

УДК539.184:539.186

№ держреєстрації 0120U002099

Инв. №

Міністерство освіти і науки України

Одеський державний екологічний університет

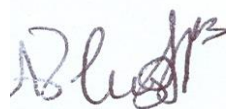
65016, м. Одеса - 16, вул. Львівська, 15, тел. (0482) 32 67 39

ЗАТВЕРДЖУЮ
Проректор ОДЕКУ
д.геогр.н., проф.
/Ю.С.Тучковенко/
2023.12.25



ЗВІТ
ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ
“ РОЗВИТОК ТА ЗАСТОСУВАННЯ ХАОС-ГЕОМЕТРИЧНИХ ТА КВА-
НТОВО-ДИНАМІЧНИХ МЕТОДІВ ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРІВ І ДИ-
НАМІКИ ЛАЗЕРНИХ СИСТЕМ ТА ПРИЛАДІВ НАДВИСОКОЧАСТОТ-
НОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ”
(заключний звіт)

Керівник НДР
зав. кафедри вищої та
прикладної математики,
д-р фіз.-мат. наук, проф.

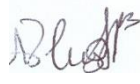


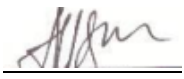




/ О.В.Глушков /

2023

Рукопис закінчено «11» 12. 2023р.

СПИСОК АВТОРІВ

Керівник, зав. каф. математики та квантової механіки, д-р фіз.-мат. наук, професор	 11.12.2023	О.В. Глушков (рр.1-3, вст., висн.)
Професор кафедри математики та квантової механіки, д-р фіз.-мат. наук, професор	 11.12.2023	О.Ю. Хецеліус (р. 2)
Професор кафедри математики та квантової механіки, д-р фіз.-мат. наук, професор	 11.12.2023	А.А. Свинаренко (р. 2.2)
Професор кафедри математики та квантової механіки, д-р фіз.-мат. наук, доцент	 11.12.2023	Г.В. Ігнатенко (р.3)
Доцент кафедри математики та квантової механіки, канд. фіз.-мат. наук, доцент	 11.12.2023	Ю.В. Дубровська (р.1.2)
Аспірант кафедри математики та квантової механіки	 11.12.2023	А.В. Цудік (рр.1-3, вст., висн.)

ЗМІСТ

	Стр.
Список скорочень в тексті дисертації, сталі, одиниці.....	4
ВСТУП.....	6
РОЗДІЛ 1 СУЧАСНИЙ СТАН ФІЗИКИ НЕЛІНІЙНИХ ПРОЦЕСІВ В ЛАМПАХ ЗВОРОТНОЇ ХВИЛІ. ОГЛЯД ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ І ТЕОРЕТИЧНИХ МЕТОДІВ ДОСЛІДЖЕНЬ РЕГУЛЯРНОГО ТА ХАОТИЧНОГО РЕЖИМІВ ФУНКЦІОНЮВАННЯ ДЕЯКИХ КЛАСІВ СИСТЕМ ТА ПРИЛАДІВ.....	9
1.1 Вступні зауваження. Деякі довідкові дані.....	9
1.2 Якісна фізика енергетичних процесів у НВЧ генераторах: лампах зворотної хвилі.....	14
РОЗДІЛ 2 ДИНАМІКА НЕЛІНІЙНИХ ПРОЦЕСІВ В РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЛАМПАХ ЗВОРОТНОЇ ХВИЛІ, ЇХ ЛАНЦЮЖКАХ І ВАЖКИХ АТОМНИХ СИСТЕМАХ В ЕЛЕКТРОМАГНІТНОМУ ПОЛІ: НОВІ ТЕОРЕТИЧНІ МОДЕЛІ ТА РЕЛЯТИВІСТСЬКИЙ ХАОС.....	23
2.1. Вступні зауваження.....	23
2.2. Нелінійна динаміка релятивістських ламп зворотної хвилі та їх ланцюжків: формулювання нових теоретичних моделей.....	26
2.2.1. Повна модель динаміки релятивістської лампи зворотної хвилі з урахуванням дисипації, втрат енергії в уповільнюючій системі.....	26
2.2.2. Повна модель динаміки релятивістської лампи зворотної хвилі з урахуванням впливу просторового заряду, ефектів дисипації та віддзеркалень хвиль на кінцях системи.....	29
2.2.3. Нова модель динаміки ланцюжка релятивістських ламп зворотної хвилі: базові рівняння.....	33
2.2.4. Чисельний алгоритм розв'язання системи рівнянь динаміки РЛЗХ на основі скінченно-різницевих схем типу «предиктор-коректор».....	34
2.3. Висновки до розділу II.....	37

РОЗДІЛ 3 ХАОТИЧНА ДИНАМІКА НЕЛІНІЙНИХ ПРОЦЕСІВ У РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЛАМПАХ ЗВОРОТНОЇ ХВИЛІ: НОВІ ЕФЕКТИ І НОВІ ДАНІ.....	38
3.1. Вступні зауваження.....	38
3.2. Моделювання, аналіз та прогноз хаотичної динаміки нелінійних процесів в релятивістських лампах зворотної хвилі мегаватного рівня міцності.....	39
3.2.1. Тестове моделювання динаміки нелінійних процесів в релятивістській лампі зворотної хвилі мегаватного рівня міцності: Експериментальні та тестові теоретичні дані.....	39
3.2.2. Хаос-кібернетичний підхід до моделювання хаотичної динаміки нелінійних процесів в релятивістських лампах зворотної хвилі мегаватного рівня міцності: Нові дані аналізу та прогнозу.....	45
3.3. Моделювання, аналіз та прогноз хаотичної динаміки нелінійних процесів в релятивістській лампі зворотної хвилі з урахуванням ефектів просторового заряду, дисипації, відзеркалень хвиль.....	51
ВИСНОВКИ.....	57
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	60

Список скорочень в тексті дисертації, сталі, одиниці

Embedding dimension – розмірність вкладення

КАМ – Колмогорова-Арнольда-Мозера (...теорема)

ККЕС (QQES) - квазістаціонарних, квазіенергетичних станів (формалізм)

QQES – quasi-stationary quasienergy states (formalism)

КЕД (QED) – квантовоелектродинамічний (quantum electrodynamics)

ЛБХ – лампа бігучої хвилі

ЛЗХ – лампа зворотної хвилі

LE – показники Ляпунова (Lyapunov's exponents)

МКОК – метод комплексного обертання координат

МКК (CCR) – метод комплексних координат (complex coordinates method)

НВЧ – надвисокочастотний (діапазон)

ОТЗ (OPT) – операторна теорія збурень

РЛЗХ – релятивістська лампа зворотної хвилі

Correlation dimension - Кореляційна розмірність

ТЗ (PT) – теорія збурень (perturbation theory)

Фундаментальні сталі:

Швидкість світла $c=2,997925 \cdot 10^8$ м/с; Елементарний заряд $e=1,60219 \cdot 10^{-19}$ Кл;

Маса електрона $m=9,1095 \cdot 10^{-31}$ кг; Постійна Планка $\hbar=1,05459 \cdot 10^{-34}$ Дж·с;

Постійна Рідберга $R_\infty=1,0973732 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ Борівський радіус $\hbar^2/me^2=0,5291773$ Å;

Постійна тонкої структури $\alpha=e^2/\hbar c, 1/\alpha=137,03597$;

Одиниці. Всюди, де не зазначено, використані атомні одиниці: $e=1, \hbar=1, m=1$ ($c=137,03597$). Атомні од. довжини, часу, швидкості: $\hbar^2/me^2=5,291773 \cdot 10^{-11}$ м, $\hbar^3/me^4=2,4189 \cdot 10^{-17}$ с, $e^2/\hbar=2,1877 \cdot 10^6$ м/с. Атомна одиниця енергії (а.о.е.) $me^4/\hbar^2=2Ry=27,2116$ eV $=4,3598 \cdot 10^{-18}$ Дж $=2,19475 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ ($me^4/2\hbar^2= Ry$ – Рідберг). Енергія в кулонівських одиницях (к.о.): $1 \text{ к.о.е.} = Z^2$ а.о.е. (Z – заряд ядра атома). Релятивістські одиниці: $\hbar=1, c=1, m=1, e^2=1/137,03597$.

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 90 с., 250 джерел.

Об'єкт дослідження – оптика і динаміка лазерних систем та приладів НВЧ електроніки

Мета роботи – розробка комплексу нових хаос-геометричних та квантово-динамічних підходів до аналізу, моделювання та прогнозування характеристик спектрів та динаміки лазерних, оптично-резонаторних систем та їх застосування до вивчення спектрів та динаміки напівпровідникових, однокільцевих волоконних лазерів, приладів надвисокочастотної (НВЧ) електроніки (лампа зворотної хвилі) тощо.

Робота в цьому напрямку проводиться вперше

Основні методи дослідження включають методи квантової динаміки, електродинаміки, методи теорії хаосу і нелінійного аналізу. Робочі гіпотези базуються на можливостях кількісного опису та прояву ефектів хаосу (методи кореляційного інтегралу, фрактальної геометрії, спектральні методи тощо), обчислювальні методи динаміки суцільних середовищ, та квантових систем тощо) в динаміці напівпровідникових, однокільцевих волоконних лазерів, приладах надвисокочастотної електроніки тощо.

Вперше розроблено комплекс нових, ефективних, кількісно коректних хаос-геометричних та квантово-динамічних підходів до аналізу, моделювання та прогнозування характеристик спектрів та динаміки лазерних, оптично-резонаторних систем та провести кількісно повне дослідження динаміки генерації хаосу з обчисленням кількісних топологічних, динамічних, статистичних інваріантів для динаміки напівпровідникових, однокільцевих волоконних лазерів, приладів надвисокочастотної (НВЧ) електроніки (лампа зворотної хвилі) тощо, теоретично з'ясувати (проверити) механізм генерації хаосу у шуканій динаміці приладу при змінній керуванні параметрів.

ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНІ, ХАОС-ГЕОМЕТРИЧНІ МЕТОДИ, ДИНАМІКА ЛАЗЕРНИХ СИСТЕМ, ПРИЛАДИ НАДВИСОКОЧАСТОТНОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

ВСТУП

За теперішнього часу до числа вкрай актуальних та надто складних напрямків фізики елементів, систем та приладів, а також фізики квантових систем, атомів, молекул тощо (див. [1-235]) безумовно відноситься дослідження регулярної та хаотичної динаміки для різних класів квантових, квантово-генераторних систем та приладів. Природно це обумовлюється дуже стрімким в останнє десятиріччя розвитком так званого квантового приладобудування, зокрема створювання нових типів квантових систем та приладів (лазерні діоди, хаотичні квантові генератори і лазери, одноатомні мазери, атомні годинники, квантові машини Карно з «радіаційною» робочою речовиною, бозе-конденсатні системи у парах лужних атомів тощо). Для вказаних систем та приладів принципіальне важливе значення грають прояви ефект хаосу, взагалі елементів хаотичної динаміки. Напр., хаотичні коливання у динаміці лазерних діодів заслуговують дуже велику увагу через їх безпрецедентні потенційні застосування в технологіях безпечних комунікацій, побудові так званих хаотичних лідарів, оптичних рефлектометрів, істинних генераторів випадкових чисел і так далі.

Добре відомо, що перехід до режиму дисипативного хаосу у функціонуванні ЯМР-мазеру забезпечує побудову на його основі нових типів детекторів сигналів, з безпрецедентною чутливістю особливо при наближенні керуючого параметра системи до точки так званої біфуркації подвоєння, причому подібні детектори слабких сигналів на нестабільних мазерних системах можуть працювати у діапазоні 1-10⁶Гц. Слід нагадати, що починаючи з робіт Пуанкаре, Колмогорова, Лоренца, Ляпунова, Ейнштена, Гейзенберга, Фейнмана, Арнольда, Мозера, Фейгенбаума, Мандельброта, Сіная та багатьох інших, теорія хаоса, яка насправді включає досить багато різноманітних напрямків, до певних пір розвивалася в основному академічно й дуже відокремлено (якісна теорія диференціальних рівнянь, ергодичні теорії, фрактальна геометрія, методи класичної механіки тощо).

Сучасна нелінійна динаміка встановила основні механізми виникнення нестійкостей і сценарії переходу до хаосу в нелінійних динамічних системах; напр., до одного із основних сценаріїв виникнення хаосу в системі пов'язаних осциляторів – так званий сценарій Рюелю-Такенса. Але в реальних, особливо квантових генераторах, лазерних системах, хаотична динаміка приймає значно більш складні, частково або взагалі повністю не з'ясовані форми.

Мета даної НДР – розробка комплексу нових хаос-геометричних та квантово-динамічних підходів до аналізу, моделювання та прогнозування характеристик спектрів та динаміки лазерних, оптично-резонаторних систем та їх застосування до вивчення спектрів та динаміки напівпровідникових, однокільцевих волоконних лазерів, приладів надвисокочастотної (НВЧ) електроніки (лампа зворотної хвилі) тощо.

Вперше планується розробити комплекс нових, ефективних, кількісно коректних хаос-геометричних та квантово-динамічних підходів до аналізу, моделювання та прогнозування характеристик спектрів та динаміки лазерних, оптично-резонаторних систем та провести кількісно повне дослідження динаміки генерації хаосу з обчисленням кількісних топологічних, динамічних, статистичних інваріантів для динаміки напівпровідникових, однокільцевих волоконних лазерів, приладів надвисокочастотної (НВЧ) електроніки (лампа зворотної хвилі) тощо, теоретично з'ясувати (проверити) механізм генерації хаосу у шуканій динаміці приладу при змінні керуваних параметрів.

Розроблений в роботі комплекс нових методів квантово-динамічного, хаос-геометричного моделювання, аналізу і прогнозу хаотичної динаміки нелінійних процесів в квантово-генераторних, лазерних системах й одержані на його основі конкретні дані по хаотичній динаміці ряду квантових та квантово-генераторних систем та приладів, механізмам генерації хаосу можуть бути використані для вирішення широкого класу сучасної теорії складних систем, квантової, сенсорної та фотоелектроніки, квантового приладобудування, при створенні нових типів квантових систем та приладів, зокрема, більш ефективних лазерних діодів, хаотичних квантових генераторів і лазерів, генераторів СВЧ

діапазону, ламп бігучої та зворотної хвиль, одноатомних мазерів, атомних годинників, квантових машини Карно, в технологіях безпечних комунікацій, побудові так званих хаотичних лідарів, оптичних рефлектометрів, істинних генераторів випадкових чисел і т.і., а також сміжних задач в біомедицині, матеріалознавстві, діагностиці розсіюючих середовищ, отриманні фотоіонних пучків для напівпровідникових технологій, конструюванні нових методів та приладів діагностики параметрів оптичних хвильоводів, фотонно-кристалічних середовищ, волоконно-оптичних ліній зв'язку, взагалі нових ефективних надшвидкісних інформаційних систем тощо.

РОЗДІЛ 1

СУЧАСНИЙ СТАН ФІЗИКИ НЕЛІНІЙНИХ ПРОЦЕСІВ В ЛАМПАХ ЗВОРотної ХВИЛІ. ОГЛЯД ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ І ТЕОРЕТИЧНИХ МЕТОДІВ ДОСЛІДЖЕНЬ РЕГУЛЯРНОГО ТА ХАОТИЧНОГО РЕЖИМІВ ФУНКЦІОНУВАННЯ ДЕЯКИХ КЛАСІВ СИСТЕМ ТА ПРИЛАДІВ

1.1 Вступні зауваження. Декотрі довідкові дані.

Як зазначалося у вступі, в даний час потужні генератори хаотичних коливань НВЧ діапазону, в тому числі, ЛЗХ і РЛЗХ, мають колосальне теоретичне і прикладне значення в плані вирішення декількох комплексів сучасних передових технологічних завдань, в тому числі, завдань прикладної радіофізики, радіолокації, сучасної інформатики, зокрема, конструювання передових систем передачі інформації з такими новітніми можливостями як використання динамічного хаосу, квантовими нейро-, кібер- і криптографічними технологіями, створення передових технологій в геофізичних дослідженнях, в тому числі електромагнітного впливу на кліматичні і погодні процеси, наприклад, в іоносфері, на кінець, завдань нагріву плазми в установках керованого термоядерного синтезу, конструювання нових типів прискорювачів з надшвидким темпом набору енергії частинок, їх практичного застосування в інших численних галузях науки і техніки [1-34]. Слідуючи [1,2,9-12], доречно нагадати про їх перспективні застосування в широкодіапазонних сигнал- і свип-генераторах для радіотехнічних вимірювань і радіоспектроскопії, зокрема, для генерації терагерцового випромінювання, в гетеродинах приймачів, що швидко що перебудовуються, в задаючих генераторах передавачів з швидкою перебудовою частоти і т. д. Особливу увагу також, на нашу думку, слід звернути і на нерекламоване застосування НВЧ генераторів в ряді прикладних задач фізики іоносфери і кліматології, зокрема, і такий екзотичний напрямок, як створення «кліматичної зброї» (див. , напр., [4,5]). Зрозуміло, що надзвичайно важливе значення тут набува-

ють конкретні кількісні дані за ключовими параметрами НВЧ генераторів, в тому числі потужністю, частотними характеристиками і т.д. Саме ця обставина стимулює вивчення теоретичних і практичних основ створення та експлуатації релятивістських НВЧ генераторів, в т.ч., РЛЗХ.

Тому видається цілком природним, що фізика процесів в НВЧ генераторах, в тому числі ЛЗХ, починаючи з 20-х років минулого сторіччя була предметом численних інтенсивних теоретичних і прикладних досліджень (особливо потужний розвиток вона отримала в дослідженнях у СРСР і США), детально відображених у багатьох чудових монографіях і оглядах (див., напр., [1-34]). На відміну від звичайних вакуумних електронних приладів, початок розробки яких відноситься до початку минулого сторіччя, згідно [1-3], перші дані про створення ЛЗХ з'явилися ще у кінці 40-х, початку 50-х років минулого сторіччя завдяки незалежним розробкам декількох дослідницьких груп (Стельмах і співр., СРСР; Комфнера, Вільямс, Пірс і співр., США, Англія; Епштейн і співр., Франція) (див., напр., [2]).

Загальновідомо, що ЛЗХ, зазвичай, також називають карсинотроном (рідше в основному в англійській літературі карцинотроном). Нагадаємо, що зазвичай розглядаються два класи ЛЗХ: так звані ЛЗХ типу О і ЛЗХ типу М [1-3]. Фізика процесів у них дещо відмінна, зокрема, у ЛЗХ типу О має місце перетворення кінетичної енергії електронів в енергію НВЧ поля в результаті гальмування електронів цим полем, в той час як у ЛЗХ типу М в енергію НВЧ поля переходить потенційна енергія електронів, що зміщуються в результаті багаторазового гальмування і розгону від катода до анода; при цьому середня кінетична енергія при цьому залишається постійною.

Слід мати на увазі, що розвиток НВЧ електроніки великих потужностей, звісно, базується на використанні пучків релятивістських електронів; старт найбільш інтенсивних досліджень у цьому напрямку припав на початок 1970-х років, особливо після створення у СРСР, США і ін. країнах потужнострумівих прискорювачів заряджених частинок. Слідуючи [1-3,9,13], нагадаємо, що фактично перший генератор когерентного електромагнітного випромінювання,

збуджуваний потужнострумивим електронним прискорювачем (це, власне кажучи, і є РЛЗХ), по імпульсній потужності на кілька порядків перевершує всі попередні джерела мікрохвильового випромінювання, був створений в спільному експерименті НІРФІ і ФІАН в 1972 році з ініціативи відомих радянських радіофізиків А. В. Гапонова-Грехова і М. С. Рабиновича. Надалі в Інституті прикладної фізики АН СРСР (ІПФ) були запропоновані і реалізовані експериментально релятивістські модифікації інших відомих слабкорелятивістських електронних мікрохвильових генераторів і підсилювачів, заснованих на всіх відомих механізмах стимульованого випромінювання частинок, зокрема, мова йде про лампу біжучої хвилі, оротрон, магнетрон, гіротрон та ін. Питання нелінійної взаємодії електронних пучків з полями протяжних уповільнюючих систем в ЛЗХ (ЛБХ) вивчались у різні роки у ряді вітчизняних установ, зокрема, Харківському фізико-технічному інституті, Харківському інституті радіофізики і електроніки ім. А.Усикова, НАН України, Харківському національному університеті ім.В. Каразіна та інших [5,28,29].

Дещо окремим напрямом слід вважати роботи зі створення так званих мазерів на вільних електронах, зокрема, мазера на циклотронному авторезонансі і убітрона з розподіленим зворотним зв'язком з великим доплеровським перетворенням частоти випромінювання. У подальшому даний фронт робіт активно розвивався, і зокрема, в даний час (початок 21-го століття) у сучасній релятивістській мікрохвильовій електроніці, зазвичай, виділяють такі найбільш перспективні напрямки досліджень, як розробка і вдосконалення РЛЗХ, а також їх ланцюжків, причому акцент робиться на збільшенні середньої потужності випромінювання генераторів, розробка і вдосконалення джерел мультигігаватної пікової потужності на основі комбінації релятивістських генераторів і компресорів імпульсів, розробка і вдосконалення гіротронів і гіроклістронів на об'ємних модах високого порядку, розробка і вдосконалення генераторів суб-нс мікрохвильових імпульсів, заснованих на ефекті надвипромінювання протяжних електронних згустків, наприкінці, розробка і вдосконалення мазерів на вільних електронах з одновимірним і двовимірним розподіленим зворотним зв'язком.

Аналізуючи останні технологічні досягнення в роботах зі створення потужних пристроїв НВЧ електроніки слід зазначити, що в даний час (2010-2014рр.) генератори і підсилювачі, засновані на стимульованому випромінюванні інтенсивних релятивістських електронних пучків, забезпечують потужності 10^7 – 10^{10} Вт в діапазоні 1-100 ГГц при тривалості імпульсів 1-100 нс [9-34]. Особливо в цьому напрямку слід виділити останні розробки ПФ, зокрема, ЛЗХ потужністю до 2 ГВт на частоті 10 ГГц, релятивістські гіротрони, гіро-ЛБХ і гіро-ЛЗХ, убітрони і оротрони - потужністю 10-100 МВт на частотах 30-150 ГГц, секціоновані черенковські генератори - потужністю до 2 ГВт на частоті 10 ГГц і 600 МВт на частоті 30 ГГц, секціоновані черенковські підсилювачі з вихідною потужністю 1 ГВт на частоті 10 ГГц і вихідною потужністю 100 МВт на частоті 30 ГГц, джерела випромінювання з субнаносекундною тривалістю імпульсів, засновані на надвипромінюванні протяжних електронних згустків, - потужністю до 400 МВт на частоті 30 ГГц [20-34]. Зрозуміло, їх розробка багато в чому була стимульована зазначеними вище перспективними додатками, у зв'язку з чим перераховані генератори в даний час використовуються в експериментах з фізики плазми, в тому числі, іоносферній, по радіолокації високого дозволу, з моделювання елементів майбутніх прискорювачів заряджених частинок та в спеціальних застосуваннях [1-3].

Ефектним прикладом слід вважати радар NAGIRA, створений на основі потужнострумовевого прискорювача електронів і НВЧ-генератора у вигляді релятивістської ЛЗХ, що дозволяє виявляти малорозмірні рухомі цілі на фоні сильних віддзеркалень від поверхні. Аналогічні американські розробки знаходять застосування у вирішенні низки завдань сучасної радіофізики іоносфери і т.д. [3,9].

Як підкреслювалося вище, найбільш максимальні значення потужностних параметрів НВЧ генераторів досяжні тільки у відповідних релятивістських генераторах, у зв'язку з чим актуальність розвитку цього напрямку вважається в даний час найбільш високою [20-33]. Сучасні генератори на релятивістських електронних пучках, засновані на всіх механізмах стимульованого випроміню-

вання частинок, досягли вже гігаватного рівня пікової потужності випромінювання в діапазонах довжин хвиль від дециметрових до міліметрових. З іншого боку, дотримуючись [20], треба відзначити, що для використання релятивістських джерел генерації в таких програмах, як прискорювачі з надшвидким темпом набору енергії частинок, радіолокація і радіоспектроскопія та ін., ці генератори повинні забезпечувати не тільки пікову, але і велику середню потужність випромінювання аж до 10^5 Вт, що може бути досягнуто при використанні прискорювачів, що працюють з високою частотою повторення електронних імпульсів і магнітних систем, здатних забезпечувати досить довгі імпульси магнітного поля.

Відзначимо, що останній аспект досліджень за теперішнього часу натикається на суттєві проблеми. Згідно [20], з метою отримання більшої середньої потужності найбільш підходящими та адекватними є РЛЗХ зі вибуховоemisійними інжекторами потужнострумівих електронних пучків. Для таких РЛЗХ характерні висока ступінь адаптивності та малі часи перехідних процесів, причому їх електродинамічні системи виявляються досить адекватно сумісними з потужнострумівими електронними пучками.

У кілька останніх років (аж до 2014р.) вдалося домогтися досить високого технічного рівня функціонування РЛЗХ гігаватного рівня мікрохвильової потужності в імпульсах наносекундної тривалості з частотою повторення імпульсів до 500 Гц [1-3].

До числа останніх вкрай перспективних розробок сучасної релятивістської НВЧ електроніки слід віднести різновид магнітоізольованого діода з потужнострумівим вибуховоemisійним кромочним катодом і профільованим анодом, що дозволяє керувати тривалістю СВЧ-імпульсів, з підвищенням у 1,5-2 рази к.к.д. СВЧ генераторів 3- і 10-см діапазонів [20-23], а також використання в РЛЗХ хвилеводів з дрібним прямокутним гофруванням поверхні, внаслідок чого при збереженні вихідної потужності значно збільшується робочий струм і знижується напруга до 300-400 кВ, що, до речі, додатково покращує систему захисту від рентгенівського випромінювання.

У зв'язку з ускладненням завдань для потужних релятивістських генераторів, зокрема, на основі РЛЗХ, в даний час розробляються автогенератори, здатні працювати в режимах генерації складних сигналів і з синхронізацією зовнішніх сигналів, а також багаторежимні автогенератори. Зрозуміло, що динаміка нелінійних процесів в таких пристроях апіорі видається вкрай складною, і її вивчення навряд чи можливо за допомогою методів лінійного аналізу теорії динамічних систем [5,35]. Фактично, тут мова йде фактично про нелінійну динаміку автоколивальних процесів в багато параметричних розподілених системах типу «електроний пучок – електромагнітна хвиля».

1.2 Якісна фізика енергетичних процесів у НВЧ генераторах: лампах зворотної хвилі

В цьому підрозділі ми представимо короткий опис якісної фізики нелінійних процесів в ЛЗХ, нагадавши, що за визначенням ЛЗХ є електронним приладом для генерації електромагнітних коливань СВЧ-діапазону, в якому пучок електронів взаємодіє з електромагнітною хвилею в уповільнюючій системі. Дуже важливо з фізичної точки зору, що при цьому фазова швидкість електромагнітної хвилі близька до швидкості електронів, а групова швидкість протилежна по напрямку (див. рис.1.1,1.2) [11-18].

Виконання першої умови призведе до того, що електрони піддаються ефективній дії поля хвилі, зокрема, у пучку утворюються згустки і виникає високочастотна складова струму. Відповідно, виконання другої умови дає те, що енергія вивільненого згустками випромінювання поширюється назустріч електронному пучку, і це забезпечує наявність в системі внутрішнього зворотного зв'язку, а також забезпечує можливість самопідтримуючих коливань.

Згідно [11-18], фізика взаємодій у звичайному варіанті генератора ЛЗХ типу О зводиться фактично до взаємодії електронів з подовжньою складовою поля хвилі, внаслідок чого має місце їх зсув паралельно вісі пучка і віддача електромагнітній хвилі частини кінетичної енергії.

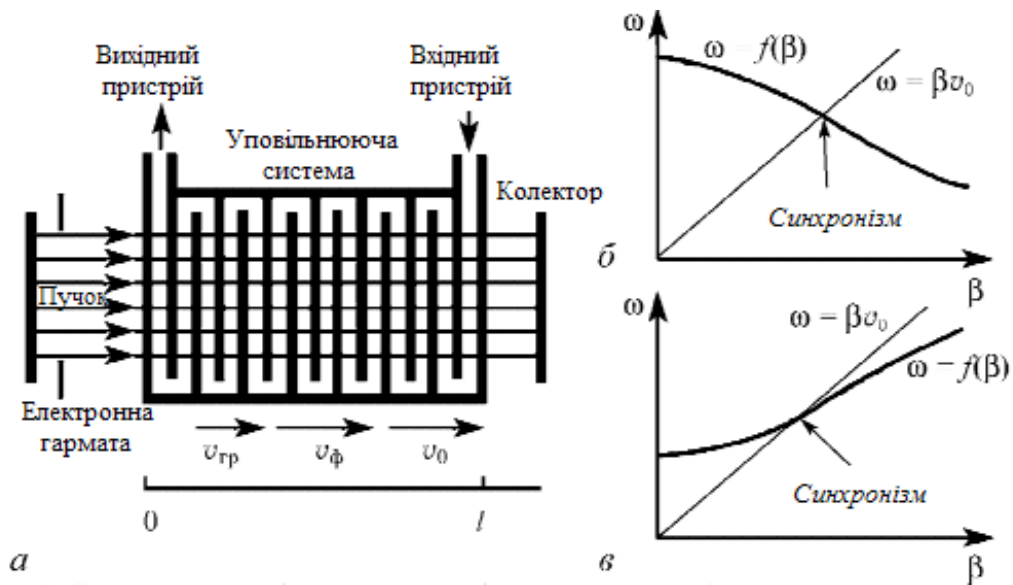


Рисунок 1.1 - Схематичне зображення ЛЗХ типу О в низьковольтному варіанті (а) і діаграми хвильове число – частота, що відповідають взаємодії електронного пучка із зворотною хвилею – ЛЗХ (б) і прямою бігучою хвилею (ЛБХ) (в) [14]

При цьому, згідно із принципом тривалої взаємодії вважається, що довжина приладу l велика в порівнянні із сповільненою довжиною хвилі, тобто $N=l/\lambda > 1$, взаємодія пучка і хвилі досить слабка. Внаслідок цього, лише спектральні складові поля, фазові швидкості яких близькі до швидкості руху електронів, можуть ефективно збуджуватися і до того істотно впливати на електронний пучок впродовж всієї довжини системи. Деякі аспекти цього процесу докладно викладені, напр., в [11–18].

Важливо підкреслити [13,14], що найбільш ефективна взаємодія насправді здійснюється лише у вузькому інтервалі частот і хвильових чисел поблизу точки (ω_0, β_0) (див.рис.1.1), де перетинаються дисперсійна характеристика уповільнюючої системи $\omega = \omega(\beta_0)$ і лінія $\omega = \beta v_0$. Фактично це є поширення збурень в електронному пучку. Як звичайно, складову поля хвилі, що взаємодіє з електронним пучком в системі, можна представити у вигляді:

$$E(x, t) = \text{Re} \left[\tilde{E}(x, t) e^{i\omega_0 t - i\beta_0 x} \right], \quad (1.1a)$$

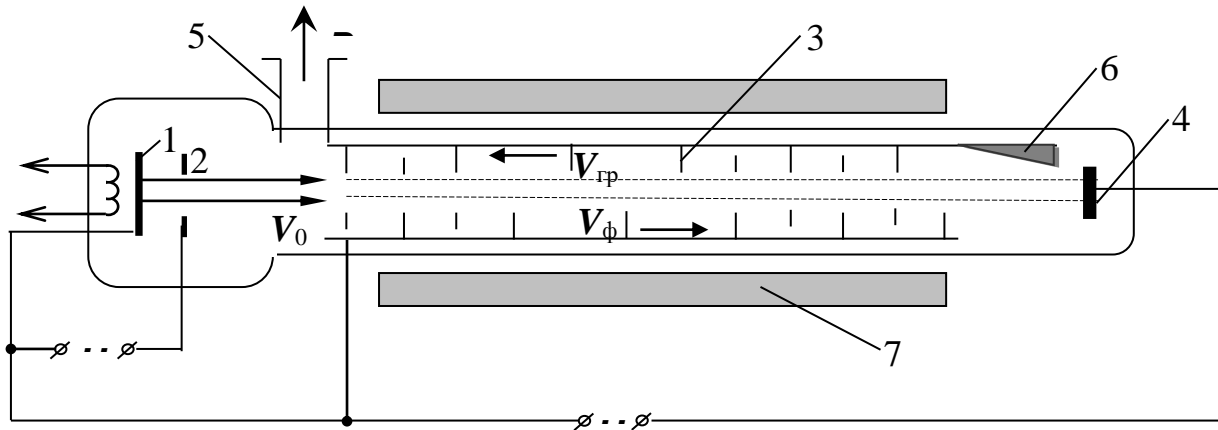


Рисунок 1.2 – Конструктивна схема ЛЗХ: 1 - катод; 2 – управляючий електрод; 3 – уповільнююча система; 4 – колектор; 5 – вивід енергії; 6 – поглинувач; 7 – соленоїд.

де $\tilde{E}(x, t)$ – комплексна функція, яка повільно змінюється.

Високочастотний струм, що виникає в електронному пучку в системі внаслідок дії на нього поля електромагнітної хвилі, має стандартний вигляд:

$$I(x, t) = \text{Re} \left[I_1(x, t) e^{i\omega_0(t-x/v_0)} + I_2(x, t) e^{2i\omega_0(t-x/v_0)} + \dots \right], \quad (1.16)$$

де $I_1(x, t)$, $I_2(x, t)$... – повільні амплітуди першої, другої і наступних гармонік. Авжеж, неважко зрозуміти, що ефективно збуджувати поле буде лише перша гармоніка струму, так як ця гармоніка фактично знаходиться в синхронізмі з хвилею в уповільнюючій системі. Однією з привабливих особливостей ЛЗХ є те, що, оскільки частота генерації приблизно відповідає точці перетину дисперсійних характеристик, а при зміні робочої напруги швидкість пучка міняється і точка перетину переміщається, то має місце електронна перебудова частоти.

Авжеж за теперішнього часу відповідна теорія процесів в ЛЗХ розвинута дуже добре та докладно викладена у багатьох книжках та оглядах (див., напр.,

[8-34]). Згідно з [13,14], важливим аспектом будь-якої нестационарної нелінійної теорії є формулювання рівняння збудження електродинамічної системи, також має бути врахованим основний нестационарний ефект, а саме, поширення огинаючої хвилі з груповою швидкістю. Зазвичай, урахування цього ефекту здійснюється шляхом апроксимації залежності $\omega = \omega(\beta)$ декотрою лінійною функцією таким чином, щоб на діаграмі відповідати дотичній прямій в точці перетину дисперсійних характеристик (ω_0, β_0) . За стандартним визначенням (див.напр., [13,14]), нахил цієї прямої, який, до речі, визначає групову швидкість, має вигляд:

$$v_{\text{гр}} = |d\omega(\beta_0) / d\beta|. \quad (1.2)$$

Як правило у більшості модельних теорій [8-20], інші частотні залежності, а також такі чинники як непостійність групової швидкості, залежність опору зв'язку від частоти, не беруть до уваги завдяки вузькості спектру частот і хвилевих чисел. Як, напр., показано в [13,14], мастерне рівняння, прийняте в традиційній теорії приладів з тривалою взаємодією, має вигляд:

$$\frac{1}{v_{\text{гр}}} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = -\frac{1}{2} \beta_0^2 K_0 \tilde{I}_1, \quad (1.3)$$

де K_0 – опір зв'язку уповільнюючої системи для робочої просторової гармоніки на частоті ω_0 .

Іншим мастерним рівнянням є рівняння руху електронів, яке звичайно виводиться з другого закону Ньютона, а саме:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{e}{m_0} \text{Re} \left[\tilde{E}(x, t) e^{i\omega_0 t - i\beta_0 x} \right]. \quad (1.4)$$

В (1.4) позначено як $t(x, t_0) = t_0 + x/v_0 + \tilde{t}(x, t_0)$ час прибуття в точку x електрона, що влетів в простір взаємодії в момент t_0 .

Стандартне перетворення похідної в лівій частині (1.4) дає вираз [13]:

$$\partial^2 x / \partial t^2 = (\partial t / \partial x)_{t_0}^{-1} (\partial / \partial x)_{t_0} \left[(\partial t / \partial x)_{t_0}^{-1} \right] = -(\partial t / \partial x)_{t_0}^{-3} (\partial^2 t / \partial x^2)_{t_0}. \quad (1.5)$$

Далі, згідно з [13], в правій частині $\tilde{E}(x, t(x, t_0))$ замінюється на $\tilde{E}(x, t_0 + x/v_0)$ і $(\partial t / \partial x)_{t_0}^3$ - відповідно на v_0^{-3} внаслідок повільності зміни комплексної амплітуди в часі і малості зміни швидкості електронів в процесі взаємодії. Остаточно можна записати:

$$\left(\partial^2 \tilde{t} / \partial x^2 \right)_{t_0} = -\frac{e}{m v_0^3} \operatorname{Re} \left[\tilde{E}(x, t_0 + x/v_0) e^{i \omega_0 (t_0 + \tilde{t}(x, t_0))} \right]. \quad (1.6)$$

Важливо відзначити, що подальші викладки, зазвичай, залежать від співвідношення фаз вльоту електронів, періоду поля. Зокрема, в стандартній теорії, якщо відстежувати рух групи електронів з різними фазами вльоту в межах одного високочастотного періоду, то мастерні рівняння виявляються такими ж, як в стаціонарній нелінійній теорії з тією лише відмінністю, що амплітуду хвилі потрібно брати в місці перебування групи часток [14].

Комплексна амплітуда першої гармоніки струму пучка виражається через функцію $t(x, t_0)$ відомим співвідношенням:

$$I_1(x, t) = \frac{1}{\pi} \int I(x, t) e^{-i \omega_0 (t - x/v_0)} d(\omega_0 t) = \frac{1}{\pi} \int I_0 e^{-i \omega_0 (t_0 + \tilde{t}(x, t_0))} d(\omega_0 t_0), \quad (1.7)$$

де інтегрування ведеться по періоду $2\pi / \omega_0$, і при перетворенні інтеграла взято до уваги формула $|I(x, t) dt| = |I_0 dt_0|$, яке витікає із закону збереження заряду.

Далі важливо нагадати, що в теоріях процесів у ЛЗХ (в даному випадку нерелятивістській) звичайно прийнято приводити мастерне рівняння до безроз-

мірних змінних. Зокрема, згідно з [14-16], рівняння і граничні умови відповідно у безрозмірних змінних мають наступний відомий вигляд:

$$\begin{aligned}\partial^2\theta / \partial\zeta^2 &= -\text{Re}[F \exp(i\theta)], \\ \partial F / \partial\tau - \partial F / \partial\zeta &= \tilde{I},\end{aligned}\tag{1.8}$$

$$\tilde{I} = -\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0,$$

$$\theta|_{\zeta=0} = \theta_0, \quad \partial\theta / \partial\zeta|_{\zeta=0} = 0, \quad F|_{\zeta=L} = 0,$$

де використані такі безрозмірні незалежні змінні – координата і «місцевий час»:

$$\zeta = \beta_0 Cx,$$

$$\tau = \omega_0 C(t - x/v_0)(1 + v_0/v_{\text{гр}})^{-1} -\tag{1.9}$$

а параметри β_0 та ω_0 – хвильове числа та кругова частота хвилі в уповільнюючій системі при її синхронізмі з електронним пучком. Присутній в (1.9) відомий параметр Пірсу, що визначається через струм пучка, опір зв'язку уповільнюючої системи та прискорюючу напругу :

$$C = \sqrt[3]{I_0 K_0 / (4U)},\tag{1.10}$$

де I_0 – постійна складова струму пучка,

U – прискорююча напруга,

K – опір зв'язку уповільнюючої системи

Величина $\theta(\zeta, \tau, \theta_0)$ характеризує фазу відносно хвилі і відноситься до частинки (електрона), що влетіла в простір взаємодії з фазою θ_0 і має координату ζ в момент часу τ ; $F(\zeta, \tau) = \tilde{E} / (2\beta_0 UC^2)$ – безрозмірну комплексну амплітуду високочастотного поля $E(x, t) = \text{Re}[\varepsilon(x, t) \exp[i\omega_0 t - i\beta_0 x]]$. Завдяки введенню «місцевого часу», який підліковується у кожній точці простору взаємодії із зру-

шенням x/v_0 , в рівнянні руху відсутня похідна по τ , що полегшує побудову рішучої схеми для чисельного вирішення системи рівнянь. У подальшому ми використаємо аналогічні змінні, але вже у релятивістській теорії ЛЗХ. Тут же додамо, що як вказано в [11-18], зручність безрозмірної форми рівнянь, крім чисто чисельних аспектів задачі, також пов'язана із тим, що опиняється виключеним параметр відношення групової швидкості і швидкості пучка, який фігурує тепер лише в коефіцієнті, що зв'язує розмірний і безрозмірний час.

Як показано навіть у спрощених теоріях ЛЗХ (див., напр., [11-16]), що базуються на приведених вище рівняннях, перехідний процес закінчується встановленням стаціонарного режиму генерації лише при величинах робочого струму, що перевищують стартовий струм не більше, ніж в 3 рази.

Згідно з [13-16], при великих струмах пучка виникає режим автомодуляції, коли амплітуда сигналу на виході ЛЗХ осцилює в часі періодичним або неперіодичним чином. При цьому стаціонарний режим генерації в нерелятивістській ЛЗХ виникає універсально при значеннях параметра безрозмірної довжини $L = L_{ст} = 1.97327$, а автомодуляція – при $L > L_{ст} \approx 2.937$ [14].

Слід додати, що ці результати ретельно підтверджені експериментально, як відносно самого факту виникнення автомодуляції, так і відносно її кількісних і якісних характеристик, зокрема, періоду, спектру й т.д. (див., докладніше, [9-34]). Варто також відзначити, що на даний момент отримані також аналогічні експериментальні дані щодо спостереження автомодуляції в релятивістських ЛЗХ [21-26].

Завершуючи короткий аналіз фізики нелінійних процесів в ЛЗХ, слід зазначити дві її важливі особливості: 1). розподілений характер зворотного зв'язку і кінцева швидкість перенесення збурень з пучком і назустріч ньому з хвилею; 2). виникнення перегрупування електронів в режимі сильної нелінійності. Авжеж, неважко проаналізувати змінення амплітуди високочастотного струму в пучку, що рухається в досить інтенсивному полі хвилі, зокрема, маючи місце нерегулярні наростання, убування і так далі. Такий характер залежності пов'я-

заний з формуванням електронних згустків і їх розсіпом із-за відмінності швидкостей електронів, що попали в різні фази поля (див. докладніше [9-16]).

Далі відзначимо, що хоча якісна фізика достатньо складних нелінійних процесів у ЛЗХ зрозуміла дуже добре, чисельні, тобто, кількісні аспекти динаміки, ставали зрозумілими із запізненням. Більш того, до певних пір не мало адекватного розуміння проблеми виникнення так званого детерміністичного хаосу у динаміці ЛЗХ. Одним з принципово важливих досягнень останнього десятиріччя стало явне виявлення в чисельних розрахунках і в експерименті генерації хаотичних коливань в ЛЗХ при чималих величинах параметра безрозмірної довжини, тобто при значному перевищенні робочого струму пучка над стартовим [13-17,192,193].

Для нас особливо важливо тут підкреслити, що фактично були продемонстровані, зокрема, такі атрибути детерміністичного хаосу у динаміці ЛЗХ, як суцільний спектр вихідного сигналу і нестійкість по відношенню до малого збурення початкових умов, при чому це відноситься до нерелятивістських ЛЗХ. У випадку релятивістських ЛЗХ, як й взагалі приладів релятивістської НЧ електроніки ці аспекти починають активно з'ясуватися лише в останні роки (див. [20-31,243-250]).

Далі слід особливо відзначити, що вище ми розглянули в основному якісні, або, напівкількісні аспекти, фізики процесів в ЛЗХ. Це стосується навіть результатів моделі нерелятивістської ЛЗХ (рівняння (1.8), (1.9)), яка насправді враховує взаємодію електронного пучка і електромагнітної хвилі в ідеалізованому наближенні. Фактично в ній є відсутнім ретельне і докладне урахування низки фундаментальних чинників, які помітно впливають на роботу реальних пристроїв, зокрема, втрати енергії при поширенні хвиль в уповільнюючій системі, проблеми поля просторового заряду, віддзеркалення хвиль на кінцях системи та інших. Докладне якісне з'ясування ролі та значення перелічених факторів для функціонування нерелятивістських ЛЗХ викладено в ряді оглядів та статей, зокрема, [9-19,192,193]. Особливо підкреслимо, якщо для нерелятивістсь-

ких ЛЗХ ці чинники досліджувалися і кількісно, то у випадку релятивістських ЛЗХ, вже не говорячи про їх ланцюжки. Ці питання досі глибоко не досліджені.

З точки зору якісної фізики є очевидним, що їх врахування веде до досить значного ускладнення динамічних рівнянь, в яких окрім нормованої довжини L з'являються додаткові параметри, що можуть суттєво впливати на режими динаміки системи. Труднощі, що виникають при їх адекватному розгляді є очевидні і пов'язані насамперед з багатопараметричністю задач. Крім того, при певних значеннях параметрів задач має місце суттєве ускладнення режиму функціонування ЛЗХ, включаючи її перехід у режим розвинутого динамічного хаосу. Це коло проблем не може бути вирішене без застосування сучасних методів теорії хаосу і хаотичних динамічних систем. Варто також згадати і про додаткові обчислювальні труднощі при розв'язання багато параметричних задач динаміки нерелятивістських ЛЗХ, не говорячи про додаткові ускладнення у випадку релятивістських ЛЗХ.

2. ДИНАМІКА НЕЛІНІЙНИХ ПРОЦЕСІВ В РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЛАМПАХ ЗВОРотної ХВИЛІ, ЇХ ЛАНЦЮЖКАХ І ВАЖКИХ АТОМНИХ СИСТЕМАХ В ЕЛЕКТРОМАГНІТНОМУ ПОЛІ: НОВІ ТЕОРЕТИЧНІ МОДЕЛІ ТА РЕЛЯТИВІСТСЬКИЙ ХАОС

2.1. Вступні зауваження

В розділі 1 ми коротко розглянули якісну фізику енергетичних процесів у НВЧ генераторах (нерелятивістських) лампах зворотної хвилі і надали огляд ключових теоретичних і експериментальних досліджень динаміки процесів у лампах зворотної хвилі. Головний висновок, який випливає з детального огляду відповідних робіт по динаміці приладів НВЧ електроніки, зокрема, ЛЗХ, полягає в досить високому рівні теоретичного та експериментального вивчення особливостей динаміки нерелятивістських ЛЗХ, які фактично є прикладами так званих однопараметричних розподілених автоколивальних динамічних систем (мається на увазі наявність лише одного біфуркаційного параметру, пропорційного струму пучка); однак вони характеризуються достатньо складною динамікою нелінійних процесів, яка коротко зводиться до ланцюжку режимів функціонування, таких, як стаціонарний одночастотний режим генерації, який при збільшенні біфуркаційного параметру стає нестійким, тобто переходить в режим автомодуляції, після чого далі реалізуються багаточастотні і, нарешті, хаотичні автоколивання.

На відміну від нерелятивістських ЛЗХ, РЛЗХ є прикладами значно більш складних багатопараметричних розподілених автоколивальних динамічних систем, які, як відомо з досягнень сучасної нелінійної динаміки, не підлягають простому теоретичному розгляду. Фактично розглянуто лише спрощені, так звані рафіновані або ідеалізовані моделі динаміки РЛЗХ, в яких в даний час, строго кажучи, немає ретельного і детального врахування низки фундаментальних факторів, які можуть помітно впливати на роботу реальних пристроїв, зокрема, значення дисипативних факторів, в т.ч., втрат енергії при поширенні

хвиль в уповільнюючій системі, проблеми кількісного обліку поля просторового заряду, ефекту віддзеркалення хвиль на кінцях системи та ін. Сюди варто додати і допустимі ускладнення системи, націлені на отримання можливостей управління хаосом в динаміці ЛЗХ.

Також слід мати на увазі фундаментальний аспект, викладений в [20]. При переході до релятивістських швидкостей електронів властивості електронного потоку, як активного середовища, змінюються, при чому специфіка релятивістської електроніки в одномодових приладах проявляється також в збільшенні оптимальної довжини області взаємодії $L \approx \lambda \gamma_0^2$ (λ – довжина хвилі, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ – релятивістський фактор, $\beta_0 = v/c$, v – швидкість частинки, c – швидкість світла), авжеж у зменшенні оптимальної амплітуди $\alpha \approx 1/\gamma_0$ (тут $\alpha = eE/(mc\omega)$, $\omega = 2\pi c/\lambda$) високочастотного поля E із збільшенням енергії частинок $\varepsilon = mc^2$ [11, 20].

Фізичний сенс такої зміни пов'язаний зі збільшенням так званої поздовжньої маси електрона. Однак для релятивістських електронів істотно змінюється характер не тільки їх руху, але і випромінювання. Ця обставина може бути використана в так званих багатохвильових релятивістських джерелах когерентного випромінювання.

В даній частині розділу, з метою подальшого теоретичного дослідження фізики виникнення динамічного хаосу в релятивістських електронних потоках та фізики взаємодій і динаміки систем типу «релятивістський електронний потік – електромагнітне поле», стартуючи з стандартної релятивістської моделі динаміки РЛЗХ (у межах традиційної нестационарної нелінійної теорії ЛЗХ), ми вперше в релятивістській динаміці нелінійних процесів приладів НВЧ електроніки запропонуємо низку удосконалених та розширених, а також нових моделей опису динаміки нелінійних процесів в РЛЗХ.

Насамперед, мова йде про релятивістські моделі динаміки РЛЗХ, які послідовно і коректно враховують низку фундаментальних фізичних факторів та

ефектів, зокрема, дисипативний фактор, у т.ч., втрати енергії при поширенні хвиль в уповільнюючій системі, ефект поля просторового заряду, ефект віддзеркалення хвиль на кінцях системи, ефект ланцюжку тощо. Принципово новим елементом авжеж є виконане вперше в теоретичній динаміці РЛЗХ моделювання хаотичної динаміки на основі нової вперше сформульованої моделі динаміки ланцюжка РЛЗХ з метою зниження порогу переходу до розвиненого динамічного хаосу.

Це принципово важливо у світлі того, що в більшості з існуючих досліджень динаміки нелінійних процесів в ЛЗХ, зокрема, релятивістських, причому в межах ідеалізованих («рафінованих») моделей нестационарної теорії, як правило, мова не йшла далі констатації наявності складної динаміки, залишаючи не достатньо кількісно дослідженими або взагалі недослідженими її властивості та фізичні механізми у реальних приладах, які можуть призводити до виникнення складної поведінки. Це обумовлено, з одного боку, надзвичайною складністю досліджуваних об'єктів, особливо релятивістських систем і приладів в порівнянні з нерелятивістськими, а з іншого боку – недостатнім розвитком уявлень про нелінійну динаміку розподілених автоколивальних систем електронно-хвильової природи, а також відсутністю повного адекватного єдинообразного апарату аналізу та моделювання хаотичних елементів в динаміці процесів в релятивістських системах та приладах з кількома управляючими параметрами.

Далі ми викладемо, паралельно з формулюванням нових моделей опису динаміки релятивістських електронних систем (потоків) і їх взаємодії з електромагнітним полем у РЛЗХ, новий релятивістський квантово-динамічний підхід до опису динаміки релятивістських багатоелектронних атомних систем в електромагнітному полі, який у подальшому з використанням нового апарату хаос-кібернетичних методів (розділ 3; див. далі дослідження характеристик виникнення і розвитку хаосу у системах), дозволить описати, на наш погляд, новий феномен в сучасній теорії нелінійних динамічних систем, який ми будемо називати «релятивістський хаос («релятивістський квантовий хаос»).

2.2. Нелінійна динаміка релятивістських ламп зворотної хвилі та їх ланцюжків: формулювання нових теоретичних моделей

2.2.1. Повна модель динаміки релятивістської лампи зворотної хвилі з урахуванням дисипації, втрат енергії в уповільнюючій системі

В межах нелінійної нестационарної теорії РЛЗХ [11, 20, 31] рівняння у звичайній безрозмірній формі для $\theta(\zeta, \tau, \theta_0)$ релятивістського електрону, що влетів в простір взаємодії з фазою θ_0 і має координату ζ в момент часу τ , і безрозмірної комплексної амплітуди високочастотного поля $E(x, t) = \text{Re}[\varepsilon(x, t) \exp[i\omega_0 t - i\beta_0 x]]$, функції $F(\zeta, \tau) = \tilde{E} / (2\beta_0 U C^2)$ можуть бути записані у наступній формі [240, 249]:

$$\partial^2 \theta / \partial \zeta^2 = -L^2 \gamma_0^3 \left[\left(1 + \frac{1}{2\pi N} \partial \theta / \partial \zeta \right)^2 - \beta_0^2 \right]^{3/2} \text{Re}[F \exp(i\theta)], \quad (2.1a)$$

$$\partial F / \partial \tau - \partial F / \partial \zeta = -L \tilde{I}, \quad (2.1b)$$

$$\tilde{I} = -\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 \quad (2.1b)$$

з граничними та початковими умовами:

$$\theta |_{\zeta=0} = \theta_0$$

$$\partial \theta / \partial \zeta |_{\zeta=0} = 0$$

$$F |_{\zeta=1} = 0$$

$$F |_{\tau=0} = F^0(\zeta).$$

(2.2)

Тут ζ та τ – безрозмірні координата та час (див. підр.1.2, формули (1.9)), $\theta_0 \in [0; 2\pi]$ – початкова фаза.

Дуже важливо відзначити далі, що система (2.1)-(2.2) фактично має три керуючих параметри: електричну довжину простору взаємодії N , релятивістський фактор

$$\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1.2} \quad (2.3a)$$

і параметр, пропорційний струму електронного пучка

$$L = 2\pi CN / \gamma_0. \quad (2.3b)$$

Тут C – відомий параметр Пірса:

$$C = \sqrt[3]{I_0 K_0 / (4U)}, \quad (2.3b)$$

де, як вказувалось, I_0 – постійна складова струму пучка,

U – прискорююча напруга,

K – опір зв'язку уповільнюючої системи

Далі, виходячи з системи (2.1)-(2.2), ми сформулюємо нову модель динаміки системи, яка враховує ефект дисипації, зокрема, вплив втрат енергії в уповільнюючій системі ЛЗХ.

Залишаючи рівняння руху релятивістських електронів і граничні умови такими ж, як в моделі (2.1a), можна врахувати втрати енергії при поширенні хвилі в уповільнюючій системі ЛЗХ шляхом включення додаткового члена в ліву частину рівняння збудження (2.1б), а саме $d \cdot F$, де d – нормований параметр дисипації, який виражається через рівень втрат в децибелах в «холодній» системі D і нормовану довжину L : $d = 0.115D / L$.

В результаті маємо систему динамічних рівнянь для фази $\theta(\zeta, \tau, \theta_0)$ релятивістського електрону і безрозмірної комплексної амплітуди поля $F(\zeta, \tau) = \tilde{E} / (2\beta_0 U C^2)$ прийме вигляд:

$$\partial^2 \theta / \partial \zeta^2 = -L^2 \gamma_0^3 \left[\left(1 + \frac{1}{2\pi N} \partial \theta / \partial \zeta \right)^2 - \beta_0^2 \right]^{3/2} \operatorname{Re} [F \exp(i\theta)], \quad (2.4a)$$

$$\partial F / \partial \tau - \partial F / \partial \zeta + dF = -L \tilde{I}, \quad (2.4b)$$

$$\tilde{I} = -\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0. \quad (2.4b)$$

Граничні та початкові умови для системи (2.4) залишаємо незмінними.

Далі слід зауважити, що, з якісної точки зору, формальне врахування ефекту дисипації у вигляді втрат енергії при поширенні хвилі в уповільнюючій системі ЛЗХ при реалістичних значеннях параметра дисипації повинно зводитися до зрушення біфуркаційних значень параметра L у бік збільшення. Дійсно, згідно з проведеним аналізом [14], відомо, що при відсутності шуканих втрат енергії нестійкість стану рівноваги $F \equiv 0$ в нескінченно довгій системі «електронний потік – зворотна хвиля» носить абсолютний характер: локалізоване збурення в системі еволюціонує таким чином, що відбувається його поширення в просторі в обидві сторони з наростанням по амплітуді. Із збільшенням параметра дисипації настає момент, коли абсолютна нестійкість змінюється на конвективну: наростання збурення при поширенні має місце лише у бік руху пучка.

Також варто додати, що відповідальний за автомодуляцію механізм зворотного зв'язку в ЛЗХ, дія якого враховує поширення збурень з хвилею назустріч електронному пучку від області, де реалізується перегрупування, підлягає впливу дисипації насправді у більшій мірі, ніж механізм, що відповідає за самозбудження на основній робочій частоті.

2.2.2. Повна модель динаміки релятивістської лампи зворотної хвилі з урахуванням впливу просторового заряду, ефектів дисипації та віддзеркалень хвиль на кінцях системи

Далі розглянемо систему рівнянь динаміки РЛЗХ, яка враховує вплив просторового заряду. Варто одразу зазначити, що при виведенні майстерних рівнянь нестационарної нелінійної теорії, фактично в межах методу повільно змінних амплітуд, зазвичай використовується припущення, що при відповідному виборі незалежних змінних ($\tau \propto t - x/v_0, \zeta \propto x$) рівняння руху електронів записуються в такій самій формі, як і в стаціонарній теорії ЛЗХ. Те ж саме справедливо при врахуванні впливу поля просторового заряду [14, 249]. Далі, використовуючи традиційне позначення параметра просторового заряду, введене Пірсом, а саме:

$$4QC = (\omega_p / (\omega_0 C))^2, \quad (2.5)$$

де ω_p – плазмова частота,

ω_0 – частота синхронізму,

C – параметр взаємодії Пірсу,

можна записати систему рівнянь динаміки РЛЗХ з урахуванням впливу просторового заряду, залишаючи без зміни рівняння збудження і граничні умови.

В результаті у припущенні широкого пучка з урахуванням руху впливу просторового заряду маємо рівняння динаміки:

$$\partial^2 \theta / \partial \zeta^2 = -L^2 \gamma_0^3 \left[\left(1 + \frac{1}{2\pi N} \partial \theta / \partial \zeta \right)^2 - \beta_0^2 \right]^{3/2} \operatorname{Re} [F \exp(i\theta) + \frac{4QC}{ik} \sum_{k=1}^M I_k \exp(ik\theta)], \quad (2.6a)$$

$$\partial F / \partial \tau - \partial F / \partial \zeta + dF = -L\tilde{I}, \quad (2.6b)$$

$$I_k = -\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-ik\theta} d\theta_0. \quad (2.6b)$$

Зазначимо, що в (2.6) поле просторового заряду представлено рядом Фур'є по змінній θ , яка характеризує фазу електронів відносно високочастотного заповнення поля хвилі, і враховано кінцеве число членів ряду M . Якісні та напівкількісні аспекти ефекту впливу просторового заряду на динаміку нерелятивістських ЛЗХ обговорювались у ряді робіт (див. напр., [12-14]). Згідно з цим аналізом фізика ефекту така: поки робочий струм ЛЗХ відносно малий, поле просторового заряду не грає значної ролі. Але при збільшенні струму, завдяки виникненню перегрупування в пучку і внаслідок механізму зворотного зв'язку, з деякого моменту часу в системі може виникнути новий автомодуляційний режим.

Далі з ростом струму через збільшення просторового заряду, з фізичної точки зору, існуюче кулонівське розштовхування перешкоджає зближенню електронів і їх взаємному обгону і, відповідно, виникненню перегрупування, що якісно має привести до придушення автомодуляції у системі. Тобто, вплив шуканого ефекту можна розглядати, як досить цікавий засіб якісної зміни інтенсивності того чи іншого режиму, зокрема, автомодуляції або навіть режиму динамічного хаосу. В той же час слід пам'ятати, що лише у конкретних чисельних або експериментальних дослідженнях певної ЛЗХ може бути встановлена точна кількісна картина впливу ефекту. Зазначимо, що для РЛЗХ якісні кількісні дані щодо зазначеного ефекту на даний час відсутні.

Ще один суттєвий фактор, який може вплинути на динаміку реальних ЛЗХ, – це ефект наявності віддзеркалень хвиль на кінцях уповільнюючої системи РЛЗХ. Якісна фізика ефекту є достатньо очевидною (див., напр., [1,14]). Насправді, добре відомо, що на кінці системи, куди приходить випромінювана пучком енергія, лише якась її частка передається у вихідний тракт, а інша частина трансформується у відбиті хвилі, що переносять енергію в протилежну сторону (по напрямку руху електронів).

Оскільки такі хвилі по фазовій швидкості несинхронні з пучком, тому, ймовірно, слід очікувати їх розповсюдження без істотної взаємодії з електрон-

ним пучком. У той же час, дійшовши до протилежного кінця системи, шукані хвилі частково поглинуться, частково відіб'ються, причому частина енергії трансформується знову в робочу хвилю, тобто може мати місце додатковий механізм зворотного зв'язку.

Далі якщо робочу і відбиту хвилі відмітити знаками «плюс» і «мінус», тобто:

$$E_+ = \text{Re} \left[\tilde{E}_+(x, t) e^{i\omega_0 t - i\beta_0 x} \right],$$

$$E_- = \text{Re} \left[\tilde{E}_-(x, t) e^{i\omega_0 t + i\beta_0 x} \right]. \quad (2.7a)$$

то для відповідних комплексних амплітуд \tilde{E}_+ і \tilde{E}_- є вірними рівняння [14]:

$$v_{\text{гp}}^{-1} \frac{\partial \tilde{E}_+}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{E}_+}{\partial x} = -\frac{1}{2} \beta_0^2 K_0 \tilde{I}_1, \quad (2.8a)$$

$$v_{\text{гp}}^{-1} \frac{\partial \tilde{E}_-}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{E}_-}{\partial x} = 0 \quad (2.8b)$$

з граничними умовами на кінцях уповільнюючої системи

$$\tilde{E}_-(0, t) = R_0 \tilde{E}_+(0, t),$$

$$\tilde{E}_+(l, t) = R_l \tilde{E}_-(l, t), \quad (2.9)$$

де R_0 і R_l – комплексні коефіцієнти віддзеркалення на лівому і правому кінці уповільнюючої системи.

Оскільки, загальне рішення для амплітуди відбитої хвилі можна записати як $\tilde{E}_-(x, t) = f(x - v_{\text{гp}} t)$, де f – довільна функція, можна цю змінну виключити з розгляду, залишивши лише рівняння для робочої хвилі і граничну умову із запізненням:

$$v_{\text{гp}}^{-1} \frac{\partial \tilde{E}_+}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{E}_+}{\partial x} = -\frac{1}{2} \beta_0^2 K_0 \tilde{I}_1,$$

$$\tilde{E}_+(l, t) = \rho e^{i\varphi} \tilde{E}_+(0, t - l / v_{\text{гp}}). \quad (2.10)$$

де ρ і φ – модуль і фаза добутку комплексних коефіцієнтів віддзеркалення $R_0 R_l = \rho e^{i\varphi}$.

Враховуючи викладене, далі мастерну систему рівнянь для РЛЗХ з урахуванням віддзеркалень хвиль на кінцях уповільнюючої системи можна записати у такому вигляді:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} = -\operatorname{Re}[F \exp(i\theta)],$$

$$\partial F / \partial \tau - \partial F / \partial \zeta + dF = -\frac{L}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-ik\theta} d\theta_0, \quad (2.11a)$$

$$\theta|_{\zeta=0} = \theta_0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \zeta}|_{\zeta=0} = 0, \quad (2.11b)$$

$$F(L, t) = \rho e^{i\varphi} F(0, \tau - sL),$$

де $s = (1 - u) / (1 + u)$ – параметр групового розсинхронізму,
 $u = v_0 / v_{\text{гр}}$ – безрозмірна групова швидкість.

З фізичної точки зору, параметр s (або u) відповідає за відстань по частоті між сусідніми модами, які утворюють еквідистантний спектр. Очевидно, що частоти, при яких амплітуда стимульованих коливань є максимальною, є власними частотами відповідного резонатору. Враховуючи таку умову, еквідистантний спектр буде:

$$\varphi_n = (2\pi n + \phi) / (1 + s), \quad (2.11b)$$

відповідно розподіл мод визначається величиною $2\pi / (1 + s)$.

Очевидно, з точки зору впливу на динаміку процесів у ЛЗХ варто очікувати кількісний вплив наявності віддзеркалень хвиль на кінцях уповільнюючої системи РЛЗХ на параметри динаміки ЛЗХ. Але, як і в попередніх випадках, тільки у конкретних чисельних або експериментальних дослідженнях певної релятивістської ЛЗХ може бути встановлена точна кількісна картина впливу ефекту.

2.2.3. Нова модель динаміки ланцюжка релятивістських ламп звотної хвилі: базові рівняння

Як вже зазначалося вище, дуже перспективною представляється задача моделювання нелінійних процесів у динаміці ланцюжка РЛЗХ, оскільки добре відомо, що така система може бути привабливою з точки зору зниження порогу переходу до розвиненого динамічного хаосу.

Запишемо мастерну систему динамічних рівнянь для ланцюжка двох релятивістських ЛЗХ, як зазвичай, для фази релятивістського електрону і безрозмірної комплексної амплітуди поля $F(\zeta, \tau) = \tilde{E} / (2\beta_0 UC^2)$, стартуючи з системи рівнянь (2.4):

$$\partial^2 \theta_{1,2} / \partial \zeta^2 = -L_{1,2}^2 \gamma_0^3 \left[\left(1 + \frac{1}{2\pi N} \partial \theta_{1,2} / \partial \zeta \right)^2 - \beta_0^2 \right]^{3/2} \operatorname{Re}[F_{1,2} \exp(i\theta_{1,2})], \quad (2.12a)$$

$$\partial F_{1,2} / \partial \tau - \partial F_{1,2} / \partial \zeta + dF_{1,2} = -(L_{1,2} / \pi) \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta_{1,2}) d\theta_0. \quad (2.12b)$$

Тут $\theta_{1,2}$ – фази електрона щодо хвилі,

θ_0 – початкова фаза,

$F_{1,2}$ – безрозмірні амплітуд полів,

ξ и τ – безрозмірна координата і час відповідно s.

Нижні індекси означають номер елемента ланцюжка РЛЗХ.

Нарешті, відповідні граничні умови можуть бути попередньо записані наступним чином:

$$\theta_{1,2} \Big|_{\xi=0} = \theta_0 \in [0; 2\pi], \quad \frac{\partial \theta_{1,2}}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \quad (2.13)$$

$$F_1(\xi = 1) = 0,$$

$$F_2(\xi = 1) = RF_1(\xi = 0),$$

де R – як правило, дійсний параметр зв'язку систем.

2.2.4. Чисельний алгоритм розв'язання системи рівнянь динаміки РЛЗХ на основі скінченно-різницевих схем типу «предиктор-коректор»

Для проведення чисельних розрахунків з метою розв'язання систем диференціальних рівнянь типу (2.4) та інших, і подальшого чисельного моделювання динаміки нелінійних процесів в РЛЗХ застосований комплекс програм, який базується на використанні скінченно-різницевих схем типу «предиктор-коректор» та методу прогонки Томсону для розв'язання відповідної системи лінійних алгебраїчних рівнянь [200, 240]. При побудові РС коду були використані розробки, у тому числі [11,12, 31, 200], в яких фактично були сформовані найбільш ефективні чисельні скінченно-різницеві алгоритми розв'язання систем рівнянь для нерелятивістських ЛЗХ. Головні елементи нашого алгоритму мають наступний вигляд.

Рішення шукаються у точках сітки на площині змінних (τ, ζ) з кроком τ', ζ' . Зазвичай кожна група електронів замінюється скінченним K числом частинок (відоме наближення крупних частинок [11]) початкові фази (2.1в), яких є $\theta_0 = 2\pi q/K$ ($q = 0, 1, \dots, K-1$).

В означеннях РС коду [240] окреслені нові функції: $y = \exp(i\theta)$, $u = (1/L)\partial\theta/\partial\zeta$, в яких, напр., система (2.1) має вигляд:

$$\partial F / \partial \tau - \partial F / \partial \zeta = -\tilde{L} \tilde{I}, \quad (2.14)$$

$$dy / d\zeta = iLuy, \quad du / d\zeta = -L\text{Re}(Fy)$$

Стартовим є початковий розподіл поля у координатних вузлах сітки, на кожному кроці по часу проходиться весь простір взаємодії (індекс m), і далі для кожної (індекс k) частинки розв'язується рівняння руху по схемі «предиктор–коректор», тобто:

$$y_{m+1/2}^k = y_m^k + iLu_m^k y_m^k (d\zeta / 2) = iHLu_m^k y_m^k, \quad (2.15a)$$

$$u_{m+1/2}^k = u_m^k + LT_m^k (d\zeta / 2) = u_m^k + HT_m^k, \quad (2.15b)$$

де використані позначення:

$$H = L(d\zeta / 2), \quad T = -\text{Re}(Fy). \quad (2.16)$$

Далі проводиться обчислення:

$$T_{m+1/2}^k = -\text{Re}(F_{m+1/2} y_{m+1/2}^k), \quad (2.17)$$

$$F_{m+1/2} = (F_m + F_{m+1}) / 2.$$

Черговий крок – обчислення значень у наступному вузлі (коректор):

$$y_{m+1}^k = y_m^k + iLu_{m+1/2}^k y_{m+1/2}^k (d\zeta) = y_m^k + 2iHLu_{m+1/2}^k y_{m+1/2}^k, \quad (2.18a)$$

$$u_{m+1}^k = u_m^k + LT_{m+1/2}^k (d\zeta) = u_m^k + 2HT_{m+1/2}^k. \quad (2.18b)$$

Тепер обчислюються значення першої гармоніки струму у даному вузлі за формулою:

$$I_m = \frac{3}{K} \sum_{k=1}^K (y_k^m) \quad (2.19)$$

Наступний крок – після того, як будуть розраховані значення величини струму у всіх вузлах сітки по координаті, обчислюється величини поля, що робиться, напр., з початку колекторного кінця простору взаємодії з відомими граничними умовами для поля. Згідно з алгоритмом розв'язання рівняння збудження [11, 31] використовується схема другого порядку точності. Якщо крок прирівняти $d\tau = d\zeta / 2$, то стандартна ітераційна формула для визначення наступного по часу (індекс k) значення поля у кожному вузлі сітки по координаті має вигляд:

$$F_m^{n+1} = (3/8)F_{m+1}^n + (3/4)F_m^n - (1/8)F_{m-1}^n - H[(7/4)I_m^n - (1/2)I_m^{n-1} - (1/4)I_{m-1}^n]. \quad (2.20)$$

Розв'язання інших систем рівнянь типу (2.6), (2.8) базується на цьому ж обчислювальному алгоритмі, але у проміжних формулах з'являються деякі додаткові члени [240].

Точність описаного алгоритму є $O(\tau^2 + \zeta^2)$ та безумовно стійка при $\tau < \zeta$. У конкретних обчисленнях (використано РС код “Geomath” (див. [200,240])) емпірично були підібрані найбільш ефективні чисельні значення всіх параметрів скінченно-різницевої схеми, зокрема, $K=24$, стартові значення кроків по безрозмірним часу та координаті τ , ζ відповідно: 0.008, 0.01.

2.3. Висновки до розділу II

Сумуючи викладення, відзначимо, що, стартуючи з стандартної релятивістської моделі динаміки РЛЗХ (у межах традиційної нестационарної нелінійної теорії ЛЗХ), з метою подальшого поглибленого дослідження фізики виникнення динамічного хаосу в релятивістських електронних потоках та фізики взаємодій і динаміки систем типу «релятивістський електронний потік – електромагнітне поле», ми вперше в релятивістській динаміці нелінійних процесів приладів НВЧ електроніки сформулювали низку або удосконалених та розширених, або початково нових моделей опису хаотичної динаміки РЛЗХ, їх ланцюжків (а також релятивістських атомних систем у мікрохвильовому електромагнітному полі), які послідовно і коректно враховують низку фундаментальних фізичних факторів та ефектів, зокрема, дисипативний фактор, у т.ч., втрати енергії при поширенні хвиль в уповільнюючій системі, ефект поля просторового заряду, ефект віддзеркалення хвиль на кінцях системи, ефект ланцюжку тощо.

3. ХАОТИЧНА ДИНАМІКА НЕЛІНІЙНИХ ПРОЦЕСІВ У РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЛАМПАХ ЗВОРОТНОЇ ХВИЛІ: НОВІ ЕФЕКТИ І НОВІ ДАНІ

3.1. Вступні зауваження

У цьому підрозділі ми приведемо нові результати динамічного (квантово-динамічного) та хаос-кібернетичного моделювання, аналізу та (вперше) прогнозування еволюційної динаміки нелінійних процесів в релятивістських ЛЗХ: по-перше, РЛЗХ мегаватного рівня міцності з метою тестування релятивістської динамічної моделі та системи рівнянь для процесів в ній, і далі вперше повного кількісного опису хаотичної динаміки та сценаріїв виникнення релятивістського хаосу з обчисленням динамічних та топологічних інваріантів; по-друге, РЛЗХ на основі повної релятивістської динамічної моделі, що враховує, просторовий заряд, втрати енергії в уповільнюючій системі, віддзеркалення на кінцях та інше, і вперше, і далі повний кількісний опис хаотичної динаміки та сценаріїв виникнення релятивістського хаосу; по-третє, ланцюжку двох РЛЗХ з описом хаотичної динаміки та сценаріїв виникнення складного релятивістського хаосу. Нарешті, ми вперше представимо результати кількісного дослідження релятивістських атомних систем у мікрохвильовому електромагнітному полі з метою одержання нових даних щодо хаотичної динаміки та сценаріїв виникнення релятивістського квантового хаосу.

Як вказувалося, за теперішнього часу найбільш інтенсивні та досить повні дослідження систем, здатних демонструвати хаотичну поведінку, у сенсі приладів НВЧ електроніки виконані саме для нерелятивістських ЛЗХ, в той час як стосовно повного адекватного опису РЛЗХ, а також інших релятивістських приладів та систем ситуація є значно гіршою (часткові або зовсім відсутні будь-які теоретичні або експериментальні дані), оскільки аналіз дуже складної багато параметричної динаміки таких фактично розподілених систем, які описуються

нелінійними рівняннями в приватних похідних, є дуже складним і є можливим лише на основі використання повного, єдинообразного апарату.

На відміну від раніше проведених досліджень, де при вивченні властивостей хаосу в динаміці тієї чи іншої системи або приладу вживають лише один, або в кращому випадку два алгоритми (типа методу якісної теорії диференціальних рівнянь і алгоритму показників Ляпунова), повне адекватне дослідження феномену хаосу в складній системі має базуватися на єдиному універсальному підході, що повинен включати максимально широке коло методів та алгоритмів.

Ще один принципово новий підхід полягає в тому, що наш удосконалений апарат нелінійного аналізу дозволяє одержати кількісний прогноз еволюційної динаміки приладів СВЧ електроніки навіть поза залежності від знання розв'язків відповідних динамічних рівнянь. Застосування хаос-кібернетичного апарату робить можливим вперше кількісно адекватно відбудувати характерні риси виникнення та реалізації хаотичного режиму в релятивістських системах та приладах й, більш того, вперше у світі демонструє реальні можливості достатньо ефективного прогнозу часової еволюційної динаміки.

3.2. Моделювання, аналіз та прогноз хаотичної динаміки нелінійних процесів в релятивістських лампах зворотної хвилі мегаватного рівня міцності

3.2.1. Тестове моделювання динаміки нелінійних процесів в релятивістській лампі зворотної хвилі мегаватного рівня міцності: Експериментальні та тестові теоретичні дані

В роботі [116] було вперше проведено теоретичне та експериментальне дослідження автомодуляційних режимів генерації в РЛЗХ з електродинамічною системою у вигляді слабкофрерованого хвильовода, який запитується електронним пучком з енергією частинок 150 кеВ та струмом до 150А; в якості гене-

рації використана мода E_{01} із середньою частотою генерації 8,7ГГц. В якості джерела електронного пучка використаний імпульсний прискорювач «Сатурн» (Ін-т Прикладної фізики, Нижній Новгород). На рис. 3.1 наведені експериментальні дані (з роботи [116]) часової залежності міцності (квадрату амплітуди) вихідного сигналу (ліва колонка) та спектри випромінювання (права колонка) при струмах інжекції: (a) – 10А, (b) – 30А, (c) – 55А, а на рис. 3.2 наведені експериментальні дані по цим же параметрам, але при струмах інжекції: (d) – 70А, (e) – 90А, (f) – 120А.

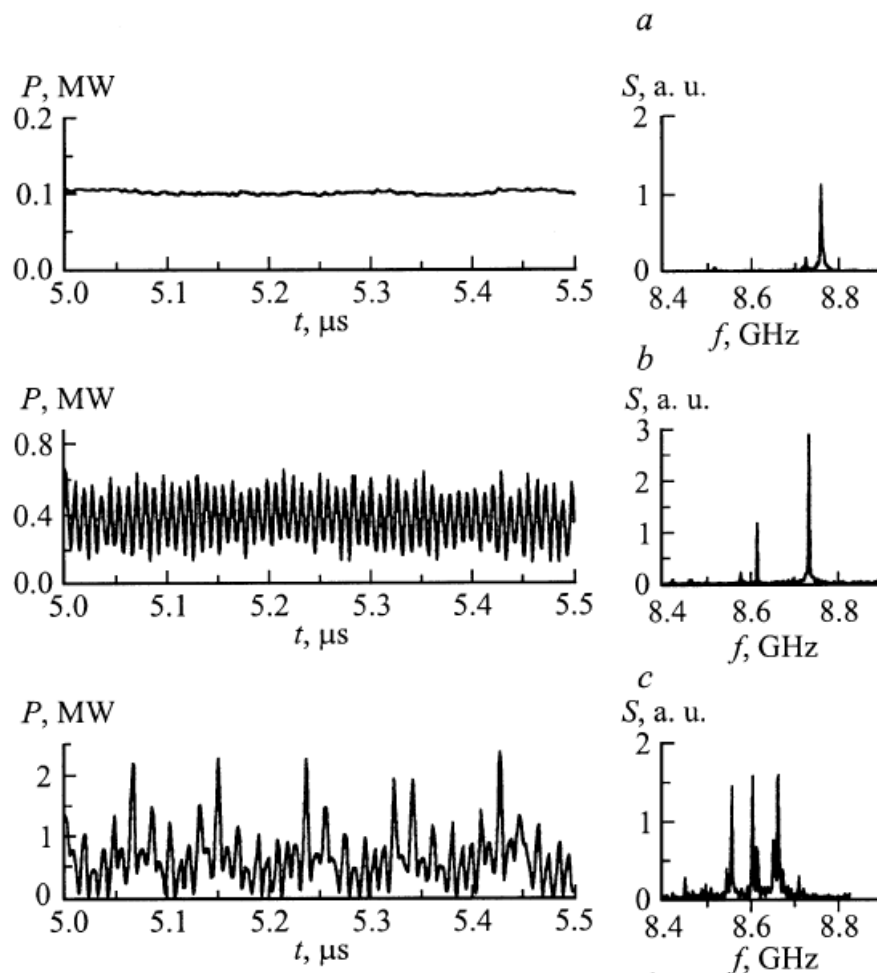


Рисунок 3.1 - Експериментальні дані по часовій залежності міцності (квадрату амплітуди) вихідного сигналу (ліва колонка) та спектри випромінювання (права колонка) при струмах інжекції: (a) – 10А, (b) – 30А, (c) – 55А (з роботи [116])

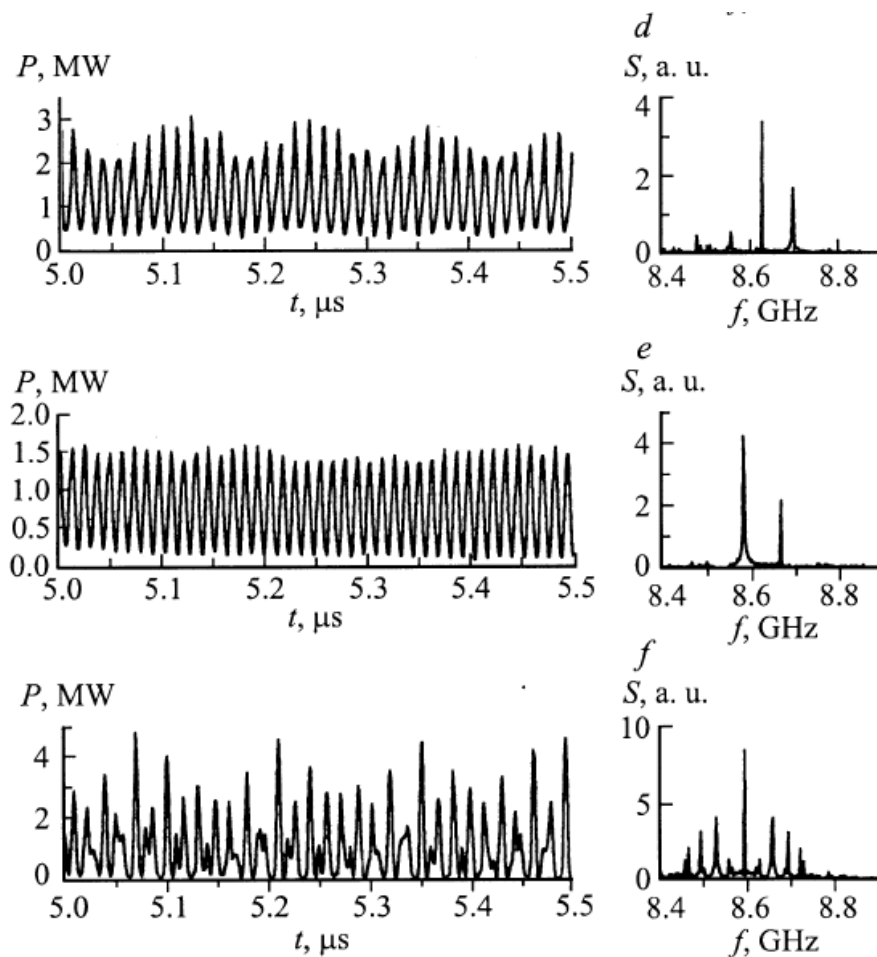


Рисунок 3.2 - Експериментальні дані по часовій залежності міцності (квадрату амплітуди) вихідного сигналу (ліва колонка) та спектри випромінювання (права колонка) при струмах інжекції: (d) – 70А, (e) – 90А, (f) – 120А (з роботи [116])

Важливі висновки експериментального дослідження зводяться до наступного механізму зміни режимів НВЧ генерації. При зростанні струму в межах від 7А до 60 А послідовно спостерігалися режими стаціонарної генерації, періодичної синусоїдальної (з періодом 8 нс) та хаотичної автомодуляції. Далі в області струмів 70-90А мало місце спрощення режиму генерації до квазігармонічної автомодуляції (з періодом 14 нс) за рахунок впливу високочастотного просторового заряду з подальшим ускладненням при зростанні струму вище 100А. Середня міцність в хаотичному режимі генерації досягала 2МВт при відносній ширині спектру 4% та повній тривалості НВЧ імпульсу 10мкс; енергія частинок на мові управляючого релятивістського параметру $\gamma_0=1,3$. Слід зазначити, що з

теоретичної точки зору виконаний експеримент з урахуванням γ_0 відповідає в певній мірі так званій слабо релятивістській межі. Внаслідок цього два теоретично очікуваних принципово різних автоколивальних режимів, що відрізняються як просторово-часовими розподілом поля так й частотою модуляції, в експерименті не спостерігалися. Це ж стосується й можливої при робочій напрузі 150кВ синхронної взаємодії з трьома низшими хвильоводними модами: H_{11} , E_{01} , H_{21} . Фактично мода E_{01} володіла більш високою резистивністю (опором) зв'язку і відповідно меншим стартовим струмом у порівнянні з іншими модами. В експерименті таким чином було зафіксовано збудження тільки однієї робочої моди з центральною частотою 8,7ГГц. З точки зору нелінійної динаміки експериментально [11b] в РЛЗХ спостерігався перехід від регулярної (стаціонарна генерація, періодична синусоїдальна автомодуляція; (a)-(b) на рис.3.1) до слабо хаотичної динаміки (хаотичної автомодуляції; (c) на рис.3.1) з подальшим відновленням квазіперіодичної динаміки ((d) на рис.3.2) й, нарешті, переходом до режиму розвиненого хаосу з високо розмірним атрактором ((f) на рис.3.2). На жаль у чудовій роботі [14b] не був представлений кількісний аналіз хаотичної динаміки. Нижче ми вперше зробимо такий повний кількісний аналіз та прогноз динаміки на основі хаос-кібернетичного підходу. Але з початку, з метою тестування викладеної нами в розділі 2 загальної повної релятивістської моделі динаміки РЛЗХ з можливим урахуванням впливу просторового заряду, втрат енергії в уповільнюючій системі, віддзеркалення на кінцях систем, інших факторів, а також відповідного скінченно-різницевого алгоритму розв'язання системи диференціальних рівнянь, ми виконали теоретичне обчислення відповідної динаміки з параметрами, близькими до експериментальних, та провели тестове порівняння з аналогічними даними Гінзбургу та співр. [11].

В якості вхідних параметрів бралися: енергія електронів – 150кеВ, стартовий струм складав 7А з імпедансом зв'язку $0,5\Omega$, довжина простору взаємодії – 0,623м, середній радіус хвильоводу – 1,38см, період гофрування – 1,73см, радіус електронного пучка – 0,67см. Динамічна модель (2.6) була реалізована у

двох варіантах з урахуванням ефекту впливу просторового заряду і без урахування, а також з урахуванням (на відміну від роботи [11]) ефекту втрат енергії в уповільнюючій системі (віддзеркалення на кінцях систем та декотрі інші фактори докладніше розглянуті далі). В якості біфуркаційного параметру L фактично виступав параметр $J = eI|Z|/(2\beta_0^2 mc^2)$, де Z – опір зв'язку, I – струм пучка, $\beta_0 = v_0/c$, v_0 – початкова швидкість електронів, параметр просторового заряду $Q = Ieg/(mc\omega^2 b)$, поперечне хвильове число $g = \omega/(c\beta_0\gamma_0)$, k -та гармоніка густини просторового заряду $q_k = (1/\pi) \int_0^{2\pi} e^{-k\theta} d\theta$, коефіцієнт редукції просторового заряду $f_k = 0.55$. Для коефіцієнту u у виразі для нормованого параметру дисипації було взято фіксоване значення $D = 8\text{Дб}$.

На рис. 3.3 наведені одержані нами відповідні теоретичні результати тестового моделювання нестационарних процесів в РЛЗХ при струмах інжекції: (a) – 10А, (c) – 55А, (e) – 90А, (f) – 120А .

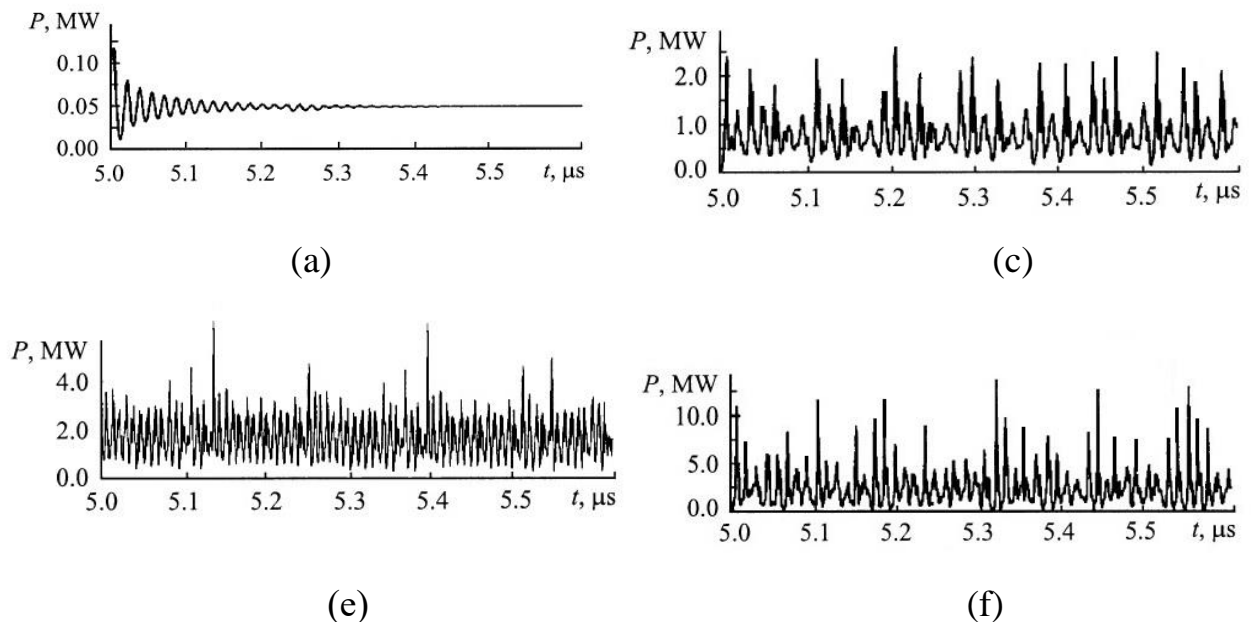


Рисунок 3.3 - Теоретичні результати тестового моделювання нестационарних процесів в РЛЗХ при струмах інжекції: (a) – 10А, (c) – 55А, (e) – 90А, (f) – 120А (наша робота; дані з урахуванням дисипації)

При струмі 7А встановлюється стаціонарний режим генерації, який із збільшенням величини струму змінюється на режим періодичної автомодуляції ($I=30\text{A}$; по нашим даним, з періодом $T_a=7,3\text{нс}$; експериментальне значення [146]: 8нс), і далі при $I=55\text{A}$ – режим хаотичної автомодуляції (рис.3.3 (с)). При збільшенні величин струму до 75A має місце встановлення режиму знову квазі-періодичної автомодуляції (період $13,8\text{нс}$) і, нарешті, при величині струму більш ніж 100A виникає суттєво хаотичний режим. Відзначимо, що чергування режимів автомодуляції звичайно пояснюється ефектом впливу просторового заряду. Для порівняння теоретичних результатів на рис. 3.4 наведені аналогічні теоретичні результати Гінзбурга та співр. [11b], в яких ефект дисипації не враховувався взагалі.

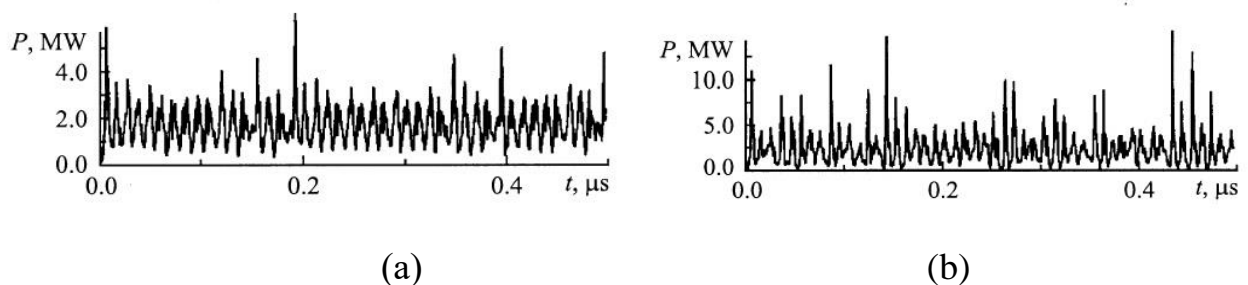


Рисунок 3.4 - Результати аналогічної теорії Гінзбурга та співр. [11b] нестаціонарних процесів в РЛЗХ при струмах інжекції: (a) – 90А, (b) – 120А

Докладний аналіз і порівняння обох результатів показує, по-перше, досить гарний збіг (деякі незначні відмінності звичайно пояснюються різними обчислювальними алгоритмами, за винятком даних з урахуванням ефекту втрати енергії), по-друге, також спостерігається дуже хороша узгодженість з експериментальними даними.

Перейдемо далі до викладення результатів хаос-кібернетичного аналізу та прогнозування динаміки нелінійних процесів у РЛЗХ (що фактично є відсутнім у більшості робіт по ЛЗХ, зокрема [11]) і аналізу механізму виникнення хаотичної динаміки в залежності від основних управляючих параметрів, зокрема, залежного від величини струму I біфуркаційного параметру J та релятивістського

фактору γ_0 , а також з'ясування кількісних змін характеристик режиму хаосу (розвиненого хаосу) при збільшенні релятивізму системи.

3.2.2. Хаос-кібернетичний підхід до моделювання хаотичної динаміки нелінійних процесів в релятивістських лампах зворотної хвилі мегаватного рівня міцності: Нові дані аналізу та прогнозу

На рис. 3.5 наведені оригінальні та прогнозовані (переривчаста лінія) дані часової залежності міцності у режимах хаосу (a) та розвиненого хаосу (b). В табл. 3.1 з метою оцінки надійності (успішності) та ефективності реалізованої моделі прогнозу для системи як в стані хаосу, так й в стані розвиненого хаосу, наведені відповідні дані щодо коефіцієнту кореляції (r) між фактичними і прогностичними рядами, віднесеного до числа сусідів (NN). При цьому середньоквадратична помилка прогнозу склала ($\sigma=1.9$) для часового ряду (режим хаосу).

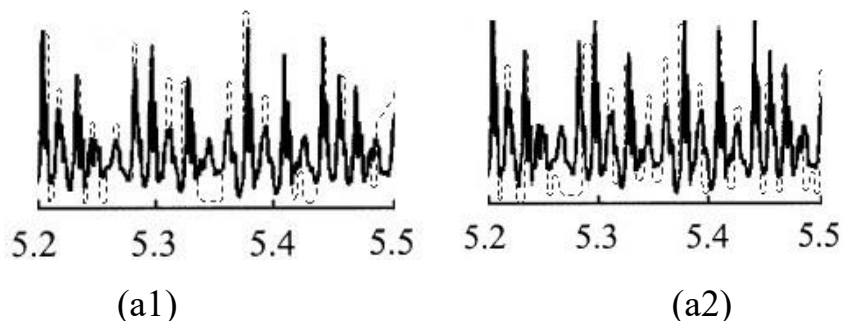


Рисунок 3.5 (a) - Оригінальні (безперервна лінія) та прогнозовані (переривчаста лінія) дані часової залежності міцності у режимі хаосу (I): (a1) – без ефекту втрат енергії в уповільнюючій системі; (a2) – з урахуванням ефекту втрат енергії

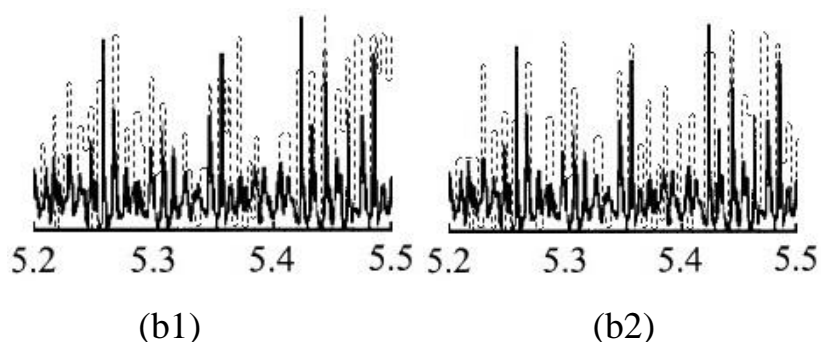


Рисунок 3.5(б) - Оригінальні (безперервна лінія) та прогнозовані (переривчаста лінія) дані часової залежності міцності у режимі розвиненого хаосу (II): (b1) – без ефекту втрат енергії в уповільнюючій системі; (b2) – з урахуванням ефекту втрат енергії

Крім того, зазвичай для оцінки помилки прогнозу слід враховувати рівень шуму в дослідженій часовій серії. Використання методології Hu et al [5] показує, що відповідна оцінка signal to noise (SNR) складає біля 1.8%

Таблиця 3.1

Коефіцієнт кореляції (r) між фактичними і прогностичними рядами, віднесений до числа сусідів (NN) для перед прогнозних точок числового ряду

NN	90	220	250
$r(\text{хаос})$	0,96	0.97	0.97
$r(\text{розвинений хаос})$	0,63	0.71	0.74

Слід особливо підкреслити, що нами вперше у всесвітніх дослідженнях хаотичної динаміки процесів у приладах НВЧ електроніки розроблена та реалізована модель прогнозування еволюції хаотичної системи, зокрема, на прикладі симуляції залежності міцності у РЛЗХ (фактично, релятивістської багатопараметричної розподіленої системи із зворотним зв'язком із запізненням) у режимі хаосу та розвиненого хаосу, при чому, як показують результати, у режимі хаосу, тобто випадку достатньо низькорозмірної хаотичної динаміки, модель прогнозу можна вважати дуже успішною.

Для випадку розвиненого хаосу, тобто високорозмірного атрактору, результати прогнозування виявилися значно гіршими, що в принципі є насправді природнім.

Тим не менш той факт, що прогнозування дає фізично реалістичні результати, може служити доброю основою для побудови, можливо, більш досконалої

та й відповідно більш складної моделі прогнозу, чим нова модель з використанням вперше вейвлет-розкладань, яка реалізована нами.

Важливо відзначити, що описаний вище механізм зміни різноманітних режимів динаміки РЛЗХ при змінній залежного від величини струму I біфуркаційного параметру J відповідав певному значенню релятивістського фактору, а саме $\gamma_0=1,3$. При цьому вказувалося на чергування режимів авто модуляції, що звичайно пояснюється ефектом впливу просторового заряду. Дійсно, неважко зрозуміти, що із зростанням струму через збільшення просторового заряду кулонівське розштовхування перешкоджає зближенню електронів та їх взаємному обгону, а значить, і виникненню перегрупування. Тим самим автомодуляція виявляється пригніченою.

При подальшому збільшенні струму i , відповідно, зростанні міри нелінійності процесів в пучку і відносній швидкості взаємного руху електронів, автомодуляція (справді у квазігармонічному варіанті) знову виникає. Проведений аналіз фактично кількісно показує, що перехід до хаосу в динаміці РЛЗХ із змінням біфуркаційного параметру відбувається за сценарієм скрізь послідовність біфуркацій подвоєння періоду (по суті за законом Фейгенбаума), що насправді якісно збігається із випадком динаміки нерелятивістських ЛЗХ [13,14], після чого виникає високорозмірний хаотичний атрактор, який далі еволюціонує за значно ускладненим сценарієм (високорозмірна хаотична динаміка).

На рис. 3.6 представлено окремий фрагмент одно-параметричної біфуркаційної діаграми, на якій наведені значення максимумів міцності в залежності від біфуркаційного параметру J (тобто фактично сили струму) при значенні релятивістського параметру. На діаграмі дуже добре можна спостерігати і, як показує докладний аналіз, чітку послідовність подвоєнь.

Слід відзначити, що на відміну від більшості робіт по РЛЗХ в нашій роботі був врахований ефект дисипації з фізично реалістичними параметрами.

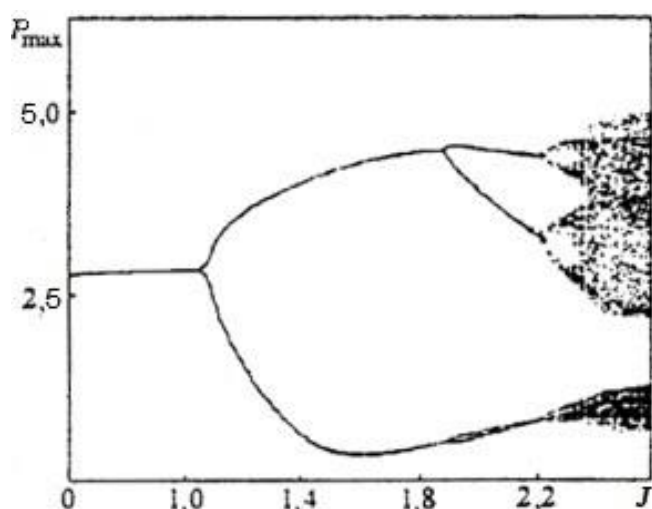


Рисунок 3.6 - Фрагмент біфуркаційної діаграми, на якій наведені значення максимумів міцності в залежності від біфуркаційного параметру J (наші дані)

Чисельне рішення показало, що при реалістичних значеннях параметра дисипації вплив ефекту зводиться до зрушення значення біфуркаційного параметру J у бік збільшення (див. рис. 3.7; наші оцінки).

В той же час дуже цікаві нетривіальні особливості динаміки можна виявити при великих значеннях параметра дисипації. Штрихова лінія в правому нижньому кутку на рис. 3.7 вказує на межу області абсолютної нестійкості, нижче якої абсолютна нестійкість переходить у конвективну.

Мова йде про заміну абсолютної нестійкості так званою конвективною. При цьому при достатньо великих значеннях параметра дисипації може наступити момент, коли наростання збурення при поширенні має місце лише у бік руху пучка. Перехід, пов'язаний із зміною характеру нестійкості, який фактично поєднує властивості жорстких і м'яких біфуркацій, є специфічним для розподілених систем і раніше обговорювався в контексті хімічних систем типу реакція – дифузія [14]. Хоча у реальних технічних обставинах та власне для реальних застосувань описані вище режими та можливі реалізації навряд чи доцільні, з принципової точки зору вони представляють безперечний інтерес, відтіняючи специфіку ЛЗХ як розподіленої системи.

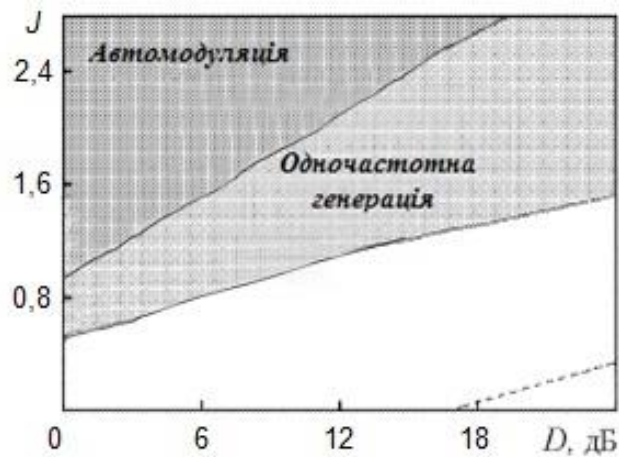


Рисунок 3.7 - Фрагмент однопараметричної біфуркаційної діаграми, на якій вказані області автомодуляції і одночастотної генерації на карті динамічних режимів на площині $D - J$ (наші дані)

Більш важливим є аналіз змінення нелінійної динаміки розглянутої РЛЗХ в площині «релятивістський фактор – біфуркаційний параметр». Саме в цьому аспекті фактично трьох параметрична нелінійна динаміка РЛЗХ принципово відрізняється від динаміки процесів в нерелятивістських ЛЗХ.

На рис. 3.8 наведена розрахована нами діаграма, що кількісно показує межі автомодуляції (лінія I) на площині параметрів: біфуркаційний параметр J (L) – релятивістський фактор γ_0 .

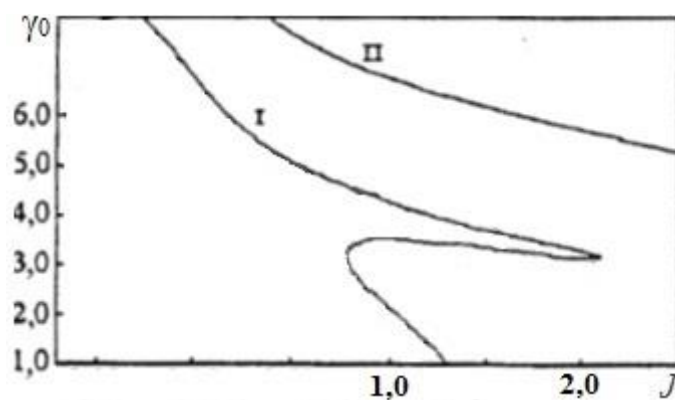


Рисунок 3.8 - Межі автомодуляції (лінія I) на площині параметрів: біфуркаційний параметр J (L) – релятивістський фактор γ_0 ; Лінія II обмежує область, де має місце поворот частинок і теоретична модель не працює.

Відзначимо, що лінія II обмежує область, де має місце поворот частинок, тобто використана теоретична модель працює. Характерною рисою діаграми є присутність так званого ефекту «кльову», який в залежності від релятивістського фактору заходить далеко вглиб області автомодуляції. Цей ефект якісно був передбачений в [12].

В нашій роботі ми вперше теоретично передбачаємо його для РЛЗХ мегаватного рівня, яка експериментально досліджена в роботі [116]. Слід відзначити, що в цій роботі експеримент був реалізований при $\gamma_0=1,3$. При значеннях фактору γ_0 вище ~ 3 повна картина динаміки РЛЗХ значно ускладнюється. Згідно наших обчислень, фактично при більшому ступені релятивізму мають місце декілька різних динамічних режимів, які призводять до нестійкості одночастотної генерації і суттєво відрізняються як розподілом амплітуди поля і поведінкою відповідної гармоніки згрупованого струму поблизу порогу автомодуляції, так й частотою модуляції. Їх конкуренція фактично призводить до появи «кльову» на біфуркаційній діаграмі. В суттєво релятивістській межі (див. рис. 3.9) частота автомодуляції для нашої РЛЗХ впаде приблизно вдвічі. Фактично все сказане вище є характеристикою значно більш складної у порівнянні з динамікою нерелятивістських ЛЗХ динаміки РЛЗХ, для якої хаотичний режим, як ми вважаємо, необхідно називати феноменом релятивістського хаосу.

Відповідно, у порівнянні із нерелятивістським, релятивістський хаос виявляється значно складнішим явищем з точки зору нелінійної динаміки та теорії хаосу, оскільки він реалізується в релятивістській системі, яка управляється декількома управляючими параметрами, що є в принципі характерним для багато параметричних моделей розподілених електронно-хвильових автоколивальних систем.

В будь-якому випадку викликають дуже значний теоретичний та практичний інтерес експериментальні дослідження розглянутої РЛЗХ з більшим ступенем релятивізму.

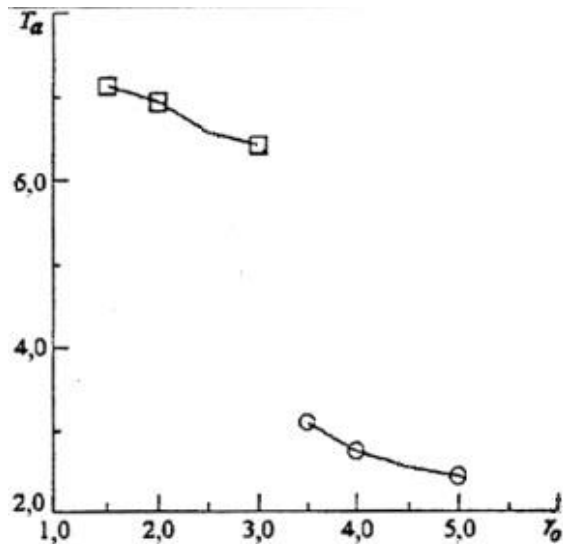


Рисунок 3.9 - Значення періоду автомодуляції для РЛЗХ при різних значеннях релятивістського фактору в точках, де стаціонарний режим втрачає стійкість (наші дані)

3.3. Моделювання, аналіз та прогноз хаотичної динаміки нелінійних процесів в релятивістській лампі зворотної хвилі з урахуванням ефектів просторового заряду, дисипації, відзеркалень хвиль

Дуже важливим з теоретичної та практичної точок зору є дослідження РЛЗХ з урахуванням не тільки релятивістських ефектів, ефектів дисипації та наявності просторового заряду, але й ефекту віддзеркалень хвиль на кінцях уповільнюючої системи ЛЗХ.

В цьому підрозділі ми вперше у фізиці РЛЗХ викладемо результати повного чисельного моделювання з урахуванням всіх перелічених ефектів. В якості майстерної системи взята система диференціальних рівнянь з відповідними граничними умовами: (2.6) – (2.10). Слід відзначити, що у такій постановці задача виявляється дуже складною навіть з чисельної точки зору, тому нижче ми конкретизуємо всі вхідні параметри, базуючись, по-перше, на відповідності параметрам реальних приладів (див. [25, 26]), по-друге, закріплюючи деякі параметри з самого початку, пам'ятаючи основну мету – дослідити нелінійну динаміку конкретної РЛЗХ з урахуванням більшості ключових фізичних ефектів у

хаотичному режимі із з'ясуванням та побудовою відповідних біфуркаційних діаграм у площині «релятивістський фактор – біфуркаційний параметр», пропорційний струму електронного пучка $L = 2\pi CN / \gamma_0$.

Тому, в якості вхідних параметрів бралися такі початкові значення: релятивістський фактор $\gamma_0=1.5$ (далі ми збільшимо γ_0 в 2 та в 4 рази), електрична довжина простору взаємодії $N = k_0 l / (2\pi) = 10$, швидкість електронів $v_0=0.75c$, $v_{гр}=0.25c$, параметр дисипації $D=5$ Дб, стартові параметри віддзеркалення (див. підр. 2.2.2.): $s=0.5$, $\rho=0.7$, $0 < \phi < 2\pi$. Вибір ϕ пов'язаний з тим, що залежність від нього є періодичною. Вплив віддзеркалень веде до того, що біфуркаційний параметр L починає залежати від фази ϕ параметру віддзеркалення. Очевидні оптимальні значення параметру ϕ (формула 2.11в) є такі, для яких ϕ_0 близькі до резонансних частот, напр., $\phi_0 \sim \pi$. Очевидно, що самозбудження системи буде важким у випадку знаходження ϕ_0 в центрі інтервалу між двома власними частотами. Неважко оцінити найбільш оптимальні та неоптимальні значення фаз для самозбудження, відповідно, $\phi \sim 0.48\pi$ та $\phi \sim 1.48\pi$.

У разі досить великих значень параметру ρ (а саме цей випадок слід вважати найбільш цікавим і складним, оскільки для слабких віддзеркалень динаміка аналогічна розглянутій вище, і механізм автомодуляції пов'язаний із амплітудною нелінійністю розподіленої системи), відповідна межа автомодуляції буде очевидно мати складну форму.

В області $0 < \phi < \pi$ збуджуватимуся моди з відповідно індексами $n = -1, -2, -3$. Внаслідок сильної взаємодії друга мода подавляється, що веде в результаті до двочастотної генерації у стаціонарному режимі.

В області $\pi < \phi < 2\pi$ само модуляція має місце для значень L , менших чим у попередньому випадку. В той же час наявність дисипації буде збільшувати відповідні значення L .

На рис. 3.10а наведені одержані нами чисельні дані для нормованої амплітуди поля $F(\zeta, \tau) = \tilde{E} / (2\beta_0 UC^2)$ при вказаних вище вхідних параметрах. відповідні теоретичні результати тестового моделювання нестационарних процесів

в РЛЗХ при значеннях біфуркаційного параметру L : (a) – 2.7, (b) – 3.1, (c) – 3.5, (d) – 3.9.

Слід відзначити, що на відміну від динаміки РЛЗХ, розглянутої у попередньому підрозділі, у реалізованій моделі суттєвий вплив мають всі враховані ефекти. По-перше, урахування ефекту просторового заряду веде до певного пригнічення автомодуляції, урахування дисипації призводить до збільшення біфуркаційного параметру L , при якому автомодуляція реалізується.

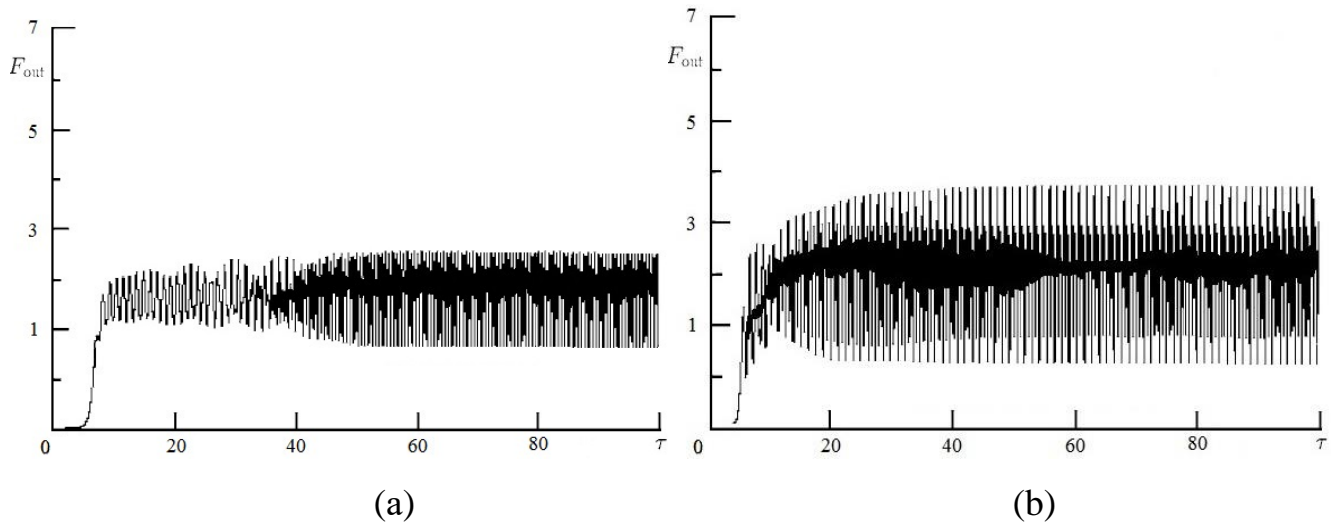


Рисунок 3.10а - Чисельні дані по часовій залежності нормованої амплітуди поля $F(\zeta, \tau) = \tilde{E} / (2\beta_0 UC^2)$ (наші дані з урахуванням дисипації, впливу просторового заряду, ефекту віддзеркалень хвиль) при значеннях біфуркаційного параметру L : (a) – 2.7, (b) – 3.1 (інші параметри: $\gamma_0=1.5$, $N=10$, $s=0.5$, $\rho=0.7$, $\phi=1.3\pi$).

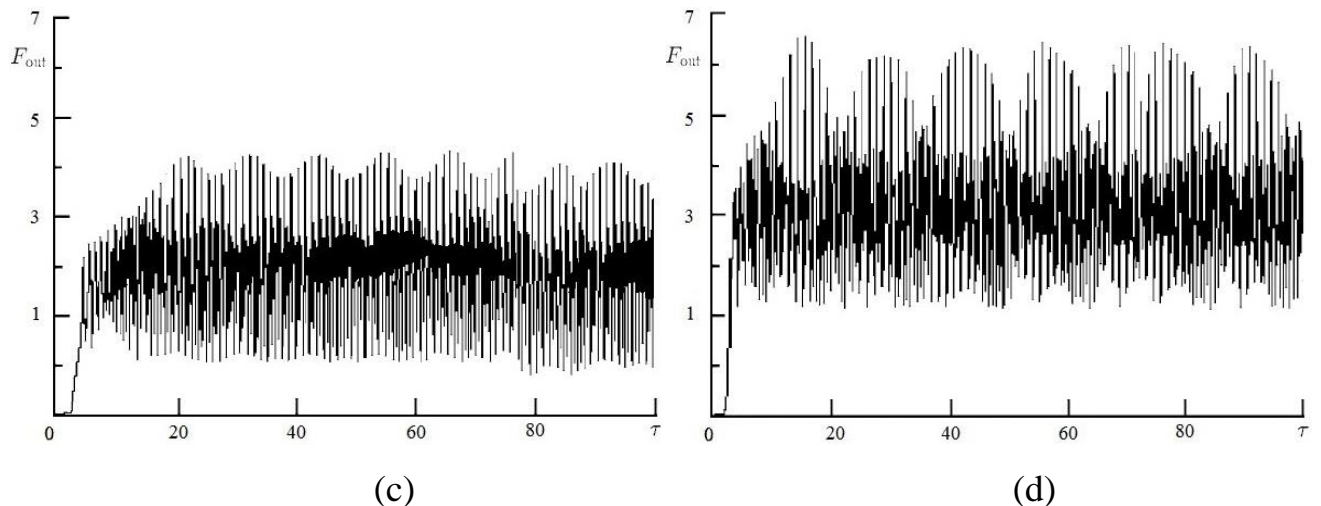


Рисунок 3.10а (продовження) - Чисельні дані по часовій залежності нормованої амплітуди поля $F(\zeta, \tau) = \tilde{E} / (2\beta_0 UC^2)$ (наші дані з урахуванням дисипації, впливу просторового заряду, ефекту віддзеркалень хвиль) при значеннях біфуркаційного параметру L : (с) – 3.5, (d) – 3.9 (інші параметри: $\gamma_0=1.5$, $N=10$, $s=0.5$, $\rho=0.7$, $\phi=1.3\pi$).

Ефект сильного віддзеркалення призводить до складної картини у вихідному спектрі системи. З початку має місце одночастотна генерація, що відповідає першій моді, але з ростом L ця мода пригнічується другою модою ($n=-2$). При $L=2.7$ (див. рис.3.13 (а)) найбільші амплітуди мають моди з $n=-2$, -3 . При подальшому зростанні біфуркаційного параметру L вище 3 має місце збудження як парних так й непарних мод ($n=0, -1, -2, -3, -4$); фактично реалізується автомодуляційний режим (періодична автомодуляція; див. також далі рис.3.13 (b)), при цьому два максимуми амплітуди поля, що розповсюджуються від колекторного кінця до кінця-пушки, формуються періодично на довжині системи, що є причиною подвоєння періоду автомодуляції.

На рис. 3.10б наведений обчислений нами спектр вихідного сигналу для значення параметру $L=3.9$ (інші параметри системи є такі: $\gamma_0=1.5$, $N=10$, $s=0.5$, $\rho=0.7$, $\phi=1.3\pi$).

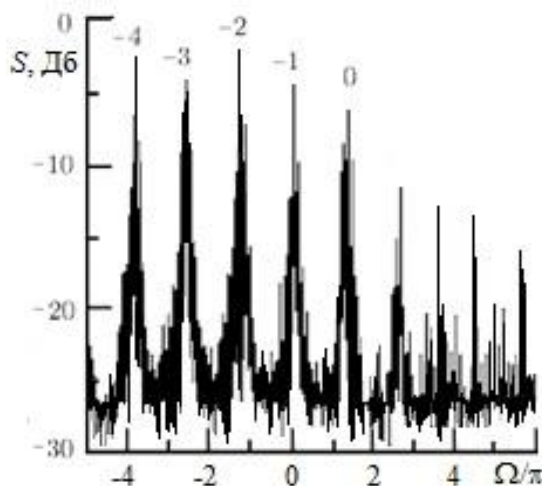


Рисунок 3.10б - Спектр вихідного сигналу для значення параметру $L=3.9$,
 $\gamma_0=1.5$, $N=10$, $s=0.5$, $\rho=0.7$, $\phi=1.3\pi$ (наші дані).

В певному сенсі така ситуація навіть з урахуванням ефектів дисипації, впливу просторового заряду, віддзеркалень якісно нагадує ситуацію, докладно з'ясовану у попередньому підрозділі, а також динаміку системи при реалізації спрощених або ідеалізованих моделей динаміки нерелятивістських ЛЗХ та РЛЗХ (див., напр., [11-14, 25, 26]), авжеж із відповідними відмінами (до речі, досить суттєвими) у кількісних результатах.

При подальшому збільшенні L знову має місце встановлення режиму квазіперіодичної автомодуляції (рис. 2.13 (с), (б); період 13,8 нс) і, нарешті, виникає суттєво хаотичний режим (рис. 2.13 (д)). Важливо, що одержані нами результати дуже добре співвідносяться з результатами роботи [25], де досліджувалась динаміка РЛЗХ з урахуванням ефекту віддзеркалень, але без урахування ефекту дисипації та впливу поля просторового заряду і т.і.

3.3.2. Хаос-кібернетичний підхід до аналізу хаотичної динаміки нелінійних процесів в релятивістській лампі зворотної хвилі з урахуванням ефектів просторового заряду, дисипації, віддзеркалень хвиль

Якісне узгодження з деякими аналогічними результатами для нерелятивістських ЛЗХ зрозуміло можна пояснити досить малим значенням релятивістського параметру (фактично розглянута слабо релятивістська межа).

Приведені нами чисельні данні рішення повної моделі динаміки РЛЗХ добре узгоджуються з поясненнями, даними у попередньому підрозділі. Дійсно, аналіз фактично кількісно показує, що перехід до хаосу у динаміці РЛЗХ із

зміненням біфуркаційного параметру відбувається за сценарієм скрізь послідовність біфуркацій подвоєння періоду (по суті за законом Фейгенбаума).

В той же час слід особливо мати на увазі, що наведені результати відповідають значенню релятивістського фактора 1.5.

У випадку збільшення релятивізму, як показує наш аналіз, динаміка системи буде достатньо суттєво ускладнюватися. У цьому сенсі особливо корисним стає докладний хаос-кібернетичний аналіз хаотичної динаміки РЛЗХ на основі одержаних нами чисельних даних розв'язання повної моделі системи. Слід особливо відзначити, що такий аналіз фактично відсутній у більшості робіт по дослідженню динаміки РЛЗХ на основі спрощених моделей або представлений лише частково, як правило, якісно, й повністю відсутній у випадку дослідження динаміки РЛЗХ на основі повної релятивістської моделі, представленої та реалізованої нами.

Складність системи особливо збільшується при одночасному рості основних управляючих параметрів, зокрема, біфуркаційного параметру L , релятивістського фактору γ_0 .

ВИСНОВКИ

Основні результати роботи полягають у наступному:

1. Стартуючи з стандартної релятивістської моделі динаміки РЛЗХ (у межах традиційної нестационарної нелінійної теорії ЛЗХ), з метою подальшого поглибленого дослідження фізики виникнення динамічного хаосу в релятивістських електронних потоках та фізики взаємодій і динаміки систем типу «релятивістський електронний потік – електромагнітне поле», ми вперше в релятивістській динаміці нелінійних процесів приладів НВЧ електроніки сформулювали низку або удосконалених та розширених, або початково нових моделей опису хаотичної динаміки РЛЗХ, їх ланцюжків (а також релятивістських атомних систему у мікрохвильовому електромагнітному полі), які послідовно і коректно враховують низку фундаментальних фізичних факторів та ефектів, зокрема, дисипативний фактор, у т.ч., втрати енергії при поширенні хвиль в уповільнюючій системі, ефект поля просторового заряду, ефект віддзеркалення хвиль на кінцях системи, ефект ланцюжку тощо. Розвинені в роботі нові моделі, методи моделювання, аналізу та прогнозування хаотичної динаміки нелінійних процесів в релятивістських ЛЗХ, ланцюжках РЛЗХ, закладають основи принципово нового апарату моделювання та прогнозу у сучасній фізиці релятивістських приладів та систем НВЧ електроніки, у т.ч., дають вперше найбільш повний кількісний опис в теорії динамічних систем та приладів явищ релятивістського хаосу (релятивістського квантового хаосу).
2. Розроблений універсальний, комплексний апарат (з хаос-геометричним блоком аналізу, вперше блоком прогнозування на основі вейвлет-розкладань тощо), який єдинообразно і одночасно включає низку нових (для ланцюжку РЛЗХ вперше сформульованих), або удосконалених та узагальнених відомих релятивістських динамічних моделей ЛЗХ і низку

нових або суттєво удосконалених методів аналізу (зокрема, кореляційно-інтегрального аналізу, фрактального та вейвлет-аналізу, алгоритми середньої взаємної інформації, хибних найближчих сусідів, метод показників Ляпунова, ентропії Колмогорова, спектрів потужності, метод передбачених траєкторій з використанням вейвлет-розкладань тощо для розв'язання задач кількісного моделювання, аналізу та прогнозу характеристик хаотичних динаміки нелінійних процесів в приладах релятивістської НВЧ електроніки, РЛЗХ, ланцюжках РЛЗХ, а також релятивістських атомних систем в НВЧ полі тощо.

3. Виконане повне теоретичне моделювання хаотичної динаміки РЛЗХ мегаватного рівня міцності (з енергією частинок 150 кеВ та струмом до 150А) для різних управляючих параметрів: електричної довжини простору взаємодії, залежного від сили струму біфуркаційного параметру J , релятивістського фактору $\gamma_0=1.5-6.0$) з урахуванням ефектів релятивізму, впливу просторового заряду і вперше дисипації, чисельно обчислені часові залежності амплітуди та міцності поля, які знаходяться у добрій згоді з теоретичними оцінками та даними експерименту Гінзбурга та інш. (ІПФ, Нижній Новгород) з використанням імпульсного прискорювача «Сатурн»; на основі хаос-кібернетичного апарату вперше обчислені динамічні та топологічні інваріанти динаміки РЛЗХ мегаватного рівня міцності як в хаотично-автомодуляційному, так й безпосередньо хаотичному режимах, величини кореляційної розмірності (3,1; 6.4), вкладення, Каплан-Йорка, показників Ляпунова (+, +), ентропії Колмогорова K_{entr} (0.74); вперше у повній моделі РЛЗХ побудовані докладні біфуркаційні діаграми, в т.ч. з визначенням областей хаотичної динаміки, автомодуляції, стацгенерации в площині: « $F_{max}-J$ », « J - релятивістський фактор γ_0 », «параметр втрат енергії – J »; показано, що для помірно малих $\gamma_0 \sim 1.3$ перехід до хаосу у динаміці РЛЗХ відбувається за сценарі-

єм скрізь послідовність біфуркацій подвоєння періоду, але з ростом релятивізму динаміка суттєво ускладнюється із чередуванням квазігармонічних та хаотичних режимів (у т.ч. з виявленням ефекту «клюву» на біфуркаційній діаграмі, різким падінням періоду автомодуляції при $\gamma_0 \sim 4$) і виникненням високорозмірного хаотичного атрактора, який еволюціонує за значно ускладненим сценарієм.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Vainshtein L., Solntsev V. Lectures on microwave electronics. Moscow: Soviet radio, 1973. P.400.; Trubetskov D.I., Khramov A.E. Lectures on microwave electronics for physicists. Moscow: Fizmatlit, 2003, 2003.
2. Uenford J., Swegle J. A., Schamiloglu E. High Power Microwaves. N.-Y.: CRC Press- Taylor and Francis, 2007. P.482.; Benford J., High-Power Microwaves. Boston-London: Artech House, 1992. P. 432.; The resistive sensor: A device for high power microwave measurement / Dagys M. et al. *IEEE Antennas and Propagation*. 2001. Vol.43,№5. P.64-78.
3. Weinberger S. Microwave weapons: Wasted energy. *Nature*. 2012. Vol.489,N7415. P.351-356.; An explosively driven high-power microwave pulsed power system/Elsayed M. et al. *Rev.Sci.Inst.* 2012. Vol.83. P.024705 (15p.);
4. Gurevich A.V. Nonlinear effects in the ionosphere. *UFN*, 2007. T.177, No. 11. P.1145-1177.; Modification of the Earth's ionosphere by powerful short-wave radio emission / Frolov V.V. et al. *UFN*. 2007. T.177, No. 3. P.330-340.
5. Backward wave lamps of the millimeter and submillimeter ranges / Gershenson E. M., Golant M. B., Negirev A. A., Savelyev V. S. / eds. Devyatkova N.D. Moscow: Radio and Communications, 1985. P. 136.
6. Glushkov A.V. Problems of environmental safety: Optimal laser methods for detecting and separating isotopes (physics of processes). Odessa: Ecology, 2013. P. 320.; Glushkov A.V. New methods of mathematical modeling in problems of constructive geography, hydrometeorology and ecology. Odessa: TEC, 2013. P.405.
7. Glushkov A.V. Relativistic Quantum Theory. Quantum mechanics of Atomic Systems. Odessa: Astroprint, 2008. 700 P.
8. Batura M.P., Kuraev A.A., Sinitsyn A.K. Modeling and optimization of high-power electronic microwave devices. Minsk: BSUIR, 2006. P. 220.; Ilyinsky A.S., Slepyan G.Ya. Oscillations and waves in electrodynamic systems with losses. Moscow: MSU, 1983. P. 278.

9. High-power traveling-wave tube amplifier / Shiffler D. et al. *Appl.Phys.Lett.* 1989. V.53.N7. P.674-676; Side-band development in a high-power traveling-wave tube microwave amplifier/Shiffler D., et al. *Appl.Phys.Lett.* 1991. Vol.58, N9. P.899-901.
10. Morey I.J., Birdsall C.K. Traveling-wave-tube simulation. The IBC code. *IEEE Trans, on Plasma Sci.* 1990. V. PS 18. N o 3. P. 482-489.; Petelin M.I. Mode Selection in High Power Microwave Sources. *IEEE Trans. Electron Devices.* 2001. V.48. N1. P.129-133.; Nusinovich G.S. Mode interaction in gyrotrons *Int. J. Electron.* 1981. V.51. N3. P.457-473.
11. Ginzburg N. S., Kuznetsov S. P., Fedoseeva T. N. Theory of transient processes in a relativistic BOW. *Izv. universities Radiophysics.* 1978. T.21. P.1037-1052.; Chaotic generation in a backward wave lamp of a megawatt power level / Ginzburg N.S. et al. *Journal of technology. Physics.* 2001. T.71. No.11. P.73-80.
12. Complex dynamics of microwave electronic devices (non-linear non-stationary theory from the standpoint of nonlinear dynamics). Trubetskov D. I. Et al. *Radio engineering.* 1999. T. 63. Issue. 3. P. 61–68.; Stochastic self-oscillations and instability in a backward wave lamp / Bezruchko B.P., Bulgakova L.V., Kuznetsov S.P., Trubetskov D.I. *Radio engineering and Electronics.* 1983. T. 26. P.1136-1139.
13. Kuznetsov S.P., Trubetskov D.I. Chaos and hyperchaos in a backward wave lamp. *News of universities. Radiophysics.* 2003. T.XLVII. P.383–399.; Kuznetsov S.P. Nonlinear dynamics of a backward wave lamp: self-modulation, multistability, control. *Izv. university – Applied nonlinear dynamics.* 2006. T. 13. No. 3. P. 3–35.
14. Dolov A.M., Kuznetsov SP. Application of chaos control techniques to eliminate self-modulation in a backward wave lamp. *Journal. Tech. physics.* 2003. T. 73. No. 8. P. 139–142.; Dolov A.M., Kuznetsov S.P. Stabilization of the stationary generation mode in a backward wave lamp using the idea of

- chaos control. *On Sat. High technologies - the path to progress*. Saratov: Scientific Book, 2003. P.138-145.
15. Kuznetsov S.P., Perelman A.Yu., Trubetskov D.I. Self-modulation and stochastic modes in a traveling wave klystron with external feedback. *ZHTF*. 1983. T.53, No. 1. P.163-166.
 16. Study of the mechanisms of stochastization of sectioned beam microwave generators / Bliokh Yu.P., Lyubarsky M.G., Podobinsky V.O., Fainberg Ya.B. *Plasma Physics*. 1993. T. 20. No. 7-8. P. 718-728.
 17. Azhippo V.A., Aizatsky N.I. Self-oscillatory mode in linear resonant accelerators. *ZhTP*. 1987. T. 57. No. 3. P. 797-800.
 18. Experimental study of a high-power backward-wave oscillator operating far from upper cutoff/ Zheng X., Tanaka K., Minami K., Granatstein V. *Journ.of Phys.Soc.of Japan*. 1998. Vol. 67. No. 3. P. 1466-1472.; Characterization of stationary and nonstationary behavior in gyrotron oscillators. / Chang T., Chen S., Bamett L., Chu K. *Phys.Rev.Lett*. 2001. Vol.87,N6. P.321-325.
 19. Cherepenin V.A. Relativistic multi-wave generators and their possible applications. *UFN*, 2006. T.176. No. 10. P.1125–1130.
 20. Kuznetsov A.P., Shirokov A.P. Discrete model of a relativistic backward wave lamp. *Izv.university – Applied nonlinear dynamics*. 1997. T. 5. No. 6. P. 76–83.
 21. Rostov V.V., Totmeninov E.M., Yalandin M.I. Powerful relativistic microwave generators based on a backward wave lamp with a modulating resonant reflector. *Journal of Technical Physics*. 2008. T. 78. Issue. 11. P. 85–92.
 22. Relativistic backward wave lamp with a band of mechanical tuning of the generation frequency of 14% / Totmeninov E. M. et al. *Journal of Engineering. Physics*. 2011. T.81. No. 7. P.111–113.
 23. Relativistic backward wave lamp with continuously adjustable pulse duration of output radiation / Goikhman M. B. et al. *Journal of Technical Physics*. 2012. T. 82. No. 6. P. 145–148.; Influence of a passing wave on the efficiency of microwave radiation generation in a relativistic BWO / Korovin D., Polevin D.,

- Roitman A.M., Rostov V.V. *Izv. universities Physics*. 1996. T. 39. No. 12. P.49-61.
24. Ryskin N.M., Titov V.N. Self-modulation and chaotic regimes of generation in a relativistic backward-wave oscillator with end reflections. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2001. Vol. 44,N10. P.793-806.
25. Relativistic backward wave oscillator: theory and experiment/ Levush B., Antonsen T., Bromborsky A., Lou W. *Phys.Fluid*. 1992. V.B3. N7. P. 2293-2299.; Theory of relativistic backward wave oscillator with end reflections/ Levush B., et. al. *IEEE Trans, on Plasma Sci*. 1992. V.20. N3. P.263-280.
26. Pegel I.V. Modeling of non-stationary processes in a relativistic backward wave lamp using the macroparticle method. *Izv. universities Physics*. 1996. T. 39. No. 12. P.62-83; Theory of relativistic backward wave oscillators operating near cutoff./ Miller S.M. et al. *Phys.Plasmas*. 1993. Vol.1. N3. P.730-740.
27. Vlasov V.V. Physics and technology of the ultra-high-frequency range of electromagnetic oscillations. Kh.: KhNU named after V.N. Karazin, 2011. P.169.
28. Ostrovsky A.O., Tkach Yu.V. On the theory of self-modulation processes in a relativistic carsinotron. *Letters to ZhTP*. 1991. T.17. No.18. P.10-14.; Balakirev V.A., Ostrovsky A.O., Tkach Yu.V. On the influence of the forces of a high-frequency space charge of a beam on the dynamics of self-modulation processes in a relativistic carsinotron. *Journal of Technical Physics*. 1991. T. 61, No. 2. WITH. P. 158-163.
29. Relativistic high-current plasma microwave electronics: advantages, achievements, prospects / Kuzelev M.V., Rukhadze A.A., Strelkov P.S., Shkvarunets A.G. *Plasma Physics*. 1987. T.13, No. 11. P.1370–1382.; Onishchenko I. N., Sotnikov G. V. Dispersion of plasma waves in a finite magnetic field. *Plasma Physics*. 1992. Vol.18, No.3. P.335–345.
30. Nonstationary partial radiation conditions in problems of relativistic high-current plasma microwave electronics. / Bobylev Yu.V., Kuzelev M.V., Rukhadze A.A., Sveshnikov A.G. *Plasma Opt*. 1999. T.25(7). P. 615-620.

31. Ryskin N. M., Titov V. N. Transition to developed chaos in a chain of two unidirectionally coupled backward wave lamps. *Journal of Engineering. Physics.* 2003. T. 73. Issue. 9. P. 90–93.
32. Beloglazkina M. V., Koronovsky A. A., Khramov A. E. Nonlinear nonstationary processes in a chain of coupled gyrogenerators with a counter-propagating wave. *Journal of Engineering. Physics.* 2009. T.79. No. 6. P.13–20.
33. Pulse-periodic relativistic backward wave lamp with extended mechanical tuning of the generation frequency./ Klimov A.I. et al. *Letters in ZhTF.* 2007. T.33, No. 23. P.53-60.
34. Arnold V.I., *Mathematical methods of classical mechanics.* Moscow: Nauka, 1989. P.472.; Loskutov A.Yu. The charm of chaos. *UFN*, 2010. T.180, No. 12. P.1305-1329.; Schuster H.G. *Deterministic chaos: an introduction.* Weinheim: Verlagsgesellschaft, 2009. P.302.; Mandelbrot B.B. *The fractal geometry of nature.-* San Francisco: W.H. Freeman, 1982. P. 580; Anishchenko V.S. *Nonlinear dynamics of chaotic and stochastic systems.* Berlin: Springer, 2002. P. 320.
35. Experimental investigation on chaos generation in erbium-doped fiber single-ring lasers/ Feng C. et al. *Chin. Phys. B.* 2013. Vol. 21. P.100504 (12p.); Wang A-B., Wang Y-C., Wang J-F. Route to broadband chaos in a chaotic laser diode subject to optical injection. *Opt.Lett.* 2009. Vol.33. P.1144-1150.
36. Glushkov A.V. *Atom in electromagnetiv field.* KNT, Kiev, 2005. 405p.
37. Correlation dimension signature of wideband chaos synchronization of semiconductor lasers/Kane D., Toomey J., Lee M., Shore K. *Opt.Lett.* 2006. Vol.31. P.20-23.
38. Baldwin G.G., Salem J.C., Goldansky V.I. Approaches to the development of gamma ray lasers. *Rev.Mod.Phys.* 1981. Vol.53,N3. P.687-742.
39. Goldansky V.I. On the effect of laser radiation on nuclear decay processes. *JETP.* 1973. T.67, No. 2(8). S. 513-516.; Ivanov L.N., Letokhov V.S.

- Spectrum of electron-nuclear gamma transitions of a nucleus in an atom. *JETP*. 1987. T.93, No. 2(8). P.396-402.
40. Glushkov A.V., Ivanov L.N., Letokhov V.S. Nuclear quantum optics. *Preprint of Institute for Spectroscopy ISAN*, 1991. AS N4. P.16; Glushkov A.V., Ivanov L.N DC strong - field Stark effect: New consistent quantum-mechanical approach. *J.Phys.B: At.Mol.Opt. Phys.* 1993. Vol.26. P.L379-386. (preprint ISAN AS-1, Moscow: Troitsk, 1992. 12P.); Glushkov A.V. Negative ions of inert gases. *JETP Lett.* 1992. Vol.55. P.97-100.
 41. Minimal chaos, stochastic web and structures with symmetry of the “quasicrystal” type / Zaslavsky G. M., Sagdeev R. 3., Usikov D. A., Chernikov A. A. *Phys.* 1988. T.156. P.193-250; Feigenbaum M. J., Quantitative universality for a class of non-linear transformations. *J.Stat.Phys.* 1978. Vol.19. P.25-52; Feigenbaum M. J., The metric universal properties of period doubling bifurcations and the spectrum for a route to turbulence. *Ann. New York. Acad. Sci.* 1980. Vol.357. P.330-336.
 42. Bunimovich L. *Dynamical Systems, Ergodic Theory and Applications*. Berlin: Springer, 2000 P.210.; Sinai Ya.G. *Ergodic Theory and Dynamical Systems*. Berlin: Springer, 2010. 450P.
 43. Ullmo D. Many-body physics and quantum chaos. *Rep. Prog. Phys.* 2008. Vol.71. P.026001 (43p).; *Semiconductor lasers: Stability, Instability, Chaos.* / eds. Ohtsubo J. London: Taylor and Francis. 2006. 356P.
 44. Елютин П.В. Проблема квантового хаоса. *УФН*. 1988. Т.155. С.398-437.; Штокман Х.-Ю., *Квантовый хаос: Введение*. Москва: Физматлит., 2003. 376С.
 45. Steiner F. Quantum chaos. / eds. R.Ansorge. *Festschrift Univ.Hamburg: Schlaglichter der Forschung 75*, Dietrich Reimer Verlag, Hamburg. 1993. P.543-564.; Flambaum V. V., Gribakina A. A., Gribakin G. F. Narrow chaotic compound autoionizing states in atomic spectra. *Phys.Rev.A*. 1996. Vol.53. P. 2066-2079.

46. Connerade J.P., Quantum chaos and many electron atoms. *J.Phys.B: Atom.Mol.Opt .Phys.* 1997. Vol.30. P.L31-38.
47. Berman G.P., Kolovsky A.R. Quantum chaos in the interaction of multilevel quantum systems with a field of coherent radiation. *UFN.* 1992. T.162. P.95-160.
48. Berman G. P., Kolovskii A. R. Quantum chaos in a diatomic molecule interacting with a resonant field. *Zh. Eks. Teor. Fiz.* 1989. Vol.95. P.1552-1561.
49. Glushkov A.V., Ivanov L.N. Radiation Decay of Atomic States: atomic residue and gauge non-invariant contributions. *Phys. Lett.A.* 1992. Vol.170,N1. P.33-36.
50. Ivanov L.N., Letokhov V.S. Selective ionization of atoms in electric and laser fields. *Quantum Electronics.* 1975. T.2, N3. P.585-590.
51. Ivanova E.P., Glushkov A.V. Theoretical investigation of spectra of multicharged ions of F-like and Ne-like isoelectronic sequences. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* 1986. Vol.36(2). P. 127-145;
52. Feynman R.P., Hibbs A.R. Quantum mechanics and path integrals. N.-Y.: McGraw-Hill Co., 1965. P.382.
- 53.** High Order Corrections in the Relativistic Perturbation Theory with the Model Zeroth Approximation, Mg-Like and Ne-Like Ions. / Ivanova E.P., Ivanov L.N., Glushkov A.V., Kramida A.E. *Phys.Scripta.* 1985. Vol.32,N5. P.513-522. URL: <https://doi.org/10.1088/0031-8949/32/5/011>.
54. Lisitsa V.S. New in the Stark and Zeeman effects for the water pipe atom. *UFN.* 1987. T. 153(3). P.379-422.
55. Damburg R.Ya., Kolosov V.V. Asymptotic approach to the Stark problem. Riga: Zilitis, 1987. P.180C.; Damburg R.J., Kolosov V.V. Hydrogen atom in uniform electric field. *J.Phys.B.: Atom., Mol., Opt.Phys.* 1979. V.12. P.2637-2643.
56. Kazansky A.I., Ostrovsky V.N. Diabatic quasi-stationary states and unstable closed trajectories. *JETP.* 1989. T.95, No. 3. P. 1162-1168.; Turbiner A.V. On

- the algebraization of perturbation theory in quantum mechanics. *Letters to JETP*. 1981. T.33, No. 3. P.15-18.; Strong field Stark effect: perturbation theory and $1/n$ expansion / Popov V.S., Mur V.D., Sergeev A., Weinberg V.M. *Phys.Lett.A*. 1990. V.149,N9. P.418-424.; Popov V.S., Mur V.D., Sergeev A. $1/n$ expansion for the Stark effect in Rydberg atoms. *Phys.Lett.A*. 1990. V.149. P.425-433.
57. Kornev A., Zon B. Rydberg spectra of atoms and positive ions in the Thomas-Fermi model. *J.Phys.B:At.Mol.Opt. Phys.* 2003. Vol.36. P.4027-4033.
 58. Stark and Zeemane structure of Rydberg states of alkali-metal atoms/ Zimmerman M., Littman M., Kash M., Kleppner D. *Phys.Rev.A*. 1979. V.20,N6. P.2251-2275.
 59. Brändas E., Floelich P. Pade approximants to Stark effect energies for excited states of hydrogen. *Phys. Rev.A*. 1977. Vol.16. P.2207-2216.
 60. Stark effect in hydrogen: Dispersion relations, asymptotic formulas and calculation of the ionization rate via high-order perturbation theory/ Silverstone H., Adams B., Cizek J., Otto P. *Phys.Rev. Lett.* 1979. Vol.43,N20. P.1498-1501.
 61. Ivanov M.V. Grid calculation of energies and widths for ground state of H molecule in strong electric field. *Opt.Spectr.* 1993. V.78(5). P.711-713.
 62. Glushkov A.V., Ivanov L.N. DC Strong Field Stark effect: consistent quantum mechanical approach. Troitsk. 1992. P.13. (Preprint N92-1-AS.-Institute of Spectroscopy of RAN.)
 63. Glushkov A.V., Ivanov L.N. A broadening of the thulium atom autoionization resonances in a weak electric field. Troitsk. 1992. P.6. (Preprint N 92-2-AS. Institute of Spectroscopy of RAN.)
 64. Glushkov A.V. Atoms and diatomic molecules in external effective fields of N-component materials. Computer simulation of elementary atomic processes. Kyiv. 1992. P. 121-123.
 65. Different approaches to Stark effect: Application to H ground state/Filho O, Fonseca A.,Nazareno H.,Guimaraes P. *Phys.Rev.A*. 1990. Vol.42. P.4008-4013.

66. Stambulchik E., Maron I. Stark effect of high- n hydrogen-like transitions: quasi-continuous approximation. *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* 2008. Vol.41. P.095703 (9p).
67. Theoretical complex Stark energies of lithium by a complex scaling plus the B-spline approach/ Meng H-Y., Zhang Y-X., Kang S., Shi T-Y., Zhan M-S. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2008. Vol.41. P.155003 (12p).
68. Generation of fast charged particles and ultra-strong magnetic fields during the interaction of ultrashort intense laser pulses with solid targets./ V.S. Belyaev, V.P. Krainov, V.S.Lisitsa, A.P. Matafonov. *UFN.* 2008. T.178. P. 823-852.
69. Harmin D.A. Theory of the non-hydrogenic Stark Effect. *Phys.Rev.Lett.* 1982. Vol.49. No. 2. P.128-131.
70. Glushkov A.V., Ambrosov S.V. Chaos and regular dynamics of complex atomic systems in magnetic field. *Journ. of Techn. Phys.* 1996. Vol.37. No. 3-3. P.347-348.
71. Glushkov A.V. Atom in an electromagnetic field. Kiev: KNT. 2005. 405P.
72. Glushkov A.V., Malinovskaya S.V., Ambrosov S.V. Resonances in Quantum Systems in Strong External Fields: Consistent Quantum Approach. *Journ. of Techn. Phys.* 1997. Vol.38. N.2. P.215-218.
73. Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Shpinareva I.M. Resonances in Quantum Systems in Strong External Fields: Nonlinear Effects. Autoionization Resonances in Tm. *Journ.of Techn.Phys.* 1997. Vol.38. No. 2. P.211-213.
74. QED approach to atoms in a laser field: Multi-photon resonances and above threshold ionization/ Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Loboda A.V., Svinarenko A.A. *Frontiers in Quantum Systems in Chemistry and Physics, Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics.* Springer, 2008. Vol.18. P.201-220.
75. Chaos-geometric attractor and quantum neural networks approach to simulation chaotic evolutionary dynamics during perception process/ Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Buyadzhi V.V., Ternovsky V.B., Zaichko P.A. *Advances in Neural Networks, Fuzzy Systems and Artificial Intelligence,*

- Series: Recent Advances in Computer Engineering, Ed. J.Balicki.(World Sci. Pub.). 2013. Vol.21. P.143-150.*
76. Engineering atomic Rydberg states with pulsed electric fields/ Dunning F.B., Mestayer J.J., Reinhold C.O., Yoshida S., Burgdorfer J. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2009. Vol.42. P.022001. 22p.
 77. Spectroscopic study and multichannel quantum defect theory analysis of the Stark effect in Rydberg states of neon/ Grutter M., Zehnder O., Softley T.P., Merkt F. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2008. Vol.41. P.115001. 11p.
 78. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Malinovskaya S.V. Spectroscopy of cooperative laser-electron nuclear effects in multiatomic molecules. *Molec. Physics (UK)*. 2008. Vol.106. N9-10. P.1257-1260; Malinovskaya S.V., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Lopatkin Yu.M., Svinarenko A.A., Nikola L.V., Pereylygina T.B., Generalized energy approach to calculating electron collision cross-sections for multicharged ions in a plasma: Debye shielding model. *International Journal of Quantum Chemistry*. 2011. Vol.111. N2. P.288-296.
 79. Ivanov L.N., Ivanova E.P. The method of Sturm orbitals in calculating the physical properties of radiation of atoms and ions. *JETP*. 1996. T.110. P.483-498.
 80. Glushkov A.V. A new method for calculating the spectrum and binding energy of negative molecular ions. *Opt.Spektr.* 1992. T.72. N1. P.55-61; Glushkov A.V. A new approach to the theoretical determination of ionization potentials of molecules based on the Green's function method. *Zhurn. Phys. chemistry*. 1992. T.66. N10. P.2671-2677. QED Theory of Radiation Emission and Absorption Lines for Atoms and Atomic Ensembles in a Strong Laser Field/ Glushkov A.V., Loboda A.V., Gurnitskaya E., Svinarenko A. *Physica Scripta*. 2009. Vol.133. P.305001.
 81. Khetselius O.Yu. Relativistic Calculating the Hyperfine Structure Parameters for heavy-Elements and Laser Detecting the Isotopes and Nuclear Reaction Products. *Physica Scripta*. 2009. Vol.133. P. 305090 (1-7).

82. Gutzwiller M. *Chaos in Classical and Quantum Mechanics* M. N.-Y.:Springer-Verlag, 1990. P.720.
83. Kleppner D., Chun-Ho I., Welch G.R. *Irregular Atomic Systems and Quantum Chaos*/ Ed. J.C.Gay, N-Y.: Kluwer, 1990.-P.21-48.; Kleppner D., Stark structure of Rydberg states of alkali-metal atoms/Kleppner D., Myron L., Zimmerman M., Littman M.G., Kash M. *Phys.Rev.A.* 1977. Vol.20. P.2251-2273.
84. Ott E. *Chaos in dynamical systems*. Cambridge: Cambridge Univ. Press. 2002. P.490.; Wiggins S. *Introduction to applied nonlinear dynamical systems and chaos*. New York: Springer-Verlag. 1997. P.688.
85. Gottwald G.A. A new test for chaos in deterministic systems / Gottwald G.A., Melbourne. *Proc. Roy. Soc. London. Ser. A.* 2003. Vol. 460. P. 603-611.
86. QED approach to atoms in a laser field: Multi-photon resonances and above threshold ionization./ Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Loboda A.V., Svina-renko A.A. *Frontiers in Quantum Systems in Chemistry and Physics, Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics* / Eds. Wilson S., Grout P.J., Maruani J., Delgado-Barrio G., Piecuch P. Springer, 2008. Vol.18. P.543-560.
87. Letellier C., Aziz-Alaoui M.A. Analysis of the dynamics of a realistic ecological model. *Chaos, Solitons & Fractals.* 2002. V.13, № 1. P.95-107; Coexistence and chaos in complex ecologies / Sprott J.C., Vano J.A., Wildenberg J.C., Anderson M.B., Noel J.K. *Phys. Lett. A.* 2005. V.335.№ 2-3. P.207-212.
88. Schreiber T. Interdisciplinary application of nonlinear time series methods. *Phys. Rep.*-1999. V.308. №1. P.1-64; Geometry from a time series / Packard N.H., Crutchfield J.P., Farmer J.D., Shaw R.S. *Phys. Rev. Lett.* 1980. Vol. 45. P. 712-716.
89. Fraser A.M., Swinney H.L. Independent coordinates for strange attractors from mutual information. *Phys. Rev. A.* 1986. Vol. 33. P. 1134-1140.
90. Glushkov A.V. Thomas-Fermi model of a many-particle oscillator. *Izvestia vuzov. Ser.Physics.* 1992. N.7. P.41-47.

91. Zeldovich Ya.B. Quasienergy of a quantum mechanical system in a periodic field. *JETP*. 1967. T.26. P.1006-1018.
92. Preobrazhensky M., Rapoport L. Quasistationary states of the hydrogen atom in the field of a strong monochromatic wave. *JETP* 1990. T.78 P.929-935.
93. Semenov V., Calculation of the probabilities of ionization of a hydrogen atom by a linearly polarized wave using the complex coordinate method. *Opt. Spectrum*. 1983. T.53. P.36-42.
94. DC strong field Stark effect for nonhydrogenic atoms: Consistent quantum mechanical approach./ Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Ignatenko A.V., Korchevsky D.A. *Int.Journ.Quant.Chem.* 2004. Vol.99, N. 6. P.936-939.
95. Chaosgeometric attractor and quantum neural networks approach to simulation chaotic evolutionary dynamics during perception process. / Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Buyadzh V.V., Zaichko P.A., Ternovsky V.B. *Advances in Neural Networks, Fuzzy Systems and Artificial Intelligence, Series: Recent Advances in Computer Engineering, Ed. J.Balicki*. Gdansk: WSEAS Pub, 2014. Vol.21. P. 143-150
96. Studying interaction dynamics of chaotic systems within a non-linear prediction method: application to neurophysiology. / Glushkov A.V., Khetselius O.Y., Brusentseva S.V., Zaichko P.A., Ternovsky V.B. *Advances in Neural Networks, Fuzzy Systems and Artificial Intelligence, Series: Recent Advances in Computer Engineering, Ed. J.Balicki*. Gdansk: WSEAS Pub, 2014. Vol.21. P.69-75
97. Rydberg Stabilization of atoms in strong fields: “magic” mountain in chaotic sea/ Casati G., Benvenuto F., Shepelyansky D.L. *Z.Phys.B.* 1993. V.93. P.481-486; Casati G., Benvenuto F., Shepelyansky D.L. 100-photon microwave ionization of Rydberg atoms in a static electric field. *Phys.Rev.* 1998. V.57. N.3. P.1977-1986; Casati G., Chaotic enhancement in microwave ionization of Rydberg atoms/ Casati G., Benvenuto F., Shepelyansky D.L. *Eur. Phys. J. D.* 1999. V.5. P.311-326.

98. Matrasulov D.U. Stochastic ionization of relativistic hydrogen-like atom. arXiv:chao-dyn/9801023v1. 15 Jan 1998.
99. Rydberg atoms in parallel microwave and magnetic fields- classical dynamics/ Cheng T., Liu J., Chen S., Guo H. *Phys.Lett.A.* 2000. V.265. P. 384-390.
100. Wang D., Din S., Liu S. Influence of oscillating electric field on the recurrence spectra of a Li Rydberg atom in strong magnetic field *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* 2003. V.36. P.4225-4232..
101. Hegerfeldt G.C., Henneberg R. Hegerfeldt G.C. Level statistics for continuous energy spectra with application to H atom in crossed electric and magnetic field. *Phys.Rev.A.* 1993. Vol.49. P.3531-3540.
102. Rydberg-electron wave-packet dynamics in electromagnetic fields and evidence for stabilization/ Fielding H., Wals.J., van der Zande W., van den Heuvel H. *Phys.Rev.A* 1995. Vol.51. P.611-618.
103. Rao J., Delande D., Taylor K. Quantum manifestations of scattering orbits in scaled spectrum of non-hydrogenic atom in crossed fields. *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* 2002. V.35. P.L.1-10; Scaling relations for the hydrogen atom in a harmonic field: classical chaos and quantum suppression of diffusion/ Kaulakys B., Gontis V., Hermann G., Scharmann A. *Phys.Lett.* 1991. Vol.159. P.261-265.
104. Buchleitner A., Delande D. Secular motion of the three-dimensional Rydberg states in a microwave field. *Phys.Rev.A.* 1997. Vol.55. P.1585-1598.
105. Krug A., Buchleitner A. Residual symmetries in the spectrum of periodically driven alkali Rydberg states. *Europhys.Lett.* 2000. Vol.49. P.176-180; Chaotic Ionization of non-hydrogenic alkali Rydberg states. *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol.86. P.3538-3541.
106. Krug A., Buchleitner A. Microwave ionization alkali-metal Rydberg states in a realistic numerical experiment. *Phys. Rev. A.* 2002. Vol.66. P.053416 (10p.).
107. Koch P.M., Bayfield J.E., Gardner L.D. Observation of resonances in microwave-stimulated Multiphoton excitation and ionization of highly excited hydrogen atoms. *Phys.Rev.Lett.* 1977. Vol.39. P.76-80.

108. Koch P.M., van Leeuwen K.A.H. The importance of resonances in microwave ionization of excited hydrogen atoms. *Phys.Rep.* 1996. Vol.255. P.289-363.
109. Ionization of sodium and lithium Rydberg atoms by 10-MHz to 15-GHz electric fields/ Gallagher T. F., Mahon C. R., Dexter J. L., Pillet P. *Phys. Rev. A.* 1991. Vol.43. P.1859-1872.
110. Gallagher T. F., Noel M. W., Griffith M. W. Classical subharmonic resonances in microwave ionization of lithium Rydberg atoms. *Phys. Rev. A.* 2000. Vol.62. P.063401-063412.
111. Microwave ionization of hydrogenlike Li and Na/ Gallagher T. F., Mahon C. R., Pillet P., Fu P., Newman J.B. *Phys. Rev. A.* 1989. Vol.39. P.4545-4553.
112. Microwave ionization of Rydberg states of the barium ion/ Gallagher T. F., Seng M., Eichmann U., Lange V., Sandner W. *Eur.Phys.J.D.* 1998. Vol.3. P.21-26.
113. From coherent to noiseinduced microwave ionization of Rydberg atoms/ Walther H., Benson O., Buchleitner A., Raithel G., Arndt M., Mantegna R. *Phys.Rev.A.* 1995. Vol.51. P.4862-4876.
114. Experimental study of quantum and classical limits in microwave ionization of rubidium Rydberg atoms/ Arndt M., Buchleitner A., Mantegna R., Walther H. *Phys. Rev. Lett.* 1991. Vol.67. P.2435-2442.
115. Ivanov L., Letokhov V.S. Spectroscopy of autoionization resonances in heavy elements atoms. *Com.Mod.Phys.D:At.Mol.Phys.* 1985. Vol.3. P.169-184.
116. Ignatenko V.M. Microwave ionization of lithium rydberg atoms and wannier-mott exciton: Regular and stochastic features. *Photoelectronics.* 2006. N.15. P.108-111.
117. Huang Y., Chu S-I. Study of the photoabsorption spectrum of diamagnetic Rydberg atoms without the need of using full eigenvectors. *Chem.Phys.Lett.* 1993. Vol.211. P.601-605.
118. Glushkov A.V. Advanced relativistic energy approach to radiative decay processes in multielectron atoms and multicharged ions. *Quantum Systems in Chemistry and Physics: Progress in Methods and Applications. Series:*

- Progress in Theoretical Physics and Chemistry* / eds. Nishikawa K., Maruani J., Brandas E., Delgado-Barrio G., Piecuch P. Berlin: Springer, 2012. Vol.26. P.231-253.
119. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Lovett L. Electron- β -Nuclear Spectroscopy of Atoms and Molecules and Chemical Environment Effect on the β -Decay parameters. *Advances in the Theory of Atomic and Molecular Systems Dynamics, Spectroscopy, Clusters, and Nanostructures. Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics* / eds. Piecuch P., Maruani J., Delgado-Barrio G., Wilson S. Berlin: Springer, 2009. Vol. 20. P. 125-172.
 120. Quantum stochastic modelling energy transfer and effect of rotational and v-t relaxation on multi-photon excitation and dissociation for CF_3Br molecules/ Glushkov A.V., Malinovskaya S.V., Shpinareva I.M., Kozlovskaya V.P., Gura V.I. *Int. Journ.Quant.Chem.* 2005. Vol.104. N.4. P. 512-516
 121. Sensing the capture of negative muon by atoms: Energy approach / Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Dubrovskaya Yu.V., Loboda A.V. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2006. N3. P.21-26.
 122. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A. Relativistic theory of cooperative muon-gamma-nuclear processes: Negative muon capture and metastable nucleus discharge. *Advances in the Theory of Quantum Systems in Chemistry and Physics. Series: Frontiers in Theoretical Physics and Chemistry.* / eds. P.Hoggan, E.Brandas, G. Delgado-Barrio, P.Piecuch. Berlin: Springer. 2011. Vol.22. P.51-70.
 123. Consistent quantum theory of the recoil induced excitation and ionization in atoms during capture of neutron / Glushkov A.V., Malinovskaya S.V., Gurnitskaya E.P., Khetselius O.Yu.,Dubrovskaya Yu.V. *J.Phys.CS.* 2006. Vol.35. P.425-430.
 124. Seaton M.J. Quantum defect theory. *Rep.Prog.Phys.* 1983. Vol.46. P.167-195.
 125. Ho Y-K. The method of complex coordinate rotations and its application to atomic collision processes. *Phys.Rep.* 1983. Vol.99. P.3-83.

126. Badnell N.R. Calculations for electron-ion collisions and photoionization processes for plasma modeling. *J.Phys.CS*. 2007. Vol.88. P.012070.
127. Khetselius, O. Yu. Hyperfine structure of atomic spectra. Odessa: Astroprint, 2008. .
128. Khetselius, O.Yu. Quantum structure of electroweak interaction in heavy finite Fermi-systems. Odessa: Astroprint, 2011.
129. Khetselius O.Yu., Quantum Geometry: New approach to quantization of the quasistationary states of Dirac equation for super heavy ion and calculating hyper fine structure parameters. *Proc. Intern. Geometry Center*. 2012. Vol.5(3-4). P.39-45.
130. Delande D., Buchleitner A. Classical and quantum chaos in atomic systems. *Adv. atomic, molecular, and optical physics*. 1993. Vol. 33. P.85-123.
131. Gottwald G.A., Melbourne I. A new test for chaos in deterministic systems. *Proc. Roy. Soc. London. Ser.A: Math.-Phys.Sci*. 2003. Vol. 460. P.603-611.
132. Gottwald G.A., Melbourne I. Testing for chaos in deterministic systems with noise. *Physica D*. 2005. Vol. 212. P. 100-110.
133. Sauer T., Yorke J.A., Casdagli M. Embedology. *J. Stat. Phys*. 1991. Vol. 65. P.579-616.
134. Geometry from a time series / Packard N.H., Crutchfield J.P., Farmer J.D., Shaw R.S. *Phys. Rev. Lett*. 1980. Vol. 45. P.712-716.
135. The analysis of observed chaotic data in physical systems / Abarbanel H.D.I., Brown R., Sidorowich J.J., Tsimring L.Sh. *Rev. Mod. Phys*. 1993. Vol. 65. P.1331-1392.
136. Mañé R. On the dimensions of the compact invariant sets of certain non-linear maps. *Dynamical systems and turbulence, Warwick*. 1980. ; Lecture Notes in Mathematics No. 898 / eds. D.A. Rand, L.S. Young. Berlin: Springer, 1981. P.230-242.
137. Takens F. Detecting strange attractors in turbulence. *Dynamical systems and turbulence, Warwick*. 1980.; Lecture Notes in Mathematics No. 898 eds. D.A. Rand, L.S. Young. Berlin: Springer, 1981. P.366-381.

138. Gallager R.G. Information theory and reliable communication. NY: Wiley, 1968. 608P.
139. Fraser A.M., Swinney H.L. Independent coordinates for strange attractors from mutual information. *Phys. Rev. A.* 1986. Vol. 33. P.1134-1140.
140. Schreiber T. Interdisciplinary application of nonlinear time series methods. *Phys. Rep.* 1999. Vol. 308. P.1-63.
141. Grassberger P., Procaccia I. Measuring the strangeness of strange attractors. *Physica D.* 1983. Vol.9. P.189-208.; Grassberger P., Procaccia I. Characterization of strange attractors. *Phys.Rev.Lett.* 1983. Vol.50. P.346-349.
142. Osborne A.R., Provenzale A. Finite correlation dimension for stochastic systems with power-law spectra. *Physica D.* 1989. Vol. 35. P.357-381.
143. Havstad J.W., Ehlers C.L. Attractor dimension of nonstationary dynamical systems from small data sets. *Phys. Rev. A.* 1989. Vol. 39. P.845-853.
144. Kennel M.B., Brown R., Abarbanel H.D.I. Determining embedding dimension for phase-space reconstruction using a geometrical construction. *Phys. Rev. A.* 1992. Vol. 45. P. 3403-3411.
145. Pesin Ya.B. Characteristic Lyapunov exponents and smooth ergodic theory. *Advances in mathematical sciences.* 1977. T.32. P.55-112.
146. Kaplan J.L., Yorke J.A. Chaotic behavior of multidimensional difference equations. Functional differential equations and approximations of fixed points. *Lecture Notes in Mathematics No. 730 / eds. H.-O. Peitgen, H.-O. Walter.* Berlin: Springer, 1979. P.204-227.
147. Oseledets V.I. Multiplicative ergodic theorem. Characteristic Lyapunov indicators of dynamic systems. *Proceedings of the Moscow Mathematical Society.* 1968. T.19. P.179-210.; Sano M., Sawada Y. Measurement of the Lyapunov spectrum from a chaotic time series. *Phys. Rev. Lett.* 1985. Vol. 55. P.1082-1085.
148. Rissanen J. Stochastic complexity in statistical inquiry. Singapore: World Scientific, 1989. P.177.
149. Kuguimtzis D., Lingjaerde O.C., Christophersen N. Regularized local linear

- prediction of chaotic time series. *Physica D*. 1998. Vol.112. P.344-360.
150. Sugihara G., May R. Nonlinear forecasting as a way of distinguishing chaos from measurements error in time series. *Nature*. 1990. Vol. 343. P.734-741.
 151. Friedman J.H. Multivariate adaptive regression splines (with discussion). *Annals of Statistics*. 1991. Vol. 19. P.1-141.
 152. Smith L.A. Identification and prediction of low-dimensional dynamics. *Physica D*. 1992. Vol. 58. P.50-76.
 153. Elsner J.B., Tsonis A.A. Nonlinear prediction, chaos and noise. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* 1992. Vol. 73. P.49-60.
 154. Goldberg D.E. Genetic algorithms in search, optimization, and machine learning. Reading: Addison-Wesley, 1989. P.412.
 155. Andrievsky B. R., Fradkov A. L. Chaos control. Methods and applications. Part II. Applications. *Automation and telemechanics*. 2003. No.3. P.3-33.
 156. Bezruchko B.P., Smirnov D.A. Construction of model mappings based on chaotic time series. Academician allowance. Saratov: Publishing House State Scientific Center "College", 2000. P.39.
 157. Vasyuta K. S., Zots F. F. Development of technology for forming surrogate signals for statistical averaging of fluctuations of parameters of chaotic signals during the hour of their processing. *Applied radio electronics: science and technology. Magazine*. 2013. Volume 12, No.3. P.559-563.
 158. Mekler A. A. Application of the apparatus of nonlinear analysis of dynamic systems for processing EEG signals. *Current problems of modern mathematics: scientific notes*. / eds. prof. Kalashnikova E.V., Leningrad State University named after A. S. Pushkin. St.-Pb. 2003. T.13(issue 2). P.112-140.
 159. Studying interaction dynamics of the non-linear vibrational systems within non-linear prediction method (application to quantum autogenerators) / Glushkov A.V., Prepelitsa G.P., Svinarenko A.A., Zaichko P.A. *Dynamical Systems Theory* / Eds. J. Awrejcewicz, M. Kazmierczak, P. Olejnik, J. Mrozowski (Lodz, Poland). 2013. Vol.T1. P.467-477.

160. Kinetics of energy exchange in CF₃Br molecules in a buffer gas environment under the influence of intense laser radiation / Glushkov A.V., Zelentsova T.N., Shpinareva I.M., Svinarenko A.A. *Physics of Aero-dispersed Systems*. 2002. No.39. P.129-136.
161. Modeling of interaction of the non-linear vibrational systems on the basis of temporal series analyses (application to semiconductor quantum generators)/ Prepelitsa G.P., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Kuzakon V.M., Solyanikova E.P., Svinarenko A.A. *Dynamical Systems – Theory and Applications*. 2011. Vol.2. P.31-38.
162. Energy approach to atoms in a laser field and quantum dynamics with laser pulses of different shape / Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Prepelitsa G.P. *In: Coherence and Ultrashort Pulsed Emission* / ed. Duarte F. J. (Intech, Vienna). 2011. P.159-186.
163. Simulation chaotic dynamics of complex systems with using chaos theory, geometric attractors, and quantum neural networks/ Kondratenko P.A., Khetselius O.Yu., Ternovsky V.B., Zaichko P.A., Duborez A.V. *Photoelectronics*. 2013. N23. P.160-166.
164. Wannier-Mott excitons and atoms in a DC electric field: photoionization, Stark effect, resonances in the ionization continuum / Glushkov A.V., Lepikh Ya.I., Fedchuk A.P., Ignatenko A.V., Khetselius O.Yu., Ambrosov S.V. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2008. N3. P.5-11.
165. Gauge-Invariant QED Perturbation Theory Approach to Calculating Nuclear Electric Quadrupole Moments, Hyperfine Structure Constants for Heavy Atoms and Ions/ Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Gurnitskaya E.P., Loboda A.V., Florko T.A., Sukharev D.E., Lovett L. *Frontiers in Quantum Systems in Chemistry and Physics, Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics* / eds. S.Wilson, P.J.Grout, J. Maruani, G. Delgado-Barrio, P. Piecuch (Springer). 2008. Vol.18. P.507-524.

166. *Calculational Methods in Quantum Geometry and Chaos theory*, P.3/
Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Kruglyak Yu.A., Ternovsky V.B. Odessa:
OSENУ (TEC), 2013. 180P.
167. Ланцош К. Практические вопросы прикладного анализа. М: Физматг.,
1961. 450С.
168. Botham C., Martensson A.M., Sanders P.G. *Relativistic effects in atoms and
molecules*. Vancouver: Elsevier, 2001. 645P.
169. *Laser separation of Silicon Isotopes by the AVLIS Technology* / Buchanov
V.V., Kazaryan M.A., Kalugin M.M., Prokhorov A.M. *Atomic and Molecular
Pulsed Lasers*. Tomsk: SO RAN, 2001. P.72.
170. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Malinovskaya S.V. Optics and spectroscopy
of cooperative laser-electron nuclear processes in atomic and molecular
systems - New trend in quantum optics. *Europ.Phys.Journ. ST*. 2008. Vol.160.
P.195-204.
171. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Malinovskaya S.V. Spectroscopy of
cooperative laser-electron nuclear effects in multiatomic molecules. *Molec.
Physics (UK)*. 2008. Vol.106, N9,10. P.1257-1260.
172. Glushkov A V. Negative ions of inert gases. *JETP Lett*. 1992. Vol.55. Issue 2.
P.97-100.
173. Staudt A., Keitel C.H. Stabilization of He in intense high-frequency laser
pulses beyond dipole approximation. *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys*. 2003. Vol.36.
P.L203-209.
174. Hasbani R., Cormier E., Bachau H. Resonant and non-resonant ionization of
He by XUV short intense pulses. *J.Phys.B.At.Mol.Phys*. 2000. Vol.33. P.2101-
2116.
175. Bucksbaum P.H., Sanpera A., Lewenstein M. Resonant double-excitation
induced by wiggling ATI electrons. *J.Phys.B: At.Mol.Opt.Phys*. 1997. Vol.30.
P.L.843-850.
176. Resonance states of compound super-heavy nucleus and EPPP in heavy nucle-
us collisions / Glushkov A. V., Rusov V. D., Ambrosov S. V., Loboda A. V.

- New Projects and New Lines of research in Nuclear physics*; edited by: Fazio G., Hanappe F. Singapore: World Sci. 2003. P. 142-154.
177. Guimaraes M.N., Prudente F.V. A study of the confined hydrogen atom using the finite element method. *J.Phys.B.:At.Mol.Opt.Phys.* 2005. Vol.38. P.2811-2825.
 178. Courade E., Anderlini M., Ciampini D. Etal, Two-photon ionization of cold rubidium atoms with near resonant intermediate state. *J.Phys.B. At.Mol.Opt.Phys.* 2003. Vol.37. P.967-979.
 179. Mercouris T., Nikolaidis C.A. Solution of the many-electron many-photon problem for strong fields: Application to Li^- in one and two-colour laser fields. *Phys.Rev.A.* 2003. Vol.67. P.063403-1-063403-12.
 180. Kamta G.L., Starace A.F. Elucidating the mechanisms of double ionization using intense half-cycle, single-cycle and double-half-cycle pulses. *Phys.Rev.A.* 2003. Vol.68. P.043413-1-043413-11.
 181. Nonlinearity: from oscillations to chaos / Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Ryskin N.N., Isaeva O.B. M-Izhevsk: NIC RHD, 2006. 184P.
 182. Kronover R.M. Fractals and chaos in dynamic systems: Transl. from English. M.: Postmarket, 2000. 352P.
 183. QED calculation of the superheavy elements ions: energy levels, radiative corrections and hyperfine structure for different nuclear models / Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Loboda A.V., Chernyakova Yu. G., Khetselius O.Yu, Svinarenko A.V. *Nucl. Phys.A.* 2004. Vol. 734S. P.21-24.
 184. Advanced relativistic model potential approach to calculation of radiation transition parameters in spectra of multicharged ions / Ternovsky V.B., Svinarenko A.A., Ignatenko A.V., Nikola V.V., Seredenko S.S., Tkach T.B. *Journal of Physics: C Series (IOP, London, UK).* 2013. Vol.548. P.012047 (6p.).
 185. Wellens T., Buchleitner A. Stochastic resonance in a fundamental quantum system. *J. Phys. A: Math. Gen.* 1999. Vol.32. P.2895-2919.

186. Vedenov A.A., Ezhov A.A., Levchenko E.B. Non-linear systems with memory and functions of neuron ensembles. *Non-linear waves. Structure and bifurcations.* / eds. Gaponov-Grekhov A.V., Rabinovich M.I. M: Nauka, 1987. P.56-72.
187. High-dimensional chaotic dynamics of an external cavity semiconductor laser/ Fischer I., Hess O., Elsaber W., Gobel E. *Phys.Rev.Lett.* 1993. Vol.73. P.2188-2192.
188. Glushkov A.V., Ambrosov S.V. Calculation of the spectroscopic characteristics of complex atoms and ions in electric field; the Thulium. *Bound Volume of Paris-Meudon Observatory (Paris, France).* 1996. P.139-140.
189. Studying of laser systems with absorbing cell and backward-wave tubes with elements of a chaos / Glushkov A.V., Kuzakon V.M., Ternovsky V.B., Buyadzhi V.V. *Dynamical Systems-Theory and Applications.* 2013. N1. P.VIB140 (8p.).
190. Dynamics of laser systems with absorbing cell and backward-wave tubes with elements of a chaos / Glushkov A., Kuzakon V., Ternovsky V., Buyadzhi V. *Dynamical Systems Theory* / eds. J. Awrejcewicz, M. Kazmierczak, P. Olejnik, J. Mrozowski (Lodz, Poland). 2013. Vol.T1. P.461-466.
191. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Ternovsky V.B. Geometry of Chaos: Consistent combined approach to treating of chaotic self-oscillations in backward-wave tube. *Proc International Geometry Center.* 2013. Vol.6, N2. P.6-12.
192. Studying interaction dynamics of chaotic systems within a non-linear prediction method: application to neurophysiology / Glushkov A.V., Khetselius O.Y., Ternovsky V.B., Brusentseva S.V., Zaichko P.A. *Advances in Neural Networks, Fuzzy Systems and Artificial Intelligence, Series: Recent Advances in Computer Engineering.* / ed. J.Balicki (World Sci. Pub.). 2013. Vol.21. P.69-75.

193. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A. Theoretical spectroscopy of autoionization resonances in spectra of lanthanides atoms. *Physica Scripta (IOP, London)*. 2013. Vol.T153. P.01429.
194. Relativistic Quantum Chemistry: Advanced Approach to Construction of the Green's Function of the Dirac Equation with Complex Energy and Mean-Field Nuclear Potential / Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Florko T.A., Shakhman A.N. *Frontiers in Quantum Methods and Applications in Chemistry and Physics, Series: Progress in Theor. Chem. and Phys.* / eds. M.Nascimento, J.Maruardi, E.Brändas, G.Delgado-Barrio (Springer). 2015. Vol.29, Ch.12. P.197-218.
195. Advanced relativistic model potential approach to calculation of the radiation transition and ionization characteristics for Rydberg atoms / Ternovsky V.B., Florko T.A., Ignatenko A.V., Svinarenko A.A., Tkach T.B. *Photoelectronics*. 2013. N23. P.91-95.
196. Chaotic dynamics of non-linear processes in atomic and molecular systems in electromagnetic field and semiconductor and fiber laser devices: new approaches, uniformity and charm of chaos / Prepelitsa G.P., Glushkov A.V., Lepikh Ya.I., Buyadzhi V.V., Ternovsky V.B., Zaichko P.A. *Sensor Electronics and Microsystems Techn.* 2013. Vol.11, N3. P.43-57.
197. Kirianov S.V., Mashkantsev A.A., Svinarenko A.A. Advanced computing dynamical and topological invariants of nonlinear dynamics of the chaotic laser diodes. *Photoelectronics*. 2021. Vol.30. P.141-145.
198. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V. Higher Mathematics, Part 3. Odessa: TES, 2019. 150P.
199. Dynamics of laser systems with absorbing cell and backward-wave tubes with elements of a chaos/ Glushkov A.V., Kuzakon V.M., Ternovsky V.B., Buyadzhi V.V. / eds. J. Awrejcewicz, M. Kazmierczak, P. Olejnik, J. Mrozowski (Lodz, Poland). *Dynamical Systems Theory*. 2013. Vol.T1. P.461-466.
200. Glushkov A.V. Energy Approach to Resonance states of compound super-heavy nucleus and EPPP in heavy nucleus collisions / eds. Grzonka D.,

- Czyzykiewicz R., Oelert Walter, Rozek T., Winter P. *Low Energy Antiproton Physics, AIP Serie.* 2005. Vol.796. P.206-210.
201. Glushkov A.V., Gurnitskaya E.P., Loboda A.V. Advanced quantum mechanical calculation of superheavy ions: energy levels, Radiation and Finite Nuclear size effects. *Low Energy Antiproton Phys., AIP Serie.* 2005. Vol.796. P.217-220.
202. Khetselius O.Yu. Relativistic perturbation theory calculation of the hyperfine structure parameters for some heavy-element isotopes. *Int. Journ. of Quantum Chemistry.* 2009. Vol.109, N14. P.3330-3335.
203. Electrodynamical and quantum - chemical approaches to modelling the electrochemical and catalytic processes on metals, metal alloys and semiconductors/ Glushkov A.V., Kondratenko P.A., Lepikh Ya.I., Fedchuk A.P., Svinarenko A.A., Lovett L. *Int. Journ. of Quantum Chemistry.* 2009. Vol.109, N14. P.3473-3481.
204. Glushkov A.V. Operator perturbation theory for atomic systems in a strong DC electric field. / eds. M.Hotokka, J.Marvani, E. Brändas, G.Delgado-Barrio (Berlin, Springer). *Adv.in Quantum Methods and Applications in Chemistry, Physics, and Biology. Series: Progress in Theoretical Physics and Chemistry.* 2013. Vol.28, Part2. P.161-178.
205. Glushkov, A.V. Relativistic and Correlation Effects in Spectra of Atomic Systems. Odessa: Astroprint, 2006. 350P.;
206. Glushkov, A.V. Relativistic polarization potential of a many-electron atom. *Sov. Phys. Journal.* 1990. 33(1). P.1-4.
207. Spectroscopy of autoionization states of heavy atoms and multiply charged ions / Glushkov, A.V., Khetselius, O.Yu., Svinarenko, A.A., Buyadzhi, V.V., Odessa: TEC, 2015. 450P.
208. Mammino, L. Complexes of Furoneuquinone B with a Cu²⁺ Ion. A DFT Study. In: Mammino L, Ceresoli D, Marvani J, Brändas E (eds) *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics, and Biology. Progress in Theoretical Chemistry and Physics*, vol 32. Springer, Cham, 2020. pp 159–182.

209. Malinovskaya S.V., Glushkov A.V., Khetselius O.Y. New Laser-Electron Nuclear Effects in the Nuclear γ Transition Spectra in Atomic and Molecular Systems. In: Wilson S, Grout PJ, Maruani J, Delgado-Barrio G, Piecuch P (eds) *Frontiers in Quantum Systems in Chemistry and Physics. Progress in Theoretical Chemistry and Physics*, 2008. vol 18. Springer, Dordrecht. pp 525–541.
210. Glushkov AV, Khetselius OY, Lovett L Electron- β -nuclear spectroscopy of atoms and molecules and chemical bond effect on the β -decay parameters. In: Piecuch P, Maruani J, Delgado-Barrio G, Wilson S (eds) *Advances in the theory of atomic and molecular systems. Progress in theoretical chemistry and physics*, 2009. vol 20. Springer, Dordrecht, pp 125–152.
211. Khetselius OY (2012) Relativistic Energy Approach to Cooperative Electron- γ -Nuclear Processes: NEET Effect. In: Nishikawa K, Maruani J, Brändas E, Delgado-Barrio G, Piecuch P (eds) *Quantum Systems in Chemistry and Physics. Progress in Theoretical Chemistry and Physics*, 2012, vol 26. Springer, Dordrecht, pp 217–229.
212. Green's function method in quantum chemistry: New numerical algorithm for the Dirac equation with complex energy and Fermi-model nuclear potential/ Glushkov A.V., Malinovskaya S.V., Khetselius O.Yu. et al/ *Int. Journ. of Quantum Chemistry*. 109(8),1717-1727 (2009)
213. (26) Glushkov AV, Khetselius OY, Lovett L (2009) Electron- β -Nuclear spectroscopy of atoms and molecules and chemical bond effect on the β -decay parameters. In: Piecuch P, Maruani J, Delgado-Barrio G, Wilson S (eds) *Advances in the Theory of Atomic and Molecular Systems. Progress in Theoretical Chemistry and Physics*, vol 20. Springer, Dordrecht, pp 125-152.
https://doi.org/10.1007/978-90-481-2985-0_7
214. *Advances in Methods and Applications of Quantum Systems in Chemistry, Physics, and Biology* *monograph) / Glushkov, A.V., Khetselius, O.Y., Maruani, J., Brandas, E. Cham: Springer, 2021, 360p (Nobel Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics).

215. Relativistic spectroscopy of many-electron and hadronic atomic systems: monograph / A.V. Glushkov, O.Yu.Khetselius, A.A. Svinarenko, V.B. Ternovsky, Odesa: Odesa State Environmental University, 2022. 264 p.
216. Theoretical spectroscopy and dynamics of molecular systems in the free state and in an external electromagnetic field: monograph / O.V. Glushkov, O.Yu.Khetselius, A.A. Svinarenko, A.V. Ignatenko, Odesa: Odesa State Environmental University, 2022. 230 p.
217. Quantum Geometry and Dynamics of Resonances. monograph / O.V. Glushkov, O.Yu.Khetselius, A.A. Svinarenko. Odessa: Publ. House Helvetica, 2020. 204p.
218. Analysis, modeling and forecasting air pollution for industrial cities. Applications. / O.V. Glushkov, O.Yu.Khetselius, A.A. Svinarenko. Odessa: Publ. House Helvetica, 2020. 140p.
219. Relativistic theory of shift and broadening of spectral lines of complex atoms in the atmosphere of buffer gases. (monograph) / Glushkov A.V., Khetselius O.Y., Ignatenko A.V., Mansarlisky V.F. Odesa: Odesa State Environmental University, 2023. 350P.
220. Theoretical spectroscopy of complex atomic systems in an intense electromagnetic field. (monograph) / Glushkov A.V., Khetselius O.Y., Svinarenko A.A., Kuznetsova A.A. Odessa: OSENU, 2023.
221. Catalysis as an effective tool of green chemistry: Novel electrodynamic and quantum chemical computational approaches to catalytic processes modelling / A.V. Glushkov, O.Yu. Khetselius, A.N. Sofronkov, A.A. Svinarenko. / ed. *Green Chemistry and Computational Chemistry*, 1st Ed., Shared Lessons in Sustainability, L. Mammino, Elsevier. 2021. Ch14. P.333-354.
222. Frontiers in green radiochemistry: New optimized quantum approach to laser separation of isotopes and transmutation of radioactive waste / A.V. Glushkov, O.Y. Khetselius, A.A. Svinarenko, V.B. Ternovsky, V.V. Buyadzhi. / ed. *Green Chemistry and Computational Chemistry*, 1st Ed., Shared Lessons in Sustainability, L. Mammino, Elsevier. 2021. Ch.16. P.385-402.

223. Advanced computing topological and dynamical invariants of relativistic backward-wave tube time series in chaotic and hyperchaotic regimes / Tsudik A.V., Glushkov A.V., Ternovsky V.B., Zaichko P.A. *Photoelectronics*. 2020. Vol.29. P.110-117.
224. Deterministic Chaos, Bifurcations and Strange Attractors in Nonlinear Dynamics of Relativistic Backward-Wave Tube / Glushkov A.V., Tsudik A.V., Ternovsky V.B., Astaykin D.V., Bondarenko A.V., Danylenko D.V., Buyadzhi V.V. / ed. Awrejcewicz J. *Perspectives in Dynamical Systems II: Mathematical and Numerical Approaches. Series: Springer Proceedings in Mathematics & Statistics*. 2021. Vol.363. P.125-135 (Springer, Cham). (ISBN 978-3-030-77310-17); <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-030-77310-6>
225. Nonlinear Dynamics of the Industrial City's Atmospheric Ventilation: New Differential Equations Model and Chaotic Ventilation / Khetselius O.Y., Glushkov A.V., Stepanenko S.M., Svinarenko A.A., Buyadzhi V. / ed. Awrejcewicz J. *Perspectives in Dynamical Systems III: Control and Stability. Series: Springer Proceedings in Mathematics & Statistics*. 2021. Vol.364. P.199-209 (Springer, Cham).
226. Optimized laser photoionization scheme of separation of complex isotopes in the separator devices / Glushkov A.V., Sofronkov A.N., Dubrovskaya Y.V., Florko T.A. *Physics of Aerodispersed Systems*. 2023. Vol.61. P.183-192.
227. Khetselius O.Y., Antoshkina O.A. Collisional broadening and shift of the hyperfine lines for complex atomic systems in atmosphere of the buffer inert gases. *Physics of Aerodispersed Systems*. 2023. Vol.61. P.176-182.
228. Svinarenko A.A., Smishchenko M.V. Study of characteristics elementary atomic processes in the neon-like multicharged ions plasma within an energy approach. *Physics of Aerodispersed Systems*. 2023. Vol.61. P.150-157.
229. Ignatenko A.V., Tkach T.B., Ivanova I.V. Chaotic dynamics of diatomic systems in an electromagnetic field: Dynamical and topological invariants. *Physics of Aerodispersed Systems*. 2023. Vol.61. P.158-164.

230. Nonlinear Chaotic Dynamics of Quantum Systems: Molecules in an Electromagnetic Field/ Ignatenko A.V., Buyadzhi A.A., Buyadzhi V.V., Kuznetsova A.A., Mashkantsev A.A., Ternovsky E.V. *Advances in Quantum Chemistry (Elsevier)*. 2019. Vol.78, Ch.7. P.149-170;
231. Advanced Quantum Approach in Radiative and Collisional Spectroscopy of Multicharged Ions in Plasmas / Buyadzhi V.V., Kuznetsova A.A., Buyadzhi A.A., Ternovsky E.V., Tkach T.B. *Advances in Quantum Chemistry (Elsevier)*. 2019. Vol.78, Ch.7. P.171-191;
232. Quantum Chemistry and Spectroscopy of Pionic Atomic Systems With Accounting for Relativistic, Radiative, and Strong Interaction Effects / Dubrovskaya Yu.V., Khetselius O.Yu., Vitavetskaya L.A., Ternovsky V.B., Serga I.N. *Advances in Quantum Chemistry (Elsevier)*. 2019. Vol.78. Ch.9. P.193-222; <https://doi.org/10.1016/bs.aiq.2018.06.003>
233. Khetselius O.Yu. Optimized Relativistic Many-Body Perturbation Theory Calculation of Wavelengths and Oscillator Strengths for Li-like Multicharged Ions. *Advances in Quantum Chemistry (Elsevier)*. 2019. Vol.78, Ch.10. P.223-251; <https://doi.org/10.1016/bs.aiq.2018.06.001>
234. Glushkov A.V. Multiphoton Spectroscopy of Atoms and Nuclei in a Laser Field: Relativistic Energy Approach and Radiation Atomic Lines Moments Method. *Advances in Quantum Chemistry (Elsevier)*. 2019. Vol.78, Ch.11. P.253-285; <https://doi.org/10.1016/bs.aiq.2018.06.004>
235. Spectroscopy of Multielectron Atomic Systems in a DC Electric Field / Kuznetsova A.A., Glushkov A.V., Ignatenko A.V., Svinarenko A.A., Ternovsky V.B. *Advances in Quantum Chemistry (Elsevier)*. 2019. Vol.78, Ch.12. P.287-306; <https://doi.org/10.1016/bs.aiq.2018.06.005>
236. New theoretical approach to dynamics of heat-mass-transfer, thermal turbulence and air ventilation in atmosphere of an industrial city II. Spectrum of thermal turbulence/ Khetselius O.Y., Glushkov A.V., Stepanenko S.M., Svinarenko A.A. *Physics of Aerodispersed Systems*. 2023. Vol.61. P.165-175.

237. A.V. Glushkov, O.Y. Khetselius. Nonlinear Dynamics of Complex Neurophysiologic Systems within a Quantum-Chaos Geometric Approach. / eds. Glushkov A.V., Khetselius O.Y., Maruani J., Brändas E. *Advances in Methods and Applications of Quantum Systems in Chemistry, Physics, and Biology, Cham: Springer*. 2021. Vol.33. P.291-303.
238. A Quasiparticle Fermi-Liquid Density Functional Approach to Atomic and Diatomic Systems. Spectroscopic factors / A.V. Glushkov, A.V. Ignatenko, A.V. Tsudik, A.L. Mykhailov. / eds. Glushkov A.V., Khetselius O.Y., Maruani J., Brändas E. *Advances in Methods and Applications of Quantum Systems in Chemistry, Physics, and Biology, Cham: Springer*. 2021. Vol.33. P.133-150.
239. Advanced Quantum Approach to the Calculation of Probabilities of Cooperative Electronic-Vibrational-Nuclear Transitions in Spectra of Diatomic Molecules/ A.V. Glushkov, E.V. Ternovsky, V.F. Mansarliysky, P.A. Zaichko. / eds. Glushkov A.V., Khetselius O.Y., Maruani J., Brändas E. *Advances in Methods and Applications of Quantum Systems in Chemistry, Physics, and Biology, Cham: Springer*. 2021. Vol.33. P.181-206.
240. Advanced Quantum-Kinetic Model of Energy Exchange in Atmospheric Molecule Mixtures and CO₂ Laser-Molecule Interaction / O.Y. Khetselius, A.V. Glushkov, S. M. Stepanenko, A. A. Svinarenko, V.V. Buyadzhi. / eds. Glushkov A.V., Khetselius O.Y., Maruani J., Brändas E. *Advances in Methods and Applications of Quantum Systems in Chemistry, Physics, and Biology, Cham: Springer*. 2021. Vol.33. P.207-216.
241. Tsudik A.V., Zaichko P.A. New data on topological and dynamical invariants of relativistic backward-wave tube in chaotic regimes. *Photoelectronics*. 2021. Vol.30. P.111-118.
242. Kirianov S.V., Mashkantsev A.A., Svinarenko A.A. Advanced computing dynamical and topological invariants of nonlinear dynamics of the chaotic laser diodes. *Photoelectronics*. 2021. Vol.30. P.141-145.
243. Deterministic Chaos, Bifurcations and Strange Attractors in Nonlinear Dynamics of Relativistic Backward-Wave Tube / Glushkov A.V., Tsudik A.V.,

- Ternovsky V.B., Astaykin D.V., Bondarenko A.V., Danylenko D.V. / ed. Awrejcewicz J. *Perspectives in Dynamical Systems II: Mathematical and Numerical Approaches. Series: Springer Proceedings in Mathematics & Statistics*. 2021. Vol.363. P.125-135 (Springer, Cham).
244. Nonlinear Dynamics of the Industrial City's Atmospheric Ventilation: New Differential Equations Model and Chaotic Ventilation / Khetselius O.Y., Glushkov A.V., Stepanenko S.M., Svinarenko A.A., Buyadzhi V. / ed. Awrejcewicz J. *Perspectives in Dynamical Systems III: Control and Stability. Series: Springer Proceedings in Mathematics & Statistics*. 2021. Vol.364. P.199-209 (Springer, Cham).
245. Dynamics of laser systems with absorbing cell and backward-wave tubes with elements of a chaos/ Glushkov A.V., Kuzakon V.M., Ternovsky V.B., Buyadzhi V.V. / eds. J. Awrejcewicz, M. Kazmierczak, P. Olejnik, J. Mrozowski (Lodz, Poland). *Dynamical Systems Theory*. 2013. Vol.T1. P.461-466.
246. Dynamics of non-linear processes in a backward-wave tubes chain: Chaos and strange attractors / V.B. Ternovsky, A.V. Glushkov, E. Ternovsky, A. Tsudik. / eds. J. Awrejcewicz, M. Kaźmierczak, P. Olejnik (Lodz Univ. of Technology). *Applicable Solutions in Non-Linear Dynamical Systems*. 2019. P.(BIF275)491-498.
247. New energy, angle momentum and entropy balance approach to modelling climate and macroturbulent atmospheric dynamics, heat and mass transfer at macroscale/ Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Sofronkov A.N., Stepanenko S.N., Svinarenko A.A. *III. Low-frequency approximation and singularities in fields of meteoelements Physics of Aerodispersed Systems*. 2021. Vol.59. P.127-140. <http://fas.onu.edu.ua/article/view/227306>
248. Advanced Laser-Photoionization Scheme of Separation of Heavy Isotopes in the Gases Separator Devices / Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Kuznetsova A.A., Svinarenko A.A., Ternovsky V.B. *Physics of Aerodispersed Systems*. 2021. Vol.59. P.106-112. <http://fas.onu.edu.ua/article/view/227379>

249. Glushkov A.V., Svinarenko A.A. Optimized quasiparticle density functional approach for complex atoms: Spectroscopic Factors. *Photoelectronics*. 2021. Vol.30. P.11-24.
250. Tsudik A.V., Zaichko P.A. New data on topological and dynamical invariants of relativistic backward-wave tube in chaotic regimes. *Photoelectronics*. 2021. Vol.30. P.111-118.