

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Кафедра прикладної математики та моделювання складних систем

Допущено до захисту

Завідувач кафедри ПМ та МСС

_____ Коплик І.В.

(підпис)

« ____ » _____ 2021 р.

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

на здобуття освітнього ступеня «бакалавр»

спеціальність 113 «Прикладна математика»

освітньо-професійна програма «Прикладна математика»

тема роботи: **«МОДЕЛЮВАННЯ ФОРМУВАННЯ ХВИЛЬ
ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ З ШИРОКИМ ЧАСТОТНИМ СПЕКТРОМ У
СУПЕРГЕТЕРОДИННОМУ ЛВЕ З ПОВЗДОВЖНІМ
ЕЛЕКТРИЧНИМ ПОЛЕМ»**

Виконавець

студент факультету ЕлІТ

Шевченко Аліна Тарасівна _____
(підпис)

Науковий керівник

док. фіз.-мат. наук, професор

Лисенко Олександр Володимирович _____
(підпис)

Суми – 2021

РЕФЕРАТ

Кваліфікаційна робота: 63 сторінки, 8 рисунків, 33 джерела.

Мета роботи: математичне та комп'ютерне моделювання формування хвилі просторового заряду у поздовжньому електричному полі; аналіз впливу поздовжнього електричного поля на ширину спектра мультигармонічної хвилі просторового заряду, що збуджується у пролітній секції двопотокового супергетеродинного лазера на вільних електронах (ЛВЕ).

Об'єкт дослідження: мультигармонічні процеси у супергетеродинному лазері на вільних електронах з поздовжнім електричним полем.

Предмет дослідження: підсилювальні властивості ЛВЕ, спектральні характеристики хвиль в ЛВЕ з поздовжнім електричним полем.

Методи навчання: стандартні чисельно-аналітичні методи, метод усереднених характеристик, рівняння Максвела.

У роботі в рамках кубічного нелінійного наближення проведено аналіз зміни ширини частотного спектра хвиль за допомогою поздовжнього електричного поля, що формуються в мультигармонічних двопотокових лазерах на вільних електронах клістронного типу. З'ясовано, що в двошвидкісному електронному пучку, швидкість якого змінюється під дією поздовжнього електричного поля, умови множинних трихвильових параметричних резонансів між гармоніками хвилі просторового заряду (ХПЗ) не порушуються. Завдяки цьому стає можливим формування мультигармонічного сигналу у системі, в якій швидкість електронного пучка змінюється. Продемонстровано, що поздовжнє прискорювальне електричне поле призводить до збільшення ширини частотного спектру мультигармонічної ХПЗ. Гальмівне електричне поле зменшує ширину частотного спектру такої хвилі, але при цьому рівень амплітуд гармонік збільшується. Запропоновано використовувати прискорювальне електричне поле в пролітній секції мультигармонічного двопотокового супергетеродинного лазера на вільних електронах для формування мультигармонічних сигналів електромагнітних хвиль з широким частотним спектром, в тому числі і для створення ультракоротких кластерів.

Ключові слова: ДВОПОТОКОВИЙ СУПЕРГЕТЕРОДИННИЙ ЛАЗЕР НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ, ПОВЗДОВЖНЄ ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ, ХВИЛЯ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ, РЕЛЯТИВІСТСЬКИЙ ЕЛЕКТРОННИЙ ПУЧОК, МНОЖИННІ ТРИХВИЛЬОВІ ПАРАМЕТРИЧНІ РЕЗОНАНСИ.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	5
РОЗДІЛ 1 МУЛЬТИГАРМОНІЧНІ СУПЕРГЕТЕРОДИННІ ЛАЗЕРИ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ)	7
РОЗДІЛ 2 МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ МУЛЬТИГАРМОНІЧНИХ ВЗАЄМОДІЙ ГАРМОНІК ХВИЛІ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ	12
2.1. Модель мультигармонічного двопотокового супергетеродина ЛВЕ клістронного типу	12
2.2. Множинні трихвильові параметричні резонанси	13
2.3. Повздожне електричне поле	14
2.4. Загальна постановка задачі	15
2.5. Застосування методу усереднених характеристик	17
2.6. Рівняння для амплітуд хвиль	19
2.7. Аналітичні оцінки досліджуваної системи	20
РОЗДІЛ 3 РЕАЛІЗАЦІЯ КОМП'ЮТЕРНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ	22
3.1. Методика чисельного експерименту. Комп'ютерний код.....	22
3.2. Результати комп'ютерного моделювання	38
ВИСНОВКИ.....	42
ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕЛІЛ.....	43
ДОДАТКИ.....	47
ДОДАТОК А Лістинг програми start1	47
ДОДАТОК Б Лістинг програми initglobvar	50
ДОДАТОК В Лістинг програми equations_pr	58
ДОДАТОК Д Лістинг програми readmultfild	63

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

k	– хвильове число;
ω	– частота;
ω_{cr}	– критична частота двопотокової нестійкості;
E	– напруженість електричного поля;
e_z	– орт осі Z електричного поля;
p	– фаза;
i	– уявна одиниця;
e	– заряд електрона;
c	– швидкість світла;
m_e	– маса електрона;
n_α	– концентрація α -го електронного пучка
$\Gamma(\omega_{opt})$	– інкремент зростання ХПЗ;
γ	– релятивістський фактор;
<i>с. с.</i>	– комплексно-спряжена величина;
E_0	– повздовжнє електричне поле;
ХПЗ	– хвилі просторового заряду;
ЛВЕ	– лазер на вільних електронах;
ДСЛВЕ	– двопотоковий супергетеродинний ЛВЕ;
РЕП	– релятивістський електронний пучок;

ВСТУП

Лазери на вільних електронах (ЛВЕ) привертають увагу дослідників рядом унікальних властивостей. Інтерес до них спричинений здатністю генерації потужного когерентного електромагнітного випромінювання у діапазоні частот від міліметрових до рентгенівських хвиль [1–4]. Останнім часом проводяться інтенсивні дослідження режимів роботи ЛВЕ, при яких відбувається формування ультракоротких імпульсів [4, 14-20]. Такі ЛВЕ здатні створювати надзвичайно потужні ультракороткі, у тому числі й фемтосекундні, імпульси. Такі імпульси сьогодні є незамінним інструментом для великої кількості застосувань, як у фундаментальних, так і прикладних дослідженнях. Також відзначимо, що викликають інтерес системи, які здатні формувати потужні електромагнітні сигнали із широким частотним спектром у терагерцовому діапазоні [11–12].

Одним зі способів створення ультракоротких імпульсів є метод компресії хвильових пакетів [4, 18]. Сутність цього методу полягає у формуванні ультракороткого імпульсу (кластера) у результаті суперпозиції, накладення великої кількості когерентних гармонік. У роботах [4, 18] теоретично продемонстрована можливість створення ультракороткого кластера електромагнітних хвиль, використовуючи двопотоковий супергетеродинний лазер на вільних електронах (ДСЛВЕ).

Особливістю ДСЛВЕ є те, що в них у якості додаткового механізму підсилення використовують двопотокову нестійкість. Така нестійкість має винятково високі інкременти підсилення хвилі просторового заряду (ХПЗ) [20], що бере участь у трихвильовому параметричному резонансі в ДСЛВЕ. Саме тому такі ДСЛВЕ мають високі підсилювальні властивості. Також відзначимо, що ХПЗ, що наростає за рахунок двопотокової нестійкості, характеризується лінійною дисперсійною залежністю [4, 21]. Завдяки цьому стає можливим одночасна реалізація величезної кількості трихвильових параметричних резонансів (множинні резонанси) між різними гармоніками зростаючої хвилі

просторового заряду. Це приводить до інтенсивного збудження величезної кількості вищих гармонік хвилі просторового заряду, які потім підсилюються за рахунок двопотокової нестійкості. У результаті формується хвиля просторового заряду із широким частотним спектром, яка є джерелом мультигармонічних хвиль у мультигармонічному двопотоковому супергетеродинному лазері на вільних електронах[6].

Подана робота присвячена дослідженню механізмів керування шириною частотного спектра хвиль, сформованих у мультигармонічних ДСЛВЕ із прямолінійними двопотоковими електронними пучками. У роботі досліджується вплив поздовжнього електростатичного поля на формування мультигармонічної ХПЗ. Унікальність досліджуваної ситуації полягає в тому, що зміна поздовжньої швидкості двопотоковими РЕП під дією поздовжнього електростатичного поля не впливає на умови трихвильової параметричної взаємодії між гармоніками хвилі ХПЗ. Це обумовлено лінійністю дисперсійної характеристики зростаючої хвилі просторового заряду й синхронністю зміни дисперсійних властивостей всіх гармонік зростаючої ХПЗ при зміні швидкості електронного пучка.

РОЗДІЛ 1

МУЛЬТИГАРМОНІЧНІ СУПЕРГЕТЕРОДИННІ ЛАЗЕРИ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ)

Лазери на вільних електронах – пристрої призначені для генерації когерентного електромагнітного випромінювання, що обумовлене примусовим випромінюванням електромагнітних хвиль прискорювальними частинками – вільними електронами. Перші конструкції лазерів на вільних електронах були представлені в роботі [5,7].

Примусове випромінювання є загальною рисою всіх типів лазерів. Воно спричинене синхронізацією підсилювальною хвилею окремих випромінювачів. В лазерах на вільних електронах така синхронізація відбувається через повздожнє групування частинок, що значно збільшує інтенсивність випромінювання на певній довжині хвилі. ЛВЕ має таку назву через те, що в даному випадку використовуються вільні електрони. В лазерах інших типів використовуються електрони, що прив'язані до кристалу або атому, тобто робота таких лазерів базується на використанні випромінювання зв'язаних електронів.

Серед лазерів на вільних електронах різних типів необхідно виділити саме супергетеродинні ЛВЕ. В супергетеродинних лазерах на вільних електронах використовується ефект супергетеродинного підсилювання електромагнітних хвиль в релятивістських електронних пучках [8], завдяки чому такі ЛВЕ характеризуються більшими коефіцієнтами підсилення, ніж ЛВЕ класичного типу. Вперше ідея використання супергетеродинного ефекту, що може бути застосована для лазера на вільних електронах була описана в [9-10]. В СЛВЕ, як механізм додаткового підсилення використовуються пучкові нестійкості, які можуть забезпечувати підсилення пучкових хвиль на високих рівнях, завдяки чому супергетеродинні ЛВЕ вирізняються високими підсилювальними властивостями. До таких нестійкостей належать плазмово-пучкова та двопотокова. Також необхідно відзначити, що ЛВЕ, які використовують такі

механізми підсилення, завдяки супергетеродинному ефекту вирізняються не лише більшими коефіцієнтами підсилення, а і меншими розмірами та вартістю, при цьому маючи однакові вихідні параметри системи.

Високоєфективні механізми підсилення повздовжніх хвиль досить відомі. Доволі тривалий час були відсутні ефективні прийоми перетворення повздовжніх пучкових хвиль у поперечні електромагнітні хвилі. Згодом було з'ясовано, що ця проблема може бути вирішена за допомогою явища трьох хвильового параметричного резонансу. Пропозиція об'єднання ідей додаткового підсилення повздовжніх ХПЗ та трансформації пучкових хвиль у електромагнітні за допомогою параметричного резонансу була наведена у роботах в [9-10]. В залежності від типу додаткового механізму підсилення розрізняють декілька видів СЛВЕ, які діляться на лінійні та квадратичні. До лінійних відносять ті, що побудовані на лінійних методах підсилення пучкових хвиль, які визначаються лінійними дисперсійними залежностями, наприклад, плазмово-пучкові та двопотокові нестійкості. До нелінійних відносять ті, що мають резонансний характер, на відміну від лінійних.

В залежності від типу використаного додаткового механізму підсилення СЛВЕ буде мати назву плазмово-пучкового, двопотокового тощо. Супергетеродинні ЛВЕ, що використовують плазмово-пучкову нестійкість у якості додаткового механізму підсилення будуть мати назву плазмово-пучкових СЛВЕ. Перший такий СЛВЕ був описаний в [10]. Згідно з результатами досліджень [22], такі ЛВЕ мають більші значення інкременту наростання у порівнянні з подібними пристроями. Також в плазмово-пучкових СЛВЕ є можливість використовувати електронні пучки, що мають більші струми. Це дає змогу створення більш потужних пристроїв.

У випадку використання двопотокової нестійкості, супергетеродинний ЛВЕ має назву двопотокового супергетеродинного ЛВЕ. Двопотокові СЛВЕ у порівнянні з параметричними СЛВЕ характеризуються значно більшими інкрементами зростання, мають значно менші розміри, та є джерелами

потужного електромагнітного випромінювання у міліметровому та інфрачервоному діапазоні. У порівнянні з плазмово-пучковими СЛВЕ двопотокові СЛВЕ визначаються більшими робочими частотами, довжина хвиль яких знаходяться у міліметровому-субміліметровому діапазоні. Вперше запропонований ДСЛВЕ був у роботі [23], та вперше описані конструкції були у [24].

На сьогоднішній день проводиться багато досліджень присвячених двопотоковим нестійкостям. Інтерес дослідників, на сам перед, обумовлений тим, що в системах, що використовують нестійкості такого типу можливе збудження вищих гармонік. Відзначаючи цей факт, це означає, що для ДСЛВЕ має істотний вплив інтенсивна генерація вищих гармонік саме на підсилювальні властивості. Використання таких особливостей двопотокової нестійкості дає змогу створенню потужних мультигармонічних джерел електромагнітних хвиль, що можуть формувати ультракороткі кластери електромагнітного поля [6].

СЛВЕ базуються на просторовій сумісності повздовжньої нестійкості з параметричною нестійкістю, яка є типовою для ЛВЕ [25]. В такому випадку мультигармонічність хвилі просторового заряду є достатньо виражена з самого початку, що обумовлено лінійною дисперсійною залежністю, якою характеризуються лінійні механізми додаткового підсилення. Завдяки цьому в таких системах можливе збудження вищих гармонік. Справедливість того, що плазмово-пучкова та двопотокова нестійкості супроводжуються такою можливістю наведена у роботах [26, 27, 28, 29]. Таким чином виникає можливість формування потужних мультигармонічних електромагнітних хвиль та з'являється можливість формування потужних електромагнітних імпульсів, завдяки мультиграмонічним особливостям СЛВЕ.

На даний момент є актуальною задача формування ультракоротких кластерів електромагнітного поля. Такий інтерес обумовлений широкими можливостями їх застосувань в різних сферах. Розрізняють поняття ультракороткого імпульсу та ультракороткого кластеру. Особливістю

ультракороткого імпульсу є те, що в границях одного такого імпульсу мають знаходитися деяка кількість періодів коливань електромагнітної хвилі. У випадку ультракоротких кластерів маємо залежність фактичного моментального значення напруженості від часу, тобто маємо періодичну послідовність коротких та щільних згустків електромагнітного поля [6]. Такий метод отримання ультракоротких кластерів називають методом компресії хвильових пакетів. Як спосіб практичної реалізації методу компресії можна використати джерело, що здатне формувати електромагнітний сигнал з широким частотним спектром.

Призначення мультигармонічних супергетеродинних ЛВЕ – формування потужного електромагнітного сигналу з максимально широким спектром в тому числі і створення ультракоротких кластерів. Створення таких кластерів електромагнітного поля можливо на базі таких пристроїв, завдяки використанню, як додаткового підсилення механізму мультигармонічного підсилення повздовжніх хвиль просторового заряду за рахунок пучкових нестійкостей, таких як двопотокова або плазмово-пучкова. Використання саме плазмово-пучкової та двопотокової нестійкості обґрунтовано властивостями таких нестійкостей, такими як належність до типу лінійних нестійкостей та характерній лінійній дисперсійній залежності, і як наслідок, за рахунок параметричних резонансних взаємодій, можливість інтенсивного збудження вищих гармонік [6]. Також при використанні таких нестійкостей можливо виділення діапазону частот, в якому підвищується інкремент наростання хвилі просторового заряду зі збільшенням частоти. В таких системах можливе формування ХПЗ з аномальними спектрами, в яких вищі гармоніки будуть мати більші амплітуди. Окрім плазмово-пучкових та двопотокових мультигармонічних супергетеродинних ЛВЕ існують і інші типи мультигармонічних лазерів на вільних електронах [30, 31, 32]. Також існують і інші нестійкості, які відносяться до лінійних, та можуть бути застосованими для пристроїв такого роду.

Двопотоковий супергетеродинний ЛВЕ має таке ж призначення – формування потужного електромагнітного сигналу з максимально широким спектром. Вперше було запропоновано створення мультигармонічного ДСЛВЕ у роботі [32]. У такому випадку в якості додаткового механізму підсилення використовується двопотокова нестійкість. Для формування мультигармонічної ХПЗ у двопотоковому релятивістському пучку було запропоновано використати випадок, де частота першої гармоніки вхідної хвилі набагато менша за критичну частоту двопотокової нестійкості [33]. У такому випадку гармоніки ХПЗ будуть збуджуватися у наслідок трихвильового резонансу та підсилюватися завдяки двопотоковій нестійкості. Загалом СЛВЕ можуть працювати в декількох режимах до яких входять генерування та підсилення потужного електромагнітного поля та створення електромагнітної хвилі з широким частотним спектром [6].

РОЗДІЛ 2

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ МУЛЬТИГАРМОНІЧНИХ ВЗАЄМОДІЙ ГАРМОНІК ХВИЛІ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ

2.1. Модель мультигармонічного двопотокового супергетеродинного ЛВЕ клістронного типу

Розглянемо принцип роботи мультигармонічного двопотокового супергетеродинного ЛВЕ клістронного типу, схема якого подана на рис. 2.1. У секцію модуляції 3 ДСЛВЕ-підсилювача, у якій створене поперечне Н-убітронне магнітне поле, подається двопотоковий електронний пучок 2. Сюди ж надходить монохроматичний електромагнітний сигнал 1 із частотою ω_1 і хвильовим числом k_1 . В цій секції в результаті трихвильового параметричного резонансу між хвилею сигналу 1, поперечним Н-убітронним магнітним полем в двопотоковому електронному пучку збуджується хвиля просторового заряду із частотою й хвильовим числом першої гармоніки $\omega_{3,1}$ і $k_{3,1}$ відповідно. Далі електронний пучок 2, у якому збуджена хвиля просторового заряду, входить у пролітну секцію 4. У пролітній секції 4 електромагнітна хвиля сигналу 1 поглинається.

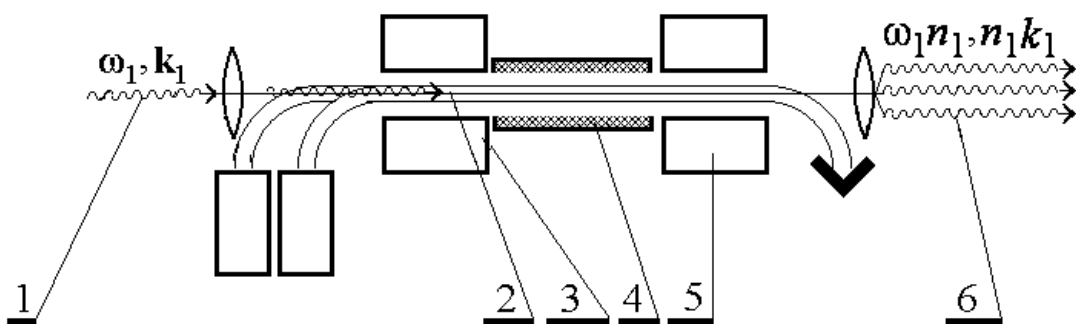


Рис. 2.1 – Схема мультигармонічного двопотокового супергетеродинного ЛВЕ клістронного типу.

У пролітній секції 4 відбувається інтенсивне збудження й підсилення вищих гармонік ХПЗ за рахунок двопотокової нестійкості й множинних

трихвильових параметричних резонансів. Для ефективного збудження вищих гармонік ХПЗ частоту першої гармоніки ХПЗ $\omega_{3,1}$ вибираємо набагато меншою за критичну частоту двопотокової нестійкості ω_{cr} .

2.2. Множинні трихвильові параметричні резонанси

Дисперсійна залежність гармонік хвилі просторового заряду, частоти яких менше критичної частоти ω_{cr} , є лінійною [4, 18, 19, 21]. Це означає, що частота й хвильове число будь-якої m -ї гармоніки, частота якої менше критичної, задовольняють співвідношенням:

$$\omega_{3,m} = m \cdot \omega_{3,1} \quad k_{3,m} = m \cdot k_{3,1} \quad (2.1)$$

З цього випливає, що для того, щоб m_1 -я, m_2 -я й m_3 -я гармоніки ХПЗ задовольняли умовам трихвильового параметричного резонансу

$$\omega_{3,m_1} = \omega_{3,m_2} + \omega_{3,m_3} \quad k_{3,m_1} = k_{3,m_2} + k_{3,m_3} \quad (2.2)$$

їх номери повинні бути зв'язані співвідношенням:

$$m_1 = m_2 + m_3 \quad (2.3)$$

Цій умові задовольняють величезна кількість гармонік. Наприклад, 6-а гармоніка бере участь у таких резонансних взаємодіях: $6 = 4 + 2$, $6 = 1 + 5$, $6 = 8 - 2$ і так далі. Про такі резонансні взаємодії говорять як про множинні [4, 18-20]. Саме тому в двопотоковому електронному пучку генерується ХПЗ з величезною кількістю вищих гармонік.

Відомо, що інтенсивність параметричної взаємодії зменшується з підвищенням частоти [3, 4]. Але гармоніки хвилі зростаючої хвилі ХПЗ, частота

яких менше критичної частоти, підсилюються також і за рахунок двопотокової нестійкості. Завдяки цьому інкремент зростання двопотокової нестійкості з підвищенням частоти збільшується аж до оптимальної частоти двопотокової нестійкості ω_{opt} . Тобто, якщо частота першої гармоніки ХПЗ $\omega_{3,1}$ менше оптимальної частоти ω_{opt} , то завдяки двопотоковій нестійкості з підвищенням частоти інкременти зростання таких гармонік збільшуються. У підсумку формується хвиля просторового заряду із широким частотним спектром, що має аномальну ділянку, у якій гармоніки з більшою частотою мають більшу амплітуду. Таким чином, на виході із пролітної секції 4 формується хвиля просторового заряду із широким частотним спектром.

2.3. Поздовжнє електричне поле

Також у пролітній секції створене поздовжнє електричне поле E_0 , що може бути як гальмуючим, так і прискорювальним. У поданій роботі основна увага приділена впливу такого поля на формування мультигармонічної хвилі просторового заряду. Як буде показано далі, таке поле може змінювати як ширину частотного спектра мультигармонічної хвилі просторового заряду, так і максимальні значення амплітуд гармонік такої хвилі, довжину, на якій відбувається насичення.

Далі після проходження пролітної секції 4 промодульований пучок входить у прикінцеву секцію 5, у якій є мультигармонічне Н-убітронне поле. Параметри системи підібрані таким чином, щоб тут реалізовувались умови трихвильових параметричних резонансів між трійками m -их гармонік електромагнітного сигналу, накачки й хвилі просторового заряду. Внаслідок таких параметричних резонансів відбувається генерація потужного мультигармонічного електромагнітного сигналу б і його подальше підсилення. Фактично тут відбувається зворотне перетворення енергії мультигармонічної хвилі просторового заряду в енергію мультигармонічного електромагнітного сигналу б. Змінюючи форму спектра ХПЗ за допомогою поздовжнього

електричного поля у пролітній секції, можемо керувати спектром мультигармонічного електромагнітного сигналу 6, у тому числі, можемо створювати ультракороткий кластер електромагнітного поля [4, 18].

2.4. Загальна постановка задачі

Для кількісного аналізу вище описаних процесів як вихідні використовуємо квазігідродинамічне рівняння, рівняння неперервності й рівняння Максвелла. До цих рівнянь застосовуємо методи ієрархічної теорії коливань і хвиль [4]. Через те що в пролітній секції розглянутого ДСЛВЕ формується мультигармонічна хвиля просторового заряду, то напруженість електричного поля такої хвилі подаємо як

$$\mathbf{E}_3 = E_3 \mathbf{e}_z = \sum_{m=1}^N [E_{3,m} \exp(ip_{3,m}) + c.c.] \mathbf{e}_z \quad (2.4)$$

У співвідношенні (2.4) $E_{3,m}$ – амплітуди m -их гармонік відповідних полів,

$$p_{3,m} = \omega_{3,m} \cdot t - k_{3,m} \cdot z = m(\omega_{3,1} \cdot t - k_{3,1} \cdot z) \quad (2.5)$$

їх фази, \mathbf{e}_z – орт осі Z , N – число гармонік, що враховуємо під час вирішення задачі. Також прийmemo до уваги, що електрони двопотокового електронного пучка знаходяться у полі постійного поздовжнього електричного поля

$$\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e}_z. \quad (2.6)$$

Таки чином, результуюче електричне поле має вигляд $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_3$. Приймаємо, що зіткненнями й розкидом електронів за швидкостями можна знехтувати. Розглядаємо модель, у якій всі величини залежать тільки від

поздовжньої координати z і часу t . Тоді релятивістське квазігідродинамічне рівняння, рівняння неперервності й рівняння Максвелла можна записати у вигляді

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{\alpha z} \frac{\partial}{\partial z} \right) v_{\alpha z} = \frac{e E_z}{m_e \gamma_\alpha}, \quad (2.7)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{\alpha z} \frac{\partial}{\partial z} \right) n_\alpha = -n_\alpha \frac{\partial v_{\alpha z}}{\partial z}, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi \sum_{\alpha=1}^2 e n_\alpha. \quad (2.9)$$

У цих рівняннях $v_{\alpha z}$, $\gamma_\alpha = (1 - (v_{\alpha z}/c)^2)^{-1/2}$ – проекція швидкості на вісь Z і релятивістський фактор α -го електронного пучка відповідно, c – швидкість світла, $e = -|e|$, m_e – заряд і маса електрона відповідно, n_α – концентрація електронів α -го електронного пучка.

Як відомо, вирішення системи (2.7)-(2.9) складається із трьох формально незалежних етапів: вирішення задачі руху електронів двопотокового релятивістського пучка в заданих електромагнітних полях; вирішення рівняння неперервності, приймаючи, що швидкості електронів пучка є вже відомими; вирішення задачі про збудження електромагнітних полів, приймаючи швидкості й концентрації є відомими функціями.

Задачу руху й рівняння неперервності вирішуємо за допомогою методу усереднених характеристик [4], задачу про збудження електромагнітного поля – за допомогою методу повільно змінних амплітуд. При цьому враховуємо особливості множинних трихвильових параметричних резонансних взаємодій хвиль. При використанні методу усереднених характеристик переходимо від рівнянь у частинних похідних (2.7)-(2.9) до їх характеристик — рівнянь у повних похідних. Далі використовуємо алгоритми ієрархічного підходу до теорії коливань і хвиль [4].

2.5. Застосування методу усереднених характеристик

Для вирішення задачі руху ми переходимо до характеристик рівняння (2.7) [4], що є рівняннями у повних похідних. Через те що ми розв'язуємо граничну задачу, переходимо від похідної за часом до похідної за координатою, використовуючи відоме співвідношення для швидкості $dt = dz / v_z$. Доповнимо систему рівнянь співвідношеннями для швидких фаз $p_{\alpha,m}$. Приймаємо, що амплітуди полів повільно змінюються зі зміною поздовжньої координати z . Для опису таких повільних змін амплітуди введемо повільну поздовжню координату $\chi = z / \xi$, де ξ великий параметр задачі, що визначається як відношення швидкості зміни фаз до швидкості зміни амплітуд хвилі. У підсумку одержуємо систему рівнянь, що подана у стандартному вигляді для методу усереднених характеристик [4]

$$\frac{dv_{\alpha z}}{dz} = \frac{e}{m_e \gamma_\alpha v_{\alpha z}} \left(\sum_{m=1}^N [E_{3,m}(\chi) \exp(ip_{3,m}) + c.c.] + E_0 \right), \quad (2.10)$$

$$\frac{d\chi}{dz} = \frac{1}{\xi}, \quad \frac{dp_{3,\alpha,m}}{dz} = \frac{m\omega_{3,1}}{v_{\alpha z}} - k_{3,m} \equiv \Omega_{3,\alpha,m}. \quad (2.11)$$

Порівняємо систему (2.10)–(2.11) зі стандартною [4] і подамо вектор повільних змінних \mathbf{x} , вектор-функції \mathbf{X} , вектор швидких фаз $\boldsymbol{\psi}$, вектор фазових швидкостей $\boldsymbol{\Omega}$ у явному вигляді

$$\begin{aligned} \mathbf{x} &= \{x_{v_{\alpha z}}, x_\chi\} = \{v_{\alpha z}, \chi\}, \\ \frac{1}{\xi} \mathbf{X} &= \left\{ \frac{e}{m_e \gamma_\alpha v_{\alpha z}} (E_3 + E_0), \frac{1}{\xi} \right\}, \\ \boldsymbol{\psi} &= \{p_{3,\alpha,1}, \dots, p_{3,\alpha,N}\} \quad \boldsymbol{\Omega} = \{\Omega_{3,\alpha,1}, \dots, \Omega_{3,\alpha,N}\}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Далі використовуємо алгоритм методу усереднених характеристик [4] для випадку декількох швидких фаз. Відповідно до цього алгоритму переходимо до усереднених змінних $\bar{\mathbf{x}} = \{\bar{v}_{\alpha z}, \bar{\chi}\}$:

$$v_{\alpha z} = \bar{v}_{\alpha z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_{v_{\alpha z}}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \Psi), \quad (2.13)$$

$$\chi = \bar{\chi} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_{\chi}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \Psi).$$

Особливістю такої заміни, є те, що повільні змінні $\bar{\mathbf{x}} = \{\bar{v}_{\alpha z}, \bar{\chi}\}$ не залежать від швидких змінних і визначаються співвідношеннями

$$\frac{d\bar{v}_{\alpha z}}{dz} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} A_{v_{\alpha z}}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}), \quad \frac{d\bar{\chi}}{dz} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} A_{\chi}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}). \quad (2.14)$$

Зі співвідношення (2.14) випливає, що праві частини рівнянь залежать тільки від усереднених повільних змінних $\bar{\mathbf{x}}$. Тобто ці рівняння можуть вирішуватися незалежно від системи (2.13).

Обмежуємося третім наближенням за $1/\xi$, тобто $n=1,2,3$. Алгоритм знаходження функцій $u^{(n)}$ $A^{(n)}$ відомий і описаний, наприклад, в [4]. Із цих формул, зокрема, випливає: $u_{\chi}^{(n)} = 0$ для будь-яких n ; $A_{\chi}^{(1)} = 1$, $A_{\chi}^{(n)} = 0$ для $n > 1$;

$$A_{v_{\alpha z}}^{(1)} = eE_0 / (m_e \bar{\gamma}_{\alpha} \bar{v}_{\alpha z}), \quad \frac{1}{\xi} u_{v_{\alpha z}}^{(1)} = \frac{e}{m_e \bar{\gamma}_{\alpha} \bar{v}_{\alpha z}} \cdot \sum_{m=1}^N \left[\frac{E_{3,m}(\bar{\chi})}{i\Omega_{3,m}} \exp(i\bar{p}_{\alpha,m}) + c.c \right] \text{ і так далі. У}$$

результаті одержуємо розв'язки як для осциляторної, так і для постійної компонент швидкості. Розв'язки для концентрації з рівняння неперервності знаходимо аналогічно.

2.6. Рівняння для амплітуд хвиль

Отримані рішення для швидкості й концентрації як функції полів підставляємо в рівняння Максвелла. У підсумку, одержуємо систему самоузгоджених нелінійних диференціальних рівнянь для комплексних амплітуд гармонік напруженості електричного поля зростаючої хвилі просторового заряду в кубічному наближенні

$$\begin{aligned} & C_{2,m} \frac{d^2 E_{3,m}}{dz^2} + C_{1,m} \frac{dE_{3,m}}{dz} + D_m E_{3,m} = \\ & = C_{3,m} \left\langle E_3 \cdot \sum_{m'=1}^N [E_{3,m'} \exp(ip_{3,m'}) / (im') + c.c.] \right\rangle_{p_m} + F_m. \end{aligned} \quad (2.15)$$

У рівнянні (2.15)

$$D_m \equiv -ik_{3,m} \left(1 - \sum_{\alpha=1}^2 \frac{\omega_{p,\alpha}^2}{(\omega_{3,m} - k_{3,m} \bar{v}_{\alpha z})^2 \bar{\gamma}_{\alpha}^3} \right) \quad (2.16)$$

– дисперсійна функція хвилі ХПЗ, $C_{2,m} = \partial^2 D_m / \partial(-ik_{3,m})^2 / 2$, $C_{1,m} = \partial D_m / \partial(-ik_{3,m})$

$$, \langle \dots \rangle_{p_{3,m}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\dots \exp(-ip_{3,m})) dp_{3,m},$$

$$C_{3,m} = \sum_{\alpha=1}^2 \frac{3e\omega_{p,\alpha}^2 k_{3,1}}{im(\omega_{3,1} - k_{3,1} \bar{v}_{\alpha z})^3 v_{\alpha z} \bar{\gamma}_{\alpha}^4 m_e} \left[\frac{\omega_{3,1}}{(\omega_{3,1} - k_{3,1} \bar{v}_{\alpha z}) \bar{\gamma}_{\alpha}^2} - 1 \right], \quad F_m - \text{функції, що}$$

враховують кубічні нелінійні добавки й залежать від напруженостей електричних полів гармонік хвиль, що взаємодіють. Коефіцієнти в системі рівнянь (2.15) також залежать від постійних складових швидкостей v_{α} і концентрацій n_{α} парціальних пучків, які змінюються у процесі нелінійної взаємодії гармонік. Тому систему рівнянь (2.15) доповнимо рівняннями для постійних складових швидкості й концентрації

$$\begin{aligned}\frac{d\bar{v}_{\alpha z}}{dz} &= V_{\alpha}(E_0, E_{3,1}, \dots, E_{3,N}, v_{\alpha}), \\ \frac{d\bar{n}_{\alpha}}{dz} &= N_{\alpha}(E_0, E_{3,1}, \dots, E_{3,N}, v_{\alpha}, \bar{n}_{\alpha}).\end{aligned}\quad (2.17)$$

Система рівнянь (2.15), (2.17) дозволяє досліджувати вплив повздовжнього електричного поля на динаміку гармонік хвиль просторового заряду в пролітній секції двопотокового супергетеродинного лазера на вільних електронах у кубічно-нелінійному наближенні.

2.7. Аналітичні оцінки досліджуваної системи

Проведемо аналіз впливу повздовжнього електричного поля на динаміку хвилі просторового заряду в пролітній секції двопотокового супергетеродинного лазера на вільних електронах, використовуючи систему рівнянь (2.15)–(2.17). Розглядаємо систему з наступними параметрами: плазмова частота кожного з парціальних електронних пучків $\omega_p = 1.0 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$, середній релятивістський фактор двопотокового електронного пучка $\gamma_0 = 3.0$, різниця релятивістських факторів парціальних електронних пучків $\Delta\gamma = 0.15$. Приймаємо, що хвиля ХПЗ складається з $N = 50$ гармонік. Розглядаємо випадок, коли на вході в пролітну секцію ($z = 0$) збуджена тільки одна гармоніка хвилі ХПЗ. Частоту першої гармоніки ХПЗ $\omega_{3,1} = 5.8 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ вибираємо багато меншою за критичну частоту двопотокової нестійкості $\omega_{cr} = 8.7 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ (у 15 разів меншою).

Як було сказано вище, завдяки параметричним резонансним взаємодіям у двопотоковому електронному пучку відбувається збудження й підсилення вищих гармонік, частота яких менше критичної. Також ці гармоніки будуть підсилюватися й через ефект двопотокової нестійкості. Через те що інкременти підсилення гармонік, які визначаються двопотоковою нестійкістю, і вони є набагато більшими за інкременти підсилення за рахунок трихвильового

параметричного резонансу, то результуюче підсилення гармонік буде, фактично, визначатися інкрементами зростання, що визначаються двопотоковою нестійкістю. Тому варто очікувати, що спектр гармонік, або ж залежність амплітуди гармоніки від частоти, при деякому значенні поздовжньої координати z буде визначатися залежністю інкременту зростання від частоти. Нескладно одержати наближені аналітичні розв'язки для інкременту зростання хвилі просторового заряду за рахунок двопотокової нестійкості $\Gamma(\omega_{\text{opt}})$ й для критичної частоти ω_{cr} , використовуючи дисперсійне рівняння (2.16) [4, 19, 20]:

$$\Gamma(\omega_{\text{opt}}) = \frac{\omega_p}{2v_0\gamma_0^{3/2}}, \quad (2.18)$$

$$\omega_{\text{cr}} = \frac{2\sqrt{2} \cdot \omega_p \gamma_0^{3/2} (1 - 1/\gamma_0^2)}{\Delta\gamma}, \quad (2.19)$$

де v_0 – середня швидкість двопотокового електронного пучка.

Проаналізуємо вплив поздовжнього електричного поля E_0 на інкремент зростання хвилі $\Gamma(\omega_{\text{opt}})$ й критичну частоту ω_{cr} (2.18)-(2.19). У першу чергу, вплив поздовжнього електричного поля E_0 приведе до зміни середнього релятивістського фактору γ_0 . У випадку прискорювального поля E_0 релятивістський фактор γ_0 буде збільшуватися, для гальмуючого поля E_0 релятивістський фактор γ_0 буде зменшуватися. Середня швидкість двопотокового релятивістського електронного пучка близька до швидкості світла й змінюється незначно. Інші параметри, що входять у співвідношення (2.18)-(2.19) практично залишаються сталими. Це означає, що у випадку прискорювального електричного поля E_0 інкремент зростання буде зменшуватися, а критична частота буде збільшуватися. Якщо ж електричне поле E_0 буде гальмуючим, то, навпаки, інкремент зростання буде збільшуватися, а критична частота буде зменшуватися.

РОЗДІЛ 3

РЕАЛІЗАЦІЯ КОМП'ЮТЕРНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ

3.1. Методика чисельного експерименту. Комп'ютерний код

Реалізація чисельного експерименту була проведена за допомогою комп'ютерної програми, що була написана на мові програмування MATLAB. Програма створювалась згідно парадигмі модульного програмування, яка передбачає організацію програмного коду як множини незалежних блоків, які мають назву модулів. Кожен модуль представлений файлом є функціонально завершеним фрагментом вихідної програми. При використанні такого підходу ми маємо логічну завершеність модулів, зручний механізм, як об'єднання окремих модулів у програму, так і можливість перенесення окремих модулів до іншої програми, що дає нам змогу повторного використання коду та можливість безпечного розширення функціоналу. При цьому, кожен модуль взаємодіє з іншими модулями не дивлячись на взаємну незалежність через призначений для цього інтерфейс. Окремий модуль, що представлений окремим файлом містить в собі код деякого набору інструкцій та функцій, що направлені на вирішення своєї конкретної задачі.

Початок виконання обчислень відбувається через запуск головного модуля. Головний модуль має назву `start1` (додаток А), з нього програма розпочинає обчислення. В цьому модулі описані окрім інструкцій основного призначення – обчислень, ще і допоміжні процедури для відстеження стану програми. Також в програмі передбачено декілька режимів роботи, які керуються змінною `Iflag1`, що задається користувачем. Такий функціонал доступний через виконання операторів розгалуження, та не потребує створення додаткових незалежних модулів. Після завершення обчислень та запису даних у файли програма роздруковує повідомлення та подає сигнал про завершення своєї роботи.

В головному модулі в ході його роботи відбувається виклик двох інших модулів – `initglobvar` (додаток Б) та `equations_pr` (додаток В). Модуль `initglobvar` призначений для ініціалізації, тобто для задання початкових значень змінних. В цьому модулі відбувається зчитування даних з файлів, задання констант, обчислення основних параметрів, корегування знаходження умов для резонансу, контроль початкових умов тощо. Даний модуль під час виконання викликає модуль `readmultfild` (додаток Д), який відповідає за тип задання значень гармонік, та розрахунок певних значень в залежності від визначеного типу задання. В ході роботи модуля `initglobvar` отримуємо готовий для подальшої роботи вектор Y_0 . Модуль `equations_pr` необхідний для розв'язку диференціальних рівнянь. Основні інструкції, що відображають математичну модель описані саме в цьому модулі.

Взаємодія між модулями програми здійснюється за допомогою багатовимірного вектору в якому зберігаються значення в одному модулі, та з якого ці данні зчитуються в іншому модулі.

Всі початкові дані зчитуються з спеціально відведених для цієї задачі файлів. В ході виконання програми створюється директорія в якій будуть розміщуватися файли, призначені для збереження результатів. Результати обчислень записуються у відповідні файли.

Відповідно до створеного програмного коду описано алгоритм у вигляді блок-схем для кожного з модулів. На рис. 3.1 подано блок-схему головного модуля `start1`, на рис. 3.2 подано блок-схему модуля ініціалізації `initglobvar`, на рис. 3.3 подано блок-схему модуля розв'язку диференціальних рівнянь `equations_pr`, на рис. 3.4 подано блок-схему модуля, що відповідає за визначення типу задання значень гармонік `readmultfild`.

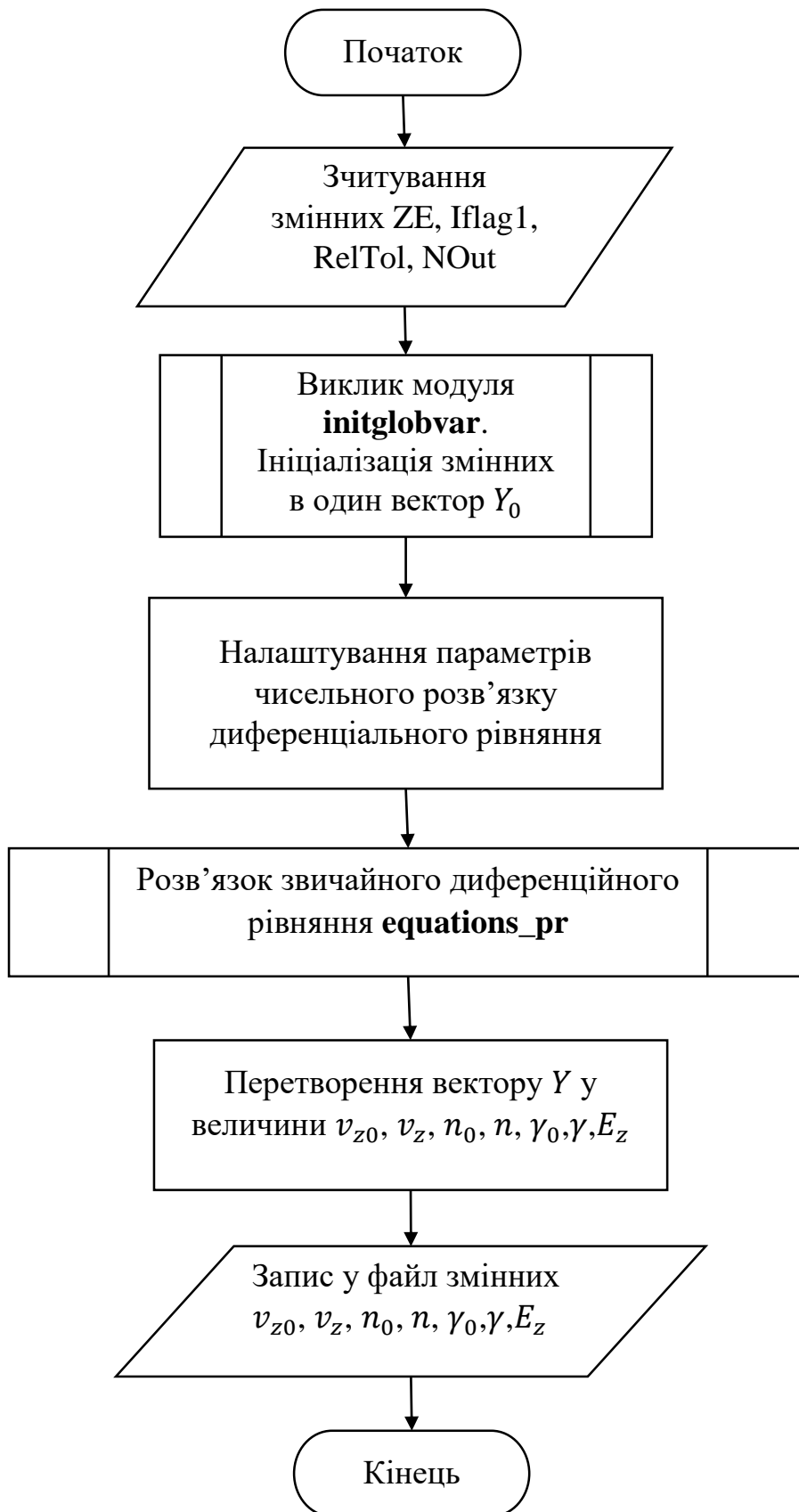
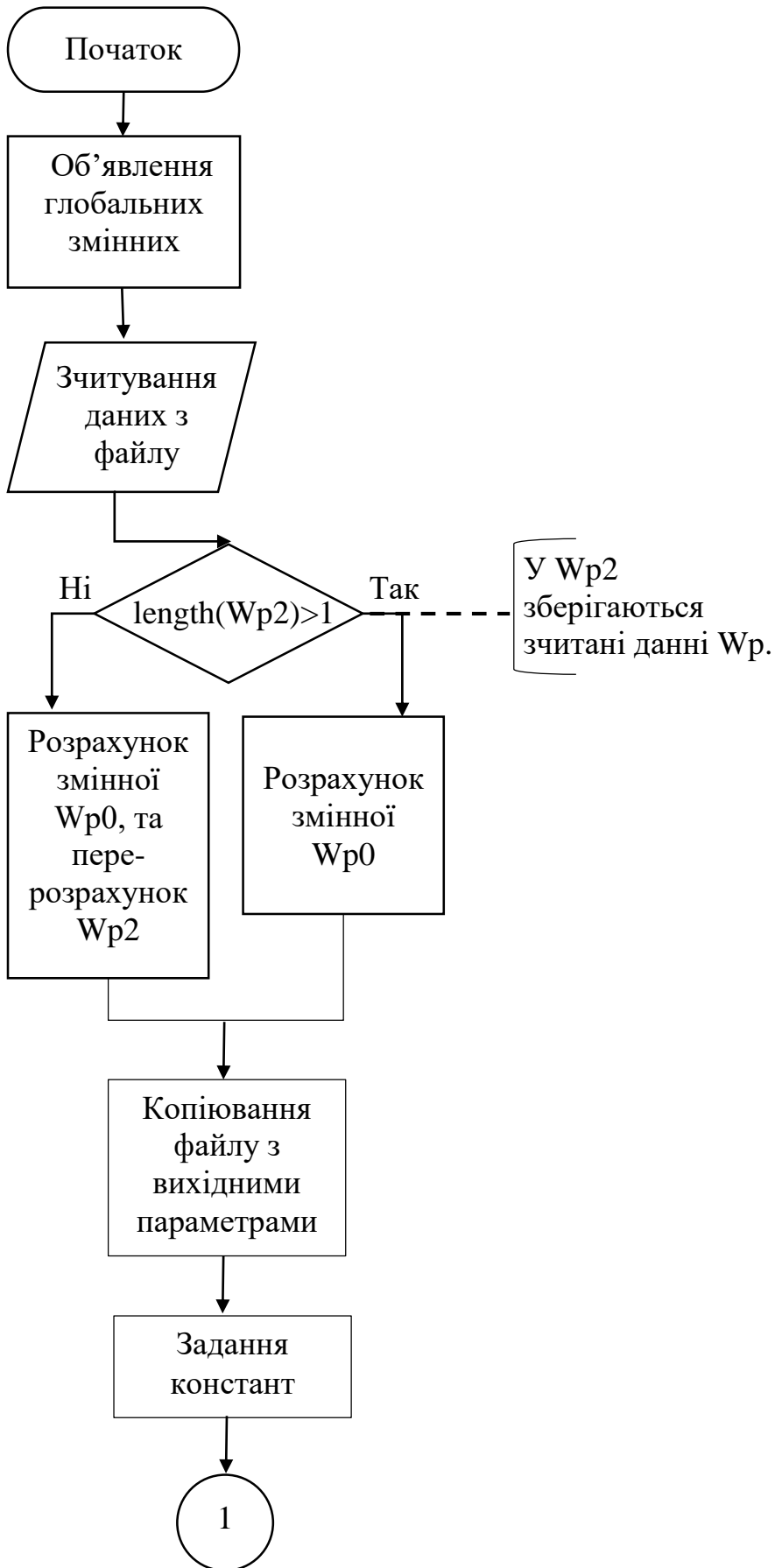


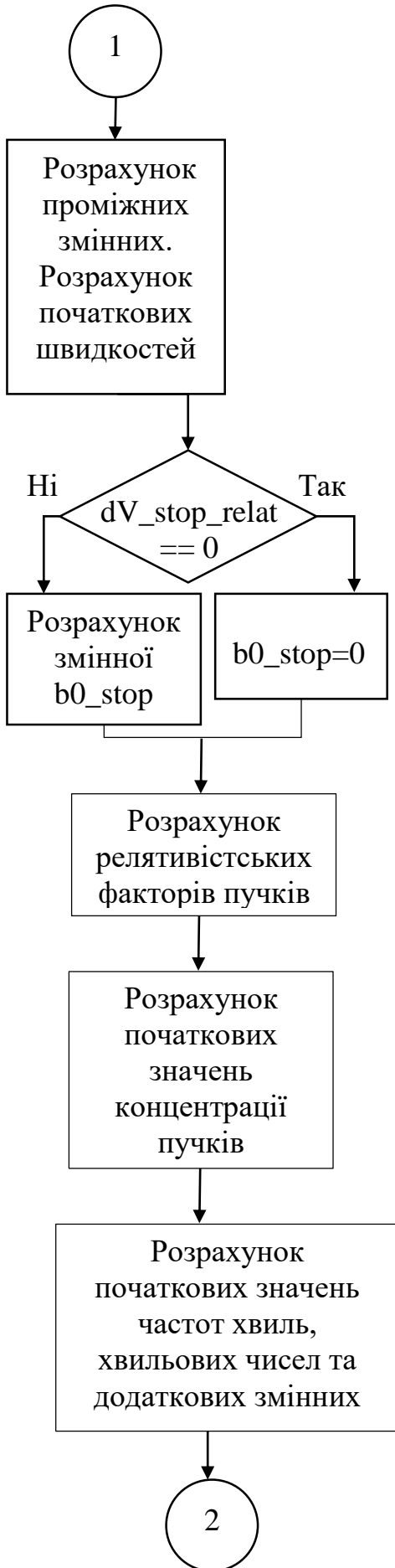
Рис. 3.1 – Блок-схема головного модуля програми.

Таким чином, на початку виконання програми відбувається зчитування змінних. За допомогою ZE задаємо характерні точки робочої області. Iflag1 - це змінна, яка визначає режим роботи для програми. RelTol – відносна похибка для розв’язання диференціального рівняння. NOut – параметр, що відповідає за кількість точок для виводу інформації.

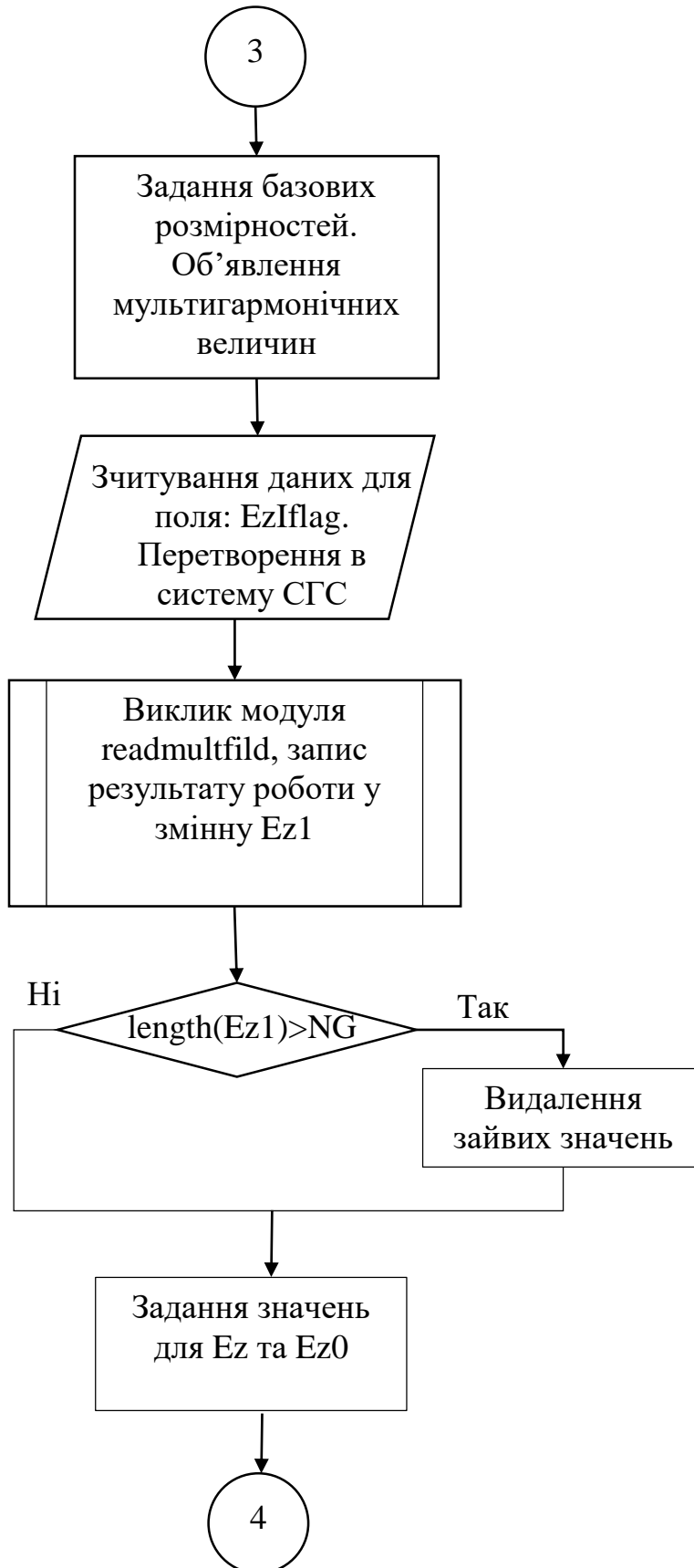
Далі відбувається виклик модуля initglobvar, в результаті роботи якого отримуємо проініціалізовані основні змінні. Після ініціалізації йде налаштування необхідних параметрів для чисельного розв’язку диференціального рівняння, і сам виклик модуля equations_pr . Результатом роботи цього модуля є отримання вектору Y , що відображає залежність між змінними, що представлені цим вектором та конкретною координатою z .

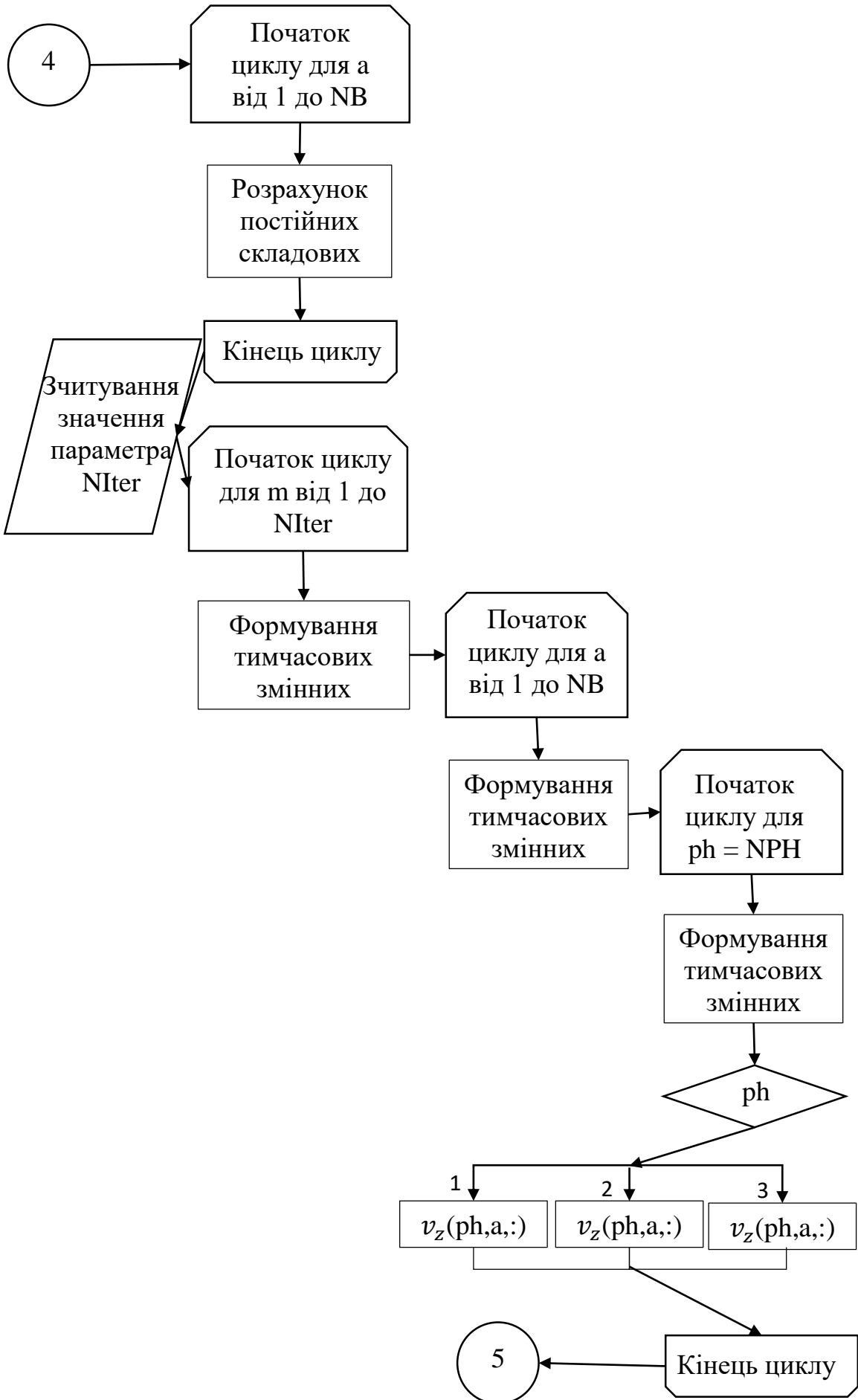
У вектор Y записуються такі дані, як v_{z0} – постійна складова швидкості пучка, v_z – осциляторні складові швидкостей пучка, n_0 – постійна складова концентрації електронного пучка, n – осциляторна складова концентрації електронного пучка, γ_0 – постійна складова значення релятивістського фактору, γ – осциляторна складова значення релятивістського фактору пучка, E_z – постійна складова електричного поля.

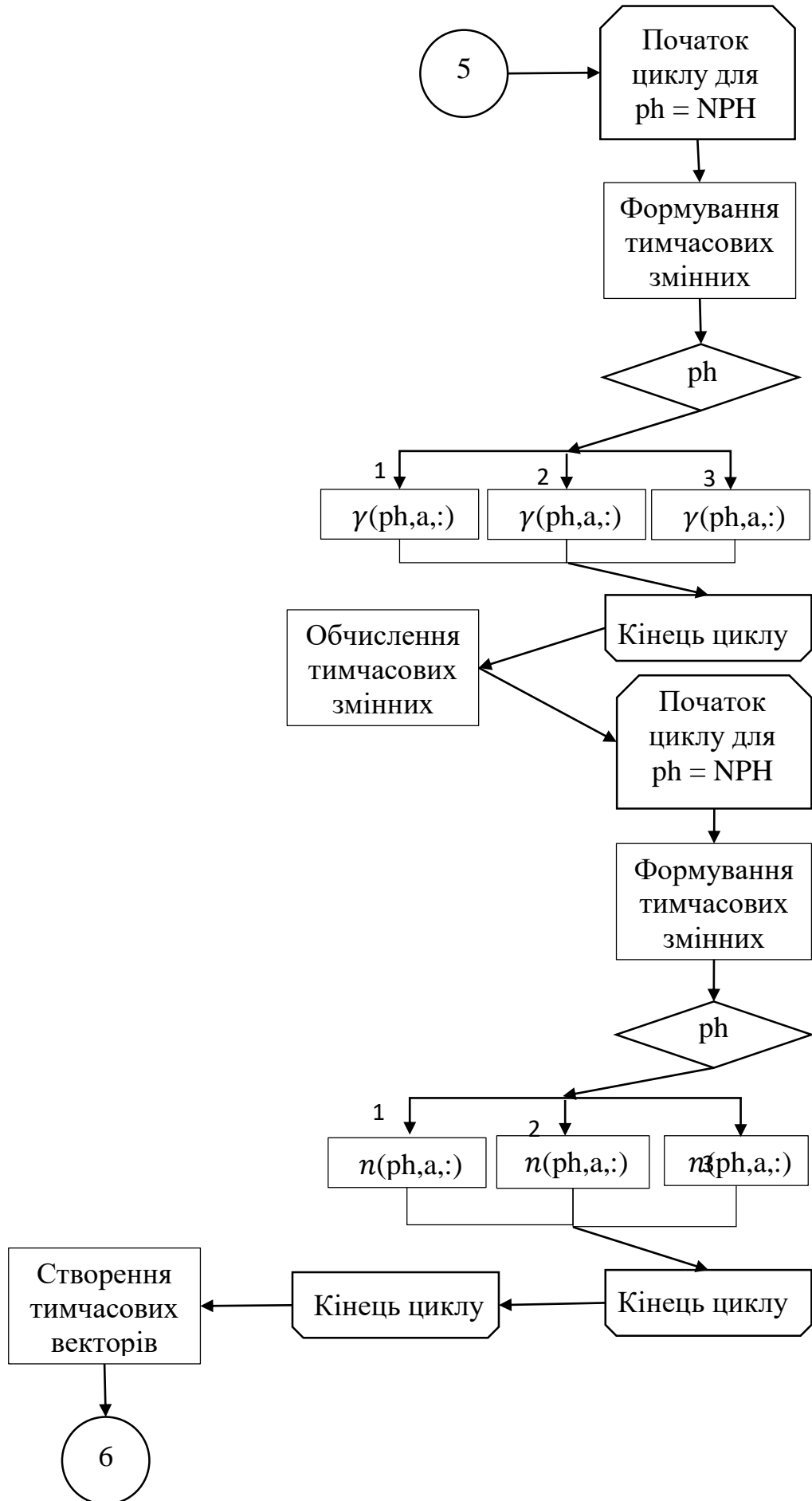












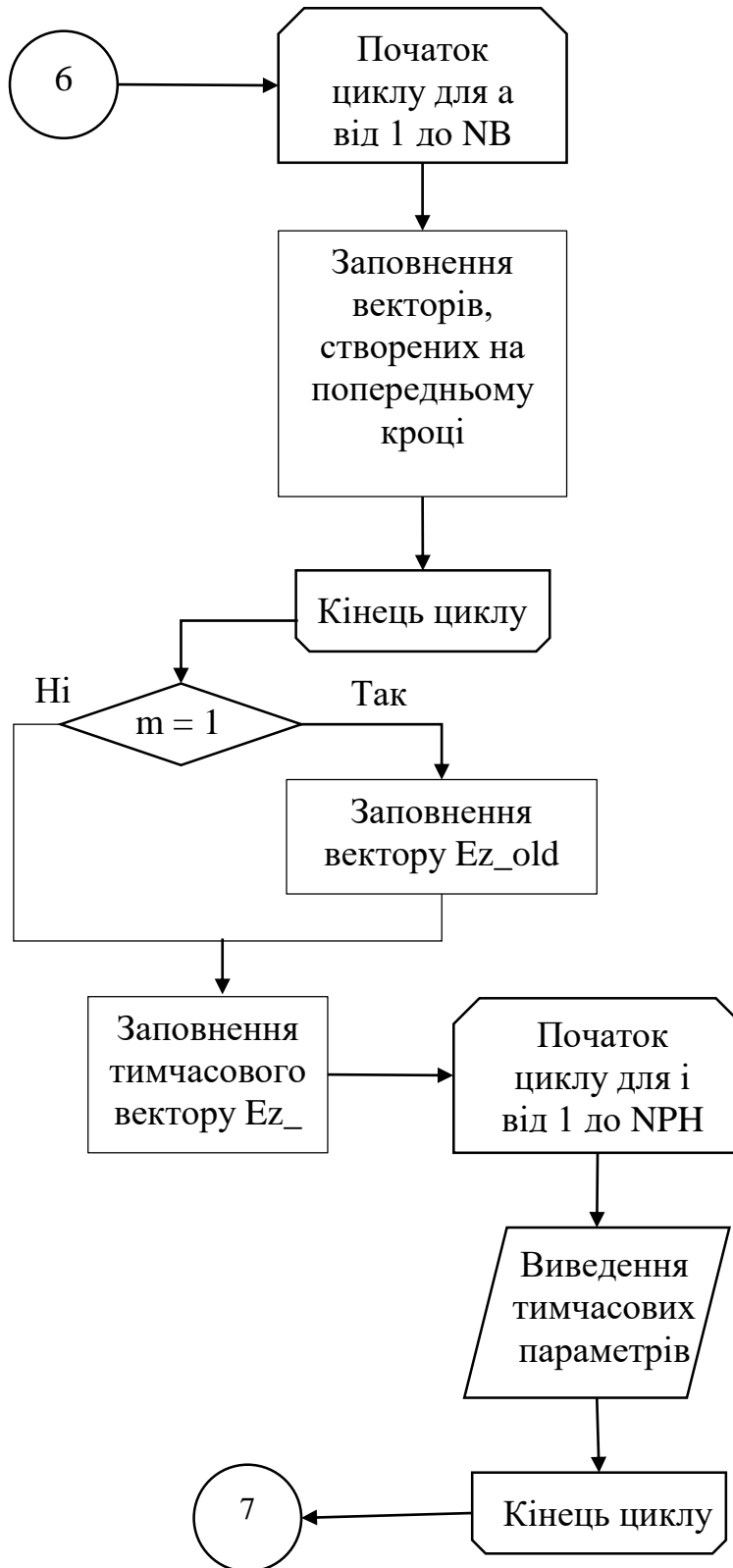
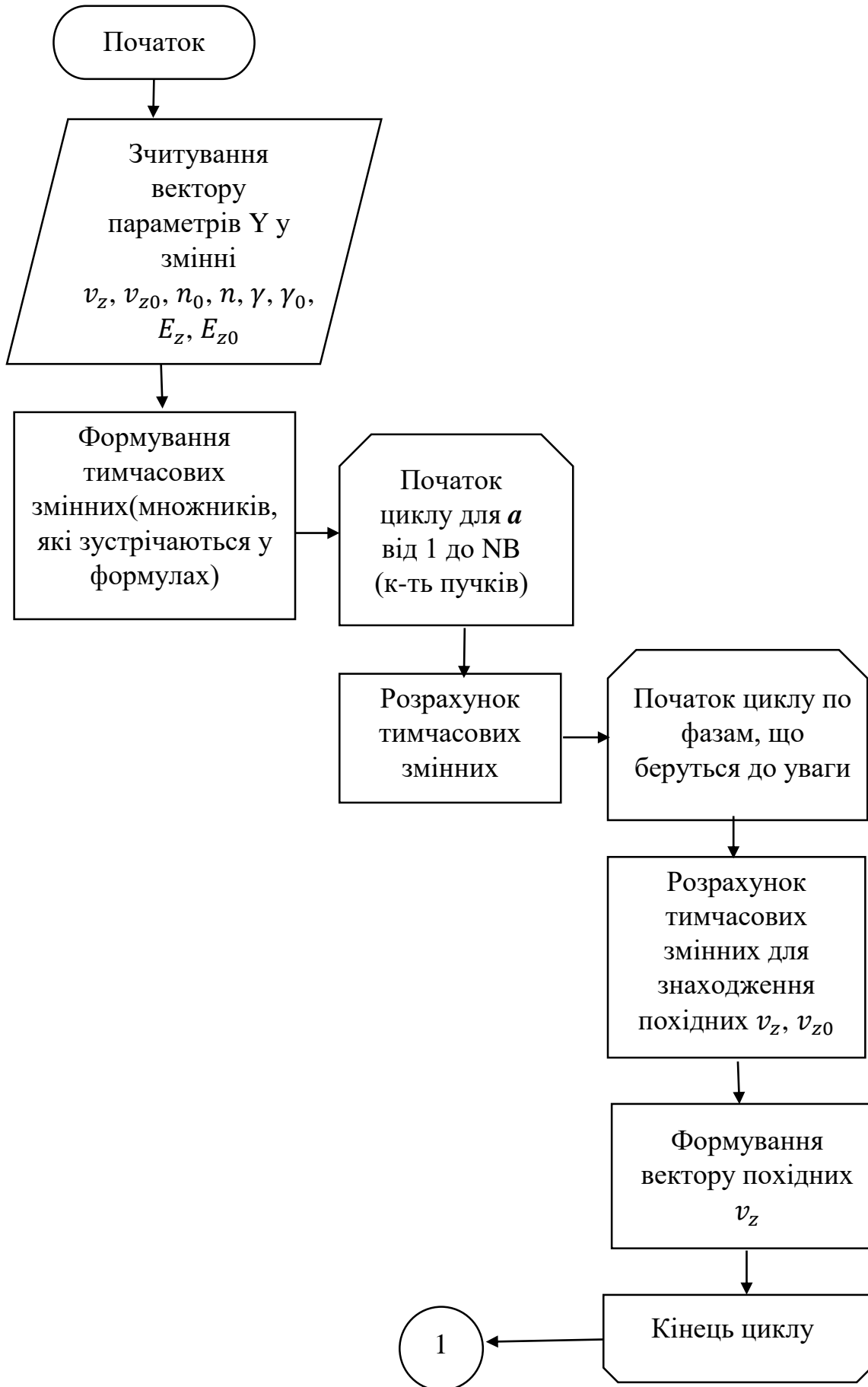




Рис. 3.2 – Блок-схема модуля ініціалізації.

В цьому модулі відбувається ініціалізація змінних. Спочатку змінні оголошуються, а далі в них записуються значення зчитані з файлу. Для ініціалізації деяких змінних необхідні певні розрахунки, та додавання певної логіки для коректного присвоювання значення, тому є доцільним використання операторів розгалужування та операторів повторення.





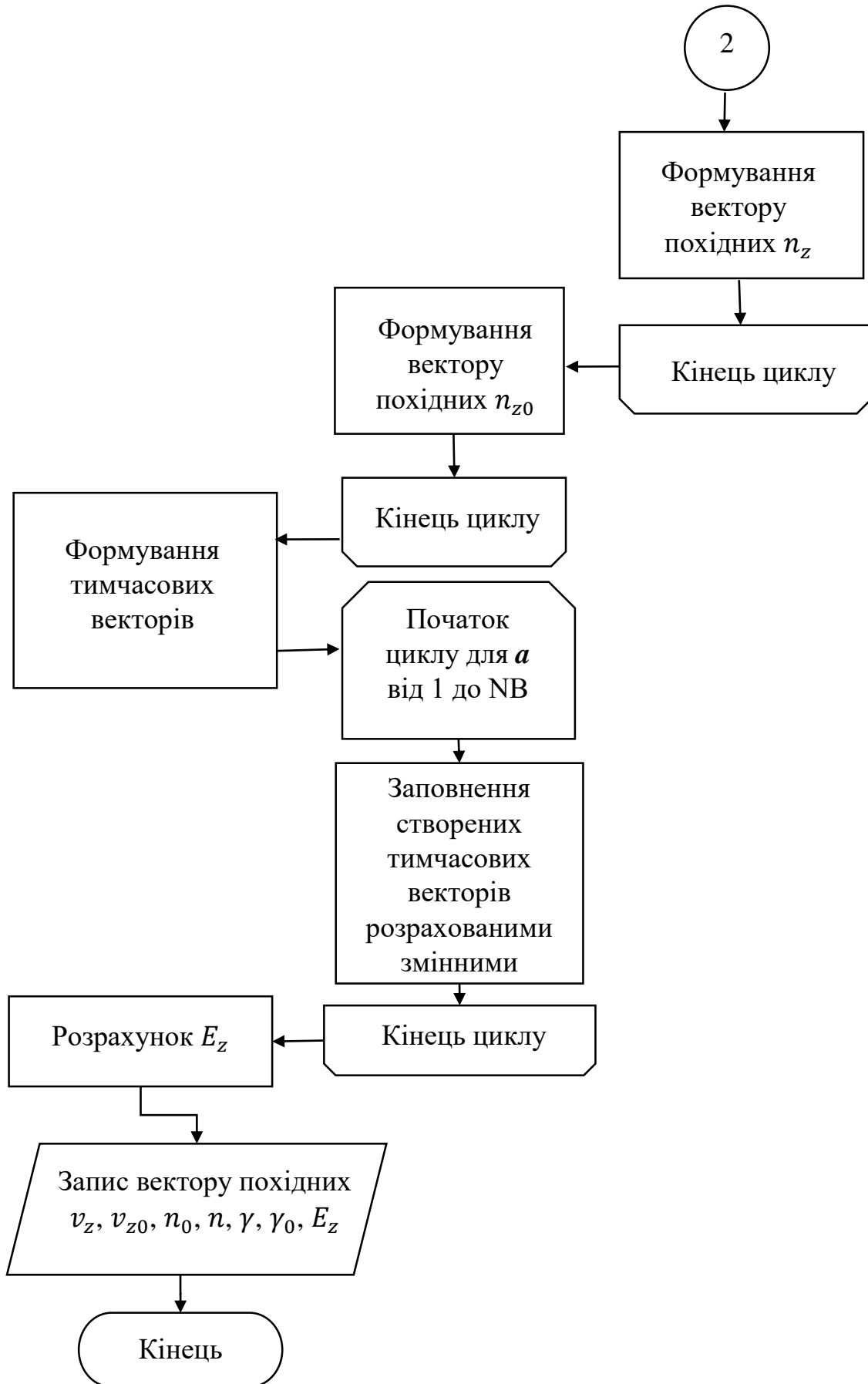


Рис. 3.3 – Блок-схема модуля розв'язку диференційного рівняння.

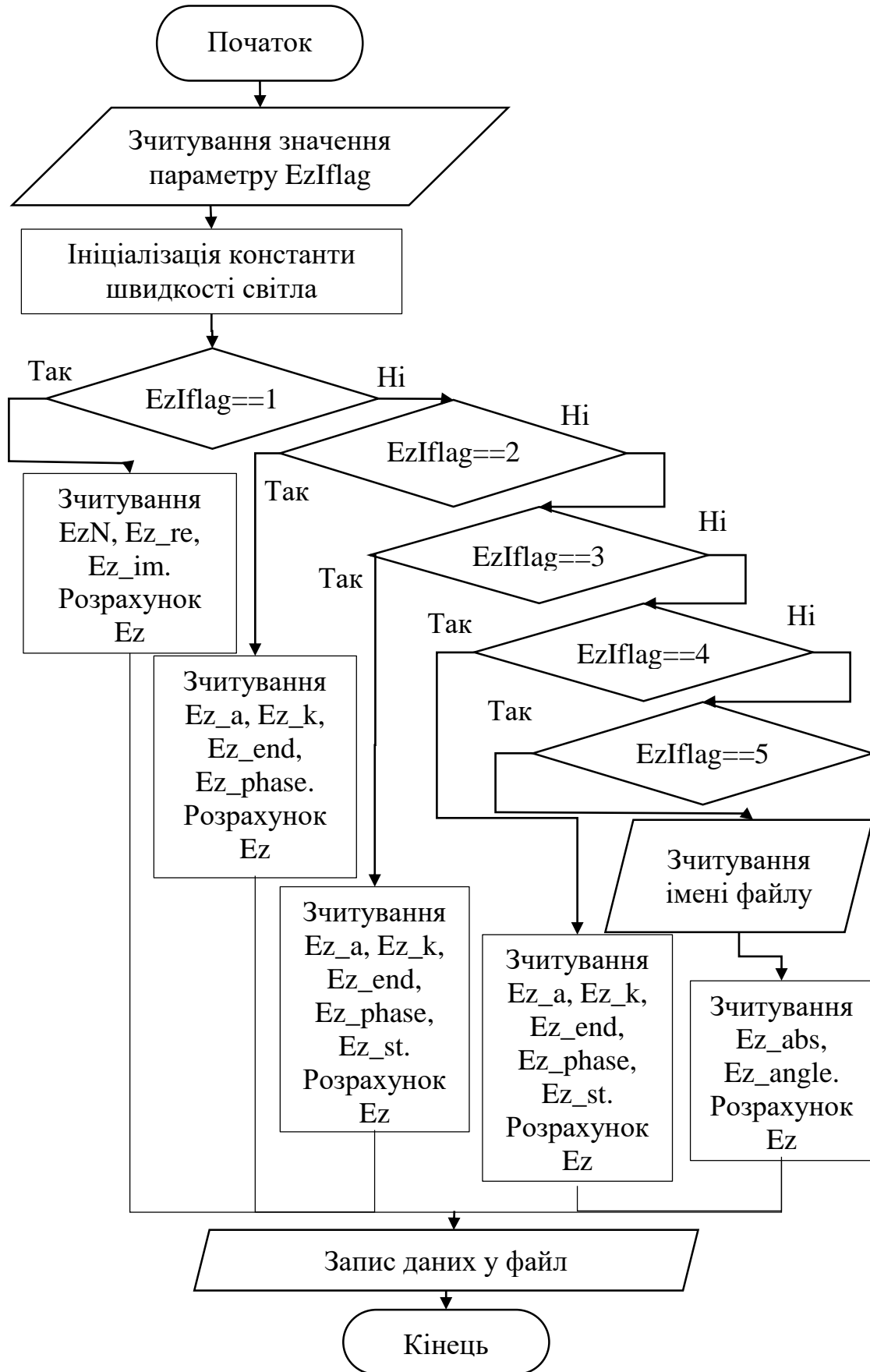


Рис. 3.4 – Блок-схема модуля визначення типу задання значень гармонік.

При відображенні алгоритму у вигляді блок-схем були використані наступні позначення, значення яких зчитуються з файлів: W_p – плазмова частота кожного з пучків; dV_stop_relat – різниця швидкостей 1-го пучка на початку і в кінці розрахунку у відносних одиницях; W_{cr_w1} – відношення критичної частоти до частоти першої гармоніки; $Type_res$ – тип резонансу в двопотоковій системі; значення 5 відповідає типу $5=4+1$. NG_Rezon – номер гармоніки основного резонансу; $w1$ – частота першої гармоніки; NG – кількість гармонік, NB – кількість пучків; $NIter$ – кількість ітерацій для знаходження початкових умов; NPH – фази, що приймаються до уваги при розрахунках; $EzIflag$ – тип задання значень гармоніки; EzN – номери не нульових гармонік; Ez_re – амплітуди; Ez_im – фази.

3.2. Результати комп'ютерного моделювання

Такий же результат ми одержуємо й із системи рівнянь (2.15)–(2.17), що описує динаміку амплітуд гармонік хвилі просторового заряду в кубічному нелінійному наближенні. На рисунках 3.5, 3.6 і 3.7 подані спектри хвилі просторового заряду в досліджуваній системі в області насичення для випадків: 1) без поздовжнього електричного поля E_0 ; 2) із прискорювальним поздовжнім полем E_0 ; 3) і з гальмуючим полем E_0 відповідно. Напруженість поздовжнього електричного поля $E_0 = 3,0 \cdot 10^5$ В/м. Спектри на рисунках 3.5, 3.6 і 3.7 побудовані для координати z , що близька до області насичення.

З рисунків 3.5, 3.6 і 3.7 випливає, що у всіх трьох випадках формується мультигармонічна ХПЗ із широким частотним спектром. Так, у випадку відсутності поздовжнього електричного поля (рис. 3.5) ширина спектра ХПЗ $\omega_{min,1} - \omega_{3,1} = 1.2 \cdot 10^{13}$ с⁻¹ (20 гармонік), насичення відбувається в околиці $z_1 = 110$ см. Цей спектр має аномальну ділянку – перші 11 гармонік, у яких з підвищенням частоти збільшується амплітуда.

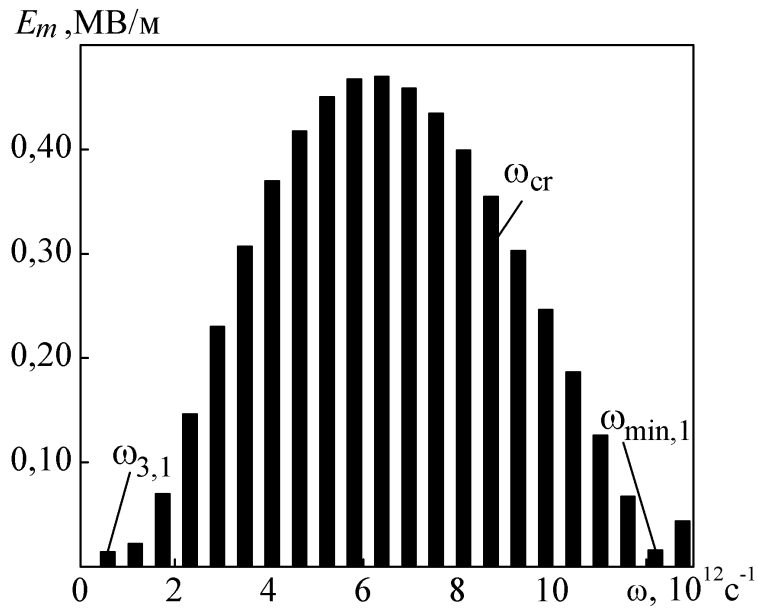


Рис. 3.5 – Залежність амплітуд гармонік E_m хвилі просторового заряду від частоти ω за умови відсутності поздовжнього електричного поля, $z_1 = 110$ см.

Рис. 3.6 демонструє зміну спектра ХПЗ під дією прискорювального поздовжнього електричного поля E_0 . Бачимо, що ширина спектра мультигармонічної ХПЗ збільшується в 1,5 рази до $\omega_{\text{min},2} - \omega_{3,1} = 1.75 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$ (30 гармонік) порівняно з тим, коли відсутнє поле E_0 (рис. 3.5). Разом із цим відбувається й збільшення довжини насичення в 1,5 рази, насичення відбувається в околиці $z_2 = 166$ см. Також варто звернути увагу, що максимальна амплітуда гармоніки такого мультигармонічного сигналу зменшується приблизно в 2 рази. Таким чином, прискорювальне електричне поле E_0 дозволяє збільшити ширину спектра мультигармонічної ХПЗ, хоча при цьому, зменшуються амплітуди гармонік, збільшується довжина насичення. Таке поле варто використовувати в мультигармонічних ЛВЕ, основне призначення яких формування електромагнітних хвиль із максимальною шириною частотного спектра.

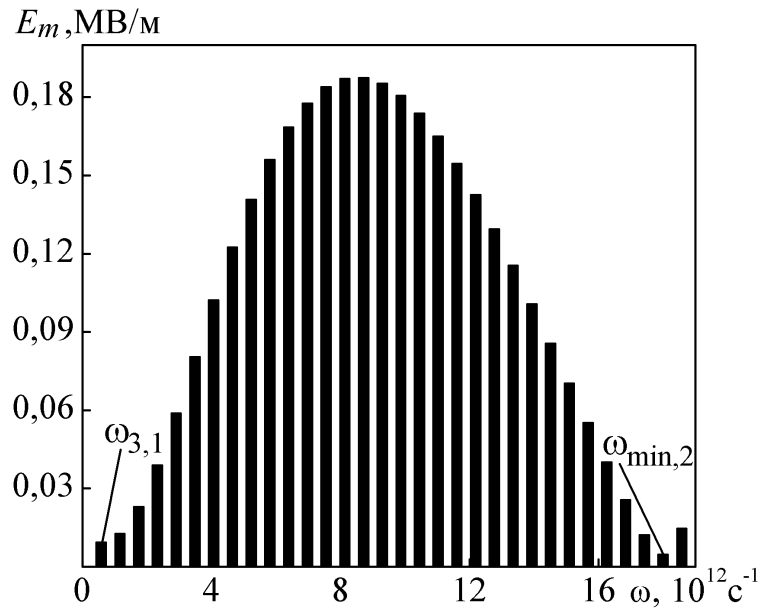


Рис. 3.6 – Залежність амплітуд гармонік E_m хвилі просторового заряду від частоти ω за умови наявності прискорювального поздовжнього електричного поля $E_0 = 3.0 \cdot 10^5 \text{ В/м}$, $z_2 = 166 \text{ см}$.

Рис. 3.7 показує зміну спектра ХПЗ під дією гальмуючого поздовжнього електричного поля E_0 . Бачимо, що ширина спектра мультигармонічної ХПЗ зменшується в 1,4 рази до $\omega_{\text{min},3} - \omega_{3,1} = 0.87 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ (15 гармонік) порівняно з тим, коли поле E_0 відсутнє (рис. 3.5). Разом із цим відбувається зменшення довжини насичення в 1,3 рази, насичення відбувається в околиці $z_3 = 84 \text{ см}$. Також потрібно звернути увагу, що максимальна амплітуда такого мультигармонічного сигналу збільшується приблизно в 2 рази. Таким чином, гальмівне електричне поле E_0 дозволяє збільшити амплітуду гармонік ХПЗ, зменшити довжину насичення. Завдяки цьому з'являється можливість зменшити поздовжні габарити системи. Також зменшується ширина частотного спектра хвилі ХПЗ. Таке поле варто використовувати в ДСЛВЕ, основне призначення яких формування електромагнітних хвиль із максимальною амплітудою.

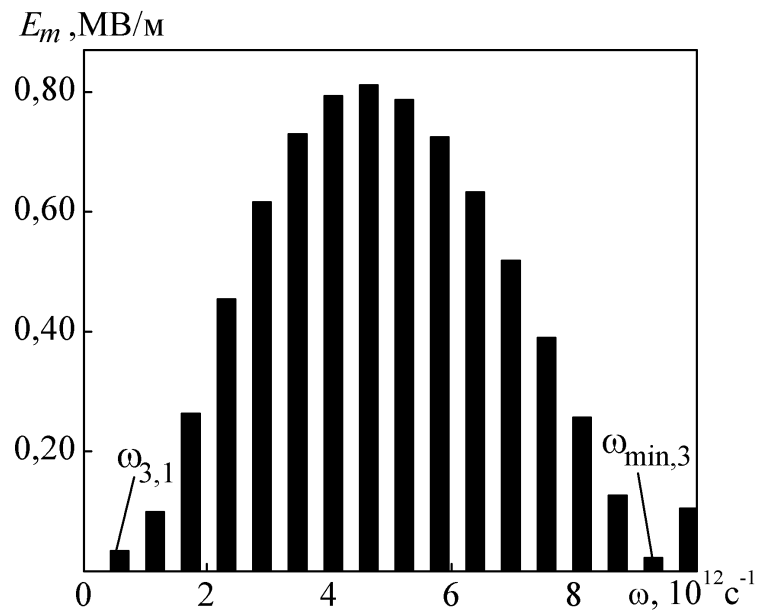


Рис. 3.7 – Залежність амплітуд гармонік E_m хвилі просторового заряду від частоти ω за умови наявності гальмівного поздовжнього електричного поля $E_0 = 3.0 \cdot 10^5 \text{ В/м}$, $z_3 = 84 \text{ см}$.

ВИСНОВКИ

Таким чином, у рамках кубічного нелінійного наближення проаналізовано вплив поздовжнього електричного поля на динаміку хвилі просторового заряду в пролітній секції двопотокового супергетеродинного лазера на вільних електронах.

Показано, що в пролітній секції ДСЛВЕ гальмівне електричне поле збільшує рівень насичення й зменшує ширину частотного спектра мультигармонічної ХПЗ. Також відбувається зменшення довжини насичення, що приводить до зменшення поздовжніх габаритів досліджуваного пристрою. Запропоновано використовувати гальмуюче електричне поле в ДСЛВЕ, які працюють у режимі максимального підсилення, тому що таке поле дозволяє одержати на виході потужні електромагнітні хвилі більшої амплітуди.

Також з'ясовано, що прискорювальне поздовжнє електричне поле збільшує ширину частотного спектра мультигармонічної хвилі просторового заряду. При цьому рівень насичення хвилі ХПЗ і довжина насичення також збільшується. Таку систему варто використовувати в мультигармонічних двопотокових супергетеродинних лазерах на вільних електронах, основне призначення яких формувати електромагнітний сигнал з максимально широким частотним спектром.

Слід припустити, що вище описані впливи гальмуючого й прискорювального поздовжнього електричного поля мають місце не тільки в пролітній секції ДСЛВЕ клістронного типу, але й в односекційних моделях двопотокових супергетеродинних ЛВЕ.

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕЛІЛ

- 1 Feng C. Review of fully coherent free-electron lasers / C. Feng, H.-X. Deng // Nuclear Science and Techniques. — 2018. — Vol. 29, No. 11. — P. 160.
- 2 Seddon E. A. Short-wavelength free-electron laser sources and science: a review / E. A. Seddon, J. A. Clarke, D. J. Dunning, [et al.] // Reports on Progress in Physics. — 2017. — Vol. 80, No. 11. — P. 115901.
- 3 Freund H. P. Principles of free electron lasers / H. P. Freund, T. M. A. Jr. — Springer, 2018. — 716 p.
- 4 Kulish V.V. Hierarchic electrodynamics and free electron lasers / V.V. Kulish. — Boca Raton, London, New York : CRC Press, 2011. — 697 p.
- 5 Madey J.M.J. Stimulated emission of bremsstrahlung in a periodic magnetic field / J.M.J. Madey // J. Appl. Phys. — 1971. — Vol. 42, No. 5. — P. 1906–1913.
- 6 Лысенко А.В. Мультигармонические процессы в супергетеродинных лазерах на свободных электронах: дис. ... докт. физ.-мат. наук: 01.04.01 / Лысенко, Александр Владимирович. — Сумы, 2012. — 304 с.
- 7 Observation of Stimulated Emission of Radiation by Relativistic Electrons in a Spatially Periodic Transverse Magnetic Field / L.R. Elias, W.M. Fairbank, J.M.J. Madey [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1976. — Vol. 36, No. 13. — P. 717–720.
- 8 Болонин О.Н. Супергетеродинное усиление электромагнитных волн в системе двух релятивистских электронных потоков / О.Н. Болонин, В.В. Кулиш, В.П. Пугачев // УФЖ. — Т. 33, № 10. — 1988. — С. 1465–1468.
- 9 Коцаренко Н. Я., Кулиш В. В. О возможности супергетеродинного усиления электромагнитных волн в электронных потоках / Н. Я. Коцаренко, В. В. Кулиш // Журн. техн. физики. — 1980. — Vol. 50. — P. 220–222
- 10 Коцаренко Н. Я., Кулиш В. В. Об эффекте супергетеродинного усиления электромагнитных волн в системе плазма-пучок / Н. Я. Коцаренко, В. В. Кулиш // Радиотехника и электроника. — 1980. — Vol. 25, No. 11. — P. 2470–2471.

- 11 Liao G. Review of intense terahertz radiation from relativistic laser-produced plasmas / G. Liao, Y. Li // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2019. — Vol. 47, No. 6. — P. 3002–3008.
- 12 Banerjee S. Resonance phenomena in electromagnetic metamaterials for the terahertz domain: a review / S. Banerjee, B. P. Pal, D. R. Chowdhury // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. — 2020. — Vol. 0, No. 0. — P. 1–24.
- 13 Kaiser W. *Ultrashort laser pulses and applications* / W. Kaiser. — Springer Science & Business Media, 2013. — 434 p.
- 14 Maroju P. K. Attosecond pulse shaping using a seeded free-electron laser / P. K. Maroju, C. Grazioli, M. Di Fraia, [et al.] // *Nature*. — 2020. — Vol. 578, No. 7795. — P. 386–391.
- 15 Qin W. Study of a free-electron laser driven by a laser-plasma accelerated beam at peking university / W. Qin, L. Zeng, S. Huang, [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2019. — Vol. 925. — P. 193–198.
- 16 Kiessling R. Femtosecond single-shot timing and direct observation of subpulse formation in an infrared free-electron laser / R. Kiessling, W. B. Colson, S. Gewinner, [et al.] // *Physical Review Accelerators and Beams*. — 2018. — Vol. 21, No. 8. — P. 080702.
- 17 Ginzburg N. S. Generation of “gigantic” ultra-short microwave pulses based on passive mode-locking effect in electron oscillators with saturable absorber in the feedback loop / N. S. Ginzburg, G. G. Denisov, M. N. Vilkov, [et al.] // *Physics of Plasmas*. — 2016. — Vol. 23, No. 5. — P. 050702.
- 18 Forming of ultrashort electromagnetic clusters by two-stream superheterodyne free electron lasers / V.V. Kulish, A.V. Lysenko, V.V. Koval, M.Yu. Rombovsky and I.I. Volk // *Acta Physica Polonica A*. — 2017. — Vol. 131, No. 2. — P. 213–221.

- 19 Lysenko A. Influence of Two-Stream Relativistic Electron Beam Parameters on the Space Charge Wave with Broad Frequency Spectrum Forming /A. Lysenko and Iu. Volk // Plasma Sci. Technol. – 2018. – Vol. 20, No. 3. – P. 035002 (9).
- 20 Forming of space charge wave with broad frequency spectrum in helical relativistic two-stream electron beam / A. Lysenko, I. Volk, A. Serozhko, O. Rybalko // Chin. Phys. Lett. – 2017. – Vol. 34, No. 7. – P. 075202(5).
- 21 Goldston R. J. Introduction to plasma physics / R. J. Goldston. — CRC Press, 2020. — 514 p.
- 22 Liu C.S. Interaction of electromagnetic waves with electron beams and Plasmas / C.S. Liu, V.K. Tripathi. – Singapore : World Scientific, 1994. – 300 p
- 23 Болонин О.Н. Супергетеродинное усиление электромагнитных волн в системе двух релятивистских электронных потоков / О.Н. Болонин, В.В. Кулиш, В.П. Пугачев // УФЖ. – Т. 33, № 10. – 1988. – С. 1465–1468.
- 24 Пат. 1809934 СССР, МКИ H01J 25/00. Лазер на свободных электронах / В.В. Кулиш, В.Е. Сторишко. – заявл. 18.07.90.; опубли. 15.04.93, Бюл. № 14.
- 25 Kulish V.V. Nonlinear self-consistent theory of two-stream superheterodyne free electron lasers / V.V. Kulish, S.A. Kuleshov, A.V. Lysenko // The international journal of infrared and millimeter waves. – 1994. – Vol. 15, No. 1. – P.77–120.
- 26 Дубинов А.Е. Особенности развития двухпотоковой неустойчивости электронных пучков при пространственно-локализованных возмущениях. // ЖТФ – 2001. – Т.71, № 10. – С. 128–130.
- 27 Lashmore-Davies C.N. Two-stream instability, wave energy, and the energy principle / C.N. Lashmore-Davies // Phys. Plasmas – 2007. – Vol. 14, N9. – P. 092101(5).
- 28 Бобылев Ю.В. Нелинейная теория релятивистских пучково-плазменных неустойчивостей в режиме коллективного эффекта Черенкова / Ю.В. Бобылев, М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе // Физика плазмы. – 2008. – Т. 34, № 2. – С. 122–139.

- 29 Бобылев Ю.В. К нелинейной теории коллективного черенковского взаимодействия плотного релятивистского пучка с плазмой / Ю.В. Бобылев, М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе // Физика плазмы. – 2009. – Т. 35, № 6. – С. 533–541.
- 30 Kulish V.V. Hierarchic electrodynamics and free electron lasers / V.V. Kulish. – Boca Raton, London, New York : CRC Press, 2011. – 697 p.
- 31 Кулиш В.В. Активные ЛСЭ-клистроны как формирователи фемтосекундных кластеров электромагнитного поля. Общее описание / В.В. Кулиш, А.В. Лысенко, А.Ю. Брусник // Журнал нано- та електронної фізики. – 2010. – Т. 2, № 2. – С. 50–78.
- 32 Пат. 87750 Україна, МПК H05H 9/00, H01J 25/00, H01S 3/00. Супергетеродинний параметричний лазер на вільних електронах з повздовжнім електричним ондулятором / Куліш В.В., Лисенко О.В., Губанов І.В., Бруснік А.Ю.; заявник і власник Сумський державний університет. – №а200713584 ; заявл. 05.12.2007 ; опубл. 10.08.2009, Бюл. № 15
- 33 Kulish V. V., Lysenko A. V., Savchenko V. I. Two-stream free electron lasers: physical and project analysis of the multiharmonical models / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, V. I. Savchenko // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. — 2003. — Vol. 24, No. 4. — P. 501–524.

ДОДАТКИ

ДОДАТОК А

Лістинг програми start1

```

function start1(param1)

clc
close all

global sizebeta_z    size_n    sizeG    sizeEz
global sizebeta_z0  size_n0    sizeG0
global c n0 outdir

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Ініціалізація основних параметрів
if nargin<1
    param1='tsi.par';
end

ZE          = readgsfile2(param1, '(ZE)',1);
Iflag1      = readgsfile2(param1, '(Iflag1)',1);
RelTol      = readgsfile2(param1, '(RelTol)',1);
NOut        = readgsfile2(param1, '(NOut)',1);

Y0 = initglobvar(param1,Iflag1(1));

if length(ZE)~=length(Iflag1)
    if Iflag1(1)~=1 && Iflag1(1)~=3
        Iflag1(1:length(ZE))=Iflag1(1);
    elseif Iflag1(1)==1
        Iflag1(2:length(ZE))=2;
    elseif Iflag1(1)==3
        Iflag1(2:length(ZE))=4;
    end
end

if length(ZE)~=length(NOut)
    NOut(1:length(ZE))=NOut(1);
end

for m=1:length(ZE)
    if m==1 && (Iflag1(m)==1 || Iflag1(m)==3)
        Z = 0;
        fmt2='w';
        disp('Програма розпочала виконання');
    end
end

```

```

else
    load(strcat(outdir, '\y0_z_end.mat'), 'Y0', 'z_end');
    Z = z_end;
    fmt2='a';
    disp('Розпочато наступний цикл розрахунку');
    if ZE(m)<=Z
        disp('Warning:ZE(m)<=Z');
        return;
    end;
end
if NOut(m)==0
    ZM = [Z ZE(m)];
else
    ZM = [Z:(ZE(m)-Z)/NOut(m):ZE(m)];
end

fid = fopen('nonstop.txt', 'w');
fclose(fid);
options=odeset('RelTol',RelTol,'AbsTol',RelTol*0.001,...
    'OutputFcn',@percent,'Events',@nonstop);
tic;

if (Iflag1(m)==1 || Iflag1(m)==2 || Iflag1(m)==5)
    [z Y] = ode23t(@equationsd,ZM,Y0,options);
elseif (Iflag1(m)==3 || Iflag1(m)==4)
    [z Y] = ode23t(@equations_pr,ZM,Y0,options);
end

elapsed_time=toc
fid = fopen(strcat(outdir, '\',param1), 'a');
fprintf(fid, '%s %g\n', ' elapsed_time=', elapsed_time);
fclose(fid);

%Перетворення масиву
[full_beta_z0,full_beta_z, full_n0, full_n, full_G0,...
    full_G, full_Ez] = cutfull(Y, size(z), ...
    sizebeta_z0,sizebeta_z,sizen0,sizen,sizeG0,sizeG,sizeEz);

disp('Відбувається запис у файл');
myprint3( outdir , z, c*full_beta_z0, 'Vz0', fmt2);
myprint3( outdir , z, 2*c*full_beta_z, 'Vz', fmt2);
myprint3( outdir , z, n0*full_n0, 'n0', fmt2);
myprint3( outdir , z, 2*n0*full_n, 'n', fmt2);
myprint3( outdir , z, full_G0, 'G0', fmt2);
myprint3( outdir , z, 2*full_G, 'G', fmt2);
myprint3( outdir , z, 2*(c*1.0E-6)*full_Ez, 'Ez', fmt2);%Одиниця
вимірювання - В/м

Y0=Y(end,1:end).';
z_end=z(end);

```



```

save(strcat(outdir, '\y0_z_end.mat'), 'Y0', 'z_end');

if ZE(m)~=z_end
    disp('Warning:ZE(m)~=z_end')
    break;
end;
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
disp('Програма завершила работу');

Iflag4      = readgsfile2(param1, '(Iflag4)', 1);
if Iflag4==1
    sound(wavread('chimes.wav'));
    quit;
else
    sound(wavread('chimes.wav'));
end

```

ДОДАТОК Б

Лістинг програми `initglobvar`

```

function Y0=initglobvar(gsfilename,Iflag1)

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ОБ'ЯВЛЕННЯ ГЛОБАЛЬНИХ ЗМІННИХ
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
global sizebeta_z  size_n  sizeG  sizeEz ...
        beta_z      n      G      Ez ...
        beta_zP     nP     GP     EzP...

...
        sizebeta_z0 size_n0 sizeG0 ...
        beta_z0     n0     G0     Ez0...
        beta_z0P    n0P    G0P    ...

...
        NB NG YP DEzN b0_stop ...
        e m q c c2 c3 e_m_c2 e_4_pi_n00 n00 one_NG outdir NPH DNPH
size_Y...
        k1 k2 k3 w1 w2 w3

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ЗЧИТУВАННЯ ДАНИХ З ФАЙЛУ %%%%%%%%%%%%%%
g0      = readgsfile2(gsfilename, '(g0)',1);
Wp2     = readgsfile2(gsfilename, '(Wp)',1);
if length(Wp2)>1
    Wp0=(Wp2(1)+Wp2(2))/2;
else
    Wp0=Wp2;
    Wp2=[Wp2 Wp2];
end
D_G     = readgsfile2(gsfilename, '(D_G)',1);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%-----
E0ext   = readgsfile2(gsfilename, '(E0ext)',1);
E1_Input = readgsfile2(gsfilename, '(E1_Input)',1);
E2_Input = readgsfile2(gsfilename, '(E2_Input)',1);
E3_Input = readgsfile2(gsfilename, '(E3_Input)',1);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%-----
NB      = readgsfile2(gsfilename, '(NB)',1);
NG      = readgsfile2(gsfilename, '(NG)',1);
NPH     = readgsfile2(gsfilename, '(NPH)',1);
DNPH    = setdiff([1 2 3],NPH);
ZNPH    = readgsfile2(gsfilename, '(ZNPH)',1);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%-----
E1filename= readgsfile2(gsfilename, '(E1filename)',2);
E2filename= readgsfile2(gsfilename, '(E2filename)',2);
E3filename= readgsfile2(gsfilename, '(E3filename)',2);
Ezfilename= readgsfile2(gsfilename, '(Ezfilename)',2);
outdir    = readgsfile2(gsfilename, '(outdir)',2);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% КОПІЮВАННЯ ФАЙЛІВ З ВИКІЖНИМИ ПАРАМЕТРАМИ %%%%%%%%%%%%%%

```

```

[status,message,messageid] = mkdir(outdir);
copyfile(gsfilename,strcat(outdir,'\ ',gsfilename));

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ЗАДАННЯ КОНСТАНТ %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
c          = 2.99792458E+10;
mq(1:2)    = 9.109534E-28;
e(1:2)     = -4.8033E-10;
mq(3)      = 1.672623E-24;
e(3)       = 4.8033E-10;
c2         = c^2;
c3         = c^3;
e_m_c2     = e./mq/c2;
one_NG=[1:NG];
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% РОЗРАХУНОК ОСНОВНИХ ПАРАМЕТРІВ %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
v0         = sqrt(1-1/g0^2)*c;
delt       = D_G/( 2*g0*(g0^2-1) );

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Початкові швидкості та релятивістські фактори пучків
V0(1)=v0*(1+delt);
V0(2)=v0*(1-delt);
V0(3)=v0;
Alpha      = readgsfile2(gsfilename,'(Alpha)',1);
Vz0(1)=V0(1)*cosd(Alpha); %Постійна складова z-компоненти швидкості
Vz0(2)=V0(2)*cosd(Alpha); %Постійна складова z-компоненти швидкості
delt_2=(Vz0(1)-Vz0(2))/(Vz0(1)+Vz0(2));
dV_stop_relat= readgsfile2(gsfilename,'(dV_stop_relat)',1);

b0_stop=v0*cosd(Alpha)/c*(1+delt_2*(1-2*dV_stop_relat));
if dV_stop_relat==0
    b0_stop=0;
end
g(1)=1/sqrt(1-(V0(1)/c)^2);
g(2)=1/sqrt(1-(V0(2)/c)^2);
g(3)=1/sqrt(1-(V0(3)/c)^2);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Поаткові концентрації пучків, константа e_4_pi_n00
n_0(1)=(Wp2(1)^2/4/pi)*mq(1)/e(1)^2;
n_0(2)=(Wp2(2)^2/4/pi)*mq(2)/e(2)^2;
n_0(3)= n_0(1)+n_0(2);
n00=(n_0(1)+n_0(2))/2;
e_4_pi_n00 = e.*4*pi*n00;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Хвильові числа та частоти хвиль
W_cr=sqrt(2)*Wp0/( delt_2*sqrt(g0/(1-(v0*cosd(Alpha)/c)^2)) );
Wcr_w1    = readgsfile2(gsfilename,'(Wcr_w1)',1);
Type_res  = readgsfile2(gsfilename,'(Type_res)',1);
w1=W_cr/Wcr_w1;

NG_Rezon  = readgsfile2(gsfilename,'(NG_Rezon)',1);

```

```

w1_temp = readgsfile2(gsfilename, '(w1)',1);
if (w1_temp > 0), w1=w1_temp; end;

if Type_res == 5
    w1r=w1*NG_Rezon;
    w2r=w1*NG_Rezon*(1-delt_2)/2;
    w3r=w1*NG_Rezon*(1+delt_2)/2;

    k1r =sol_disp_eq_an(w1r,Wp0,g,V0,5);
    k2r =sol_disp_eq_an(w2r,Wp0,g,V0,1);
    k3r =sol_disp_eq_an(w3r,Wp0,g,V0,4);

    %-----
    Inkr=imag(sol_disp_eq(w1,Wp2,g,Vz0,2));
    if Wcr_w1>1
        k1 =real(sol_disp_eq(w1,Wp2,g,Vz0,2));
    else
        k1=k1r;
    end
    k2r =real(sol_disp_eq(w2r,Wp2,g,Vz0,1));
    k3r =real(sol_disp_eq(w3r,Wp2,g,Vz0,4));

    w2=w2r/NG_Rezon;
    w3=w3r/NG_Rezon;
    k2=k2r/NG_Rezon;
    k3=k3r/NG_Rezon;
else
    w(1:3)=0; k(1:3)=0;
    [k w Nroot]= find_k_w(Wp0,delt,w1,g,Vz0,Type_res,2);
    w1=w(1); k1=k(1);
    w2=w(2); k2=k(2);
    w3=w(3); k3=k(3);
    Inkr=0;
end

%%%%%%%%%%%%%% ЗАПИС ОСНОВНИХ ПАРАМЕТРІВ У ФАЙЛ
%%%%%%%%%%%%%%
fid = fopen(strcat(outdir,'\ ',gsfilename), 'a');
fprintf(fid, '%s %g %s %g %s %g\n', ' Vz0(1)=' ,Vz0(1), ' Vz0(2)=' ,Vz0(2), '
delt_2',delt_2);
fprintf(fid, '%s %g %s %g\n', ' Vz0(1)/c=' ,Vz0(1)/c, '
Vz0(2)/c=' ,Vz0(2)/c);
fprintf(fid, '%s %g %s %g\n', ' n_0(1)=' ,n_0(1), ' n_0(2)=' ,n_0(2));
fprintf(fid, '%s %g %s %g %s %g\n', ' w1(a1)=' ,w1, ' k1=' ,k1, '
w1/k1=' ,w1/k1);
fprintf(fid, '%s %g %s %g %s %g\n', ' w2(b) =' ,w2, ' k2=' ,k2, '
w2/k2=' ,w2/k2);
fprintf(fid, '%s %g %s %g %s %g\n', ' w3(g) =' ,w3, ' k3=' ,k3, '
w3/k3=' ,w3/k3);

```

```

fprintf(fid,'%s %g\n',' Длина волны 1 =',2*pi/k1);
fprintf(fid,'%s %g\n',' Длина волны 2 =',2*pi/k2);
fprintf(fid,'%s %g\n',' Длина волны 3 =',2*pi/k3);
fprintf(fid,'%s %g\n',' Критическая частота W_cr = ',W_cr);
fclose(fid);

%%%%%%%%%%%%% БАЗОВІ РОЗМРНОСТІ %%%%%%%%%%%%%%
size_NB      = [1,NB];
size_NG      = [1,NG];
size_NB_NG   = [NB,NG];
size_PH_NG   = [3,NG];
size_PH_NB_NG = [3,NB,NG];

%%%%%%%%%%%%% ОГЛОШЕННЯ МУЛЬТИГАРМОНІЧНИХ ВЕЛИЧИН %%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%% Declare beta_z beta_zP beta_z0 beta_z0P
sizebeta_z   = size_PH_NB_NG;
beta_z       = repmat(0,sizebeta_z);
beta_zP      = repmat(0,sizebeta_z);
sizebeta_z0  = size_NB;
beta_z0      = repmat(0,sizebeta_z0);
beta_z0P     = repmat(0,sizebeta_z0);

%%%%%%%%% Declare n nP n0 n0P
sizen       = size_PH_NB_NG;
n           = repmat(0,sizen);
nP          = repmat(0,sizen);
sizen0      = size_NB;
n0          = repmat(0,sizen0);
n0P         = repmat(0,sizen0);

%%%%%%%%% Declare G GP G0 G0P
sizeG       = size_PH_NB_NG;
G           = repmat(0,sizeG);
GP          = repmat(0,sizeG);
sizeG0      = size_NB;
G0          = repmat(0,sizeG0);
G0P         = repmat(0,sizeG0);

%%%%%%%%% Declare Ez EzP
sizeEz      = size_PH_NG;
Ez          = repmat(0,sizeEz);
EzP         = repmat(0,sizeEz);

%%%%%%%%%%%%% ПРИСВОЕННЯ ЗНАЧЕНЬ МІЛЬТИГАРМОНІЧНИМ ВЕЛИЧИНАМ %%%%%%%%%%%%%%
EzIflag     = readgsfile2(gsfilename,'(EzIflag)',1);
Ez1=readmultifid(gsfilename,EzIflag,'Ez',E1_Input)
if length(Ez1)>NG
    Ez1(NG+1:end)=[];
end

```

```

Ez(1,1:length(Ez1))=Ez1;

Ez0 = E0ext/(c*1.0E-6);

%%% Постійні складові
for a=1:NB
    beta_z0(a)=Vz0(a)/c;
    G0(a)=1/sqrt(1-(V0(a)/c)^2);
    n0(1:NB)=n_0(1:NB)/n00;%Постійні нормовані складові концентрації
end

%%% ЗМІННІ СКЛАДОВІ
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Рівняння руху %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
NIter = readgsfile2(gsfilename, '(NIter)',1);
for m = 1:NIter
    sEz1 = series([0 reshape(Ez(1,1:NG),1,NG)],1);
    sEz2 = series([0 reshape(Ez(2,1:NG),1,NG)],2);
    sEz3 = series([0 reshape(Ez(3,1:NG),1,NG)],3);
    for a = 1:NB
        %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Формування тимчасових змінних
        e_m_c2_G0_3_beta = e_m_c2(a)/G0(a)/G0(a)/G0(a)/beta_z0(a);
        e_m_c2_G0_1_beta = e_m_c2(a)/G0(a)/beta_z0(a);
        e_m_c2_G0_1_mult_beta = e_m_c2(a)/G0(a)*beta_z0(a);
        sbeta_z1 = series([0 reshape(beta_z(1,a,1:NG),1,NG)],1);
        sbeta_z2 = series([0 reshape(beta_z(2,a,1:NG),1,NG)],2);
        sbeta_z3 = series([0 reshape(beta_z(3,a,1:NG),1,NG)],3);
        sG1 = series([0 reshape(G(1,a,1:NG),1,NG)],1);
        sG2 = series([0 reshape(G(2,a,1:NG),1,NG)],2);
        sG3 = series([0 reshape(G(3,a,1:NG),1,NG)],3);
        sVzN1=sbeta_z1/beta_z0(a);
        sVzN2=sbeta_z2/beta_z0(a);
        sVzN3=sbeta_z3/beta_z0(a);
        sGN1=sG1/G0(a);
        sGN2=sG2/G0(a);
        sGN3=sG3/G0(a);
        sVzN1_sVzN1=sVzN1*sVzN1;
        sVzN2_sVzN2=sVzN2*sVzN2;
        sVzN3_sVzN3=sVzN3*sVzN3;
        sGN1_sGN1=sGN1*sGN1;
        sGN2_sGN2=sGN2*sGN2;
        sGN3_sGN3=sGN3*sGN3;
        sVzN1_sGN1=sVzN1*sGN1;
        sVzN2_sGN2=sVzN2*sGN2;
        sVzN3_sGN3=sVzN3*sGN3;

        sn1 = series([0 reshape(n(1,a,1:NG),1,NG)],1);
        sn2 = series([0 reshape(n(2,a,1:NG),1,NG)],2);
        sn3 = series([0 reshape(n(3,a,1:NG),1,NG)],3);
        d_sbeta_z1 = difa(sbeta_z1);
        d_sbeta_z2 = difa(sbeta_z2);
    end
end

```

```

d_sbета_z3 = difa(sbeta_z3);
d_sG1 = difa(sG1);
d_sG2 = difa(sG2);
d_sG3 = difa(sG3);
d_sn1 = difa(sn1);
d_sn2 = difa(sn2);
d_sn3 = difa(sn3);
w1_c_beta_z0=w1/c/beta_z0(a);
w2_c_beta_z0=w2/c/beta_z0(a);
w3_c_beta_z0=w3/c/beta_z0(a);

%%%%%%%%%%%%% beta_z0P, beta_zP
for ph=NPH

    temp1 = ...
        w1_c_beta_z0*d_sbета_z1*( sVzN1 - sVzN1_sVzN1 );
    temp2 = (Ez0+sEz1)*(1 - sVzN1 - sGN1...
        + sVzN1_sVzN1 + sGN1_sGN1 + sVzN1_sGN1 );
    temp3 = (Ez0+sEz1)*(1 + sVzN1 - sGN1...
        + sGN1_sGN1 - sVzN1_sGN1 );

    temp=-inta(temp1+temp2*e_m_c2_G0_1_beta -
temp3*e_m_c2_G0_1_mult_beta);

    switch ph
        case 1
            beta_z(ph,a,:)= array(temp,1,NG)/(k1+1i*Inkr-w1_c_beta_z0);
        case 2
            beta_z(ph,a,:)= array(temp,1,NG)/(k2-w2_c_beta_z0);
        case 3
            beta_z(ph,a,:)= array(temp,1,NG)/(k3-w3_c_beta_z0);
    end
end

%%%%%%%%%%%%% GP G0P
for ph=NPH

    temp1 = ...
        w1_c_beta_z0*d_sG1*(sVzN1-sVzN1_sVzN1) ;
    temp2 = Ez0+sEz1;

    temp=-inta(temp1+temp2*e_m_c2(a));

    switch ph
        case 1
            G(ph,a,:)= array(temp,1,NG)/(k1+1i*Inkr-w1_c_beta_z0);
        case 2
            G(ph,a,:)= array(temp,1,NG)/(k2-w2_c_beta_z0);
        case 3

```

```

        G(ph,a,:)= array(temp,1,NG)/(k3-w3_c_beta_z0);
    end
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Рівняння для концентрації %%%%%%%%%%
sbeta_z1      = series([0 reshape(beta_z(1,a,1:NG),1,NG)],1);
sbeta_z2      = series([0 reshape(beta_z(2,a,1:NG),1,NG)],2);
sbeta_z3      = series([0 reshape(beta_z(3,a,1:NG),1,NG)],3);
sVzN1=sbeta_z1/beta_z0(a);
sVzN2=sbeta_z2/beta_z0(a);
sVzN3=sbeta_z3/beta_z0(a);
d_sbeta_z1 = difa(sbeta_z1);
d_sbeta_z2 = difa(sbeta_z2);
d_sbeta_z3 = difa(sbeta_z3);

t1 = d_sbeta_z1*(-(k1+1i*Inkr));
t2 = d_sbeta_z2*(-k2);
t3 = d_sbeta_z3*(-k3);
for ph=NPH
    temp1 = ...
        mult2(ph,{d_sn1*(w1_c_beta_z0),d_sn2*(w2_c_beta_z0),...
            d_sn3*(w3_c_beta_z0)},{sVzN1,sVzN2,sVzN3})-...
        mult2(ph,{d_sn1*(w1_c_beta_z0),d_sn2*(w2_c_beta_z0),...
            d_sn3*(w3_c_beta_z0)},{sVzN1,sVzN2,sVzN3},{sVzN1,sVzN2,sVzN3});
    temp2 = mult2(ph,{t1,t2,t3})...
        - mult2(ph,{t1,t2,t3},{sVzN1,sVzN2,sVzN3})...
        + mult2(ph,{t1,t2,t3},{sVzN1,sVzN2,sVzN3},{sVzN1,sVzN2,sVzN3});
    temp3 = mult2( ph,{t1,t2,t3},{sn1,sn2,sn3})-...
        mult2( ph,{t1,t2,t3},{sn1,sn2,sn3},{sVzN1,sVzN2,sVzN3});

    temp=-inta(temp1-temp2*(n0(a)/beta_z0(a))-temp3/beta_z0(a));

    switch ph
        case 1
            n(ph,a,:)= array(temp,1,NG)/(k1+1i*Inkr-w1_c_beta_z0);
        case 2
            n(ph,a,:)= array(temp,1,NG)/(k2-w2_c_beta_z0);
        case 3
            n(ph,a,:)= array(temp,1,NG)/(k3-w3_c_beta_z0);
    end
end
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% КОНТРОЛЬ ПОЧАТКОВИХ УМОВ %%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Рівняння для електромагнітного поля %%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
tmp1(1:NG) = 0;
tmp2(1:NG) = 0;
tmp3(1:NG) = 0;
for a = 1:NB

```


ДОДАТОК В

Лістинг програми equations_pr

```

function YP = equations_pr( Z, Y)

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Виділення глобальних змінних%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
global NB NG %YP
global c e_m_c2 e_4_pi_n00 one_NG NPH DNPH DEzN
global k1 k2 k3 w1 w2 w3

global sizebeta_z  size_n  sizeG  sizeEz
global  beta_z      n      G      Ez
global  beta_zP     nP     GP     EzP

global  sizebeta_z0 size_n0 sizeG0
global  beta_z0     n0     G0     Ez0
global  beta_z0P    n0P    G0P

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Перетворення вектору Y в фізично-зрозумілі позначення
ind1=1; ind2=ind1+prod(sizebeta_z0)-1;
beta_z0(:)=Y(ind1:ind2);
ind1=ind2+1; ind2=ind1+prod(sizebeta_z)-1;
beta_z(:)=Y(ind1:ind2);
ind1=ind2+1; ind2=ind1+prod(size_n0)-1;
n0(:)=Y(ind1:ind2);
ind1=ind2+1; ind2=ind1+prod(size_n)-1;
n(:)=Y(ind1:ind2);
ind1=ind2+1; ind2=ind1+prod(sizeG0)-1;
G0(:)=Y(ind1:ind2);
ind1=ind2+1; ind2=ind1+prod(sizeG)-1;
G(:)=Y(ind1:ind2);
ind1=ind2+1; ind2=ind1+prod(sizeEz)-1;
Ez(:)=Y(ind1:ind2);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Формування тимчасових змінних
sEz1 = series([0 reshape(Ez(1,1:NG),1,NG)],1);
sEz2 = series([0 reshape(Ez(2,1:NG),1,NG)],2);
sEz3 = series([0 reshape(Ez(3,1:NG),1,NG)],3);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Рівняння руху %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for a = 1:NB
    %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Формування тимчасових змінних
    e_m_c2_G0_3_beta = e_m_c2(a)/G0(a)/G0(a)/G0(a)/beta_z0(a);
    e_m_c2_G0_1_beta = e_m_c2(a)/G0(a)/beta_z0(a);
    e_m_c2_G0_1_mult_beta = e_m_c2(a)/G0(a)*beta_z0(a);
    sbeta_z1 = series([0 reshape(beta_z(1,a,1:NG),1,NG)],1);
    sbeta_z2 = series([0 reshape(beta_z(2,a,1:NG),1,NG)],2);
    sbeta_z3 = series([0 reshape(beta_z(3,a,1:NG),1,NG)],3);

```

```

sG1      = series([0 reshape(G(1,a,1:NG),1,NG)],1);
sG2      = series([0 reshape(G(2,a,1:NG),1,NG)],2);
sG3      = series([0 reshape(G(3,a,1:NG),1,NG)],3);
sVzN1=sbeta_z1/beta_z0(a);
sVzN2=sbeta_z2/beta_z0(a);
sVzN3=sbeta_z3/beta_z0(a);
sVzN1_sVzN1=sVzN1*sVzN1;
sVzN2_sVzN2=sVzN2*sVzN2;
sVzN3_sVzN3=sVzN3*sVzN3;
sGN1=sG1/G0(a);
sGN2=sG2/G0(a);
sGN3=sG3/G0(a);
sGN1_sGN1=sGN1*sGN1;
sGN2_sGN2=sGN2*sGN2;
sGN3_sGN3=sGN3*sGN3;
sVzN1_sGN1=sVzN1*sGN1;
sVzN2_sGN2=sVzN2*sGN2;
sVzN3_sGN3=sVzN3*sGN3;

sn1 = series( [0 reshape(n(1,a,1:NG),1,NG)],1);
sn2 = series( [0 reshape(n(2,a,1:NG),1,NG)],2);
sn3 = series( [0 reshape(n(3,a,1:NG),1,NG)],3);

d_sbeta_z1 = difa(sbeta_z1);
d_sbeta_z2 = difa(sbeta_z2);
d_sbeta_z3 = difa(sbeta_z3);
d_sG1  = difa(sG1);
d_sG2  = difa(sG2);
d_sG3  = difa(sG3);
d_sn1  = difa(sn1);
d_sn2  = difa(sn2);
d_sn3  = difa(sn3);

w1_c_beta_z0=w1/c/beta_z0(a);
w2_c_beta_z0=w2/c/beta_z0(a);
w3_c_beta_z0=w3/c/beta_z0(a);

%%%%%% beta_z0P, beta_zP
for ph=NPH
    temp1 = d_sbeta_z1*(k1-w1_c_beta_z0) +...
            w1_c_beta_z0*d_sbeta_z1*( sVzN1 - sVzN1_sVzN1 );
    temp2 = (Ez0+sEz1)*(1 - sVzN1 - sGN1...
            + sVzN1_sVzN1 + sGN1_sGN1 + sVzN1_sGN1 );
    temp3 = (Ez0+sEz1)*(1 + sVzN1 - sGN1...
            + sGN1_sGN1 - sVzN1_sGN1 );

    temp=temp1+temp2*e_m_c2_G0_1_beta -temp3*e_m_c2_G0_1_mult_beta;

    beta_zP(ph,a,:)=array(temp,1,NG);
end

```

```
beta_z0P(a)=array(temp,0);
```

```
%%%%%%%%%%%% GP G0P
```

```
for ph=NPH
```

```
temp1 = d_sG1*(k1-w1_c_beta_z0)+...
        w1_c_beta_z0*d_sG1*(sVzN1-sVzN1_sVzN1) ;
temp2 = Ez0+sEz1;
```

```
temp=temp1+temp2*e_m_c2(a);
```

```
GP(ph,a,:)= array(temp,1,NG);
```

```
end
```

```
G0P(a)=array(temp,0);
```

```
%%%%%%%%%%%% Рівняння для концентрації %%%%%%%%%%
```

```
sbeta_z1P = series( [0 reshape(beta_zP(1,a,1:NG),1,NG)],1);
sbeta_z2P = series( [0 reshape(beta_zP(2,a,1:NG),1,NG)],2);
sbeta_z3P = series( [0 reshape(beta_zP(3,a,1:NG),1,NG)],3);
```

```
t01 = d_sbeta_z1*(-k1)+sbeta_z1P+beta_z0P(a);
```

```
t2 = d_sbeta_z2*(-k2)+sbeta_z2P;
```

```
t3 = d_sbeta_z3*(-k3)+sbeta_z3P;
```

```
for ph=NPH
```

```
temp1 = garm1(ph,d_sn1*(k1-w1_c_beta_z0))+...
        w1_c_beta_z0*( garm1(ph,d_sn1*sVzN1)+garm2(ph,d_sn1,...
        sVzN2)+garm2(ph,d_sn1,sVzN3) )-...
        w1_c_beta_z0*( garm1(ph,d_sn1*sVzN1_sVzN1)+garm2(ph,...
        d_sn1,sVzN2_sVzN2)+garm2(ph,d_sn1,sVzN3_sVzN3)+...
        2*garm2(ph,d_sn1*sVzN1,sVzN2)+2*garm2(ph,...
        d_sn1*sVzN1,sVzN3)+2*garm3q(ph,d_sn1,sVzN2,sVzN3) )...
+ garm1(ph,d_sn2*(k2-w2_c_beta_z0))+...
        w2_c_beta_z0*( garm2(ph,sVzN1,d_sn2)+garm1(ph,...
        d_sn2*sVzN2)+garm2(ph,d_sn2,sVzN3) )-...
        w2_c_beta_z0*( garm2(ph,sVzN1_sVzN1,d_sn2)+garm1(ph,...
        d_sn2*sVzN2_sVzN2)+garm2(ph,d_sn2,sVzN3_sVzN3)+...
        2*garm2(ph,sVzN1,d_sn2*sVzN2)+2*garm3q(ph,...
        sVzN1,d_sn2,sVzN3)+2*garm2(ph,d_sn2*sVzN2,sVzN3) )...
+ garm1(ph,d_sn3*(k3-w3_c_beta_z0))+...
        w3_c_beta_z0*( garm2(ph,sVzN1,d_sn3)+garm2(ph,...
        sVzN2,d_sn3)+garm1(ph,d_sn3*sVzN3) )-...
        w3_c_beta_z0*( garm2(ph,sVzN1_sVzN1,d_sn3)+garm2(ph,...
        sVzN2_sVzN2,d_sn3)+garm1(ph,d_sn3*sVzN3_sVzN3)+...
        2*garm3q(ph,sVzN1,sVzN2,d_sn3)+2*garm2(ph,...
        sVzN1,d_sn3*sVzN3)+2*garm2(ph,sVzN2,d_sn3*sVzN3) );
```

```
temp2 = garm1(ph,t01)+garm1(ph,t2)+garm1(ph,t3)...
```

```
- (
garm1(ph,t01*sVzN1)+garm2(ph,t01,sVzN2)+garm2(ph,t01,sVzN3)+...
```

```

garm2(ph, sVzN1, t2)+garm1(ph, t2*sVzN2)+garm2(ph, t2, sVzN3)+...
    garm2(ph, sVzN1, t3)+garm2(ph, sVzN2, t3)+garm1(ph, t3*sVzN3)
)....
    + garm1(ph, sVzN1_sVzN1*(t01))+garm2(ph, ...
      t01, sVzN2_sVzN2)+garm2(ph, t01, sVzN3_sVzN3)+...
      2*garm2(ph, sVzN1*(t01), sVzN2)+2*garm2(ph, ...
      sVzN1*(t01), sVzN3)+2*garm3q(ph, t01, sVzN2, sVzN3) +...
      garm2(ph, sVzN1_sVzN1, t2)+garm1(ph, ...
      t2*sVzN2_sVzN2)+garm2(ph, t2, sVzN3_sVzN3)+...
      2*garm2(ph, sVzN1, t2*sVzN2)+2*garm3q(ph, ...
      sVzN1, t2, sVzN3)+2*garm2(ph, t2*sVzN2, sVzN3) +...
      garm2(ph, sVzN1_sVzN1, t3)+garm2(ph, ...
      sVzN2_sVzN2, t3)+garm1(ph, t3*sVzN3_sVzN3)+...
      2*garm3q(ph, sVzN1, sVzN2, t3)+2*garm2(ph, ...
      sVzN1, t3*sVzN3)+2*garm2(ph, sVzN2, sVzN3*t3);

temp3 = garm1(ph, t01*sn1)+garm2(ph, t01, sn2)+garm2(ph, t01, sn3)+...
        garm2(ph, sn1, t2)+garm1(ph, t2*sn2)+garm2(ph, t2, sn3)+...
        garm2(ph, sn1, t3)+garm2(ph, sn2, t3)+garm1(ph, t3*sn3) - ...
        (
garm1(ph, t01*sn1*sVzN1)+garm2(ph, t01*sVzN1, sn2)+garm2(ph, t01*sVzN1, sn3)+
...
garm2(ph, sn1*sVzN1, t2)+garm2(ph, sVzN1, t2*sn2)+garm3q(ph, sVzN1, t2, sn3)+...
garm2(ph, sn1*sVzN1, t3)+garm3q(ph, sVzN1, sn2, t3)+garm2(ph, sVzN1, t3*sn3)+
...
garm2(ph, t01*sn1, sVzN2)+garm2(ph, t01, sn2*sVzN2)+garm3q(ph, t01, sVzN2, sn3)+
...
garm2(ph, sn1, t2*sVzN2)+garm1(ph, t2*sn2*sVzN2)+garm2(ph, t2*sVzN2, sn3)+...
garm3q(ph, sn1, sVzN2, t3)+garm2(ph, sn2*sVzN2, t3)+garm2(ph, sVzN2, t3*sn3)+...
garm2(ph, t01*sn1, sVzN3)+garm3q(ph, t01, sn2, sVzN3)+garm2(ph, t01, sn3*sVzN3)+
...
garm3q(ph, sn1, t2, sVzN3)+garm2(ph, t2*sn2, sVzN3)+garm2(ph, t2, sn3*sVzN3)+...
garm2(ph, sn1, t3*sVzN3)+garm2(ph, sn2, t3*sVzN3)+garm1(ph, t3*sn3*sVzN3) );

temp=temp1-temp2*(n0(a)/beta_z0(a))-temp3/beta_z0(a);

nP(ph, a, 1:end) = array(temp, 1, NG);
end
n0P(a) = temp(0);
end

```


ДОДАТОК Д

Лістинг програми readmultfild

```

function Ez=readmultfild(gsfilename,EzIflag,str,E1_Input)
c = 2.99792458E+10;
if EzIflag== 1
    EzN    = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'N)'),1);
    Ez_re   = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_re)'),1);
    Ez_im   = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_im)'),1);
    Ez(EzN)= (Ez_re + 1i*Ez_im)*E1_Input/(c*1.0E-6);
elseif EzIflag== 2
    Ez_a    = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_a)'),1);
    Ez_k    = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_k)'),1);
    Ez_end  = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_end)'),1);
    Ez_phase = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_phase)'),1);
    Ez(1:Ez_end)= Ez_a + Ez_k*(1:Ez_end);
    Ez=Ez.*exp(1i*Ez_phase/180*pi)*E1_Input/(c*1.0E-6);
elseif EzIflag== 3
    Ez_a    = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_a)'),1);
    Ez_k    = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_k)'),1);
    Ez_end  = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_end)'),1);
    Ez_phase = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_phase)'),1);
    Ez_st   = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_st)'),1);
    Ez(1:Ez_end)= Ez_a + Ez_k*(1:Ez_end).^Ez_st;
    Ez=Ez.*exp(1i*Ez_phase/180*pi)*E1_Input/(c*1.0E-6);
elseif EzIflag== 4
    Ez_a    = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_a)'),1);
    Ez_k    = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_k)'),1);
    Ez_end  = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_end)'),1);
    Ez_phase = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_phase)'),1);
    Ez_st   = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'_st)'),1);
    Ez(1:Ez_end)= Ez_a + Ez_k.*exp((1:Ez_end)*Ez_st);
    Ez=Ez.*exp(1i*Ez_phase/180*pi)*E1_Input/(c*1.0E-6);
elseif EzIflag== 5
    Ezfilename = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'filename)'),2);
    A=load(Ezfilename)
    Ez_abs     = A(1,:);
    Ez_angle   = A(2,:);
    Ez=Ez_abs/2.*exp(1i*Ez_angle)/(c*1.0E-6);
end

outdir = readgsfile2(gsfilename, '(outdir)',2);
Ezfilename = readgsfile2(gsfilename, strcat('(',str,'filename)'),2);
my_printf([abs(Ez)*2*(c*1.0E-6);angle(Ez)],
strcat(outdir, '\', Ezfilename), 'w');

```