\theta, \varphi}^0$ -ДМ представлено на рис. 1. Орієнтаційні залежності густини енергії для $2\alpha_{\varphi}^0$ -ДМ (а), $2\alpha_{\theta}^0$ -ДМ (б), $2\alpha_{\varphi}^-$ -ДМ (в) та $2\alpha_{\theta, \varphi}^-$ -ДМ (г) представлено на рис. 2.



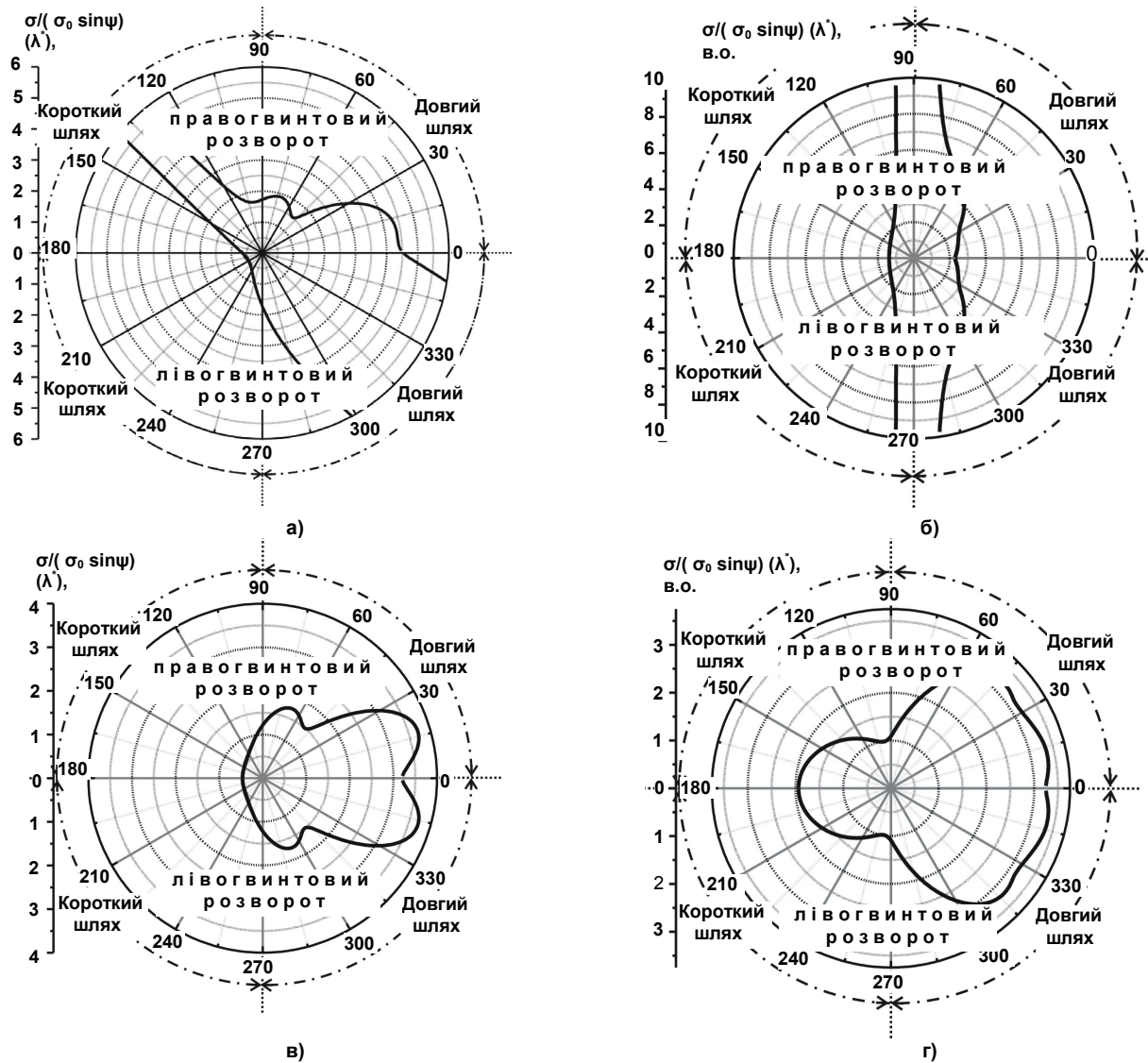
Рис. 1. Орієнтаційна залежність густини енергії для $2\alpha_{\theta, \varphi}^0$ -ДМ

Параметри, що характеризують рівноважний стан ДМ з різними напрямками та шляхами розвороту $\vec{M}$ у просторово обмеженому об'ємному кубічному (001)-кристалі з від'ємною константою магнітної анізотропії ($K_1 < 0$) представлено в таблиці, де $\sigma_0 = \sqrt{A|K_1|}$ та $\delta_0 = \sqrt{A/|K_1|}$ – характерні енергія та розмір ДМ [3, 8]. Ширина δ ДМ визначалася відповідно до [8]. У табл. 1 $S_{\min}$ – мінімальна площа ДМ, що відповідає ортогональній орієнтації її площини відносно (001)-площини кристала, а $\Delta\tilde{\varphi}_R$ та $\Delta\tilde{\varphi}_L$ позначають величину $\Delta\tilde{\varphi}$ для право- та лівогвинтового обертання $\vec{M}$ в об'ємі відповідних ДМ.

Параметри 180° -ДМ з право- та лівогвинтовим обертанням $\vec{M}$ тотожні. Для цих ДМ (рис. 2) короткий та довгий шляхи розвороту вектора $\vec{M}$ еквівалентні, а орієнтація їх площини відповідає мінімальній площі ($\lambda = \pm 90^\circ$). Ці результати добре узгоджуються з даними [2, 3, 8].

Рівноважні 109° -ДМ з право- та лівогвинтовими розворотами $\vec{M}$ рівноенергетичні. Для таких ДМ енергетично вигідними будуть короткі шляхи розвороту $\vec{M}$, причому рівноважна орієнтація $2\alpha_{\varphi}^0$ відповідає мінімальній площі ДМ незалежно від шляху розвороту. Серед 109° -ДМ енергетично вигідними є $2\alpha_{\theta, \varphi}^0$ -ДМ з коротким шляхом розвороту $\vec{M}$. Для них характерні мінімальні значення σ .

Відсутня рівноважна орієнтація $2\alpha_{\varphi}^0$ -ДМ з довгим лівогвинтовим шляхом розвороту $\vec{M}$ через велику площу таких ДМ. Крім того, $2\alpha_{\varphi}^0$ -ДМ з коротким право-гвинтовим шляхом розвороту має найбільшу площу з усіх розглянутих ДМ. Можливість існування рівноважних орієнтацій такої ДМ обумовлена тим, що шлях розвороту $\vec{M}$ для неї один з найкоротших. Параметри $2\alpha_{\theta}^0$ -ДМ з право- та лівогвинтовим обертанням $\vec{M}$ тотожні. Для таких 71° -ДМ енергетично вигідними будуть короткі шляхи розвороту $\vec{M}$. Для них характерні мінімальні значення σ і площі ДМ.

Рис. 2. Орієнтаційні залежності густини енергії для $2\alpha_\phi$ -ДМ (а), $2\alpha_\theta$ -ДМ (б), $2\alpha_\phi$ -ДМ (в) і $2\alpha_\theta$ -ДМ (г)Таблиця 1. Рівноважні параметри ДМ у (001)-пластині з від'ємною першою константою КМА $K_1 < 0$

Тип ДМ		Шлях Розвороту	Параметри ДМ					
			Ψ , град.	$\Delta\tilde{\varphi}$, град.	L , град.	δ/δ_0 , в.о.	$S/S_{\min}$, в.о.	$\sigma/(\sigma_0 \sin \psi)$, в.о.
180°	$2\alpha_{\theta,\varphi}^0$	$\Delta\tilde{\varphi}_R = \Delta\tilde{\varphi}_L = 180^\circ$	90,0	180,00	180,00	∞	1,000	1,83
109°	$2\alpha_\varphi^0$	$\Delta\tilde{\varphi}_R = \Delta\tilde{\varphi}_L < 180^\circ$	90,0	109,47	109,47	3,3	1,000	1,37
		$\Delta\tilde{\varphi}_R = \Delta\tilde{\varphi}_L > 180^\circ$	90,0	250,53	250,53	∞	1,000	2,29
	$2\alpha_{\theta,\varphi}^0$	$\Delta\tilde{\varphi}_R = \Delta\tilde{\varphi}_L < 180^\circ$	83,5	167,08	137,29	10,0	1,006	0,99
		$\Delta\tilde{\varphi}_R = \Delta\tilde{\varphi}_L > 180^\circ$	126,0	240,90	228,17	14,8	1,236	3,16
71°	$2\alpha_\varphi^0$	$\Delta\tilde{\varphi}_R < 180^\circ$	36,1	155,26	91,77	3,2	1,698	1,66
		$\Delta\tilde{\varphi}_R > 180^\circ$	85,0	264,59	206,51	17,4	1,004	1,50
		$\Delta\tilde{\varphi}_L < 180^\circ$	105,2	78,33	71,60	4,1	1,036	0,51
		$\Delta\tilde{\varphi}_L > 180^\circ$	—	—	—	—	—	—
	$2\alpha_\theta^0$	$\Delta\tilde{\varphi}_R = \Delta\tilde{\varphi}_L < 180^\circ$	90,0	70,53	70,53	4,264	1,000	0,46
		$\Delta\tilde{\varphi}_R = \Delta\tilde{\varphi}_L > 180^\circ$	90,0	264,23	205,65	15,6	1,000	1,50

Висновки. Таким чином, у просторово обмеженому об'ємному кубічному (001)-кристалі з від'ємною константою кубічної магнітної анізотропії ($K_1 < 0$) енергетично вигідними є 109° - та 71° -ДМ з короткими право- або лівогвинтовими шляхами розвороту вектора намагніченості та непаралельною, відносно розвиненої поверхні кристала, орієнтацією різницевого вектора векторів намагніченості в сусідніх доменах. Для них характерні ортогональна (71° -ДМ) і практично ортогональна (109° -ДМ) орієнтація площини ДМ відносно (001)-площини кристала. При цьому, ширина та поверхнева енергія 109° -ДМ перевищує відповідні параметри 71° -ДМ. В обмеженому (001)-кристалі рівноважними також є 180° -ДМ з довільними напрямками обертання та шляхами розвороту вектора намагніченості. Їхня рівноважна орієнтація відповідає мінімальній площі межі.

Блохівські плоскі 71° -ДМ з довгим шляхом лівогвинтового обертання намагніченості та паралельною відносно розвиненої поверхні кристала орієнтацією згаданого різницевого вектора є нерівноважними в (001)-кристалі.

UDK 533.951

1. Антонюк О.А., Тычко А.В., Коваленко В.Ф. Структура блоховской доменной границы в кубическом кристалле // ФТТ. – 2004. – Т. 46, № 5.
2. Власко-Власов В.П., Дедух Л.М., Никитенко В.И. Доменная структура монокристаллов иттриевого феррограната // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 71, № 6(12).
3. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. – М., 1974.
4. Antonyuk O., Kovalenko V.F., Tycho O.V. The structure of bloch domain wall with equilibrium orientation // J. of Alloys and Compounds. – 2004. – Vol. 369.
5. Basterfield J.J. Domain structure and the influence of growth defects in single crystals of yttrium iron garnet // J. Appl. Phys. – 1968. – Vol. 39, № 12.
6. Graham C.D. Jr. Surface energy of a 90° domain wall in iron // J. Appl. Phys. – 1958. – Vol. 29, № 10.
7. Graham C.D. Jr., Neurath P.W. Domain wall orientations in silicon-iron crystals // J. Appl. Phys. – 1957. – Vol. 28, № 8.
8. Lilley B.A. Energies and width of domain boundaries in ferromagnetics // Phil. Mag. – 1950. – Vol. 41.
9. Hubert A., Shafer R. Magnetic domains. The analysis of magnetic microstructures. – Berlin, 1998.

Надійшла до редколегії 28.09.06

O. Kravchenko, Ph. D.,
A. Vakulenko, post grad., stud.

DYNAMICS OF DUST PARTICLES IN RADIO FREQUENCY DISCHARGES

Представлено результати числового моделювання динаміки пилових частинок у радіочастотному розряді в умовах мікрогравітації. Дослідження проводилися за допомогою PIC/MCC методу для розрахунку поведінки електронів та іонів у плазмі та гідродинамічної моделі для розрахунку динаміки пилу у плазмі. Рух пилових частинок відбувався під дією електричної сили, сили іонного тертя та тертя з нейтралами. Проведено розрахунки при різних значеннях тиску нейтрального газу, концентрації та розміру пилових частинок. Результати показують, що пилові частинки формують шар з різкими межами всередині розрядного проміжку. Положення меж шару не збігається з межами приелектродного шару та залежить від розміру пилових частинок і концентрації іонів у розряді. Усередині розряду пилові частинки розподілені майже рівномірно, але на межі шару концентрація пилових частинок значно збільшується.

In this paper we are carried out the computer simulation of the dust cloud dynamics in the radio frequency discharges at the microgravity conditions using PIC/MCC method for electrons and ions and hydrodynamics model for dust particles. The moving of dust particles is governed by the electrostatic force, ion and neutral drag forces, which are averaged over period of RF discharge. The calculations were performed under various gas pressures, densities and radii of dust particles. The obtained results show that dust particles form layer with sharp boundaries in the discharge chamber. Locations of the layer boundaries don't coincide with the edges of the rf-sheathes and depend on size of dust particles and ion density in discharge. The dust density distribution is almost uniform in the central part of the layer. At the edges of the cloud significant peaks of dust density are formed.

Introduction. Physics of dusty plasma are considered now as one of the important branches of science and technology. First of all an active research on particle formation and behaviour has been induced by contamination phenomena of industrial plasma reactors used for etching, sputtering, and plasma enhanced chemical-vapour deposition. Many experimental efforts have dealt with the detection and dynamics dust particles in capacitively coupled radio frequency discharges, since they widely used as sources of reactive species for surface treatment. Such particles are trapped in the plasma bulk, forming dust clouds and voids [7, 8], and significantly affect the discharge behaviour. In particular, dust particles change electron and ion velocity distribution functions and influence on ionization processes and flows of plasma particles toward the electrodes. The numerical simulations of the dust particles dynamics in RF discharges was carried out earlier in the frame of hydrodynamic model [1, 3], which is not correct for discharges of the low pressure. However, many modern plasma reactors operate at low gas pressure and the mean free path of charged particles becomes comparable with or exceeds the thickness of electrode sheaths. The influence of dust particles on radio frequency discharge in the kinetic approach was investigated only for the case of static dust particles [4, 5]. In this paper we are carried out the computer simulation of the dust cloud dynamics in the radio frequency

discharges at the microgravity conditions using PIC/MC method for electrons and ions and hydrodynamics model for dust particles.

Model. We use hydrodynamics approach to describe the dust particles motion

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial v_d^2}{\partial x} = \frac{1}{m_d} F_d. \quad (2)$$

The potential of the electric field ϕ is described by Poisson equation

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} [n_i - n_e + q_d n_d], \quad (3)$$

where n_d, v_d, q_d are density, drift velocity and charge of a dust particle, n_i, n_e are averaged for a discharge period an ion and electron densities correspondingly. The change of the dust charge is described by equation

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial q_d}{\partial x} = I_e + I_i, \quad (4)$$

where I_e is the electron and I_i is the ion current to the dust particle. The total force F_d acting on the dust

particles is a sum of the electrostatic $F_e = q_d E$, the ion drag F_i and the neutral drag F_n forces. The ion drag force is calculated using OLM approach [9] and consists of the collection and orbit components

$$F_i = \pi b_c^2 n_i v_s m_i v_i + 4\pi b_{\pi/2}^2 n_i v_s m_i v_i \Gamma, \quad (5)$$

where b_c and $b_{\pi/2}$ are impact parameters for collection and deflection to $\pi/2$ angle correspondingly, and Γ is modified Coulomb logarithm [6]. The neutral gas drag force can be approximated by the following equation:

$$F_n = -\frac{4}{3} \pi r_d^2 v_d v_{th} m_n. \quad (6)$$

Electron densities, the ion drift velocity; ion and electron currents to a dust particle are calculated using the PIC/MCC method. The PIC/MCC method described in detail in [2, 10] for discharges without dust particles is developed for computer simulations of the RF discharge with dust particles [4]. The Monte Carlo technique is used to describe electron and ion collisions. The collisions include elastic collisions of electrons and ions with atoms, an ionization and excitation of atoms by electrons, the charge exchange between ions and atoms, Coulomb collisions of electrons and ions with dust particles, as well as the electron and ion collection by dust particles. In addition to a usual PIC/MCC scheme, the weighting procedure is used also for the determination of a macroparticle charge part, which is interacting with a dust particle. The electron-argon collision cross-sections used in the model are the same as those used in [2, 10]. The Coulomb cross-section for electron and ion scattering by immobile dust particles is taken from [5]. Due to the significant difference in dust and ion (even more electron)

mass dust particles move hardly at all at one electron time step. Thus in order to speed up simulation code the sub-cycling technique was used.

Results. Simulations have been carried out at several different radii of dust particles and pressure values, whereas the other plasma parameters are kept constant. The rf frequency and the amplitude of rf power are set $\nu_{rf} = 10 \text{ MHz}$ and $V_{rf} = 150 \text{ V}$, the distance between the electrodes is set to $0,05 \text{ m}$, the initial dust density is set $n_{d0} = 10^{10} \text{ m}^{-3}$. Results of calculations were shown that dust particles are pushed out from sheaths into the plasma and are distributed in the central part of discharged gap. Discussed below spatial profiles correspond to different times from beginning of discharge and permit to analyze dust particles dynamics at different radii r_d and pressures p .

Fig. 1, a shows the dust density at $r_d = 3 \mu\text{m}$ and the neutral gas pressure $p = 0,1 \text{ torr}$. The dust flow spatial distributions are depicted for this case in fig. 1, b. As shown in these figures, dusty layers with sharp boundaries are formed and the dust density is at maximums at these boundaries. Width of the dust layer is decreased in time and dust density at boundaries is increased. During compression stage the dust density distributions are uniform in the central part of the layer and dust density value is constant in this region. As can be seen from the fig. 1, b, the dust drift flows are directed toward the centre of the dust layer. Dust drift flows differ essentially from zero only at dust layer boundaries. Note, that values of dust flow peaks are nearly constant. It is evidence of the dust layer compression during our simulation time in this case.

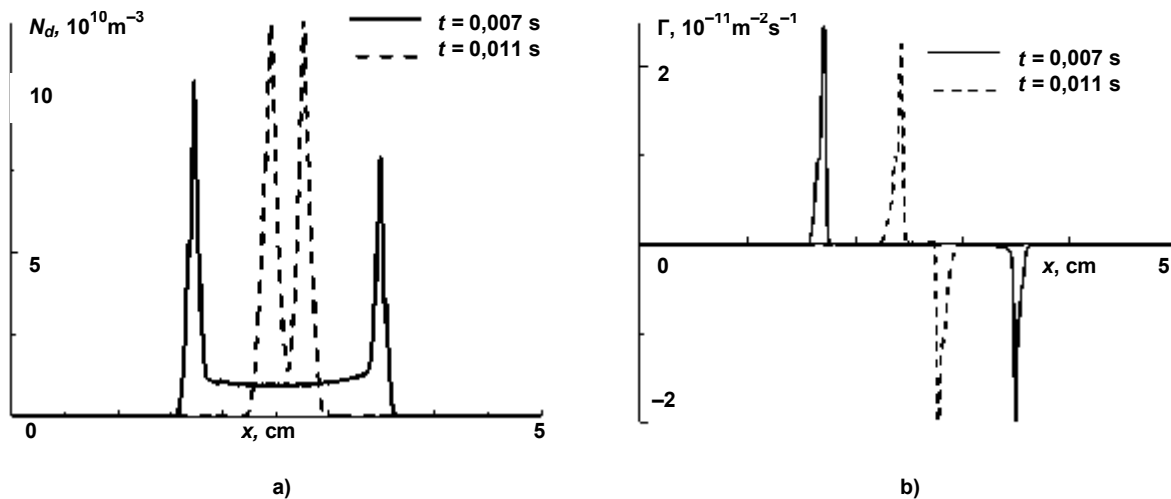


Fig.1. Dust density (a) and dust drift flow (b) profiles at $r_d = 3 \mu\text{m}$

Fig. 2, a shows the dust density at $r_d = 6 \mu\text{m}$, $p = 0,1 \text{ torr}$ for two different times, indicated on figure. We can see two peaks of the dust density at boundaries of dust layers, as in the first case. However, the dust layer width is more than one at $r_d = 3 \mu\text{m}$. The dust drift flow as a function of spatial coordinate x is depicted in fig. 2, b for $t = 0,007 \text{ s}$ and $t = 0,011 \text{ s}$. From this figure we notice that the dust flows are decreased in time and in contrast to the first case ($r_d = 3 \mu\text{m}$) dust particles at boundaries are almost stopped at $t = 0,011 \text{ s}$.

We consider the force, acting on dust particle, to explain these results. The spatial distributions of the

electrostatic field E are depicted in fig. 3, a at two different times for case $r_d = 6 \mu\text{m}$ and $p = 0,1 \text{ torr}$. As can be seen from this figure, double layers are formed at the dust layer boundaries. At $t = 0,007 \text{ s}$ (solid curve) the electric field reverses sign stepwise at dust density peaks locations. The electric force pushes dust particles to the centre of the discharge gap at early stage of dust cloud dynamics. After a time, a positive electric field is appeared in dust layer region, which is a drag on dust particles. The total force F_d is represented in fig. 3, b. Its direction coincides with the electric force. The evaluation of the neutral drag force and the ion drag force shows that the greater part of the total force is the electric field for this case.

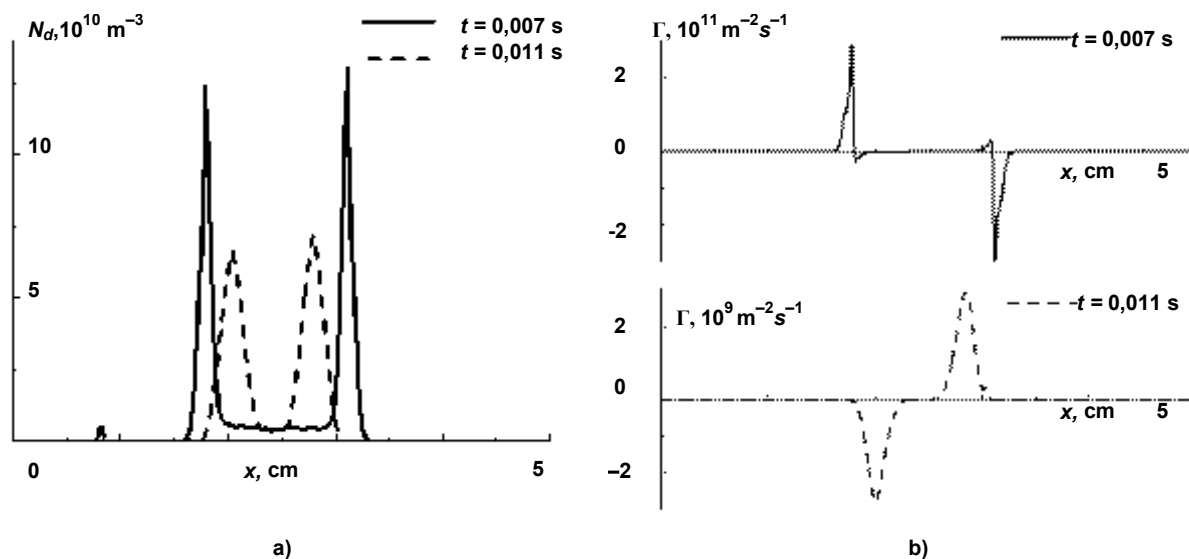


Fig. 2. Dust density (a) and dust drift flow (b) profiles at $r_d = 6 \mu\text{m}$

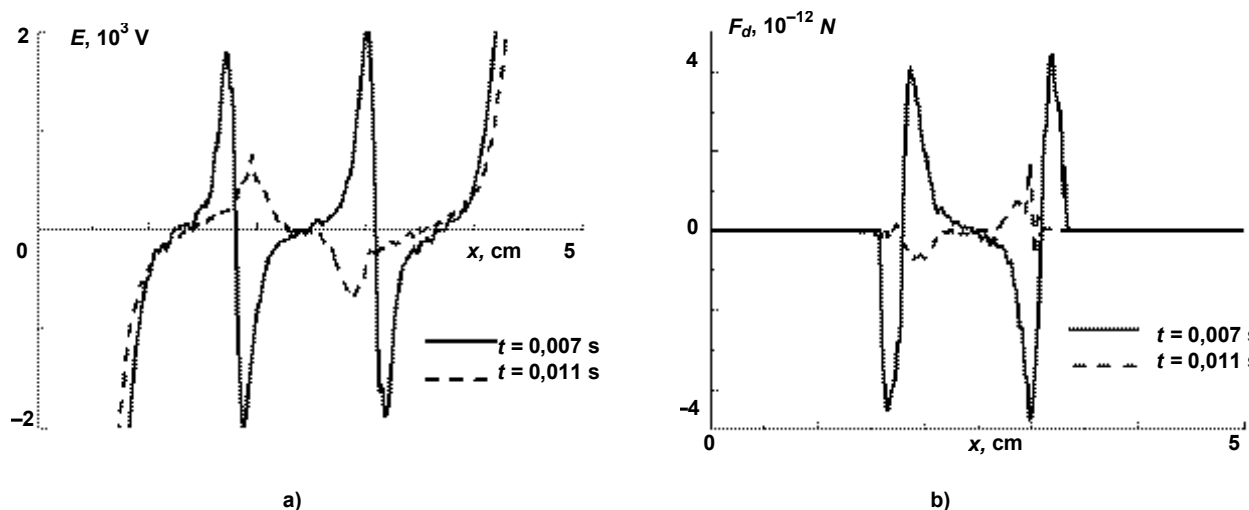


Fig. 3. Spatial profiles of the time-averaged electric field (a) and the total force F_d acting on dust particle for case $r_d = 6 \mu\text{m}$ and $p = 0.1 \text{ torr}$

Dust layers are modified plasma parameters. Fig. 4, a shows spatial profiles of the ion current averaged over period of the radio frequency discharge for case with dust particle radius $r_d = 6 \mu\text{m}$, $p = 0.1 \text{ torr}$ at time $t = 0.007 \text{ s}$. We can see that it is happened a strong perturbation of the ion current near dust densities peaks. Namely, ion flows are directed to dust density peaks. This is due to the appearance of double layers at boundaries of dust cloud which stimulate the ion acceleration in the direction to dust density peaks. The time-averaged ion density and electrostatic potential are pictured in fig. 4, b. It is seen the decreasing of the ion density with increasing of the dust particle radius, that is a consequence of a bigger ion deposition on dust particles.

Fig. 5, a shows dust density spatial distributions at three values of a neutral gas pressure and $r_d = 3 \mu\text{m}$. Note, that the width of dust layer is a monotonically increasing function of the pressure. This result is a consequence of more thin sheaths at a big pressure and the balance of forces acting on a dust particle is reached closer to electrodes. Profiles of time-averaged ion current density are depicted in fig. 5, b for cases with different gas pressures. It is seen that the ion current is settled nearly

zero in the central part of discharge gap at the increasing p . Peaks of ion current are formed at the locations dust density peaks. It is significant that ion current value at the electrodes depends on pressure non-monotonically. At the gas pressure $p = 0.02 \text{ torr}$ the biggest dust density peaks is formed at dust layer boundaries. As a result big potential jumps are appeared at these locations which accelerate ions toward electrodes.

Conclusions. To conclude, the dust cloud forming have been numerically studied in radio frequency discharge under microgravity. It was shown that the dust particles compression is happen in some locations of the discharge chamber due to join action of an electrostatic, an ion drag and a neutral drag forces.

It was studied the influence of a dust particle radius and a neutral gas pressure on plasma parameters distributions. In the case of large dust particle radii it is occurs the considerable perturbation of discharge parameters. In particular, double layers and peaks of ion density are formed at the dust layer boundaries. The width of dust layer is a monotonically increasing function of the pressure.

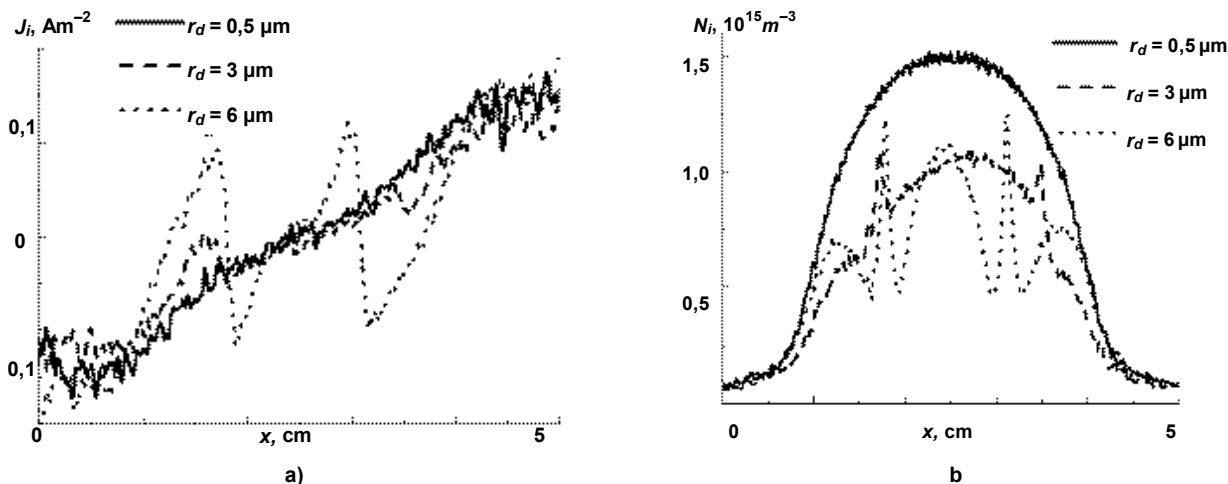


Fig. 4. Time-averaged ion current density spatial profiles (a) and ion density spatial profiles (b) at different particle radii r_d and $p = 0,1$ torr for $t = 0,007$ s

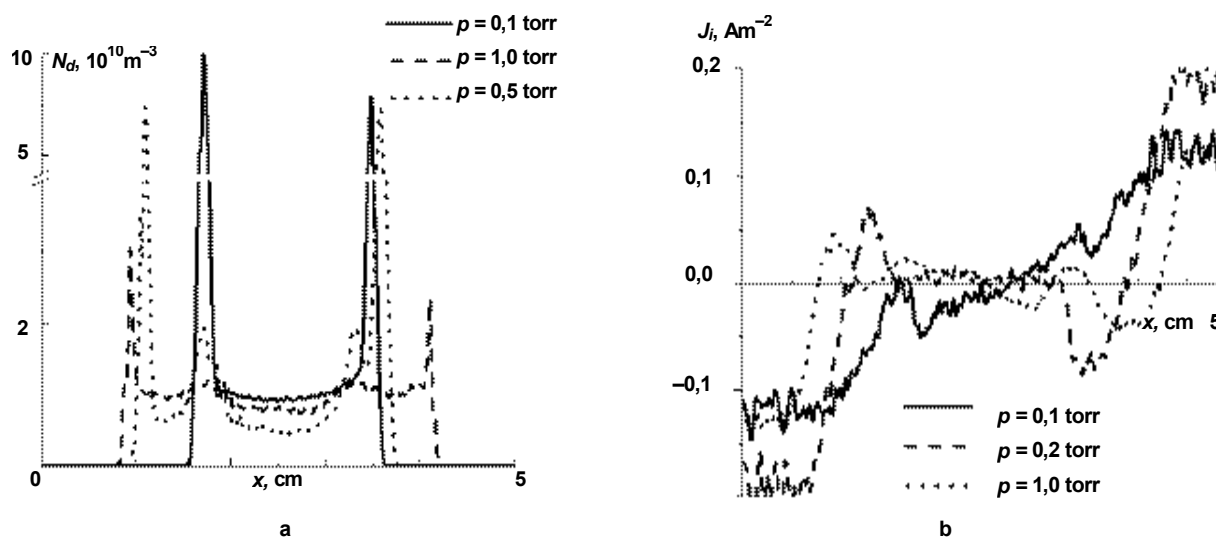


Fig. 5. Dust density profiles (a) and time-averaged ion current profiles (b) at different pressure values of the neutral gas

1. Akdim M., Goedheer W. Modelling of voids in colloidal plasmas // Phys. Rev. E. – 2002. – Vol. 65. 2. Birdsall C. Particle-In-Cell charged-particle simulations, plus Monte-Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC // IEEE Trans. On Plasma Sci. – 1991. – Vol. 19, № 2. 3. Bogaerts A., Yan M., Gijbels R., Goedheer W. Modelling of ionization of argon in an analytical capacitively coupled radio-frequency glow discharge // J. of Appl. Phys. – 1999. – Vol. 86, № 6. 4. Chutov Y., Goedheer W. Dusty radio frequency discharges in argon // IEEE Trans. on Plasma Sci. – 2003. – Vol. 31, № 4. 5. Chutov Y., Goedheer W., Kravchenko O. et al. Radio-frequency discharges with dust particles // J. Plasma and Fusion Research – 2001. – Vol. 4. 6. Khrapak S., Ivlev A., Morfill G., Thomas H. Ion drag

force in complex plasmas // Phys. Rev. E. – 2002. – Vol. 66. 7. Mikikian M., Boufendi L., Thomas H. et al. Formation and behaviour of dust particle clouds in a radio-frequency discharge: results in the laboratory and under microgravity conditions // New J. of Phys. – 2003. – Vol. 5. 8. Morfill G., Thomas H., Konopka U. et al. Condensed plasmas under microgravity // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83, № 8. 9. Shukla P., Mamun A. Introduction to dusty plasma physics. – Bristol, 2001. 10. Vahedi V., DiPeso G., Birdsall C. et al. Capacitive RF discharges modeled by particle-in-cell Monte Carlo simulation. I. Analysis of numerical techniques // Plasma Sources Sci. Technol. – 1993. – Vol. 2.

Надійшла до редакції 30.10.06

УДК 621.315.592: 537.311.33

В. Кушніренко, асп.,
С. Павлюк, канд. фіз.-мат. наук

ОСОБЛИВОСТІ ПЕРЕХІДНИХ ПРОЦЕСІВ У p^+p-p^+ ПОЛЬОВИХ ТРАНЗИСТОРІВ, ВИГОТОВЛЕНИХ ЗА ТЕХНОЛОГІЄЮ "КРЕМНІЙ НА ІЗОЛЯТОРІ"

Досліджено особливості перехідних процесів при протіканні імпульсу струму в p^+p-p^+ польових транзисторах, виготовлених за технологією "кремній на ізоляторі". На базі аналізу фізичної моделі дано пояснення відсутності коливань струму та напруги в досліджуваних структурах.

The characteristic of transient processes in the p^+p-p^+ field transistors made by means of "silicon with the insulation layer" was studied by loading them with electric current impulse. The analysis of physical model enabled to explain the nonoccurrence of voltage and current oscillation in studied transistors.

Вступ. При вивченні процесів, що відбуваються в кремнієвих польових транзисторах, виготовлених за

технологією "кремній на ізоляторі" (КНІ), акцентовано увагу на виникненні коливань напруги та струму в електрич-

© В. Кушніренко, С. Павлюк, 2007

ному колі. Як показано в [2], при живленні КНІ транзистора від генератора струму в електричному колі з таким транзистором виникали коливання напруги та струму. Параметри таких процесів і фізична модель, яка пояснювала ефекти, що спостерігались у структурах, виготовлених за різними технологіями та різними електрофізичними й геометричними характеристиками, наведено в роботах [2–4].

Експерименти показали, що коливання струму та напруги виникають у польових КНІ транзисторах і кремнієвих дифузійних резисторах (КДР) тільки з n^+-n-n^+ структурами. На структурах з дірковою провідністю ніяких коливань не спостерігалось в межах досліджуваних величин.

Метою даної роботи було встановлення закономірностей проходження імпульсів струму великої густини через p^+-p-p^+ структури польових КНІ транзисторів.

Експериментальні результати

Експериментальні зразки. Вигляд та докладні параметри досліджуваних структур подано в роботах [2, 3]. Наведемо основні їх характеристики. У КНІ транзисторах довжина плівки кремнію n -типу становила 2, 3, 10 мкм, ширина цієї плівки була 50 мкм, а товщина – 0,4 мкм. Товщини вбудованого оксиду, кремнієвої підкладки, полікремнієвого затвору та підзатворного оксиду становили : 1, 400, 1 та 0,1 мкм, відповідно.

Частина використаних транзисторів не мала затвору. У них шар фосфоросилікатного скла завтовшки 1 мкм захищав верхню поверхню плівки кремнію. Під час вимірювань затвор перебував під плаваючим потенціалом, а підкладку було з'єднано з витоком, причому прикладена між ними напруга зміщення була V . У деяких транзисторах плівки кремнію мали два бічні зони для вимірювань у них е.р.с. Холла. Концентрація електронів та їх рухомість у цих плівках становили $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ і $1400 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, відповідно.

Вольт-амперні характеристики. Вольт-амперні характеристики (ВАХ), показані на рис. 1, за характером збігалися з ВАХ структур, які досліджувались у попередніх роботах [2–4]. Але абсолютні значення різко відрізнялися від попередніх. Визначена з початкової лінійної області ВАХ концентрація носіїв заряду становила $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Таке значення перевищувало значення концентрації носіїв заряду в n^+-n-n^+ структурах на 2 порядки.

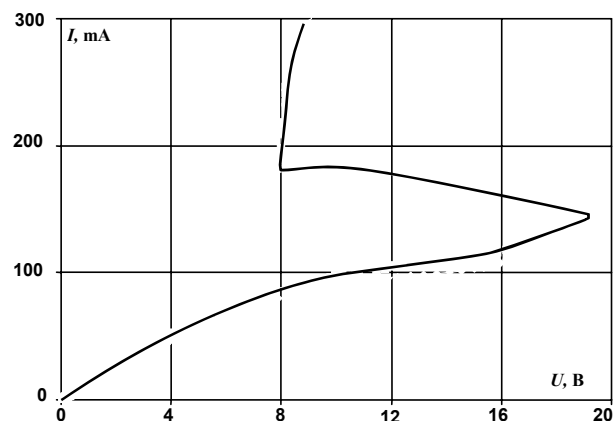


Рис. 1. Імпульсна ВАХ p^+-p-p^+ транзистора

Як видно з ВАХ, при струмах більших за 150 mA, спостерігається поява S-подібної ділянки. Але коливань напруги та струму, на відміну від [4], не спостерігається.

Осцилограми імпульсів напруги та струму. Осцилограми напруги та струму суттєво відрізняються від осцилограм роботи [2]. У нашому випадку коливання напруги та протікаючого струму не спостерігались. При невеликих амплітудах імпульсу струму імпульс напруги (рис. 2, а, осц.1) повторював форму імпульсу струму, тобто був прямокутним. Це відповідало лінійній ділянці ВАХ. При подальшому збільшенні струму осцилограми напруги ставали немонотонними. Падіння напруги починало зростати у часі і призводило до суттєвого стрибка напруги (рис. 2, а, осц.2) при невеликому збільшенні протікаючого струму. Подальше збільшення амплітуди імпульсу струму призводило до появи S-подібної ділянки на ВАХ структури, що на осцилограмах зображалося як різке падіння напруги (рис. 2, б, осц.1).

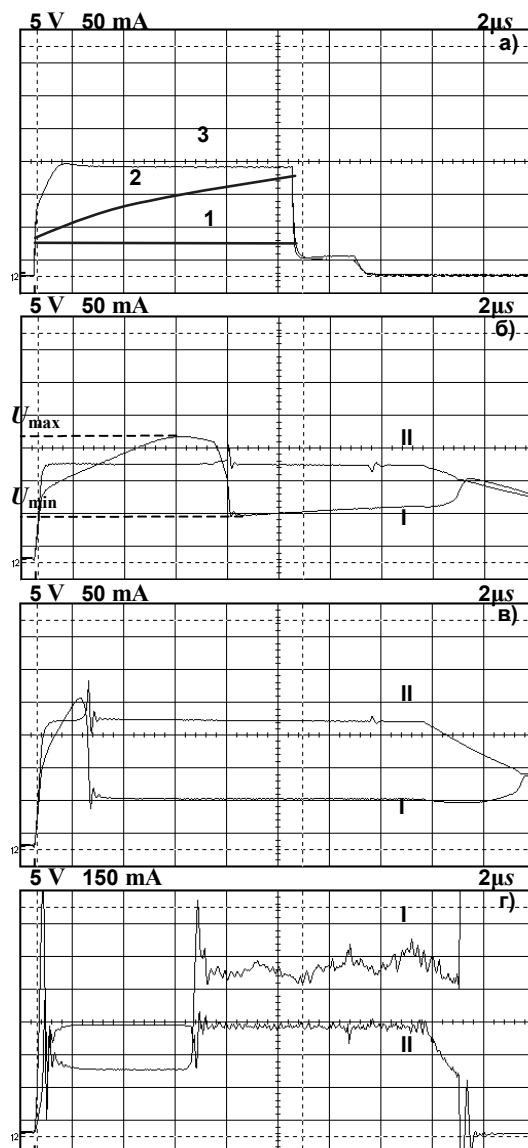


Рис. 2. Осцилограми падіння напруги (I) і струму (II)

Звертає на себе увагу той факт, що падіння напруги після піка відбувалося до сталої величини (рис. 2, б, в, осц. I). Ця величина змінювалася перед розплавленням і зникненням шнурів (рис. 2, г, осц. I).

Обговорення отриманих результатів. Отримані результати суттєво відрізняються від тих, що були отримані на n^+-n-n^+ структурах і докладно досліджені в роботі [4]. У нашому випадку регулярних коливань напруги та струму не спостерігалось. Початкове зростання падіння напруги на структурі пояснюється джоулевым розігрівом КНІ транзистора. При цьому рухливість носіїв заряду зменшується, опір структури збільшується, і падіння напруги теж збільшується. Зростання опору транзистора призводить до ще більшого розігріву області біля позитивного контакту КНІ транзистора. За таких умов, як було вказано в роботі [1], у високоомній області утворюється шнур струму. Він спочатку є стаціонарним і не зникає при подальшому розігріві зразка. Така ситуація відрізняється від ситуації [4], оскільки початкові умови також різко відрізняються від попередніх.

У нашому випадку структура має досить велику концентрацію носіїв заряду, її опір невеликий, тому потужність, що виділяється, теж менша, ніж у випадку [4]. Для досягнення саморозігрівання, що забезпечить власну провідність, знадобиться в цьому випадку значно більша потужність. Це призводить до того, що при саморозігріванні шнур струму, який виникає у високоомній області біля контакту вже не зникає, а підтримує своє існування за рахунок протікаючого струму. Ефекту виникнення шнура струму та його знищення не спостері-

гається. Шнур, що виник, існує стаціонарно. Подальше збільшення амплітуди імпульсу струму призводило до розплавлення області шнура струму та руйнування структури (рис. 2, г).

Висновки. Підсумовуючи результати роботи можна зробити такі висновки:

1) досліджено ВАХ КНІ транзисторів та осцилограми падіння напруги на них при живленні імпульсами струму великої густини;

2) у КНІ транзисторах із p^+-p-p^+ структурою коливань струму та напруги не виявлено;

3) ефекти, що спостерігались, можна пояснити електрофізичними властивостями КНІ p^+-p-p^+ структур та їх низьким початковим опором.

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов : Пер. с англ. – М., 1984. 2. Кушніренко В.В., Нинидзе Г.К., Павлюк С.П. Использование КНІ-транзистора в качестве генератора колебаний напряжения // ТКЕА. – 2005. – № 3(57). 3. Павлюк С.П., Кушніренко В.В. Колебания напруги та струму в електричному колі з кремнієвим дифузійним резистором // Вісн. Київ. ун-ту. Серія. Фізико-математичні науки. – 2006. – Вип. 3. 4. Павлюк С.П., Кушніренко В.В. Кінетика виникнення коливань у n^+-n-n^+ структурах при проходженні через них потужних імпульсів струму з екстремальною густиною // Вісн. Київ. ун-ту. Серія. Фізико-математичні науки. – 2006. – Вип. 4.

Надійшла до редколегії 25.09.06

УДК 533.951

С. Левитський, д-р фіз.-мат. наук

РЕЛАКСАЦІЯ ПУЧКІВ ЕЛЕКТРОНІВ ПРИ ЇХ ПРОХОДЖЕННІ КРІЗЬ ПЛАЗМУ

В історичній послідовності викладено проблему релаксації електронних пучків і потоків у плазмі, починаючи від постановки цієї задачі Ленгмюром ("парадокс Ленгмюра") до сучасного стану цієї проблеми. Виконано спробу розв'язання існуючого протиріччя між передбаченням у квазілінійній теорії та спостережуваним у багатьох експериментальних роботах утворенням "плато" на функції розподілу прорелаксованого електронного пучка і результатами числового моделювання цього процесу.

In the historical succession is given in account the problem of the relaxation of an electron beam or flow in a plasma, beginning from the stating of this problem by Langmuir ("the Langmuir paradox") till its contemporary state. An attempt is made to solve the existing contradictions between the predictions of the quasilinear theory as well as the observed in many experiments formation of a "plateau" on the distribution function of a relaxed electron beam and the results of the numerical simulation of this process.

Проблема релаксації електронних пучків у плазмі виникла невдовзі після винайдення та застосування І. Ленгмюром електричних зондів для вимірювання параметрів і дослідження процесів у плазмі газового розряду. Вже в перших своїх експериментах він виявив, що електрони, прискорені в області катодного падіння в розрядах низького тиску з розжареним катодом, швидко втрачають свою початкову енергію і надалі не спостерігаються на фоні електронної компоненти позитивного стовпа [35]. Спроби пояснити таку швидку релаксацію первинного електронного потоку розсіюванням на зіткненнях з молекулами газу виявились марними, принаймні для газових розрядів низького тиску [8], що дало підставу називати даний ефект "парадоксом Ленгмюра". З іншого боку, І. Ленгмюром спостерігалась також невелика кількість електронів, енергія яких перевищувала катодне падіння напруги.

Все це дало підстави І. Ленгмюру вже в одній із своїх перших робіт висловити припущення, що при розсіюванні електронів за енергіями в газових розрядах низького тиску можуть бути відповідальними високочастотні коливання, хоча самих коливань йому тоді виявити не вдалось [36]. Таке саме припущення висловив у своїй роботі Ф. Дитмер [31], котрий таких коливань також не спостерігав. Мабуть, першою роботою, в якій очікувані коливання були виявлені, була робота Ф. Пеннінга [40], який спостерігав коливання в радіочастотному діапазоні

в розрядах низького тиску в парах ртуті саме тоді, коли розсіювання електронів мало місце.

Докладне дослідження високочастотних коливань, які мають місце у плазмі розрядів низького тиску, було виконано у відомій роботі І. Ленгмюра і Л. Тонкса [41]. У ній теоретично та експериментально було встановлено зв'язок між концентрацією електронів плазми n_e і частотою високочастотних коливань, котра згодом дістала назву ленгмюрівської частоти, а самі коливання – ленгмюрівських. Але ні питання про механізм виникнення цих коливань, ані про їхній зв'язок з релаксацією первинних електронів потоку, що інjektувався у плазму, у даній роботі не ставилися і не розглядалися.

Минуло ще десять років, поки факт розсіювання електронів за енергіями не було твердо пов'язано з виникненням надвисокочастотних коливань у роботі І. Мерілла і Н. Вебба [39], де вони, використовуючи тонку зондову методику, вимірювали як локалізацію областей з високочастотними коливаннями, так і функцію розподілу електронів за енергіями. Вони виявили, що області високочастотних коливань локалізуються в кількох (здебільшого двох) вузьких зонах на відстані кількох міліметрів від катода.

До проходження через ці зони функція розподілу первинних електронів, емітованих катодом і прискорених у катодному падінні розряду, мала вигляд гострого піка, який відповідав величині катодного падіння потенціалу.

Але вже після проходження через першу зону коливань гострота піка зменшувалась і виникав "хвіст" прискорених електронів. А після проходження через другу зону коливань функція розподілу згладжувалась остаточно.

Виходячи з уявлень, що існували на той час, автори пояснювали виникнення коливань механізмом, подібним до клістронного, де перша зона була подібна до резонатора-групувача, а друга – до вловлювача. Враховувалось, що між областями має бути зворотний зв'язок. Згодом результати І. Мерілла та Н. Вебба були відтворені в роботах М. Габовича і Л. Пасічника [7], а також у низці інших робіт, де спостерігалися високочастотні коливання в газових розрядах [10, 18, 20 та ін.].

Грунтовно аналіз механізму, відповідального за збудження високочастотних коливань пучком електронів у плазмі, було дано майже одночасно в роботах О. Ахісзера та Я. Файнберга [2] і Д. Бома та Е. Гросса [29]. Фактично цей механізм можна звести до оберненого згасання Ландау, і він реалізується, коли функція розподілу електронів за швидкостями є немонотонною і містить область, в якій ця функція розподілу має додатну похідну df/dv ($v = \omega/k$) > 0 . Ця область утворює на функції розподілу більш-менш гострий пік, який можна розглядати як пучок (або потік) електронів, що мають відповідну швидкість. Тоді з усього спектра хвиль, які внаслідок теплових флуктуацій завжди присутні у плазмі, такий електронний пучок виділяє вузьку спектральну область, яка перебуває з ним у фазовому резонансі, і інтенсивно "накачує" енергію в ці хвилі. Інколи такий резонансний механізм збудження і зростання коливань називають черенковським. Таким чином, на відміну від запропонованої І. Меріллом і Н. Веббом аналогії з клістроном, даний механізм більше нагадує процеси, що мають місце у лампобіжучої хвилі (ЛБХ).

Оскільки для опису і розрахунків викладеного механізму доводиться мати справу із функцією розподілу, то його можна назвати кінетичним. Разом з тим, можливий ще й інший механізм, коли плазму можна вважати холодною, а пучок – монокінетичним. Цей механізм називають гідродинамічним, і він нагадує механізм взаємодії двох пучків у лампі А. Гаєва [34], коли один із пучків (тобто електрони плазми) має нульову швидкість. Для частот $\omega > \omega_p$ реалізується кінетичний механізм, а для $\omega < \omega_p$ – гідродинамічний. Але обидва вони дають найбільший інкремент коливань для частот $\omega \approx \omega_p$.

Першою з експериментальних робіт, що підтвердила висновки цих теорій, була робота Д. Луні та С. Брауна [38]. Її результати були відтворені згодом у роботі [9], а в роботі [24] детально вивчено взаємодію електронного пучка з плазмою, котру він сам і утворює, проходячи через газ (плазмово-пучковий розряд). Ця робота заклала засади для створення цілого нового класу надвисокочастотних приладів – плазових підсилювачів і генераторів [4].

Але всі викладені вище теорії є суттєво лінійними й придатні лише для малих рівнів коливань, і не враховують зворотної дії коливань на параметри системи, тобто не ставлять питання про вплив коливань на функцію розподілу електронів пучка та його релаксацію.

Уперше відповідь на ці питання спромоглася дати так звана квазілінійна теорія взаємодії пучків з плазмою [5, 22, 32]. У ній постулюється, що плазма перебуває в стані слабкої турбулентності, тобто в ній присутня велика кількість мод коливань, які, зважаючи на мализну їх амплітуд, не взаємодіють між собою, але можуть досить ефективно взаємодіяти з резонансними зарядженими частинками. З огляду на випадковий

розподіл фаз коливань цих окремих мод, рух заряджених частинок у їхніх полях також набуває випадкового характеру, і може розглядатися як дифузійний (броунівський) рух у просторі швидкостей. Унаслідок такої дифузії функція розподілу буде вирівнюватися, тобто прямувати до сталого значення на ділянці швидкостей $(\omega/k)_{\max} > v > (\omega/k)_{\min}$, заповнюючи її траєкторіями частинок.

Цей висновок, про утворення плато на функції розподілу пучка, що провзаємодіє із плазмою, знайшов негайне підтвердження в експериментальних роботах [25, 33], які виникли майже одночасно з вищезгаданими теоретичними роботами. Але в усіх цих роботах (і теоретичних, і експериментальних) йшлося лише про кінцевий стан системи плазма – пучок.

Динаміка утворення плато на функції розподілу була згодом розглянута в роботі [11], в якій було показано, що функція розподілу в процесі утворення плато в кожний момент часу має вигляд сходинки з крутим фронтом, що пересувається в бік менших швидкостей. Дійсно, на краю такої сходинки похідна df/dv має найбільше позитивне значення, і саме хвилі з такою фазовою швидкістю мають у даний момент найбільший інкремент зростання. Експериментально така картина була успішно продемонстрована в нашій роботі [15], де такий процес утворення сходинки спостерігався не у часі, а в просторі залежно від сили струму пучка (рис. 1, струми пучка: 1–10 мА, 2–12 мА, 3–16,5 мА, 4–22 мА, 5–25 мА, відстань від інжектора до колектора 240 мм). Оскільки плазмово-пучкова нестійкість має в цих експериментах конвективний характер, така заміна цілком справедлива.

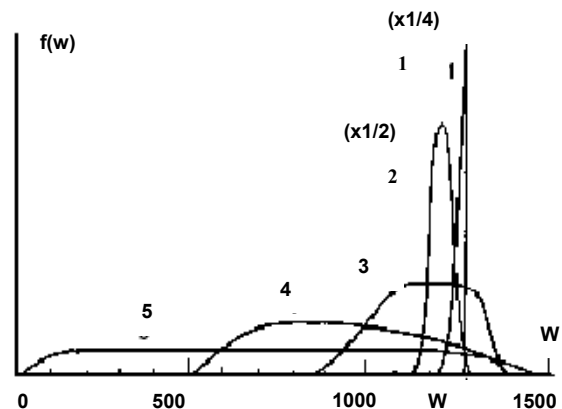


Рис. 1. Функція розподілу електронів за енергіями (у електрон-вольтах) при різних струмах пучка

Інша передумова квазілінійної теорії, викладеної у вищезгаданих роботах, полягає в тому, що система плазма – пучок вважається необмеженою в просторі. За реальних умов, коли протяжність системи обмежена, моди, довжина хвиль якихкладається ціле число разів на довжину системи L , повинні мати перевагу порівняно з усіма іншими нерезонансними модами, і отже, слід очікувати, що це має якимось чином відобразитися на утвореній функції розподілу. Такий ефект був дійсно виявлений у нашій роботі [16]. Тут, на відміну від усіх інших експериментальних робіт, в яких для аналізу за енергіями використовувався метод гальмівного поля, ми користувалися набагато точнішим методом циліндричного конденсатора. Завдяки цьому, в цих експериментах (за відсутності магнітного поля!) на функції розподілу, що мала вигляд плато, спостерігалась ціла низка періодично

розташованих невеличких піків (рис. 2.). При змінах умов експерименту вони зсувалися саме так, як це випливало з наведених вище міркувань. Детальний теоретичний аналіз цих уявлень зроблено в роботі [6].

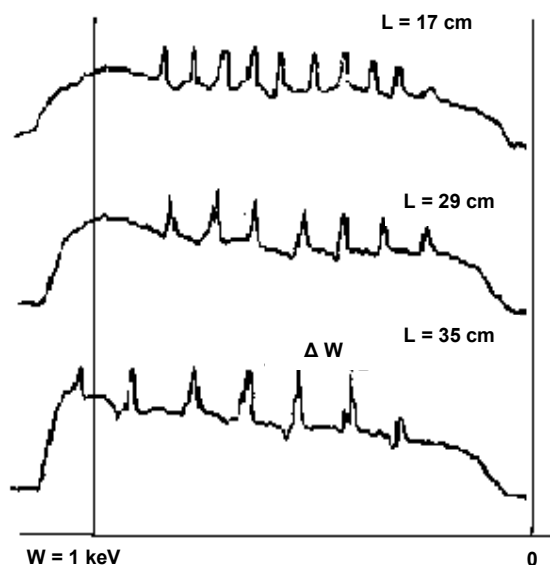


Рис. 2. Тонка структура функції розподілу електронів пучка за енергіями

Незважаючи, однак, на таку відповідність висновків квазілінійної теорії та експериментів, її застосування до реальних умов викликало цілий ряд сумнівів. Перш за все, у дійсності у плазму зазвичай інjektується не постульований у квазілінійній теорії потік електронів з широким розкидом фазових швидкостей, а монокінетичний електронний пучок. Спроба подолати цю розбіжність була зроблена в роботі В. Шапіро [26], де він виходив з нелінійного опису взаємодії з плазмою початково монокінетичного електронного пучка малої густини. Як було показано в цій роботі, при взаємодії такого пучка з плазмою внаслідок зворотної дії коливач він гальмується, а його температура трохи зростає. На початковій стадії процесу, поки амплітуда коливач ще мала, пучок залишається "холодним", і зберігає придатність до гідродинамічного опису процесу. Зміни параметрів пучка на цій стадії не призводять до суттєвої зміни дисперсійного рівняння, а амплітуди коливач експоненціально зростають у часі, як у звичайній лінійній теорії. Далі зі зростанням амплітуди коливач змінюються параметри пучка, а також нелінійна взаємодія між гармоніками призводить до насичення коливач у досить вузькому інтервалі фазових швидкостей. Зміна середньої швидкості пучка викликає розширення спектра та збільшення повної енергії коливач. Частинки пучка "дифундують" до теплових швидкостей частинок плазми, і функція розподілу набуває вигляду плато. Пучок при цьому втрачає більшу частину енергії спрямованого руху, котра переходить у енергію коливач і теплову енергію частинок плазми та пучка.

Цей процес експериментально спостерігався при дослідженні спектра коливач, вимірюваних при фіксованому струмі пучка (16,5 мА) на різних відстанях від електронного інжектора [15]. Поблизу інжектора спектр рівномірний і за рівнем відповідає тепловим шумам плазми. У міру віддалення від інжектора виникає, зростає й загострюється пік на плазмовій частоті (масштаб логарифмічний!). І лише при найбільших відстанях від інжектора, коли через нелінійні процеси спектр коливач

розширюється, а функція розподілу набуває вигляду плато, спектр стає широким і рівномірним. Цю картину зображено на рис. 3, на якому криві відповідають відстаням від інжектора (у мм): 1–30, 2–60, 3–80, 4–100, 5–120, 6–140, 7–160, 8–200, 9–230, 10–275).

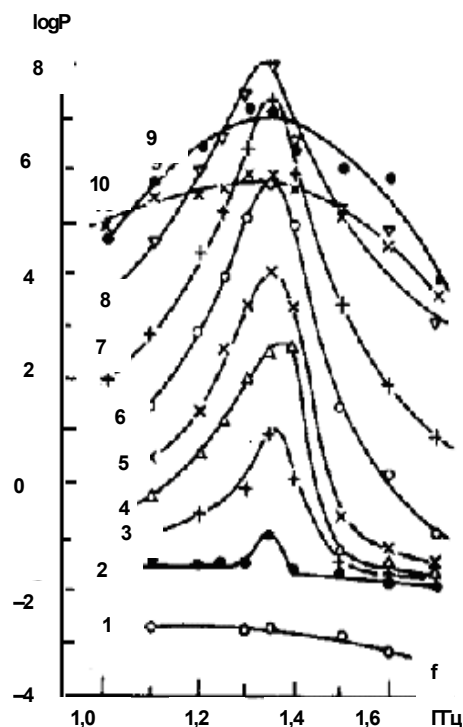


Рис. 3. Спектр коливач на різних відстанях від місця інжекції пучка

Слід звернути увагу також на факт, який не відповідає передбаченням квазілінійної теорії, — поява на заключній стадії взаємодії (на достатньо великих відстанях від інжектора пучка) групи електронів, енергія яких помітно перевищує початкову енергію пучка (рис. 4), тоді як за квазілінійною теорією енергія електронів пучка має тільки зменшуватися.

Іншим ефектом, який також не вкладається в рамки квазілінійної теорії, є поява на завершальній стадії плавного переходу від плато з $df/dv \approx 0$ до області з $df/dv < 0$, що пов'язується з виникненням низькочастотних коливач.

Все це, а також ряд інших причин, призвели до того, що після короточасного триумфу квазілінійної теорії на початку 60-х рр. були розпочаті спроби її ревізії. Дійсно, як зазначає Р. Сагдєєв [23], сфера придатності квазілінійної теорії релаксації пучка у плазмі вельми невелика, оскільки здатність ленгмюрівських хвиль до нелінійної взаємодії виявляється істотною навіть при дуже малих густинах енергії цих хвиль.

Перші спроби такого роду були започатковані наприкінці 60-х рр. шляхом числового моделювання взаємодії пучків з плазмою і розрахунків, утворених при цьому функцій розподілу. Такий розрахунок, проведений Дж. Даусоном і Р. Шенні [30], виявив цілу низку розходжень з передбаченнями квазілінійної теорії, зокрема, утворення високоенергетичного "хвоста" на функції розподілу. Т. Армстронг [28] такого "хвоста" не виявив, а замість утворення плато спостерігав лише поступове заповнення прогалини у функції розподілу між початковими енергіями частинок пучка і тепловими енергіями електронів фонові плазми. Втім, він зазначає, що при

збільшенні часу розрахунків ця область поступово згладжується, наближаючись за виглядом до плато.

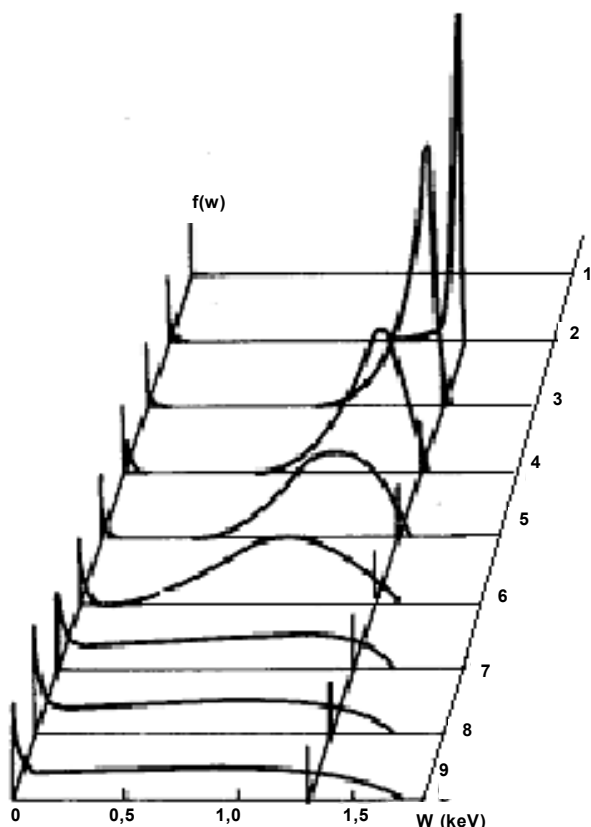


Рис. 4. Функція розподілу електронів на різних відстанях від місця інжекції пучка

У роботі [21] шляхом числового розв'язку нелінійних рівнянь, що описують взаємодію пучка з плазмою, була підрахована еволюція амплітуди коливань і одержана серія функцій розподілу для послідовних моментів часу. Ці функції мали здебільшого вигляд здвоєних піків і нагадували функції розподілу промодульованих за швидкістю електронних пучків у приладах НВЧ (клістронах і ЛБХ).

Згодом у низці робіт, у яких також було проведено числове моделювання функції розподілу при плазово-пучковій взаємодії, було показано, що ця функція для фіксованих моментів часу (або відстаней від місця інжекції електронного пучка) являє собою немонотонну та порізану криву з багатьма максимумами та мінімумами [3, 13, 17].

Нарешті, у роботі [14] були проведені прямі вимірювання миттєвих значень функції розподілу при взаємодії електронного пучка з ним же утвореною плазмою. Вимірювання проводились за допомогою швидкодіючого осцилографа з пам'яттю методом гальмівного потенціалу, який подавався на колектор електронного пучка. За відсутності коливань або при слабких коливаннях вольт-амперна характеристика струму колектора мала вигляд чітко вираженої сходинки, яка відповідала моноенергетичній функції розподілу (рис. 5, а). Зі збільшенням тиску газу, що призводило до інтенсифікації коливань, ця сходинка розширювалась, і на ній з'являлися окремі дрібні сходинки (рис. 5, б–г), що відповідало розширенню функції розподілу за швидкостями як вгору, так і вниз, і появі на ній окремих дискретних піків.

Спостережувана картина змінювалась від однієї реалізації до іншої. Ці експерименти однозначно спростовували придатність квазілінійної теорії до реальних

експериментальних умов і її висновок щодо платизації функції розподілу.

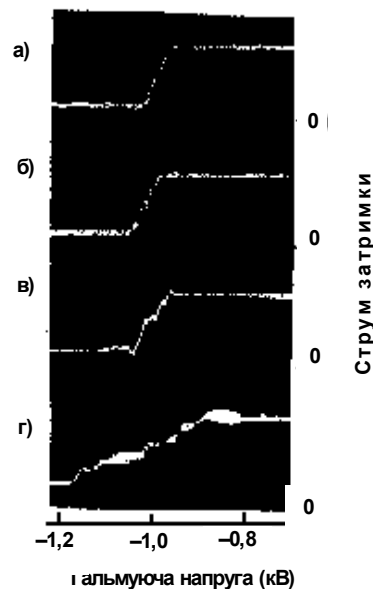


Рис. 5. Гальмуюча вольт-амперна характеристика струму на колектор

Щоб узгодити з цим численні експериментальні роботи, в яких все ж таки спостерігалось плато, нами була висловлена думка, що причиною тому було усереднення вимірюваної функції розподілу в часі, адже в усіх цих роботах вимірювалась постійна компонента струму на колектор, яка була усередненням змінних у часі миттєвих значень. З метою перевірки цього припущення нами в роботі [27] було проведено числове моделювання функції розподілу електронів з наступним усередненням для різних за величиною проміжків часу.

На рис. 6 зображено одержаний у роботі [27] фазовий портрет руху електронів пучка при плазово-пучковій взаємодії для моменту часу в 63 періоди плазових коливань. Тут вісь x' – нормована відстань від інжектора, а v' – нормована (до початкової) швидкість електронів пучка. На початку координат можна спостерігати лінійне зростання коливань, яке швидко перетворюється на режим з перекиданням хвилі. Далі картина ускладнюється і для відстаней $x' > 100$ траєкторії переплутуються так, що за ними не вдається прослідкувати.

Обираючи певні відстані x' , можна простежити, як функція розподілу змінюється для фіксованого моменту часу $t = 63$ зі збільшенням відстані x від інжектора. На рис. 7 зображені саме такі функції розподілу для кількох значень x . Тут n – кількість електронів (крупних частинок у відносних одиницях) у фазовій коміріці – елементу $\Delta x \Delta v$ фазового простору.

Спочатку (рис. 7, а) можна побачити поодинокий пік, який відповідає початковій швидкості пучка $v' = 1$, далі після перекидання хвилі (рис. 7, б, $x' = 11$) пік роздвоюється (як це відмічалось у роботі [21]) і навіть потроюється (рис. 7, в). Ще далі графік функції розподілу перетворюється на розтягнуту нерегулярну криву з багатьма максимумами та мінімумами. При подальшому зростанні x' вона, зберігаючи свій нерегулярний вигляд, ще більше розширюється в бік як менших, так і більших швидкостей (рис. 7, г)

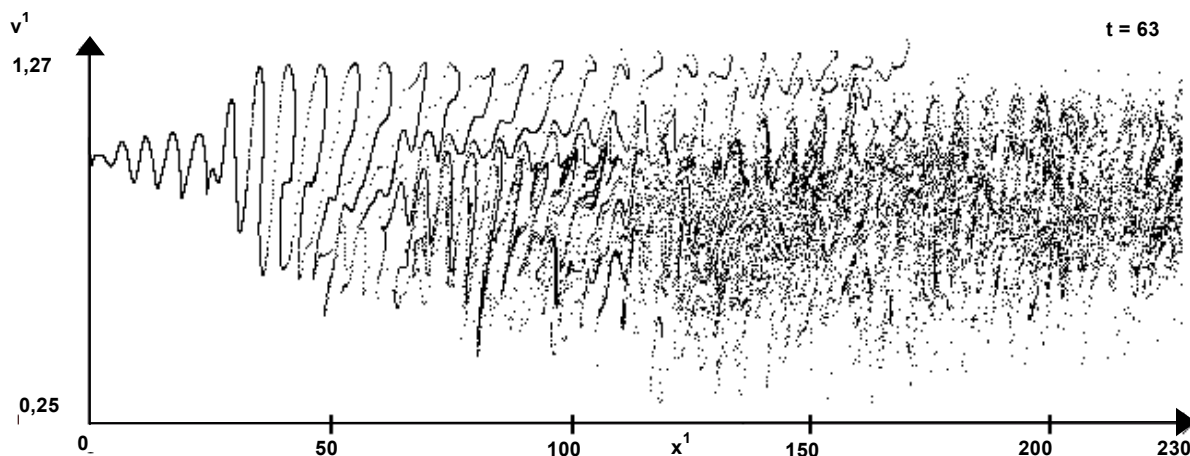


Рис. 6. Фазовий портрет коливань електронів пучка при плазмово-пучковій взаємодії

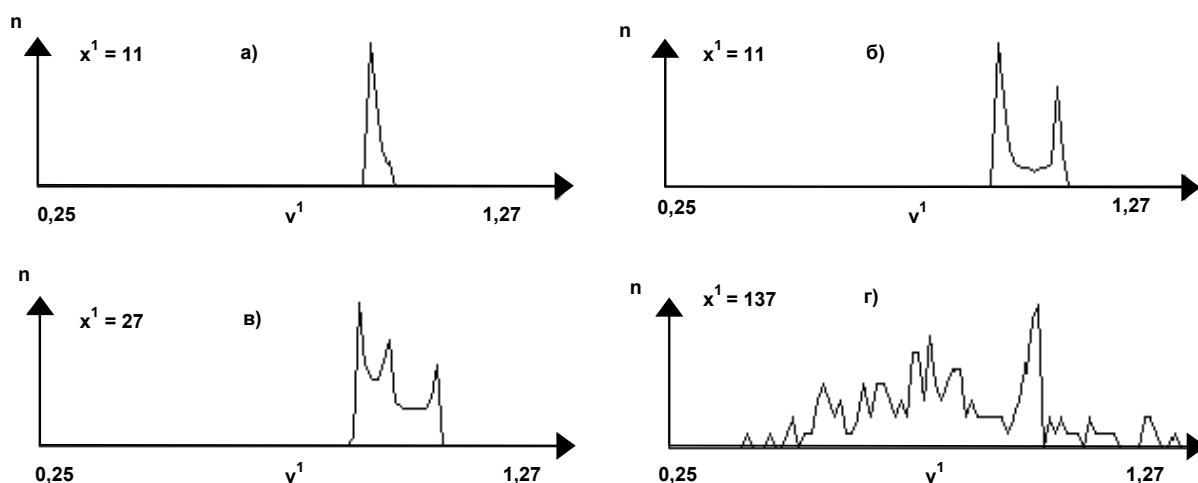


Рис. 7. Функції розподілу за енергіями на різних відстанях від інжектора

Як вже згадувалось вище, наша програма дозволяла одержувати функції розподілу усереднені в часі. Такі криві, усереднені по кількох десятках періодів плазмових коливань для початкового моменту часу $t' = 168$, зображені на рис. 8 для кількох відстаней від інжектора.

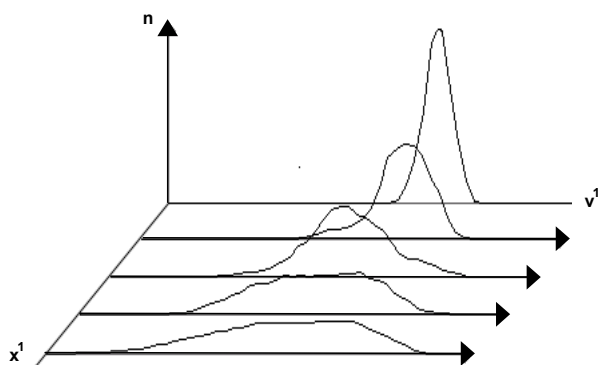


Рис. 8. Усереднені в часі функції розподілу на різних відстанях від інжектора

Як видно, при збільшенні цієї відстані функція розподілу все більше згладжується й розширюється переважно в бік менших швидкостей. Одержані таким чином усереднені функції розподілу вельми нагадують одержані в експериментальній роботі [15] і зображені на рис. 4. Таким чином, можна вважати, що спостережува-

не в багатьох роботах плато є насправді усередненням у часі нерегулярних і немонотонних миттєвих функцій розподілу.

До аналогічних висновків приходять у своїй оглядовій роботі також і В. Коваленко [12].

Висновки

1. Релаксація (тобто розсіювання за енергіями) електронних пучків при їх проходженні крізь плазму спричиняється тими високочастотними коливаннями, які при цьому збуджуються.
2. Функція розподілу за енергіями пучка, що пройшов крізь плазму, виміряна в режимі постійного струму, набуває, у результаті взаємодії з високочастотними коливаннями, вигляду плато.
3. Розширення функції розподілу за енергіями супроводжується розширенням спектра високочастотних коливань, що при цьому збуджуються.
4. Все це добре відповідає квазілінійній теорії цього процесу. Але придатність її застосування до опису реальної ситуації викликає певні сумніви через обмеження та припущення, які закладаються в її основу.
5. Одержана внаслідок числового моделювання та безпосередніх експериментальних вимірювань миттєва функція розподілу являє собою немонотонну залежність, яка перетворюється на плато в результаті усереднення в часі.

1. Анісімов І.О., Кельник О.І., Левитський С.М. Моделювання плазмово-пучкових систем за допомогою модифікованого пакета PDP-1 // Вісн. Київ. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2004, № 6. 2. Ахизезер А.И., Файнберг Я.Б. О взаимодействии пучка заряженных частиц с электронной плазмой // ДАН СССР. – 1949. – Т. 69, № 4; О высокочастотных колебаниях

електронної плазми // ЖЭТФ. – 1951. – Т. 21, № 11. 3. Бакай Ф.С., Сигоя Ю.С. О бесстолкновительной релаксации плазмы с неустойчивой функцией распределения электронов // ДАН СССР. – 1977. – Т. 237, № 6. 4. Бернашевский Г.А., Бозданов Е.В., Кислов В.Я. Плазменные усилители и генераторы СВЧ. – М., 1965. 5. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. Квазилинейная теория колебаний плазмы // Ядерный синтез. – 1961. – Т. 1. 6. Веселовский И.С. Взаимодействие электронного пучка с собственными колебаниями в ограниченной плазме // ЖЭТФ. – 1971. – Т. 61, № 7. 7. Габович М.Д., Пасечник Л.П. Аномальное рассеяние электронов и возбуждение плазменных колебаний // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 36, № 4; Плазменный электронный резонанс // Радиотехника и электроника. – 1959. – Т. 4, № 11. 8. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. – М.; Л., 1952. 9. Демирханов Р.А., Геворков А.К., Попов А.Ф. Взаимодействие пучка заряженных частиц с плазмой // ЖТФ. – 1960. – Т. 30, № 3. 10. Дудко Д.Я., Левитский С.М. Некоторые особенности СВЧ колебаний в плазме короткого дугового разряда в парах цезия и ртути // ЖТФ. – 1970. – Т. 40, № 6. 11. Иванов А.А., Рудаков Л.И. Динамика квазилинейной релаксации бесстолкновительной плазмы // ЖЭТФ. – 1966. – Т. 51, № 5(11). 12. Коваленко В.П. Электронные сгустки в нелинейном коллективном взаимодействии пучков с плазмой // УФН. – 1983. – Т. 139, № 2. 13. Кривовушко С.М., Башко В.А., Бакай Ф.С. Экспериментальное исследование корреляционных явлений при релаксации размытого по скоростям пучка с плазмой // ЖЭТФ. – 1981. – Т. 80, № 3. 14. Лаверовский В.А., Харченко И.Ф., Шустин Е.Г. Исследование механизма возбуждения стохастических колебаний в плазменно-пучковом разряде // ЖЭТФ. – 1973. – Т. 65, № 6(12). 15. Левитский С.М., Шашурин И.П. Пространственное развитие плазменно-пучковой неустойчивости // ЖЭТФ. – 1967. – Т. 52, № 2. 16. Левитский С.М., Нуриев К.З. Тонкая структура функции распределения электронного пучка провазимодействовавшего с плазмой // ЖЭТФ. – 1971. – Т. 61, № 1. 17. Левченко В.Д., Сигоя Ю.С. Численное моделирование взаимодействия электронного пучка с плазмой // Прикл. физика. – 2000. – Т. 5 – № 3. 18. Моргулис Н.Д., Корчевый Ю.П., Дудко Д.Я. Термализация электронов в плазме короткого дугового разряда в парах цезия // ЖТФ. – 1968. – Т. 38, № 7. 19. Мустафаев А.С. Динамика электронных пучков в плазме // ЖТФ. – Т. 71, № 4. 20. Оланасенко А.В., Романюк Л.И. Плазменно-пучковое взаимодействие при инжекции электронного пучка в симметричную открытую плазменную систему. Релаксация электронного пучка // УФЖ. – 1989. – Т. 34, № 10. 21. Рогашкова А.И., Хар-

ченко И.Ф., Цейтлин М.Б. Развитие нелинейных колебаний при взаимодействии модулированного электронного пучка с плазмой // Изв. ВУЗов. Серия. Радиофизика. – 1972. – Т. 15, № 8. 22. Романов Ю.А., Филиппов Г.Ф. Квазилинейная теория колебаний плазмы // ЖЭТФ. – 1961. – Т. 49, № 1. 23. Сагдеев Р.З. Основы физики плазмы. – М., 1983. – Т. 1. 24. Харченко И.Ф., Файнберг Я.Б., Николаев Р.М. Взаимодействие электронного пучка с плазмой // ЖЭТФ. – 1960. – Т. 38, № 3. 25. Харченко И.Ф., Файнберг Я.Б., Николаев Р.М. Релаксация электронного пучка в плазме // Ядерн. синтез. Дополн. 2. – 1962. 26. Шапиро В.Д. К нелинейной теории взаимодействия "моноэнергетических" пучков с плазмой // ЖЭТФ. – 1963. – Т. 44, № 2. 27. Anisimov I.O., Kelnik O.I., Levitsky S.M. Evolution of electrons distribution function during their interaction with plasma: numerical simulation // Вопросы атомной науки и техники, 2000. – № 4. 28. Armstrong T.P. Numerical Study of Weakly Electron Plasma Oscillations // Phys. Fluids. – 1969. – Vol. 12, № 10. 29. Bohm D., Gross E. Theory of Plasma Oscillations. A. Origin of Medium-Like Behavior. B. Excitation and Damping of Oscillations // Phys. Rev. – 1949. – Vol. 75, № 12. 30. Dawson J.M., Shanny R. Some Investigations of Nonlinear Behaviors in One-Dimensional Plasma // Phys. Fluids. – 1968. – Vol. 11, № 7. 31. Dittmer F. Experiments on the scattering of electrons by the ionized mercury vapor // Phys. Rev. – 1926. – Vol. 28, № 3, 4. 32. Drummond W.E., Pines D. Non-linear stability of Plasma Oscillations // Nucl. Fusion, Suppl. – 1962. – Vol. 3. 33. Etievant C., Perulli N. Instabilite et amortissement dans un systeme faisceau-plasma // Compts. Rendue hebdomadaires. – 1962. – Vol. 255, № 5. 34. Haeff A.V. The Electron-wave tube – A novel method of generation and amplification of microwave energy // Proc. IRE. – 1948. – Vol. 7, № 1. 35. Langmuir I., Mott-Smith H. Scattering of electrons in ionized gases // Gen. Electr. Rev. – 1924. – Vol. 27. – № 3. 36. Langmuir, I. Scattering of electrons in ionized gases // Phys. Rev. – 1925. – Vol. 26, № 5. 37. Levitsky S.M., Shashurin I.P. Electron – beam relaxation in a plasma // Nuclear Fusion. – 1971. – Vol. 11, № 2. 38. Looney D.H., Brown S.C. The excitation of Plasma Oscillations // Phys. Rev. – 1954. – Vol. 93, № 5. 39. Merill I., Webb N.W. Electron Scattering and Plasma Oscillations // Phys. Rev. – 1939. – Vol. 55, № 12. 40. Penning F. Observation of Plasma Oscillations // Physica. – 1926. – Vol. 6, № 2. 41. Tonks L., Langmuir I. Oscillations in ionized gases // Phys. Rev. – 1929. – Vol. 33, № 2.

Надійшла до редколегії 02.10.06

УДК 516,15; 523,11

М. Максютя, канд. фіз.-мат. наук,
Г. Головач, канд. фіз.-мат. наук

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОВЕДІНКИ МАСШТАБНОГО ФАКТОРА ВСЕСВІТУ В РАМКАХ ФРАКТАЛЬНОГО ПІДХОДУ

Проведено детальне дослідження поведінки масштабного фактора Всесвіту в межах фрактальної моделі. Показано, що одночасно з експоненціальним зростанням масштабу відбуваються його осциляції з планківською частотою та з наростаючою амплітудою. Підтверджено, що ці розрахунки узгоджуються з недавніми астрономічними спостереженнями розширення Всесвіту з прискоренням, а також флуктуацій у мікрохвильовому фоні.

It is carried out the detailed investigation of the behavior of the Universe scalar factor in the framework of fractal model. It is shown that simultaneously with the scale exponential rise, its oscillations with Planck frequency and increasing amplitude take place. It is assumed that these calculations coordinate with the recent astronomic observations of the accelerating Universe evolution and also fluctuations in microwave background.

Вступ. У роботі [5] на основі використання теорії вузлів, фрактальної геометрії та дробового інтегродиференціювання побудовано фрактальну модель Всесвіту. Фізичною базою для цієї побудови є закони класичної фізики, зокрема, модифікований закон всесвітнього тяжіння (див. [6]), який використовується при обчисленні енергії гравітаційної взаємодії між елементарними частинками (названими в роботі [9] максимонами, що мають планківську масу $m_p = \sqrt{\hbar c / G}$). Дефект маси при взаємодії двох таких частинок, розташованих на планківській відстані $l_p = \sqrt{\hbar G / c^3}$ одна від одної, точно збігається з планківською масою m_p . Іншими словами, відбувається своєрідне зникнення однієї частинки, щоб трансформуватися в енергію зв'язку. Очевидно, що такий процес приєднання нових максимонів можна продовжувати до нескінченності, одержуючи кожного разу лише одну частинку. Можна уявити і зворотний вибуховий процес – породження нескінченної кількості макси-

монів з однієї частинки, викликаний органічно пов'язаною з нею нестійкістю. Можливо й сама природа взаємодії пояснюється цією невичерпною нестійкістю.

Подальші евристичні припущення про внутрішню структуру максимонів пов'язані з використанням рівнянь Максвелла. Як наочно продемонстровано в [5], цю внутрішню структуру можна представити у вигляді завузленої струни (трилисника). Як випливає з теорії вузлів [8], є праві та ліві трилисники, що у свою чергу, генерує ідею про порівняння з двома типами зарядів: електрони та позитрони, як елементарні носії негативних і позитивних зарядів, структурно на планківських відстанях є правими й лівими трилисниками, голі маси яких є також планківськими.

За допомогою рівнянь Максвелла можна одержати рівняння, яке назване рівнянням трилисника в [5]:

$$\frac{\partial^3 \vec{A}}{\partial t^3} + c^3 \text{rot} \Delta \vec{A} = 0. \quad (1)$$

Рівняння (1) у відносних одиницях $\tau = t/t_p$, $(\xi, \eta, \zeta) = (x, y, z)/l_p$, де $t_p = \sqrt{\hbar G/c^5}$ – планківський час, як показано в [5], можна записати у вигляді

$$\vec{A}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \vec{0} \cdot a(\tau) = \vec{0} \cdot \exp(i2\pi\tau). \quad (2)$$

Таким чином, вираз (2) є математичною формою про внутрішній рух ізольованого максимуму, і є неорієнтовним. Його можна представити у вигляді завузленості в просторі або періодичності в часі з періодом t_p .

Оскільки максимум є нестабільним (як проілюстровано в [6], можливе майже миттєве фрактальне розплутування) при побудові в [5] фрактальної моделі Всесвіту виконувалась заміна показника похідної 3 на величину $\alpha = \ln 13/\ln 3 \approx 2,335$, що дорівнює фрактальній розмірності Хаусдорфа – Безіковича так званої фрактальної поверхні P . Необхідно зазначити, що незважаючи на тривалу дискусію в періодичній літературі (див. [10, 11]) про встановлення прямого зв'язку між дробовим інтегродиференціюванням і фрактальною геометрією, автори роблять свій вибір про те, що у випадку правильних фракталів такий зв'язок має місце. Після розв'язання відповідної задачі Коші знаходимо функцію $a(\tau)$, а потім записуємо вираз для масштабного фактора Всесвіту в такому вигляді:

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

Тут

$$E_{\alpha,\beta}(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{z^k}{\Gamma(\alpha k + \beta)}, \quad (4)$$

де $z = -8\pi^3 i \tau^\alpha$ – функція Міттаг-Леффлера, про властивості якої можна дізнатися з [2, 13]. На рис. 6 у роботі [5] функцію (3) зображено схематично.

Можна припустити, що і всі інші динамічні процеси, які відбуваються в природі, є фрактальними, тобто описуються деякими дробовими диференціальними рівняннями. Наприклад, поширення електромагнітного випромінювання, тобто передача енергії пружним кристалопоподібним середовищем, є одним із таких динамічних процесів і, як показано в [4], його можна описати дробовим хвильовим рівнянням. Зазначимо, що такий розгляд поширення електромагнітного випромінювання в різних середовищах математично є більш адекватним, оскільки відповідає необхідності вводити емпіричні характеристики: діелектричні та магнітні проникності, показники заломлення тощо. Крім того, цей підхід більш коректний і з погляду фізики, оскільки затримку поширення електромагнітного випромінювання в середовищі необхідно пов'язувати не зі зміною швидкості (вона змінюється на помітну величину, якщо буде відбуватися дуже сильна деформація самого кристалопоподібного простору, проявом чого є наявність гравітаційного поля), а із затримкою збудження на атомах середовища та багаторазовим перерозсіюванням на його неоднорідностях. Тому більш природною виглядатиме і залежність інтенсивності електромагнітного випромінювання від пройденого шляху в середовищі, оскільки розрахунки призводять до відхилення від закону Бугера – Ламберта. Очевидно, що і при розширенні Всесвіту можна прогнозувати немонотонний характер залежності масштабного фактора $m(\tau)$ від відносного часу τ .

Детальний розгляд поведінки масштабного фактора. Для з'ясування більш детальної поведінки масштабного фактора виконано математичні розрахунки з великою точністю, а саме, точність обчислень перевірялась за допомогою зміни кількості членів ряду (4) і було помічено збіжність 80-ти цифр після коми у випадку порядку 30 тис. членів ряду. По-перше, числовий аналіз показав, що масштабний фактор на початковій стадії зменшується від одиниці до мінімального значення $\sim 0,51$ при $\tau \approx 0,17$, а потім починається стрімке його зростання (рис. 1). Цей факт нагадує процес миттєвого стиснення пружини (аккумуляція енергії) з подальшим її вибуховим розширенням. У рамках запропонованої фрактальної моделі Всесвіту це можна пов'язати зі зміною типу того вузла кристалопоподібної ґратки “темної матерії”, з якого почала будуватися кристалопоподібна ґратка фізичного вакууму оточуючого простору.

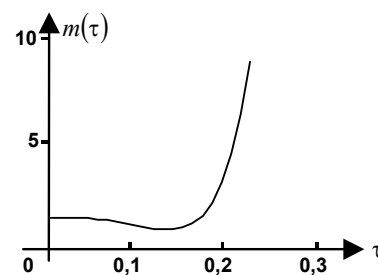


Рис. 1. Поведінка масштабного фактора $m(\tau)$ на початковій стадії розширення Всесвіту

Для обчислення та вивчення поведінки масштабного фактора $m(\tau)$ при великих значеннях відносного часу необхідно користуватися асимптотичними формулами для функцій $E_{\alpha,\beta}(z)$ [3]:

якщо $|\arg z| \leq \delta$, то

$$E_{\alpha,\beta}(z) = \frac{1}{\alpha} z^{(1-\beta)/\alpha} \exp(z^{1/\alpha}) - \sum_{k=1}^p \frac{z^{-k}}{\Gamma(\beta - \alpha k)} + O(|z|^{-1-p}); \quad (5)$$

якщо ж $\delta \leq |\arg z| \leq \pi$, то

$$E_{\alpha,\beta}(z) = -\sum_{k=1}^p \frac{z^{-k}}{\Gamma(\beta - \alpha k)} + O(|z|^{-1-p}). \quad (6)$$

Тут $0 < \alpha < 2$ і $\pi\alpha/2 < \delta \leq \min(\pi, \pi\alpha)$. У тому випадку, коли $\alpha > 2$, необхідно користуватися такою рекурсивною формулою [3]:

$$E_{\alpha,\beta}(z) = \frac{1}{2m+1} \sum_{h=-m}^m E_{\alpha/(2m+1),\beta} \left[z^{1/(2m+1)} \exp(2\pi i h / (2m+1)) \right], \quad m=1,2,3,\dots \quad (7)$$

і фрагментом програми [13]:

IF $|\arg z| < \frac{\alpha\pi}{4} + \frac{1}{2} \min(\pi, \pi\alpha)$ THEN

$$E_{\alpha,\beta}(z) = \frac{1}{\alpha} z^{(1-\beta)/\alpha} \exp(z^{1/\alpha}) - \sum_{k=1}^p \frac{z^{-k}}{\Gamma(\beta - \alpha k)} \quad (8)$$

ELSE

$$E_{\alpha,\beta}(z) = -\sum_{k=1}^p \frac{z^{-k}}{\Gamma(\beta - \alpha k)}.$$

Тоді при $m=1$ на підставі (7), (8) одержуємо

$$E_{\alpha,\beta}(z) = \frac{1}{3} \sum_{h=1}^3 E_{\alpha/3,\beta} \left[z^{1/3} \exp(2\pi i h / 3) \right] = -\frac{1}{3} \sum_{k=1}^p \frac{z^{-k/3}}{\Gamma(\beta - \alpha k / 3)} \left[1 + \cos(2\pi k / 3) \right] + \frac{1}{\alpha} \left[\exp(z^{1/\alpha}) + \exp(2\pi i (1-\beta) / \alpha) \exp(z^{1/\alpha} \exp(2\pi i / \alpha)) \right] z^{(1-\beta)/\alpha}. \quad (9)$$

Таким чином, формули (3) і (9) дають можливість наближено обчислювати масштабний фактор у випадку достатньо великих τ . Позначимо наближене значення $m(\tau)$ через $AS(\tau)$. Чисельний аналіз показує, що вже при $\tau > 1$ можна користуватися асимптотичною функцією $AS(\tau)$. Крім того, легко показати, що графік функції $\ln AS(\tau)$ з великою точністю нагадує пряму лінію. Це вказує на асимптотичне зростання масштабного фактора за експоненціальним законом. Розглянемо цей випадок більш детально. Формула (9) при $z \rightarrow \infty$ приводить до асимптотичної формули:

$$E_{\alpha,\beta}(z) \approx \frac{1}{\alpha} z^{(1-\beta)/\alpha} \exp(z^{1/\alpha}), \quad (10)$$

$$A = 0,0587056582377336172585516406842306782826339559376730325406943726021088069298194,$$

$$B = 16,592207130087649053857132529427496102511527782670295075272930067739932570624397.$$

З метою більш детального вивчення масштабного фактора при великих значеннях τ введемо позначення $BF(\tau) = A \exp(B\tau)$ і розглянемо різницю:

$$R(\tau) = \sqrt{AS(\tau)} - \sqrt{BF(\tau)}. \quad (12)$$

Безпосередні обчислення показують, що функції $R(\tau)$, $dR(\tau)/d\tau$ і $d^2R(\tau)/d\tau^2$ мають коливний спадний характер з періодом коливаний приблизно 0,95. На основі формули (12) знаходимо наближене значення функції $AS(\tau)$, тобто одержуємо $AS(\tau) \approx BF(\tau) + 2\sqrt{BF(\tau)}R(\tau)$. Звідси можна зробити висновок, що масштабний фактор є сумою двох процесів: стрімкого монотонного зростання $BF(\tau)$ і зростаючого коливання $2\sqrt{BF(\tau)}R(\tau)$. На рис. 2 для ілюстрації зростаючих осциляцій масштабного фактора $m(\tau)$ побудовано графік функції $f(\tau) = \sqrt[5]{2\sqrt{BF(\tau)}R(\tau)}$ при $1 \leq \tau \leq 10$. Не зважаючи на те, що амплітуда цих осциляцій зростає дуже швидко, їх внесок порівняно з доданком $BF(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$ є дуже малим, оскільки

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{2R(\tau)}{\sqrt{BF(\tau)}} = 0.$$

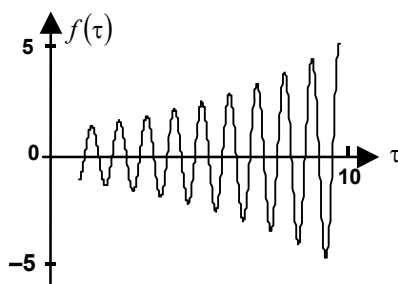


Рис. 2. Ілюстрація осцилюючої складової масштабного фактора Всесвіту

на підставі якої формула (3) трансформується таким чином:

$$m(\tau) \approx \frac{1}{\alpha^2} \left| \exp(z^{1/\alpha}) \left(1 + 2\pi i \tau z^{-1/\alpha} - 4\pi^2 \tau^2 z^{-2/\alpha} \right) \right|^2 \equiv A \exp(B\tau) \quad (11)$$

де

$$A = \left| 1 + \xi + \xi^2 \right|^2 / \alpha^2, \quad \xi = 2\pi i / (-8\pi^3 i)^{1/\alpha},$$

$$B = 2(8\pi^3)^{1/\alpha} \cos(\pi/2\alpha).$$

Обчислення величин A і B з необхідною для подальших розрахунків точністю дають

Таким чином, можна вважати, що при великих значеннях τ масштабний фактор з великою точністю можна розраховувати за формулою (11). Тому можна вважати, наприклад, що $m(10^{60}) \approx A e^{10^{60} B}$.

Висновки. Унаслідок обчислень, виконаних з великою точністю, показано, що асимптотична поведінка масштабного фактора в запропонованій моделі Всесвіту є експоненціальна, тобто розширення Всесвіту відбувається з прискоренням. Ці теоретичні розрахунки узгоджуються зі спостереженнями, проведеними двома групами астрономів при вивченні далеких спалахів наднових зірок [14, 15]. Як зазначено в [1], таке космологічне розширення з прискоренням може бути пояснене існуванням космічної антигравітації.

Крім того, аналізуючи дану роботу детальніше, видно, що функція $m(\tau)$ розкладається на суто монотонно зростаючу функцію та осциляційну з періодом коливаний, близьким до планківського часу t_p . Необхідно відмітити, що квантовою теорією гравітації (об'єднання квантової теорії із загальною теорією відносності) також був передбачений розвиток малих збурень при інфляції [12], який підтверджений нещодавніми спостереженнями флуктуацій у мікрохвильовому фоні. Як показано в роботі [7], реліктове випромінювання виникає внаслідок каналювання електронів (а вірніше селекtronів – суперсиметричних партнерів електронів з нульовим спіном) з областей іншої вакуумної форми матерії – μ -вакууму (у [6] аргументовано викладено, що це так звана темна матерія). При цьому максимальна частота цього мікрохвильового випромінювання розраховується за формулою

$$\omega_{\max} = \omega_p \gamma_{\max}^{-3/2}, \quad (13)$$

де $\omega_p = 2\pi/t_p$ – планківська частота, $\gamma_{\max} = m_p/m_0 = (1 - v_{\max}^2/c^2)^{-1/2}$ – максимально можливе значення лоренц-фактора для електронів, m_0 – маса спокою електрона. Можна сказати, що $\omega_{\max}$ – це частота Доплера від джерела випромінювання з максимально можливою частотою

тою ω_p , що віддаляється від нас (спостерігачів цього мікрохвильового випромінювання) з максимально можливою швидкістю $v_{\max} = c\sqrt{1 - (m_0/m_p)^2}$.

Унаслідок того, що масштабний фактор Всесвіту в процесі стрімкого розширення здійснює пульсації з частотою $\sim \omega_p$ (як впливає з рис. 1, уже починаючи з самого початку), це має приводити до пульсацій величини швидкості світла c . Можна припустити, що в результаті пружного стиснення простору виникають сильні локальні гравітаційні поля, які й призводять до зміни швидкості світла. Відповідно до формули (13), виникнення флуктуацій швидкості $v_{\max}$ призводить до появи флуктуацій частоти $\omega_{\max}$ реліктового випромінювання.

Таким чином, фрактальний підхід до пояснення еволюції Всесвіту: по-перше, не суперечить теоретичним та експериментальним результатам, які впливають з квантової теорії гравітації; по-друге, така модель краще відображає реальність за рахунок використання більш адекватної математики, а саме, симбіозу дробового інтегродиференціювання, фрактальної геометрії та теорії вузлів. І, нарешті, по-третє, у процесі побудови фрактальної моделі Всесвіту необхідно робити багато припущень (про структуру, масу і спін структурних елементів простору, про існування різних форм матерії, про природу взаємодії, про природу заряду тощо), які породжують цілу низку нових задач. Наприклад, наступною задачею може бути така: на основі застосування теорії пружності до кристалоподібного простору фізично-

го вакууму одержати рівняння гравітаційного поля в замкненій формі, тобто необхідно поряд з лівою частиною рівнянь Ейнштейна, що пов'язана з метрикою пружного простору, знайти вираз для правої частини, що залежить від енергії пружності.

1. Архангельская И.В., Розенталь И.Л., Чернин А.Д. Космология и физический вакуум. — М., 2006.
2. Бейтмен Г., Эрдейн А. Высшие трансцендентные функции : В 3 т. — М., 1967. — Т. 3.
3. Джрбашян М.М. Интегральные преобразования и представления функций в комплексной области. — М., 1966.
4. Максютя Л., Барчук О., Курашов В., Максютя М. Фрактальность процессу поширення оптичного випромінювання у поглинаючих і диспергуючих середовищах // Вісн. Київ. ун-ту. Радіофізика та електроніка. — 2006. — № 9.
5. Максютя М.В. Фрактальність фізичного вакууму // Вісн. Київ. ун-ту. Радіофізика та електроніка. — 2005. — № 8.
6. Максютя М. Фрактальний сценарій виникнення різних форм матерії // Вісн. Київ. ун-ту. Радіофізика та електроніка. — 2006. — № 9.
7. Максютя Н.В. Каналирование электронов в μ -вакууме // Поверхность. — 2005. — № 4.
8. Мантуров В.О. Теория узлов. — М.; Ижевск, 2005.
9. Марков М.А. Элементарные частицы максимально больших масс (кварки, максимоны) // ЖЭТФ. — 1966. — Т. 51, Вып. 3(9).
10. Нигматуллин Р.Р. Дробный интеграл и его физическая интерпретация // ТМФ. — 1992. — Т. 90, № 9.
11. Станиславский А.А. Вероятностная интерпретация интеграла дробного порядка // ТМФ. — 2004. — Т. 138, № 3.
12. Хокинз С., Пенроуз Р. Природа пространства и времени. — Ижевск, 2000.
13. Gorenflo R., Loutchko J., Luchko Yu. Computation of the Mittag-Leffler function $E_{\alpha,\beta}(z)$ and its derivative // Fractional Calculus and Applied Analysis. — 2002. — Vol. 5, № 4.
14. Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G. et al. Measurements of Omega and Lambda from 42 high-redshift supernovae // Astrophys. J. — 1999. — Vol. 517.
15. Riess A.G., Nugent P.E., Schmidt B.P. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant // Astron. J. — 1998. — Vol. 116.

Надійшла до редколегії 13.10.06

УДК 533.9.01.15

E. Martysh, Ph. D.

ION ACOUSTIC SLOW DAMPING SOLITON IN A COMPLEX PLASMA

Відомо, що модифіковане рівняння Кортвега – де Вріза – Бюргерса (мКДВБ) може бути записано для нелінійних іонно-акустичних хвиль у запыошеній плазмі. Головним чинником для такої модифікації є неадіабатичні варіації заряду пилових частинок. Для наближеного розв'язку мКДВБ використано відомий метод адіабатичних наближень Уізма. У випадку слабкої звичайної дисипації рівняння мКДВБ зводиться до модифікованого рівняння Кортвега – де Вріза (мКДВ). Це рівняння є повним аналогом циліндричного КДВ і має точний розв'язок у вигляді слабо загасаючого солітону. Відповідні висновки добре узгоджуються з даними експерименту.

It is known that modified Korteweg – de Vries – Burgers (mKdVB) equation can be written for a nonlinear dust ion acoustic wave (DIAW). The main reason of this modification is nonadiabatic charge variation of the dust particles. We used for mKdVB the well-known method based on adiabatic approximation proposed by Whitham. In the case low usual dissipation mKdVB equation may be reduced to modified KdV (mKdV). This new equation is full analogue to cylindrical KdV and has a slow damping soliton solution. All conclusions are in a good accordance with experimental results.

Introduction. A complex (dusty) plasma is the plasma containing electrons, ions, neutrals and solid or liquid microparticles. The remarkable property of complex plasma is the particle charging process. Usually, in lab experiments these particles are charged negatively, due to the electron and ion fluxes on their surface. Any fluctuations in plasma parameters can vary these fluxes and thus cause fluctuations of microparticles charge. Charged dust grains are often found in space and laboratory plasma. The highly charged dust particles can significantly affect the system since they carry a considerable percentage of the total negative charge of the plasma. In fact, most of the plasma waves are to some degree affected by the dust. The variable dust charge also leads to a new plasma mode, usually referred as the charge relaxation mode (CRM), involving dust-charge fluctuations [6]. In most early investigations on waves in dusty plasma are almost always thermodynamically open was sidestepped by invoking unspecified sources or sinks, whose details are nevertheless important for a rigorous treatment of a problem.

Nonlinear coherent and dissipative structures in complex plasmas can be formed by different means. In the absence of dissipation the balance between nonlinear and dispersion effects can result in the formation of soliton. Investigation of the anomalous dissipation is especially interesting at the ion acoustic times, when heavy microparticles can be treated as motionless. The charging processes at these time-scales are not in equilibrium and role of this dissipation can be crucial. These processes make the existence of pure steady-state nonlinear structure impossible. The theoretical study of dust-ion-acoustic (DIA) solitons in [6] investigates the possibility of their existence. There has also been an experimental investigation of DIA solitons [5]. In this paper we present not only the model that describes nonlinear DIA perturbations but give the methods for treatment of them.

Model. It is known [6] that set of equations for ion-acoustic waves in complex plasma with collisions microparticles charge variations is following:

$$\partial_t n_e + \nabla \cdot (n_e v_e) = -v_{ed} n_e + v_{ion} n_e - \beta_{eff} n_e^2, \quad (1)$$

© E. Martysh, 2007

$$\partial_t v_e + v_e^{\text{eff}} v_e + \frac{T_e}{m_e n_e} \partial_x n_e = -\frac{e}{m_e} E, \quad (2)$$

$$\partial_t n_i + \nabla \cdot (n_i v_i) = -v_{id} n_i + v_{ion} n_e - \beta_{\text{eff}} n_e^2, \quad (3)$$

$$\partial_t v_i + v_i^{\text{eff}} v_i + \frac{T_i}{m_i n_i} \partial_x n_i = \frac{e}{m_i} E, \quad (4)$$

$$d_t \tilde{q}_d + v_d^{\text{ch}} \tilde{q}_d = -|I_{e0}| \tilde{n}_e / n_{e0} + |I_{i0}| \tilde{n}_i / n_{i0}, \quad (5)$$

$$\nabla^2 \varphi = -4\pi e (n_i - n_e - Z_d n_d), \quad (6)$$

where $E = -\nabla \varphi$ is an electric field of the ion-acoustic wave, φ – corresponding electrostatic potential, $m_j, n_j = n_{j0} + \tilde{n}_j$, and v_j are mass, density and velocity of particles stream $j = e, i, d$ for electrons, ions, and dusty grains correspondingly. Moreover, $q_d = -Z_d e = q_{d0} + \tilde{q}_d$ is an average charge of the grains. In equations (1) and (3) v_{ion} is an ionization rate, $\beta_{\text{eff}} = \beta - \beta_{si}$, β – is a volume recombination rate, and β_{si} – is a step-by-step ionization rate. In a charging equation (5) $v_d^{\text{ch}} = a \omega_{pi}^2 A / \sqrt{2\pi} V_{Ti}$ is a charging of grains rate, where $A = 1 + (T_i / T_e) + (\varphi_d^{\text{el}} / \varphi_e^{\text{th}})$, $\varphi_d^{\text{el}} = Z_d e / a$, $\varphi_e^{\text{th}} = T_e / e$, $V_{Ti} = (T_i / m_i)^{1/2}$ is a thermal velocity of ions, ω_{pi} – ion plasma frequency, and a – is an average radius of grain. In the absence of perturbations the system is quasineutral $n_{i0} = n_{e0} + Z_{d0} n_{d0}$, and stable grain charge is determined by equality between stationary microscopic electron and ion currents on the grains. We assume in this system that plasma can be considered as uniform and unmagnetized; size of microparticles is much less than Debye length and distance between them; electron and ion temperatures are constant, and their ratio is sufficiently large (for neglecting of Landau damping). The charge variation on microparticles is connected only with variation of the plasma potential and the charging is described by orbit-motion-limited theory.

For the frequencies ($\omega \gg v_{ed} Z_d n_{d0} / n_{i0}$), the solution of corresponding dispersion equation for (1) – (6) system is

$$\omega = -i \frac{v_i^{\text{eff}} + v^*}{2} \pm \left[k^2 V_{SD}^2 - \frac{(v_i^{\text{eff}} + v^*)^2}{4} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

It is following from (7) that propagation of waves is possible only if $k V_{SD} > (v_i^{\text{eff}} + v^*) / 2$, where $v^* = v_{id} + v_{ion} - 2v_{ed}$ and $V_{SD} = \sqrt{(T_e / m_i)(n_{i0} / n_{e0}) + T_i / m_i}$. For nonlinear analysis we can simplify the set (1) – (6) according to [6] and use only (3), (4), (6). We also introduce the stretching coordinates:

$$\xi = \varepsilon^{1/2} (z - v_0 t), \tau = \varepsilon^{3/2} t, \quad (8)$$

where ε is a small parameter.

The usage of standard procedure [6] of expansion variables n_i, u_i , and φ for ε degrees we will have a following equation (in first approximation):

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + \alpha_1 \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = \alpha_2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} - \alpha_3 \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \xi^3} - \alpha_4 \Phi \quad (9)$$

there

$$\alpha_1 = \frac{\gamma}{2}, \alpha_2 = \frac{\eta}{2}, \alpha_3 = \frac{\delta^{1/2}}{2}, \alpha_4 = \frac{\nu}{2}, \text{ and } \tau = \omega_{pi} t,$$

$$\nu = \frac{v_{id} + v_i^{\text{eff}}}{\omega_{pi}}, \omega_{pi} = \left(4\pi n_i e^2 / m_i \right)^{1/2},$$

$$\gamma = \frac{3 - \delta}{\delta^{1/2}}, \Phi = \frac{e\varphi}{kT_e}, \xi = k_e z, \delta = n_i / n_e, \eta = \mu k_e^2 / \omega_{pi}.$$

This equation is a modified KdVB equation with "negative source", with originates from dissipative processes connected with grain charging. The exact solution is very complicated. But now we can use an adiabatic approximation method [1] and show the result [2]:

$$\Phi = \Phi_s(\tau) \text{ch}^{-2} \left\{ \left(\xi - \int_{\tau_0}^{\tau} V(\tau) d\tau \right) \omega_s^{-1}(\tau) \right\}, \quad (10)$$

where $V(\tau) = \alpha_1 \Phi_s(\tau) / 3$. It is interesting that

$$\Phi_s(\tau) = \frac{\Phi_s(\tau_0) \exp\left(-\frac{4}{3} \alpha_4 \tau\right)}{\Phi_s(\tau_0) \left\{ \exp\left(-\frac{4}{3} \alpha_4 \tau\right) - 1 \right\} \frac{\alpha_1 \alpha_2}{15 \alpha_3 \alpha_4} + 1}. \quad (11)$$

One can see that amplitude of soliton-like perturbation is slowed down exponentially in time. But it is following from experimental data [5], that relation (11) is corresponding to them only qualitatively. The rate of amplitude decay in the experimental conditions is close to power-mode. Numerical calculations according to equation (9) reassert this conclusion.

We also propose another way for the treatment of this problem. Under the experimental conditions [5], the electron mean free path and ion mean free path are larger than the scales of the device. Therefore the collisionless approximation is completely justified. Thus, the only important dissipation in the system is related to the plasma absorption on microparticles as the ion scattering on microparticles. It means that relation (9) is modified KdV equation ($\alpha_2 = 0$):

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + \alpha_1 \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = -\alpha_3 \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \xi^3} - \alpha_4 \Phi. \quad (12)$$

As it is following from the theory of KdV equations family [3], equation (9) may be reduces to the cylindrical KdV if some of its terms will have the variable (in time) coefficients. The full scheme is some elaborated, so we can use the physical evaluations. In compatibility of physical meanings of α_1, α_3 and α_4 we can assume that α_4 is slow negative-going function of time τ . In this case, according to (11), we will guess that this function is $\sim 1/2\tau$. So, we have the cylindrical KdV equation (cKdV):

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + \alpha_1 \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = -\alpha_3 \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \xi^3} - \frac{1}{2\tau} \Phi. \quad (13)$$

In general case the cKdV is integrated by the inverse transforms and the Bäcklund transformation has been found [4]. In our case the solution can be written in the following form:

$$\Phi = A \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{\frac{2}{3}} \operatorname{sech}^2 \left\{ \frac{\alpha_1}{12\alpha_3} \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{\frac{1}{3}} \left[\xi + \frac{\alpha}{3} A \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \right\}, \quad (14)$$

where A is amplitude of weakly damping solitary wave at initial stage τ_0 .

It is clear that relation (14) describes a weakly damping soliton (WDS) and its amplitude varies according to $(\tau_0/\tau)^{2/3}$ law. That is, the soliton amplitude and phase are varying when soliton propagates in complex plasmas, which is confirmed by the experiments, mentioned above. In this case, however, the shape of WDS is not deformed as it propagates.

УДК 537.86/87

Summary. The evolution of solitonlike perturbation in a complex plasmas is studied by both asymptotic method and transformation method. This analysis shows that WDS in the complex plasmas is governed by a cylindrical KdV equation. The reduction to the cylindrical KdV equation may be useful to understand the dynamics of WDS and will help to get a deeper insight into the physics of WDS.

1. Karpman V.I. Nonlinear waves in dispersive media (in Russian). – M., 1968. 2. Kononenko Yu.M., Martysh Eu.V. Instability of LF wave of finite amplitude in dusty plasma (in Ukr.) // Kyiv. Univ. Bulletin. Radiophysics and Electronics. – 2005. – № 8. 3. Maxon S. and Viecelli J. Cylindrical solitons // Phys. Fluids. – 1974. – Vol. 17, № 8. 4. Nakamura A. and Chen H. Soliton solutions of the cylindrical KdV equation // J. Phys. Soc. Japan. – 1981. – Vol. 55. 5. Nakamura Y. and Sarma A. Observation of ion-dusty acoustic wave in a dusty plasma // Phys. Plasmas. – 2001. – Vol. 8. 6. Shukla P.K. and Mamun A.A. Introduction to Dusty Plasma. – Bristol, 2002.

Надійшла до редколегії 31.10.06

Г. Мелков, д-р фіз.-мат. наук,
О. Прокопенко, канд. фіз.-мат. наук

УМОВИ НАДВИСОКОЧАСТОТНОЇ СИНХРОНІЗАЦІЇ ДЛЯ МАГНІТНИХ НАНОКОНТАКТІВ, РОЗТАШОВАНИХ У ШАРІ МАГНІТОВПОРЯДКОВАНОЇ РЕЧОВИНИ

Розглянуто динаміку магнітного наноконтакту, що розташований у шарі магнітвпорядкованої речовини. Записано рівняння, що описує процес синхронізації магнітних наноконтактів. Знайдено розв'язки цього рівняння для широкого діапазону нелінійних зсувів і розладів частоти. Отримано умови генерації НВЧ випромінювання з магнітного наноконтакту.

The magnetic nanocontact dynamics in free magnetic layer has been examined. The equation of synchronously working of magnetic nanocontacts has been written and solution of this equation as function of nonlinear frequency shift and frequency detuning has been found. The conditions of microwave generation by nanocontact have been considered.

Вступ. Однією з найперспективніших тенденцій використання магнітвпорядкованих речовин є створення нелінійних надвисокочастотних (НВЧ) електронних приладів, що мають нанорозміри. Таким приладом, наприклад, може бути система зв'язаних магнітних наноконтактів (МНК), розташованих у середині шару з магнітної речовини.

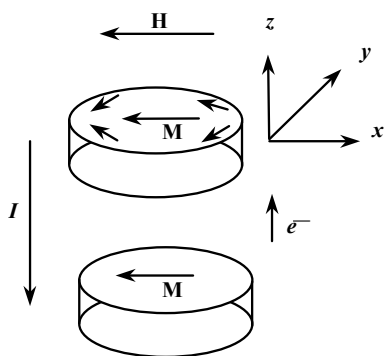


Рис. 1. Типовий магнітний нанокontakt, що складається із шару магнітожорсткої речовини (нижній шар) і шару магнітом'якої речовини (верхній шар), розділених тонким прошарком, через який можливе тунелювання носіїв заряду

Типовий МНК представляє собою тришарову структуру, зображену на рис. 1 [3, 4]. Її типові розміри: діаметр $\sim 2-20$ нм, довжина вздовж осі $z \sim 5-20$ нм [3, 4]. Один із шарів наноконтакту (нижній на рис. 1) зроблено з магнітожорсткої речовини, тобто в цьому шарі вектор намагніченості $\mathbf{M}$ має цілком визначену орієнтацію – він колінеарний до вектора зовнішнього магнітного поля $\mathbf{H}$. Верхній шар у МНК зроблено з магнітом'якої речовини,

там вектор $\mathbf{M}$ може мати різні напрямки в різних точках шару. При протіканні через нанокontakt достатньо великого струму I , орієнтація вектора $\mathbf{M}$ у магнітом'якому шарі може змінюватись за рахунок впливу спінового моменту носіїв заряду, що призводить до появи прецесії магнітного моменту $\mathbf{M}$ і відповідних радіаційних втрат. Тобто МНК буде працювати як генератор електромагнітних коливань. Параметрами такого генератора можна керувати, змінюючи технологічні параметри контакту, струм, що протікає крізь контакт, або зовнішнє магнітне поле $\mathbf{H}$, прикладене до контакту.

Теоретичний аналіз. Припустимо, що магнітний нанокontakt розміщений у шарі магнітвпорядкованої речовини, а зовнішнє до цього шару середовище це вакуум (рис. 2). Динаміка вектора намагніченості $\mathbf{M}$ у магнітвпорядкованих речовинах описується рівнянням Ландау – Ліфшиця [1, 5]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma (\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}) + \mathbf{T}_I, \quad (1)$$

де $\mathbf{T}_I$ – спіновий момент сил, обумовлений протіканням спин-поляризованого струму I ; $\gamma = g\mu_B / \hbar$ – магнітомеханічне співвідношення; g – фактор Ланде; μ_B – магнетон Бора; $\hbar = h/2\pi$; h – стала Планка. Доданок у (1), що обумовлює втрати в системі, не випикуватимемо, оскільки наявність втрат буде враховано нижче феноменологічним чином. Ефективне магнітне поле $\mathbf{H}_{eff}$ у (1) може бути представлено у вигляді

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_d + \mathbf{h}_{\sim}, \quad (2)$$

де $\mathbf{H}_0$ – зовнішнє постійне магнітне поле; $\mathbf{H}_d = 4\pi(\mathbf{M} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}$ – поле розмагнічування ($\mathbf{n}$ – вектор

нормалі до поверхні магнітного шару); $\mathbf{h} = \mathbf{h}(e^{-i\omega t} + e^{i\omega t})$ – зовнішнє НВЧ магнітне поле з круговою частотою ω . Для спрощення подальших математичних викладок не виписуватимемо у виразі (2) для ефективного магнітного поля доданки, що обумовлені обмінною взаємодією та кристалографічною анізотропією (оскільки вони несуттєві при розгляді явища синхронізації в наноконтакті). Спін-момент сил $\mathbf{T}_I$ з (1) можна записати у вигляді [6]

$$\mathbf{T}_I = \frac{\sigma_0 I}{M_0} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{p})], \quad (3)$$

де $\mathbf{p} = \cos \alpha \mathbf{z} + \sin \alpha \mathbf{x}$ – одиничний вектор у напрямку вектора спінової поляризації для струму I ; $\sigma_0 = \varepsilon g \mu_B / 2e M_0 L S$; ε – спін-поляризаційна ефективність; e – модуль заряду електрона; L – товщина магнітного шару; S – площа наноконтакту, крізь який протікає струм.

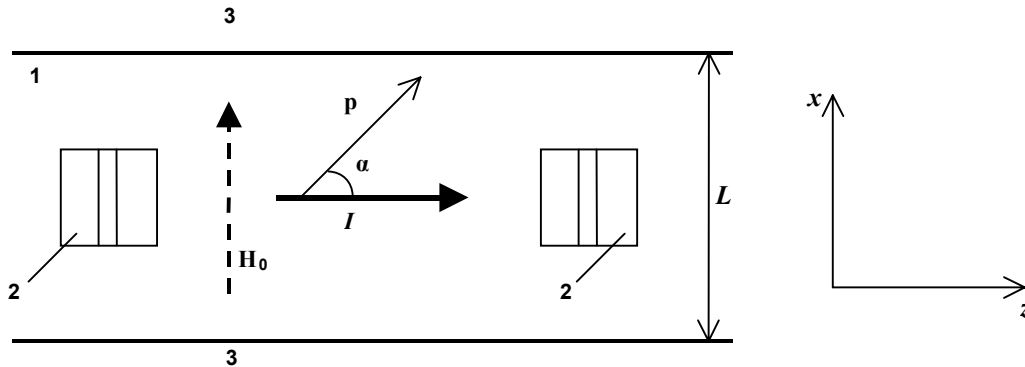


Рис. 2. Магнітний шар товщиною L (1) з магнітними наноконтактами (2) з площею S . Шар перебуває у вакуумі (3)

Використовуючи метод збурень [1] методом послідовних наближень, можна отримати таке рівняння для безрозмірної комплексної амплітуди магнітної прецесії

$$b(t) = \frac{m_x - im_y}{M_0} \quad [5];$$

$$\frac{db}{dt} = -i(\omega_0 + N|b|^2)b - \Gamma b + \sigma I(1 - |b|^2)b + \Lambda e^{-i\omega t}, \quad (4)$$

де Γ – коефіцієнт, що визначає втрати в системі (введений феноменологічним чином, виходячи із загальних міркувань); $\sigma = \sigma_0 \cos \alpha$; $\omega_H = \gamma H$; $\omega_M = 4\pi \gamma M_0$;

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M \cos^2 \theta)};$$

$$N = \frac{\omega_M \omega_H \left(\frac{3\omega_H^2 \sin^2 \theta}{\omega_0^2} - 1 \right)}{2\omega_0}; \quad H \text{ і } \theta \text{ – амплітуда та кут}$$

дезорієнтації для внутрішнього магнітного поля в шарі, пов'язані з амплітудою H_0 і кутом дезорієнтації зовнішнього магнітного поля θ_0 звичайними граничними умовами:

$$H_0 \cos \theta_0 = H \cos \theta, \quad H_0 \sin \theta_0 = (H + 4\pi M_z) \sin \theta. \quad (5)$$

Амплітуда зовнішнього НВЧ сигналу Λ у (4) залежить від типу сигналу. У тому випадку, коли на МНК діє зовнішнє НВЧ магнітне поле іншого МНК, Λ має вигляд [5]:

$$\Lambda = \frac{\gamma(h_y + ih_x)}{\sqrt{2}}. \quad (6)$$

Якщо ж вплив забезпечується за рахунок протікання спіно-поляризованого струму $I(t) = I + \Delta I \cos(\omega t)$, тоді Λ записується у формі [5]

$$\Lambda = -\frac{\sigma \Delta I}{2\sqrt{2}} \tan \alpha. \quad (7)$$

Рівняння (4) є рівнянням, що описує динаміку автогенератора з нелінійним частотним зсувом під дією зовнішнього сигналу. Вільні коливання (тобто при $\Lambda = 0$) та-

кого генератора задовольняють стаціонарні умови автогенерації, а типовий розв'язок подається у вигляді [2]

$$b(t) = B_0 e^{-i\omega_0 t}, \quad (8)$$

$$\text{де } |B_0|^2 = \frac{(\zeta - 1)}{\zeta}; \quad \omega_0 = \omega_0 + N|B_0|^2; \quad \zeta \equiv \frac{I}{I_c} \equiv \frac{\sigma I}{\Gamma}.$$

Рівняння вимушених коливань (4) має стаціонарний розв'язок у формі $b(t) = B e^{-i\omega t}$, де

$$B = -\frac{\Lambda}{\Gamma(\zeta - 1 - \zeta|B|^2) + i(\omega - \omega_0 - N|B|^2)}. \quad (9)$$

Рівняння (9) може бути переписане у безрозмірних змінних у вигляді кубічного рівняння відносно нормалізованої потужності вимушеної генерації x :

$$(x - 1)^2 x + [\xi - \eta(x - 1)]^2 x = \lambda^2, \quad (10)$$

$$\text{де } x \equiv \frac{P}{P_0}, \quad \lambda^2 \equiv \left(\frac{\Lambda}{\zeta \Gamma} \right)^2 \frac{1}{P_0^3}, \quad \eta \equiv \frac{N}{\zeta \Gamma}, \quad \xi \equiv \frac{\Omega}{\zeta \Gamma} \frac{1}{P_0},$$

$P_0 \equiv |B_0|^2$, $P \equiv |B|^2$, $\Omega \equiv \omega - \omega_0 - NP_0$; λ – нормалізована амплітуда зовнішнього сигналу; η – нормалізований нелінійний зсув частоти; ξ – розлад частоти зовнішнього сигналу.

У роботі [5] було знайдено умови стабільності розв'язку рівняння (10)

$$\frac{dx}{d\lambda^2} > 0, \quad x > \frac{1}{2}, \quad (11)$$

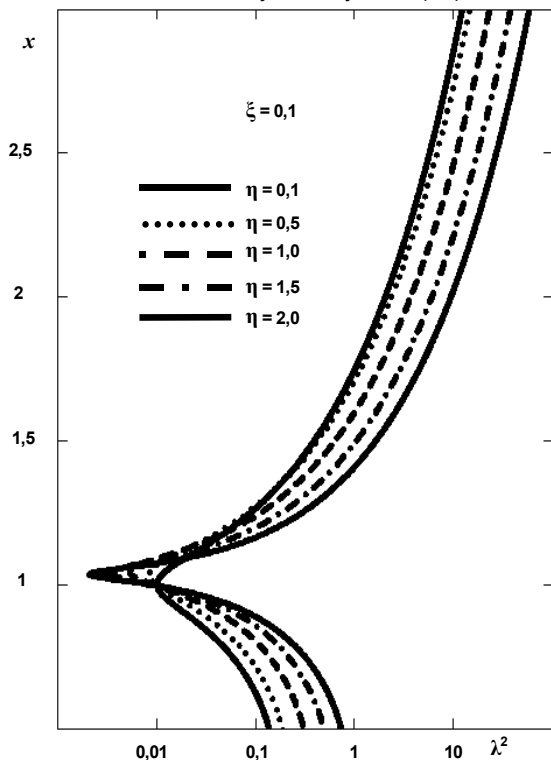
а також сам розв'язок у наближенні малого сигналу, коли $|x - 1| \ll 1$. Щоб отримати загальний розв'язок рівняння (10), зручно ввести функцію

$$f(x, \xi, \eta) = \lambda^2. \quad (12)$$

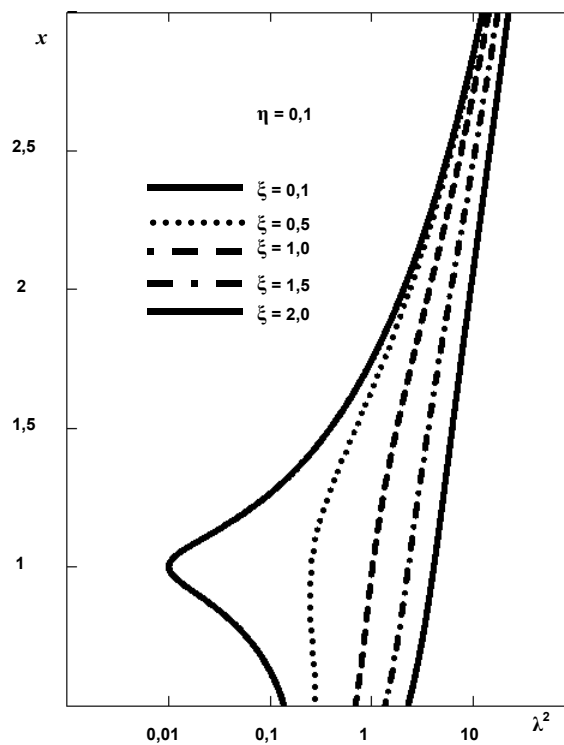
За допомогою $f(x, \xi, \eta)$ легко розв'язати обернену задачу, а саме, знайти нормалізовану потужність ви-

мушеної генерації x для відомої нормалізованої потужності зовнішнього сигналу λ^2 .

Результати та їх обговорення. На рис. 3 показано поведінку нормалізованої потужності генерації x залежно від нормалізованої потужності зовнішнього сигналу λ^2 і значень нормалізованого розладу ξ і нелінійного зсуву частоти η . Із наведених графіків видно, що область стабільності розв'язків рівняння (10) – це верхні гілки на кривих, де одночасно виконуються умови (11).



а)



б)

Рис. 3. Поведінка функції $f(x, \xi, \eta) = \lambda^2$ для різних значень η , $\xi = 0,1$ (а) і різних значень ξ , $\eta = 0,1$ (б)

Перетинання кривих на рис. 3, а, можливо, може бути свідченням "внутрішньої" нестабільності розв'язків рівняння (10), коли за достатньо малого зовнішнього впливу стає можливим перехід від одного розв'язку рівняння до іншого, що відповідає меншим значенням нелінійного зсуву частоти η . Це частково підтверджується відомими експериментальними даними [6], в яких показано, що нелінійний зсув частоти, як правило, не перевищує величини ~ 300 МГц для діапазону робочих частот $\sim 8\text{--}12$ ГГц.

Висновки. Розглянуто динаміку магнітного наноконтакту, що знаходиться в шарі магнітовпорядкованої речовини. Отримано рівняння, що описує процес вимушеної НВЧ синхронізації контакту під дією зовнішнього НВЧ сигналу, і знайдено умови виникнення генерації в такій системі.

Суттєва залежність величини x від нормалізованого зсуву частоти η (рис. 3, а) може бути пов'язана з принциповою нелінійністю процесів, що відбуваються при протіканні спін-поляризованого струму через МНК. У той же час залежність x від нормалізованого розладу має типовий "резонансний характер", а тому наведені результати є найбільш цікавими в області $\xi \ll 1$.

Ця робота була підтримана грантом М/226-2004 МОН України та грантом 3066 УНТЦ.

1. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М., 1994.
2. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн : Учеб. пособие. – М., 1984.
3. Kiselev S.I., Sankey J.C., Krivorotov I.N. et al. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current // Nature. – 2003. – Vol. 425.
4. Rippard W.H., Pufall M.R., Silva T.J. Quantitative studies of spin-momentum-transfer-induced excitations in Co/Cu multilayer films using point-contact spectroscopy // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 82, № 8.
5. Slavin A.N., Tiberkevich V.S. Nonlinear self-phase-locking effect in an array of current-driven magnetic nanocontacts // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 72.
6. Slonczewski J.C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier // Phys. Rev. B. – 1989. – Vol. 39, № 10.

Надійшла до редколегії 20.09.06

УДК 577.3

А. Мисник, канд. фіз.-мат. наук,
М. Кононов, канд. фіз.-мат. наук

ЕКСПЕРТНА ДІАГНОСТИКА МЕДИЧНИХ ЕЛЕКТРОКАРДІОГРАФІЧНИХ ДАНИХ ЗА ДОПОМОГОЮ ШТУЧНИХ НЕЙРОННИХ МЕРЕЖ

Описано метод експертної діагностики за даними електрокардіографічних досліджень, а також представлено результати експериментального дослідження діагностичної ефективності методу. Наведено експериментальні результати порівняння ефективності різних методів автоматизованої експертної діагностики, а також запропоновано шляхи покращення результативності методу.

Expert diagnostics method using electrocardiography investigations data is presented. Experimental tests of method diagnostically efficiency are shown along with comparative investigation of different methods of automated expert diagnostics. Ways how to improve expert diagnostics with proposed neural network algorithm are proposed.

Вступ. У медичній практиці дуже важливо виявити відхилення від норми на ранній стадії розвитку патології – тоді лікування в більшості випадків є менш складним, і дозволяє прискорити процес одужання, і навіть досягти повного виліковування. Як найбільш вдале вирішення розглянутої задачі можна використовувати нейронні мережі, тому що вони є швидкодіючими, стійкими й придатними до швидкої обробки, а також зіставлення великої кількості даних і різноманітних параметрів [5]. Сучасне діагностичне обладнання дозволяє збільшити якість і швидкість знімання параметрів ЕКГ, прискорити постановку діагнозу та проводити постійний кардіомоніторинг.

Об'єкт і методи дослідження. Електрокардіограма людини характеризується набором часових і амплітудних параметрів, залежно від яких ставиться діагноз лікарем. Електрокардіограма (ЕКГ) схематично складається з трьох спрямованих вгору позитивних зубців P , R і T , двох негативних зубців Q та S і непостійного, спрямованого нагору зубця U . Крім того, для діагностичних цілей важливими є інтервали зубців: $P-Q$, $Q-T$, $S-T$, $T-P$, $R-R$ і два комплекси: QRS і $QRST$. Досить важливими є інтервали $R-R$ і $(R-R)-1$, оскільки вони визначають нестабільність роботи серця.

Піки та інтервали є стандартними характеристиками електрокардіограми людини і відповідають нормальному діагнозу [4]. Крім того, залежно від положення електродів, за допомогою яких отримано електрокардіограму, розрізняють стандартні відведення: I, II, III, відведення від кінцівок: aVR , aVL та aVF і однополюсні грудні відведення: $V1$, $V2$, $V3$, $V4$, $V5$, $V6$. Найпоширенішими є три стандартні відведення, але частіше використовують друге стандартне відведення. Під параметрами ЕКГ, як правило, розуміють обчислені співвідношення часових і амплітудних характеристик, за якими визначають наявність тих чи інших захворювань у пацієнта. Найбільш важливу інформацію містить пік R , зокрема, саме згідно з ним можна знайти частоту серцевих скорочень.

Існують кілька методів визначення діагнозів, що розрізняються за термінологією, формулюванням висновків, а також параметрами, які використовуються для аналізу ЕКГ. У даній роботі переважно використовувалися критерії Соколова – Лайона [1; 3]. За цим методом нормою є 60–100 пульсацій за хвилину (пік P), висота піка P менше 2,5 мм і ширина менше 0,11 для II відведення, інтервал $PR = 0,12–0,2$ с. Комплекси мають нормальну форму, тобто суттєві деформації відносно референтної форми піків відсутні. Патології встановлюються за комбінаціями параметрів, наприклад, гіпертрофія лівого шлуночка встановлюється за наявністю таких синдромів: сумарна амплітуда двох піків для різних відведень $S(V1) + R(V5 \text{ або } V6)$ більше 35 мм, а

також за формами кардіокомплексів: пік P має M -подібну форму, або у відведенні $V1$ отримано велику від'ємну амплітуду.

Результати дослідження та їх обговорення. Для тестових даних, які були використані для розпізнавання діагнозу за допомогою штучної нейронної мережі та встановлення її діагностичної ефективності, попередньо кваліфікованим лікарем було встановлено діагноз за критерієм Соколова – Лайона і для частки кардіограм – за критерієм Корнелла [2].

За допомогою нейронних мереж проведено експертну діагностику кількох поширених захворювань серцево-судинної системи: гіпертрофії лівого шлуночка, гіпертрофії правого шлуночка, комбінованої гіпертрофії обох шлуночків і встановлено діагнозу.

При проведенні автоматичного аналізу за допомогою як класичних методів, так і методів нейронних мереж на відміну від ідеалізованого випадку виникають додаткові труднощі. По-перше, саме дані біоелектричних досліджень є дуже варіабельними за рахунок суттєвої залежності від відведення, якості електричних контактів, типу та хімічного складу використаного електроду, стану і структури шкіри пацієнта, особливостей реєструючого пристрою. Тому точні значення амплітуд піків та інтервалів не завжди можуть бути безпосередньо використані для автоматичного встановлення діагнозу [3]. Для автоматичної діагностики за допомогою штучної нейронної мережі характеристики було розбито на групи щодо різних внесків, тобто їм поставлено у відповідність вагові коефіцієнти, щоб зменшити чи збільшити вплив певних груп параметрів. По-перше, для параметрів $R-R$ і $(R-R)-1$, або так званих інтервалогам, присвоєно найбільші вагові коефіцієнти. У відносному значенні до нормованих середніх вагових коефіцієнтів нейронних зв'язків мережі вони були на 2 порядки більшими, щоб досягнути їх максимального впливу на побудову гіперплощин у вихідному просторі. Другій групі параметрів (інтервалам між піками QT , PQ , TP) були поставлені у відповідність вагові коефіцієнти на порядок більші, ніж середні значення синаптичних зв'язків. Третій групі, амплітудам піків, які є найбільш варіабельними для різних умов отримання біоелектричних даних і суттєво відрізняються в різних людей, додаткові коефіцієнти не назначались.

Таке розбиття параметрів на групи відповідає випадку створення підсилюючих нейронних зв'язків у нейроструктурі, якщо розглядати мінімальні вагові коефіцієнти як базовий рівень, або інгібіруючим зв'язкам, якщо параметри, яким відповідають максимальні вагові множники, вважати базовим рівнем від якого йде відлік. Для оцінки діагностичної ефективності методики було використано дані

з попередньо встановленим діагнозом за вказаними вище методами.

Проведено тестування з використанням віддіагностованих даних наукового центру ММІНЦ і даних з міжнародної кардіографічної бази MIT-BIH (м. Гарвард).

З отриманих результатів діагностичної ефективності методу нейронних мереж для аналізу даних біоелектричних досліджень можна побачити, що ефективність методу є невисокою порівняно з іншими типами медич-

них даних (табл. 1) [3; 5]. Це пов'язано з тим, що розбиття параметрів на групи і створення різних типів міжнейронних зв'язків є недостатнім для отримання стійкої та інтерпретовної самоорганізуючої структури. Також необхідно проводити попередню обробку і фільтрацію даних ЕКГ для підвищення якості діагностування, оскільки навіть для обстеження з діагнозом "норма", дані, інтервали і піки ЕКГ досить сильно варіюють для різних людей, умов запису та типів апаратури.

Таблиця 1. Діагностична ефективність розпізнавання захворювань серця за допомогою нейронної мережі

Показники ефективності	Діагноз		
	Гіпертрофія лівого шлуночка	Гіпертрофія правого шлуночка	Комбінована гіпертрофія обох шлуночків
Діагностична ефективність	0,79	0,75	0,87
Чутливість	0,75	0,70	0,87
Специфічність	0,78	0,76	0,86

У табл. 2 наведено розраховані параметри діагностичної ефективності для випадку, коли навчання було проведено за даними з бази MIT. З отриманого результату видно, що діагностична ефективність є вищою на 8–14 %, саме тому можна зробити висновок, що необхідно проводити попередню обробку і фільтрацію даних біоелектричних досліджень, або використовувати для навчання попередньо відібрані характерні дані, які якомога ближчі до ідеалізованого опису патології. Значний

внесок у похибку методу дають ділянки, де кількість QRS-подібних артефактів перевищує або близька до кількості кардіокомплексів, і ділянки з малою амплітудою, які характерні для деяких типів відведень. Тому необхідно розробити і метод усунення ділянок ЕКГ, які не містять корисної інформації й спотворюють результати аналізу.

Таблиця 2. Діагностична ефективність розпізнавання захворювань серця за допомогою нейронної мережі при навчанні за відфільтрованими даними

Показники ефективності	Діагноз		
	Гіпертрофія лівого шлуночка	Гіпертрофія правого шлуночка	Комбінована гіпертрофія обох шлуночків
Діагностична ефективність	0,87	0,89	0,93
Чутливість	0,88	0,9	0,94
Специфічність	0,85	0,88	0,92

Отримані результати з проведеного порівняння кількох методів автоматичної експертної діагностики наведено в табл. 3.

Таблиця 3. Порівняння діагностичної ефективності різних методів

Метод	Діагностична ефективність (максимальна)
Штучні нейронні мережі	0,93
Алгоритм нечіткої логіки	0,89
Кореляційний метод	0,87

Метод нейронних мереж найефективніший щодо діагностики серед розглянутих експертних комп'ютерних методик. Такий результат характерний для обох наборів даних: як для зашумленого набору, так і для даних бази MIT-BIH (м. Гарвард).

Проведено серію експериментів з метою порівняння поведінки діагностичних параметрів для наборів кардіограм з різними якістю та ймовірністю правильно встановленого референтного діагнозу: перший набір сформовано з даних центру ММІНЦ які раніше були використані для експертної діагностики за допомогою нейронних мереж – умовно назовемо їх набором "UA"; другий набір даних було сформовано із записів кардіограм міжнародної бази даних кардіологічної інформації MIT (м. Гарвард) – умовно назовемо їх набором "MIT".

Проведено порівняння діагностичної ефективності нейросистеми для кардіограм, отриманих з бази даних MIT і ММІНЦ. Було сформовано набори по 20 записів кардіограм з діагнозами: гіпертрофія лівого шлуночка, гіпертрофія правого шлуночка, комбінована гіпертрофія, тахікардія і норма, тобто п'ять нозологічних типів з бази даних MIT і відповідні набори з бази даних ММІНЦ. З отриманих наборів було створено два типи вибірок з різними комбінаціями записів: вибірки для тренування мережі та тестові вибірки. Вибірki для навчання містили по 20 записів кожного використаного діагнозу, а також нормального діагнозу, що є необхідним для подальшого встановлення діагностичної ефективності. У середньому відхилення результатів експерименту для різних комбінацій не перевищувало 5 %. Для діагностики використано ті самі параметри що й раніше: значення амплітуд піків, інтервалограми RR і інтервали між піками.

Розраховані за результатами експериментів параметри діагностичної ефективності наведено на рис. 5.1 і 5.2. Результати є усередненням п'яти досліджень з різними комбінаціями записів з відповідних баз даних кардіологічної інформації.

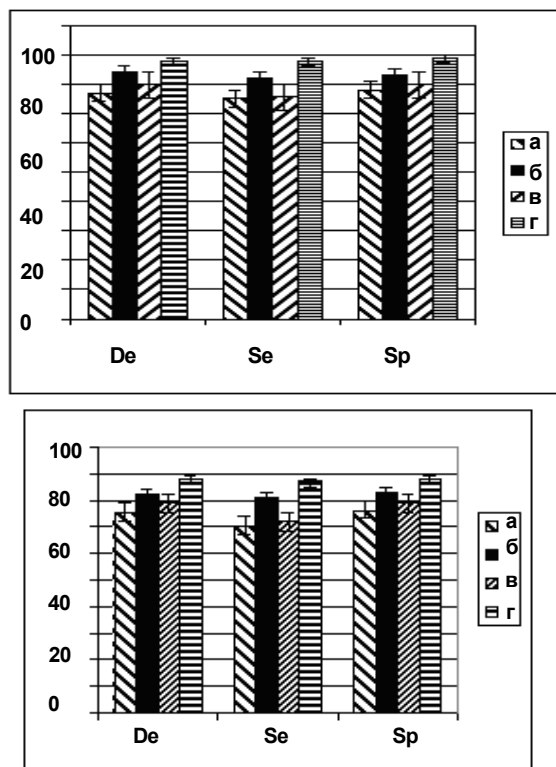


Рис. 5.1. Гіпертрофія лівого шлуночка (верхній рис.) і гіпертрофія правого шлуночка (нижній рис.): а) тільки UA-набори; б) MIT- і UA-набори, навчання за MIT-набором; в) MIT- і UA-набори, навчання за UA-набором; г) тільки MIT-набори. De – діагностична ефективність, Sp – специфічність, Se – чутливість

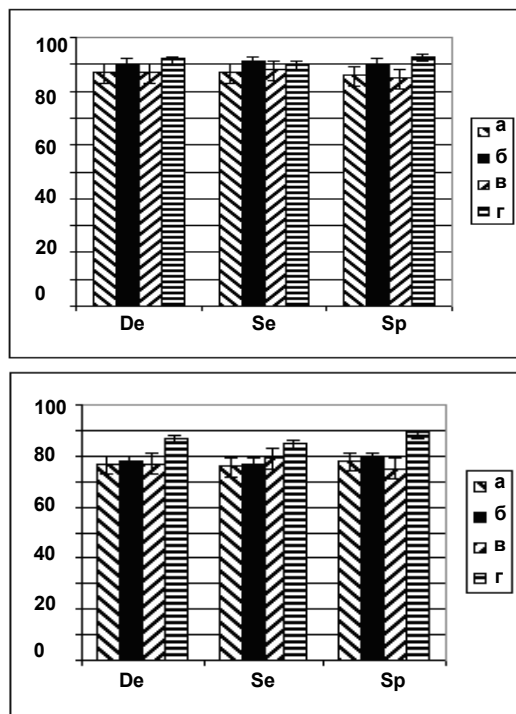


Рис. 5.2. Комбінована гіпертрофія (верхній рис.) і тахікардія (нижній рис.): а) тільки UA-набори; б) MIT- і UA-набори, навчання за MIT-набором; в) MIT- і UA-набори, навчання за UA-набором; г) тільки MIT-набори. De – діагностична ефективність, Sp – специфічність, Se – чутливість

З отриманих результатів (рис. 5.1) видно, що для MIT-наборів кардіограм для гіпертрофії лівого шлуночка отримано в середньому на 7–12 % кращі результати щодо ефективності діагностики порівняно з UA-наборами (рис. 5.2). При навчанні за кардіологічними даними з бази ММІНЦ (UA-набори) параметри якості діагностики методу зростають лише на 5–7 %. Також слід відмітити, що при навчанні за даними, які отримані з бази, MIT метод дає майже в 2 рази меншу похибку (тобто розкид ефективності діагностики для різних комбінацій даних), що також є суттєвим результатом, оскільки свідчить, що дані з бази MIT є більш характерними представниками "усередненого" захворювання, або діагностичного класу, або про те, що в попередніх вибірках містяться невірно встановлені діагнози. Зокрема, у вибірці при недостатньо ретельному відборі даних можуть бути присутні не повною мірою встановлені референтні діагнози: один об'єкт (тобто діагностичний запис) може належати кільком діагнозам.

З отриманих експериментальних результатів можна встановити деякі загальні тенденції, пов'язані як з особливостями роботи нейронної мережі, так і з якістю даних і точністю попередньо встановленого референтного діагнозу. При навчанні за MIT-наборами, коли класифікація діагнозу проводиться також для наборів з бази MIT (рис. 5.1, 5.2), отримано найвищі показники ефективності методу експертної діагностики за допомогою штучних нейронних мереж: для деяких діагнозів ефективність зростає на 11–17 % відносно ефективності для експериментів з розпізнавання UA-наборів при навчанні за даними з бази ММІНЦ, а також на 5–7 % відносно результатів, які отримані при навчанні за MIT-наборами для UA-наборів. Для цих наборів даних під час експерименту отримано мінімальну похибку результату діагностики.

Висновки. 1. Значний внесок у похибку методу дають ділянки з надзвичайно низькою відносно ізольованої амплітудою, а також ділянки, де кількість *QRS*-подібних артефактів перевищує або близька до кількості кардіокомплексів. Необхідно розробити метод усунення ділянок ЕКГ, які не містять інформації та спотворюють результати аналізу. 2. Використання верифікованих референтних даних для навчання мережі дозволяє отримати на 12 % вищу діагностичну ефективність методу штучних нейронних мереж для неперевіраних даних, або даних з низькою достовірністю попередньо встановленого діагнозу, і на 17 % вищу ефективність методу діагностики під час розпізнавання верифікованих даних. 3. Підвищення діагностичної ефективності можна досягти за рахунок використання інших діагностично-терапевтичних параметрів поряд з ЕКГ, наприклад, таких як: результати аналізів крові чи вимірів кров'яного тиску, а також інші показники.

1. Амосова Е.Н. Клиническая кардиология : В 2 т. – К., 1998. – Т. 1.
2. Соколов Е.Н. Векторное кодирование и нейронные карты // Журнал высшей нервной деятельности им. И.П. Павлова. – 1996. – Т. 46, № 1.
3. Сумароков А.В., Моисеев В.С. Клиническая кардиология : Рук-во для врачей. – М., 1995.
4. Сыркин А.Л. Электрокардиографическая диагностика нарушений сердечного ритма. – М., 1968.
5. Хайкин С. Нейронные сети. – М., 2006.

Надійшла до редколегії 20.09.06

УДК 577.3

А. Мисник, канд. фіз.-мат. наук,
М. Кононов, канд. фіз.-мат. наук

ПРОЕКТИВНА ОПТИМІЗАЦІЯ ЕНТРОПІЇ В ПЕРСЕПТРОНОПОДІБНІЙ ШТУЧНІЙ НЕЙРОННІЙ МЕРЕЖІ З ДОДАВАННЯМ НЕЙРОНІВ

Описано метод проективної оптимізації ентропії для навчання персептроноподібної багатощарової мережі з додаванням нейронів, наведено його обґрунтування. Представлено результати тестування мережі, побудованої на базі алгоритму оптимізації ентропії й проведено порівняння характеристик ефективності методу зі стандартними реалізаціями найпоширеніших систем.

Method of entropy optimization using scattering projections for multilayer perceptron-like neural network with adding neurons learning is presented and explained. Neural network with entropy optimization testing results are shown along with comparison of method efficiency with standard realization of well-known expert systems.

Вступ. Штучні нейронні мережі можуть формувати алгоритм прийняття рішення як наслідок ініціалізації та навчання, а також створювати функцію відображення вхідного сигналу у вихідні класи. Розробка нових методів побудови і навчання мереж відбувається з метою зменшення часу навчання і збільшення відмовостійкості мережі, визначення правил вибору потрібної кількості прихованих шарів і кількості нейронів у мережі, розробки та адаптації алгоритмів для конкретних практичних завдань, вибору інформативних характеристик та інтерпретації результатів.

Завдання класифікації, зокрема за допомогою штучних нейронних мереж, полягає в побудові системи, що здатна за деякими ознаками поділяти запропоновані їй об'єкти на класи. Для прикладних медичних застосувань задачу класифікації набору тестових об'єктів можна звести до задачі розпізнавання двох базових класів діагнозів: норма та патологія.

Об'єкт і методи дослідження. Розпізнавання певної патології в медицині за допомогою діагностичного методу є пошук найімовірнішого визначення даної патології щодо норми. Під час розв'язання такої проблеми потрібно розробити методику, яка дозволить виконувати класифікацію класів попарно в деякій ієрархічній системі, тобто з погляду нейроаналізу необхідно розділити вхідні об'єкти за деякими ознаками на два класи, або розділити простір вхідних ознак на два підпростори.

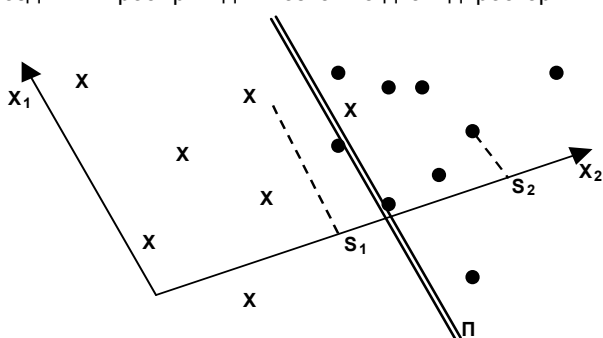


Рис. 1. Простір вхідних параметрів X_1, X_2 і задача класифікації

Межею між двома класами для багатощарової нейронної мережі у двовимірному просторі ознак є пряма Π (рис. 1) і гіперплощина в багатовимірному [8]. Положення такої площини визначається ваговими коефіцієнтами прихованих шарів нейронів та їх значенням порогу спрацювання, а належність вектора вхідних параметрів $\vec{x}$ до певного класу визначається функціоналом $f = (\vec{w}\vec{x}, t)$ [6, 9].

$$\Pi = F(\vec{w}, T) \quad (1)$$

Нами було показано, що визначити положення гіперплощини (1), тобто її кут повороту та зміщення відносно початку координат, можна шляхом розрахунку й

оптимізації ентропії, яку в даному випадку обчислюють з ймовірностей вірного і помилкового визначення норми та патології. [6, 7]

$$E(p, n) = - \sum_{i=1,2} \frac{1}{p_i + n_i} \left(p_i \log \frac{p_i}{p_i + n_i} + n_i \log \frac{n_i}{p_i + n_i} \right), \quad (2)$$

де p і n – ймовірності позитивного й негативного діагнозу, індекс i позначає ймовірність вірного та невірного розпізнавання діагнозу для першого й другого класів (тобто норми та патології). Відповідні значення p_i та n_i також використовуються для розрахунку показників діагностичної ефективності, прогностичності позитивного й негативного результату, чутливості тощо. Показано, що для побудови діагностичної системи (спроможної навчатись відображенню вхідних даних до вихідних за наявності лише вхідного сигналу, тобто такої, що має властивість самоорганізації, без зменшення загальності задачі) розрахунок ентропії виду (2) можна звести до розрахунку екстремуму розсіювання проекцій векторів різних класів s_1 та s_2 (рис. 1) на нормаль до гіперплощини [7]:

$$J(w) = \frac{|\bar{m}_1 - \bar{m}_2|^2}{s_1^2 + s_2^2}, \quad (3)$$

де m_1 і m_2 – середні значення розсіювання проекцій. Розрахунок ентропії у вигляді (3) дозволяє зменшити розмірність задачі і, таким чином, значно збільшити швидкість розрахунку. На ґрунті описаного підходу побудовано персептроноподібну нейронну мережу, детально описану в [4], і за її допомогою проведено ряд експериментів з метою дослідження вибірок діагностичних даних, принцип побудови яких наведено в [6]. Вибірки сформовано з розрахованих текстурних характеристик [5], що мають найвищу кореляцію. Кожна вибірка містила записи для позитивного й негативного діагнозів для різних типів захворювань [4]. Дана мережа є багатощаровою персептроноподібною структурою, в якій використовується новий ускладнений тип нейрона, що містить керуючі зв'язки. У мережі також використовується принцип максимізації ентропії [7, 8]. Для побудованої штучної нейронної системи було проведено порівняння методу оптимізації ентропії з існуючими стандартними методами. Зокрема, порівнювались: розроблена методика експертної діагностики з використанням тих самих даних, що були задіяні для попередніх експериментів і мережа, що працює за алгоритмом нечіткої логіки (fuzzy logic) і є стандартним модулем програмного забезпечення MatLab.

Результати досліджень та їх обговорення. Проведено дослідження залежності діагностичної ефективності [1] і похибки від кількості даних для навчання (рис. 2). З отриманої залежності діагностичної ефективності видно, що розроблений алгоритм нейронної мережі з додаванням нейронів, по-перше, дозволяє отримати в середньому на 15–18 % більшу діагностичну ефектив-

ність для менших наборів даних; по-друге, залежно від кількості навчальних даних діагностична ефективність зростає швидше і виходить на насичення на меншому рівні – близько 60 діагностичних записів.

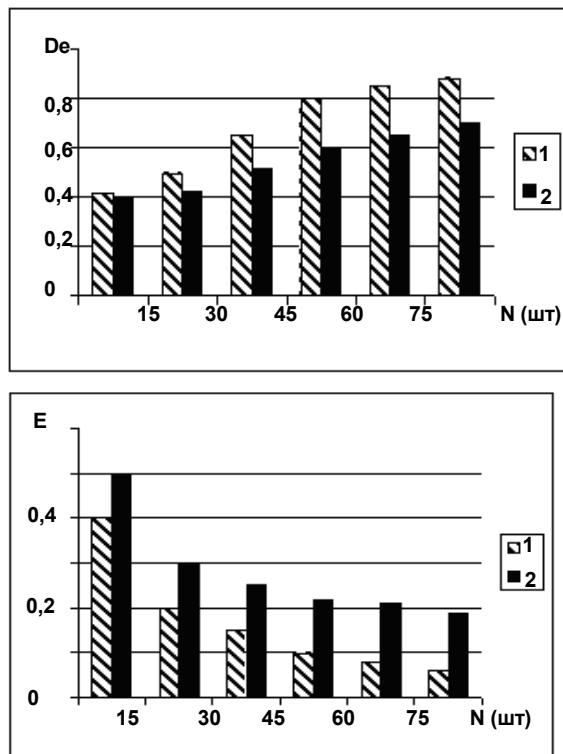


Рис. 2. Залежність нормованої діагностичної ефективності (верхній рис.) і нормованої похибки (нижній рис.) від кількості навчальних даних для мережі з додаванням нейронів (1) та алгоритму нечіткої логіки (2): De – діагностична ефективність, E – похибка, N – кількість записів у навчальній вибірці

Структура з використанням алгоритму нечіткої логіки характеризується при цьому постійно зростаючою діагностичною ефективністю, тобто для такої кількості референтних даних, яка є достатньою для розробленої нейронної мережі, вона ще не виходить на насичення ефективності і, наприклад, навіть при використанні 100 записів навчається не до кінця.

На рис. 2 також побудовано залежність похибки класифікації за діагностичною інформацією, отриманою з текстурних характеристик ультразвукових і томографічних зображень. Метод експертної діагностики на ґрунті штучної нейронної мережі з додаванням нейронів дозволяє досягти зменшення похибки розпізнавання принаймні на 15 % порівняно з мережею, побудованою на основі алгоритму нечіткої логіки, або за алгоритмом багатопередового перцептрона. Крім того, слід відмітити, що похибка мережі швидше зменшується для розробленого методу, що також призводить до більш швидкого навчання та підвищення стійкості системи.

Додатково було проведено порівняння розробленої алгоритмічної мережі з існуючими стандартними реалізаціями широко поширених систем (табл. 1): системи з нечіткою логікою (MathLab) і нейронної мережі Кохонена (Delphi). Із результатів, наведених у табл. 1, видно, що нейронна мережа з додаванням нейронів дає вищу діагностичну ефективність, ніж інші методи. Суттєвим є те, що така мережа дає кращий результат, ніж статистичні кореляційні методи, тобто вона враховує більш

специфічну діагностичну інформацію з текстурних характеристик медичних зображень.

Таблиця 1. Порівняння показників діагностичної ефективності для різних методів за ультразвуковими зображеннями

Оцінка методу	Мережа з додаванням нейронів	Алгоритм нечіткої логіки	Мережа Кохонена	Статистичний метод
Діагностична ефективність	0,97	0,88	0,92	0,9
Чутливість	0,95	0,89	0,91	0,89
Специфічність	0,95	0,84	0,94	0,92

Також проведено порівняння ефективності методів нечіткої логіки (рис. 3), мережі з додаванням нейронів з результатами візуальної оцінки зображень кваліфікованими експертами. Для порівняння було створено вибірку зі 100 записів з діагнозом "норма", 100 записів з діагнозом "тиреїдит" і 10 записів з діагнозом "дифузний зоб".

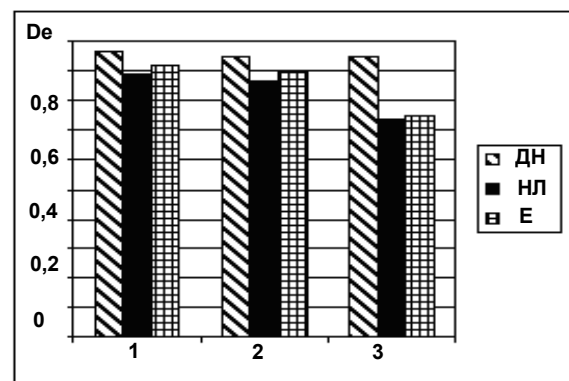


Рис. 3. Нормована діагностична ефективність різних методів. ДН – мережа з додаванням нейронів, НЛ – алгоритм нечіткої логіки, Експ – експертна оцінка, De – діагностична ефективність. Діагнози: 1 – норма, 2 – тиреоїдит, 3 – дифузний зоб

Висновок. Доходимо висновку, що алгоритм нечіткої логіки, як і експерти, має тенденцію до узагальнення діагнозу. Тобто, за наявності малої кількості певного класу діагнозів, частина з них належатиме до одного з двох найпоширеніших класів, тому загальна ймовірність правильної діагностики зменшуватиметься.

- Власов В. В. Эффективность диагностических исследований. – М., 1988.
- Гридько А.М., Новоселец М.К., Радченко С.П. и др. Компьютерная обработка изображений щитовидной железы лиц, подвергшихся воздействию ионизирующего излучения в результате аварии на Чернобыльской АЭС // Проблемы радиационной эпидемиологии медицинских последствий аварии на Чернобыльской АЭС : Матер. междунар. научн. конф., 16 сент., Киев, 1993. – К., 1993.
- Луговик А.Л., Мысник А. В., Новоселец М.К. Анализ текстур медицинских УЗ-изображений с помощью нейронных сетей // Укр. журн. мед. техніки і технології. – 2000. – № 1, 2. 4. Мысник А.В., Новоселец М.К. Анализ текстур медицинских ультразвуковых и томографических изображений с помощью нейронных сетей // Вісн. Харк. ун-ту. Біофізика. – 1999. – Вип. 3(1), № 434. 5. Прэмм У. Цифровая обработка изображений : В 2 кн. – М., 1982. – Кн. 2. 6. Koutsougeras C., Georgiou G., Papachristou C. A feed forward classifier model: Multiple classes, confidence output values, and implementation // Intern. Journ. of Pattern Recognition and Artificial Intelligence. – 1993. – Vol. 6, № 4. 7. Koutsougeras C., Papachristou C.A. Training of a Neural Network Model for Pattern Classification Based on an Entropy Measure // Proc. of the IEEE Internat. Conf. on Neural Networks. – N. Y., 1988. 8. Lang S.W., McClellan J.H. Frequency Estimation with Maximum Entropy Spectral Estimators // IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Process. – 1980. – Vol. ASSP-28. 9. Muller B., Reinhardt J., Strickland M.T. Neural Networks : An Introduction. – 1995.

УДК 620.18:546.28

М. Находкін, акад. НАН України,
М. Куліш, д-р фіз.-мат. наук,
Т. Родіонова, канд. фіз.-мат. наук

ФАСЕТЧАСТА БУДОВА ГРАНИЦЬ ЗЕРЕН У ПОЛІКРЕМНІЄВИХ ПЛІВКАХ РІЗНИХ СТРУКТУРНИХ МОДИФІКАЦІЙ

Методом просвічуючої електронної мікроскопії досліджено фасетування границь зерен у полікремнієвих плівках, що отримані методом хімічного осадження з газової фази в реакторі зниженого тиску. Показано, що зернограничні фасетки паралельні щільнопакованим площинам ґратки вузлів, що збігаються (ГЗВ). Характеристики фасеток (орієнтація, довжина) визначаються типом структури плівок (волокниста, рівноосьова, дендритна).

Transmission electron microscopy was used for investigation of grain boundary faceting in polysilicon films obtained by low pressure chemical vapour deposition. It was shown that facets are parallel to closely packed planes of coincidence site lattice (CSL). Facet characteristics (orientation, length) are caused by the types of films structure (fibrous, equiaxed, dendritic).

Вступ. Полікремнієві плівки є об'єктом інтенсивних фундаментальних і прикладних досліджень, що обумовлено їх широким використанням у сучасній мікроелектроніці. Стабільність фізичних властивостей плівок, що має першочергове значення щодо їх практичного застосування, суттєво залежить від наявності у плівках дефектів, зокрема, границь зерен [7, 9].

Роль границь зерен значно зростає при створенні наноматеріалів, в яких границі зерен становлять до 50 % об'єму плівки [1], що приводить до суттєвих змін їх електричних, механічних та інших властивостей. Наприклад, для пластичних матеріалів перехід до нанокристалічного стану супроводжується зростанням твердості в 4–6 разів порівняно з твердістю звичайних полікристалічних об'єктів [1]. Таким чином, створення наноматеріалів з прогнозованими властивостями неможливо без розуміння процесів, що мають місце на границях зерен.

Існує велика кількість як експериментальних, так і теоретичних досліджень границь зерен у металах і сплавах [2, 6, 10]. Для напівпровідників, особливо для плівок, такі дослідження практично відсутні. Водночас, для напівпровідникових матеріалів це має особливе значення, оскільки їх властивості сильніше залежать від структурних особливостей. Наприклад, відомо [11], що висота міжзеренного бар'єра для границь зерен загального типу вдвічі більша, ніж для низькоенергетичної границі.

Дослідження зернограничної структури, зокрема, границь зерен і стиків границь зерен, у полікремнієвих плівках різних структурних модифікацій (рівноосьової, дендритної, волокнистої) показали [3, 4], що для всіх типів структури плівок спостерігаються границі зерен як загального типу, так і спеціальні, але характер границь зерен та їх стиків має специфічні особливості для кожної структурної модифікації. Зокрема, показано, що для легованих фосфором рівноосьових полікремнієвих плівок характеристики зернограничної структури визначаються температурою відпалювання [3]. Виявлено, що значну частку границь зерен у цих плівках складають спеціальні границі зерен [3, 9, 11, 27]. Відносна кількість границь того чи іншого типу визначається температурою відпалювання.

Дослідження характеристик і механізмів формування стиків границь зерен у полікремнієвих плівках з рівноосьовою, дендритною та волокнистою структурами показали [4, 5], що: залежно від типу границь зерен, які контактують у стик, як потрібні, так і множинні стики можна поділити, як і у випадку металів, на кілька типів. У роботі [5], наведено кристалографічну класифікацію стиків границь зерен, що спостерігаються в полікремнієвих плівках. Показано, що в легованих фосфором по-

лікремнієвих плівках з рівноосьовою структурою переважають потрібні стики, що утворені границями загального типу. Частка множинних стиків незначна. У плівках з дендритною структурою, особливо в нелегованих, досить велика частка спеціальних потрібних і множинних стиків. У плівках з волокнистою структурою серед потрібних стиків переважають такі, що містять спеціальні границі, а відносна кількість множинних стиків сягає 23,2 %.

Аналіз механізмів формування тих чи інших типів стиків границь зерен показав [5], що у разі рівноосьової структури найбільш вірогідним механізмом виникнення множинних стиків є розщеплення границь зерен при відпалюванні. У плівках з волокнистою й дендритною структурами спеціальні множинні стики формуються в результаті процесів множинного двійникування, що мають місце при утворенні даних плівок. Крім того, велика кількість двійникових границь у даних плівках приводить до більшої ймовірності їхньої випадкової зустрічі та формування спеціальних стиків.

При дослідженні зернограничної структури матеріалів останнім часом велику увагу привертають фазові переходи на границях зерен [6, 10]. Зокрема, було показано, що фазові переходи на границях зерен призводять до різкої зміни таких властивостей границь зерен, як дифузійна проникність, енергія, міцність, рухливість і зерногранична адсорбція. Широко досліджуються фазові переходи, що пов'язані з кристалографічними особливостями границь зерен і міжфазних границь. До них належать фазові переходи фасетування та втрати огранки [6]. На фасетки можуть розбиватися тільки спеціальні границі зерен. У цьому випадку ґратки двох зерен створюють так звану ґратку вузлів, що збігаються (ГЗВ). Вона характеризується величиною Σ (обернена щільність вузлів, що збігаються) [4, 5]. Фасетування границь зерен аналогічно фасетуванню зовнішньої поверхні кристала, що використовується, наприклад, для формування квантових точок і ліній (дротів) з унікальними властивостями [6].

Існує велика кількість досліджень процесів фасетування в металах і сплавах [2, 6, 10]. Однак у напівпровідниках, а особливо в напівпровідникових плівках, цей процес майже не досліджувався. Хоча відомо [2], що границі зерен у напівпровідниках більш схильні до фасетування, що зумовлено ковалентними зв'язками.

Мета даної роботи полягає в тому, щоб методами просвічуючої електронної мікроскопії дослідити процеси фасетування в полікремнієвих плівках, провести порівняльний аналіз фасетчастої будови границь зерен у

плівках різних структурних модифікацій (рівноосьової, волокнистої, дендритної).

Методика. Плівки полікристалічного кремнію одержували методом хімічного осадження з газової фази в реакторі зниженого тиску. Як підкладки використовували пластини монокристалічного кремнію із шаром оксиду SiO_2 товщиною $\sim 0,1$ мкм. Товщина плівок становила 0,5–1,5 мкм. Частина плівок легували фосфором. Рівень легування – 10^{21} см^{-3} .

Залежно від умов одержання вихідні плівки мали волокнисту, дендритну або рівноосьову, структуру. Дендритна структура спостерігається у плівках, що осаджені в аморфній (або аморфно-кристалічній) фазі та відпалених при температурах менших ніж 1000°C . Вихідна рівноосьова структура формується у плівках, що оса-

джені при температурі 630°C . Наступне відпалювання плівок проводилось в атмосфері N_2 при температурі 1150°C протягом 30 хв. Детально структуру плівок, залежно від умов одержання й наступних обробок, описано в роботі [8].

Для дослідження структури методом просвічуючої електронної мікроскопії (ПЕМ), плівки стоншували у площині підкладки (шляхом хімічного травлення в суміші $\text{HF}:\text{HNO}_3$ (1:5)).

Результати та обговорення. У плівках усіх структурних модифікацій спостерігається фасетчаста будова границь зерен. Залежно від типу структури (рівноосьова, волокниста, дендритна) мають місце деякі особливості (рис. 1–3).

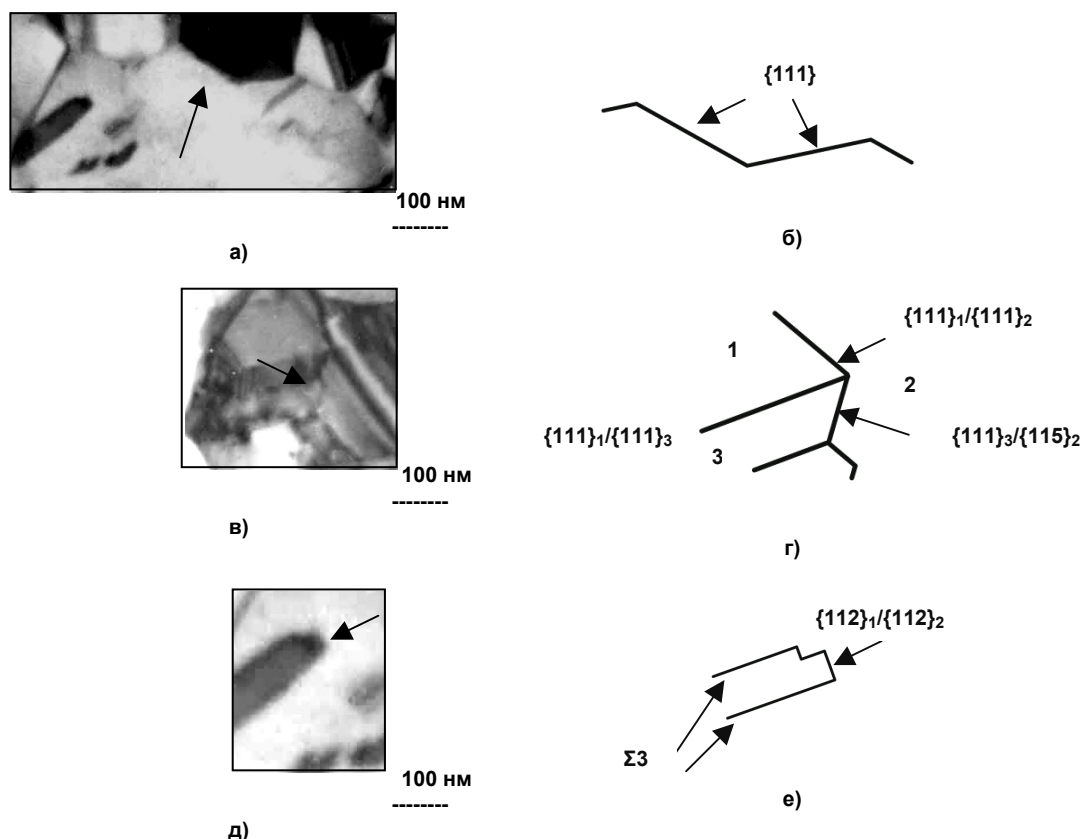


Рис. 1. Мікрофотографії та схематичні зображення різновидів фасеток границь зерен у полікремнієвих плівках з рівноосьовою структурою: а, б) – фасетування границі $\Sigma 27$; в, г) – 124° -на фасетка; д, е) – фасетування двійникового прошарку в зерні

У рівноосьовій структурі зерна мають форму багатогранників, границі зерен прямі, чіткі, в окремих зернах спостерігаються дефекти пакування та двійникові прошарки. На рис. 1 наведено мікрофотографії та схематичні зображення фасеток, що спостерігаються в легуваних фосфором рівноосьових плівках, які відпалені при температурі 1150°C . Границя, що зображена на рис. 1, а, б є двійниковою границею третього порядку $\Sigma 27$ $\{552\}_1/\{552\}_2$. Така границя є структурно нестійкою при термообробках [2], тому при відпалюванні відбулося її фасетування по кристалографічним площинам, які паралельні площинам $\{111\}$ зерен-сусідів. Кут між фасетками дорівнює 140° . Довжина фасеток дорівнює 100 нм. На рис. 1, в, г наведено фасетки, кут між якими становить 124° , а орієнтація відповідає граням $\{111\}_1/\{111\}_2$ та $\{111\}_1/\{115\}_2$, що є відповідно симетричною та несиметричною двійниковими границями першо-

го порядку [2, 6]. Довжина фасеток неоднакова й становить у середньому 6–8 нм. З вершин фасеток виходять границі, що є двійниковими границями $\Sigma 3$ $\{111\}_1/\{111\}_3$ між ділянками 1 та 3. Наступним різновидом фасеток у рівноосьових полікремнієвих плівках є фасетки на двійникових границях усередині зерен (рис. 1, д, е). Видно, що вершина двійникового прошарку складається з 90° -их фасеток, які відповідають площинам $\{211\}_1/\{211\}_2$, що мають назву *асиметричної двійникової границі*. Орієнтація фасеток, що спостерігаються в рівноосьових полікремнієвих плівках, свідчить, що вони паралельні щільнопакованим площинам ГЗВ і містять вісь повороту $[110]$, уздовж якої щільність вузлів, що збігаються, максимальна. Напрямок $[110]$ також є найбільш щільнопакованим у ГЦК структурі.

Відомо [8], що волокниста структура полікремнієвих плівок характеризується чітко визначеною текстурою,

вісь якої $[110]$ перпендикулярна до площини плівки. Переважна більшість границь зерен у такій структурі – це двійникові границі першого ($\Sigma 3$), другого ($\Sigma 9$) і більш високих порядків ($\Sigma 3^n$). Такі границі є спеціальними і мають схильність до фасетування [2, 6]. На рис. 2 наведені мікрофотографії та схематичні зображення фасетчастої будови границь зерен у полікремнієвих плівках з волокнистою структурою. На рис. 2, а наведено фасетковану границю, для якої характерна наявність фасеток, що мають різну структуру та зернограничну енергію. Зокрема, це фасетки, які створюють симетричну границю $\Sigma 3\{111\}_1/\{111\}_2$ (індекси 1 та 2 відповідають зернам 1 та 2, відповідно). Ця границя має дуже низьку енергію й відповідає площині $(100)_{\Sigma 3\text{PCU}}$ ґратки вузлів, що збігаються. Площина $(010)_{\Sigma 3\text{PCU}}$ є другою за щільніс-

тю пакування в PCU й розташована перпендикулярно до симетричної двійникової орієнтації $\Sigma 3$. Це асиметрична двійникова границя $\{211\}_1/\{211\}_2$. Кут між фасетками $(100)_{\Sigma 3\text{PCU}}$ та $(010)_{\Sigma 3\text{PCU}}$ дорівнює 90° . Довжина граней фасеток становить 6–10 нм. Другий різновид фасеток у полікремнієвих плівках з волокнистою структурою наведено на рис. 2 б. Ця границя кристалографічно аналогічна границі, що спостерігається в рівноосьових плівках (рис. 1 а), тобто кут між фасетками, які паралельні площинам $\{111\}$ дорівнює 140° . Але, на відміну від випадку рівноосьової структури, фасетки мають значно меншу довжину (6–8 нм), і з вершин фасеток відходять симетричні двійникові границі $\Sigma 3$.

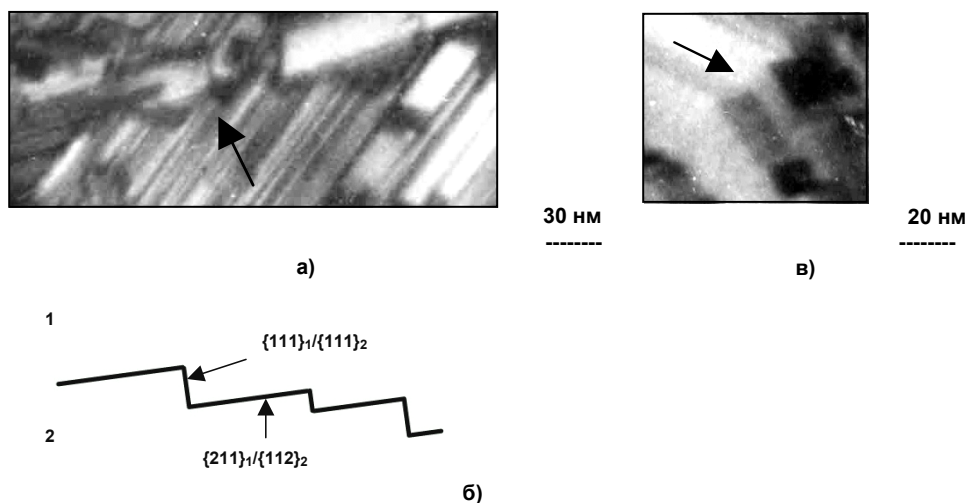


Рис. 2. Мікрофотографії та схематичні зображення фасетчастої будови границь зерен у полікремнієвих плівках з волокнистою структурою: а, б) – 90° -ні фасетки; в) – 120° -ні фасетки

Основною характеристикою плівок з дендритною структурою є дуже складні конфігурація та внутрішня будова зерен-дендритів, які є складними двійниковими комплексами з границями $\Sigma 3$. Двійниковання має місце по щільнопакованим площинам $\{111\}$. У зернах спостерігаються довгі (кілька мкм) двійникові прошарки та дуже велика густина мікродвійників (10^2 мкм^{-2}). Взаємна орієнтація двійникових прошарків вказує на те, що вони витягнуті вздовж напрямків $\langle 112 \rangle$. Міжзеренні границі також вигнуті й нерізкі. Великокутові границі не спостерігаються. Деякі зерна розбиті дислокаційними стінками на фрагменти. У дендритних плівках теж спостерігаються фасетчасті границі зерен. Характерною особливістю фасеток є їх дислокаційна структура, (вони утворені малокутовими границями). На електронно-мікроскопічних зображеннях (рис. 3) такі границі мають вигляд переривчастих ліній.

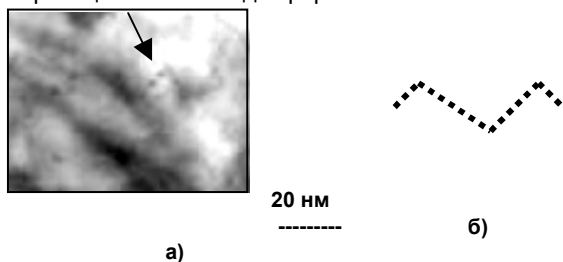


Рис. 3. Електронно-мікроскопічне (а) і схематичне (б) зображення дислокаційної будови фасетчастої границі зерен у полікремнієвих плівках з дендритною структурою

Особливості зернограничної будови в полікремнієвих плівках різних структурних модифікацій, зокрема фасетчастої структури, вказують, що у плівках з різною структурою слід очікувати відмінностей електротransпортних, механічних та оптичних властивостей. Особливий інтерес являють границі типу $\Sigma 3^n$. Вони мають упорядковану структуру, низьку енергію, малу схильність до адсорбції домішок, низьку дифузійну проникність і погану сприйнятливості до надлишкових дефектів. Для таких стиків характерна підвищена стійкість до міграції, що сприяє стабілізації структури плівок.

Висновки. Електронно-мікроскопічні дослідження показали, що в полікремнієвих плівках різних структурних модифікацій (рівноосьової, волокнистої, дендритної) має місце фасетування спеціальних границь зерен. Майже всі границі, що мають фасетчасту структуру можна віднести до двійникових границь різних порядків двійниковання, тобто границь типу $\Sigma 3^n$. Фасетки цих границь паралельні щільнопакованим площинам ГЗВ і містять вісь повороту $[110]$, уздовж якої щільність вузлів, що збігаються, максимальна.

У плівках з рівноосьовою структурою виявлено фасетування границі $\Sigma 27$ по кристалографічним площинам $\{111\}$ і розбиття границі на фасетки орієнтації $\{111\}_1/\{111\}_2$ і $\{111\}_1/\{115\}_2$. У рівноосьових плівках спостерігається великий розкид довжин фасеток (20–100 нм).

Показано, що у плівках з волокнистою структурою спостерігається фасетування по площинам ГЗВ

(100)_{ΣЗРСУ} та (010)_{ΣЗРСУ}. Крім того, як і в рівноосьових плівках, спостерігається фасетування границь зерен Σ27 по площинам {111}.

У полікремнієвих плівках з дендритною структурою виявлено фасетки, що мають дислокаційну будову.

1. Андрієвський Р.А. Наноматериалы: концепция и современные проблемы // Рос. хим. ж. (Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева), 2002. – Т. XLVI, № 5. 2. Копецкий Ч.В., Орлов А.Н., Фионова Л.К. Границы зерен в чистых материалах. – М. 1987. 3. Находкин М.Г., Родионова Т.В., Городецкий О.С. Эволюция зернограницной структуры в легированных фосфором поликремниевых плівках при відпалюванні // Вісн. Київ. ун-ту. Серія. Фізико-математичні науки, 2003. – Вип. № 2. 4. Находкин М.Г., Кулиш М.П., Литвин П.М., Родионова Т.В. Вплив початкової структури на формування рівноосьових полікремнієвих плівок // Вісн. Київ. ун-ту. Серія. Фізико-математичні науки, 2004. – Вип. № 4. 5. Находкин Н.Г., Кулиш Н.П., Литвин П.М., Родионова Т.В. Тройные и множественные специальные стыки границ зерен в поликремниевых пленках с разным типом структуры // Сб. науч. тр. "Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии", 2004. – Т. 2, № 3.

6. Страумал Б.Б. Фазовые переходы на границах зерен. Фасетирование, специальные и неспециальные границы, потеря огранки : Учеб. пособие. – М., 2004. 7. Michelutti L., Chovet A., Stoemenos J. et al. Polycrystalline silicon films for microsystems: correlation between technological parameters, film structure and electrical properties // Thin Solid Films. – 2001. – Vol. 401. 8. Nakhodkin N.G., Rodionova T.V. Formation of different types of polysilicon film structures and their grain growth under annealing // Phys. Stat. Sol.(a). – 1991. – Vol. 123, № 2. 9. Rath J.K. Low temperature polycrystalline silicon: a review on deposition, physical properties and solar cell applications // Solar Energy Materials and Solar Cells. – 2003. – Vol. 76, № 4. 10. Straumal B.B., Polyakov S.A., Mittemeijer E.J. Temperature influence on the faceting of R3 and R9 grain boundaries in Cu // Acta Materialia. – 2006. – Vol. 54. 11. Tsurekawa S., Kido K., Watanabe T. Measurements of potential barrier height of grain boundaries in polycrystalline silicon by Kelvin probe force microscopy // Philosophical Magazine Letters. – 2005. – Vol. 85, № 1.

Надійшла до редколегії 15.10.06

Наукове видання



ВІСНИК

КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА

Випуск 10

Редактор Л. Львова

Оригінал-макет виготовлено Видавничо-поліграфічним центром "Київський університет"

Виконавець К. Степаненко

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: 01601, Київ, б-р Тараса Шевченка, 14, кімн. 43. ☎ (38044) 239 32 22, 239 31 61; факс 239 31 28



Підписано до друку 18.05.07. Формат 60х84^{1/8}. Вид. № 381. Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний. Наклад 500. Ум. друк. арк. 6,5. Обл.-вид. арк. 10,0. Зам. № 27-3785.

Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет"

01601, Київ, б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43,

☎ (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 72; (38044) 239 31 58; факс (38044) 239 31 28

E-mail: vydav_polygraph@univ.kiev.ua

WWW: <http://vpc.univ.kiev.ua>