

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ, МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

Лисенко Олександр Володимирович

УДК 621.373

**МУЛЬТИГАРМОНІЧНІ ПРОЦЕСИ У СУПЕРГЕТЕРОДИННИХ
ЛАЗЕРАХ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ**

01.04.01 – фізика приладів, елементів і систем

АВТОРЕФЕРАТ

дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Суми - 2012

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана у Сумському державному університеті
Міністерства освіти і науки, молоді та спорту України.

Науковий консультант – заслужений діяч науки і техніки України,
доктор фізико-математичних наук, професор
Куліш Віктор Васильович,
Національний авіаційний університет (м. Київ),
професор кафедри теоретичної фізики.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор
Шматько Олександр Олександрович,
Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна,
професор кафедри фізики НВЧ;

доктор фізико-математичних наук, професор
Цвик Олексій Іванович,
Інститут радіофізики і електроніки ім. О. Я.Усикова
НАН України (м. Харків),
провідний науковий співробітник відділу теорії
дифракції і дифракційної електроніки;

доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник
Пономарьов Олександр Георгійович,
Інститут прикладної фізики НАН України (м. Суми),
завідувач лабораторії нелінійної динаміки іонних
пучків.

Захист відбудеться «___» жовтня 2012 р. о 13⁰⁰ на засіданні спеціалізованої
вченої ради Д 55.051.02 при Сумському державному університеті за адресою:
40007, м. Суми, вул. Римського-Корсакова, 2, корпус ЕТ, ауд. 236.

Із дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Сумського державного
університету за адресою: 40007, м. Суми, вул. Римського-Корсакова, 2.

Автореферат розіслано «___» вересня 2012 р.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради

В. О. Журба

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Після того як перші конструкції лазерів на вільних електронах (ЛВЕ) як із накачкою поперечним реверсивним магнітним полем, так і потужною відносно низькочастотною електромагнітною хвилею були успішно експериментально реалізовані, ці пристрої привертають пильну увагу дослідників. Інтерес до ЛВЕ викликаний насамперед такою їхньою властивістю як, можливість генерувати потужне когерентне електромагнітне випромінювання в усьому безперервному діапазоні частот від міліметрових до рентгенівських хвиль.

Серед різних типів ЛВЕ слід виділити супергетеродинні лазери на вільних електронах (СЛВЕ) [1*]. Особливістю СЛВЕ є те, що в них використовують додатковий механізм підсилення поздовжніх хвиль. Завдяки цьому за рівними з традиційними ЛВЕ параметрами системи (таких як сила струму, енергія пучка, амплітуда поля накачки та ін.) однаково підсилення хвилі сигналу досягається у СЛВЕ на істотно менших довжинах системи. У СЛВЕ як додаткові механізми підсилення використовують пучкові нестійкості, наприклад, двопотокову, плазмово-пучкову. Відомо, що такі нестійкості здатні забезпечити винятково високі рівні підсилення пучкових хвиль. Саме тому СЛВЕ, які побудовані на такій технологічній базі, характеризуються високими підсилювальними властивостями.

Відзначимо, що пучкові хвилі, які зростають за рахунок вищезгаданих електронно-хвильових нестійкостей, характеризуються лінійними дисперсійними залежностями. Тому для гармонік таких хвиль можуть виконуватись умови трихвильового параметричного резонансу. Остання обставина різко ускладнює загальну нелінійну динаміку хвиль цього класу систем насамперед тому, що вищезазначена особливість законів дисперсії хвиль в остаточному підсумку приводить до одночасного збудження багатьох гармонік. Як наслідок, у СЛВЕ виявляються можливими режими взаємодії, коли відбувається збудження десятків і більше вищих гармонік із сумірними амплітудами. Зазначимо, до початку досліджень автора у цьому напрямку загальна нелінійна картина таких процесів не була зрозумілою у багатьох випадках. Пояснення фізичних процесів, що спостерігалися, могли бути здійснені лише у рамках нелінійної теорії множинних параметричних резонансів.

Під час розроблення такої теорії однією із найбільш складних обставин було те, що в деяких конфігураціях систем амплітуди гармонік хвиль не просто були сумірними, але й вищі за частотою гармоніки були більшими за нижчі. Як показано в роботі, основний механізм генерації вищих гармонік у таких ситуаціях пов'язаний з реалізацією ефекту множинних параметричних резонансів. Останні виникають у випадках, коли кожна гармоніка (наприклад, із декількох десятків) бере участь у трихвильовому параметричному резонансі з двома іншими з цього самого пакета гармонік. Такого типу нелінійні фізико-математичні задачі належать до досить складних в електродинаміці

плазмоподібних систем. Тому проблема нелінійної теорії множинних параметричних резонансів залишалася не вирішеною до початку робіт автора.

Характеризуючи цей науковий напрям у цілому, можна сказати, що фізика мультигармонічних процесів, що проходять у сильнострумових, у тому числі й супергетеродинних лазерах на вільних електронах, є новою, багатообіцяючою галуззю досліджень. Найбільш яскравою ілюстрацією цього є мультигармонічні СЛВЕ, які здатні формувати потужні ультракороткі електромагнітні кластери. У роботі показано, що внаслідок надання спектру вихідного сигналу мультигармонічного СЛВЕ спеціальної форми можна генерувати не лише звичайні імпульси, а й інтенсивні ультракороткі кластери електромагнітного поля. Такі ультракороткі електромагнітні кластери, як і ультракороткі імпульси, можуть мати широке практичне застосування для низки фундаментальних і прикладних досліджень у галузі фізики, хімії, біології, медицини.

Таким чином, наявність ряду нерозв'язаних задач, пов'язаних із мультигармонічними процесами у супергетеродинних ЛВЕ, які можуть мати як фундаментальне загальнофізичне, так і прикладне значення, обумовлює актуальність теми дисертаційної роботи.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Робота виконана на кафедрі загальної та теоретичної фізики Сумського державного університету й пов'язана з виконанням таких держбюджетних тем і наукових проєктів: «Новий метод прискорення заряджених частинок і згустків квазінейтральної плазми» (№ 0197U16608, 1996–1999 рр.); «Обґрунтування можливості створення пристроїв на основі прискорювачів заряджених часток зі схрещеними ЕН-полями ондуляторного типу (Ground of the possibility of creation of the devices on the basis of charged particles acceleration with crossed ЕН-fields in undulating fashion)» (проєкт Українського науково-технічного центру №1457, 1999–2002 рр.); «Новий фізичний механізм підсилення електромагнітних хвиль НВЧ-видимого діапазону частот у потоках релятивістської плазми й проєкт експерименту з його реалізації» (№ 0100U003215, 2000–2002 рр.); «Асимптотичні ієрархічні методи та їх застосування до нелінійних задач електродинаміки» (№ 0103U000770, 2003–2005 рр.); «Фізика хвильових процесів у відкритих хвилевідних резонансних металодіелектричних системах з розподіленими джерелами випромінювання» (№ 0106U001931, 2006–2008 рр.); «Фізика формування потоків заряджених частинок у приладах для діагностики матеріалів атомної енергетики» (№ 0106U001378, 2009–2011 рр.).

Мета і завдання дослідження. Метою роботи є встановлення основних фізичних закономірностей нелінійних мультигармонічних процесів у супергетеродинних ЛВЕ та визначення режимів їхньої роботи, за яких стає можливим формування інтенсивних електромагнітних хвиль із широким частотним спектром, зокрема ультракоротких кластерів.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити такі завдання:

- розробити концепцію й дослідити мультигармонічні супергетеродинні ЛВЕ, які здатні формувати інтенсивні електромагнітні хвилі з широким спектром, у тому числі й потужні ультракороткі кластери електромагнітного поля;
- побудувати самоузгоджену нелінійну теорію мультигармонічних взаємодій у релятивістських двопотокових електронних пучках з урахуванням ефектів множинних параметричних резонансів різного типу. Визначити умови формування хвиль із широким аномальним спектром, коли гармоніки з більш високим номером мають більшу амплітуду;
- побудувати самоузгоджену нелінійну теорію параметрично-резонансних взаємодій хвиль у двопотокових, плазмово-пучкових і параметричних електронно-хвильових супергетеродинних ЛВЕ. Вивчити вплив мультигармонічних взаємодій на інтенсивність основної гармоніки у режимі, коли вона максимально підсилюється, з'ясувати механізми й рівні насичення;
- модернізувати метод усереднених характеристик для розв'язання завдань параметричних резонансних взаємодій, що мають множинний характер.

Об'єкт дослідження – мультигармонічні процеси у супергетеродинних лазерах на вільних електронах.

Предмет дослідження – вимушене випромінювання сильнострумовими релятивістськими електронними пучками електромагнітних полів та його використання для формування потужних електромагнітних хвиль із широким частотним спектром.

Методи дослідження. Як базовий математичний апарат для теоретичного дослідження мультигармонічних процесів у супергетеродинних ЛВЕ використано ієрархічний підхід до теорії коливань і хвиль [1*]. Також застосовувалися стандартні чисельні й чисельно-аналітичні методи, зокрема метод повільно змінних амплітуд.

Наукова новизна отриманих результатів

1. Запропоновано метод і фізичний механізм реалізації формування ультракоротких кластерів електромагнітного поля.
2. Запропоновано концепцію мультигармонічних ЛВЕ – формувачів електромагнітних хвиль із широким частотним спектром.
3. Уперше побудовано самоузгоджену нелінійну теорію мультигармонічних двопотокових супергетеродинних лазерів на вільних електронах – формувачів ультракоротких кластерів електромагнітного поля. З'ясовано умови формування широкого спектра хвиль. Продемонстровано, що такі ЛВЕ здатні формувати потужні ультракороткі кластери електромагнітних хвиль.
4. Уперше побудовано самоузгоджену нелінійну теорію мультигармонічних резонансних взаємодій хвиль у двопотоковому релятивістському електронному пучку з урахуванням множинних параметричних резонансів різного типу. З'ясовано, що в таких системах за умови, коли частота першої гармоніки хвилі просторового заряду набагато менша за критичну частоту двопотокової нестійкості, можуть збуджуватися хвилі з

аномальними спектрами, у яких зі збільшенням номера гармоніки збільшується її амплітуда. Показано, що керувати формуванням широкого спектра зростаючої хвилі можна за допомогою параметричних взаємодій між хвилями різного типу.

5. Уперше побудовано кубічно-нелінійну самоузгоджену теорію параметрично-резонансних взаємодій електромагнітних хвиль у параметричних електронно-хвильових супергетеродинних лазерах на вільних електронах. Визначено оптимальні режими роботи; показано, що такі СЛВЕ є джерелами потужних монохроматичних хвиль у субмм-ІЧ діапазонах довжин хвиль.
6. Запропоновано концепцію й побудовано нелінійну самоузгоджену теорію мультигармонічних плазмово-пучкових супергетеродинних лазерів на вільних електронах Н-убітронного типу. Продемонстровано, що такі ЛВЕ здатні формувати потужні мультигармонічні електромагнітні хвилі у мм-субмм діапазоні довжин хвиль.
7. Уперше побудовано самоузгоджену кубічно-нелінійну теорію параметричних резонансних взаємодій електромагнітних хвиль у плазмово-пучкових супергетеродинних лазерах на вільних електронах із доплертронною накачкою. Показано, що такі ЛВЕ здатні генерувати потужні монохроматичні електромагнітні хвилі у мм-субмм діапазоні довжин хвиль.

Практичне значення одержаних результатів. Значення одержаних у дисертаційній роботі результатів полягає у тому, що вони можуть бути використані для створення нових типів пристроїв, які призначені для формування інтенсивного електромагнітного випромінювання з широким спектром, – мультигармонічних супергетеродинних ЛВЕ. Запропонована концепція формування ультракоротких кластерів електромагнітного поля може бути реалізована не лише за допомогою супергетеродинних ЛВЕ, проаналізованих у дисертаційній роботі, а й за допомогою інших типів пристроїв, які використовують релятивістські пучки.

Розроблені мультигармонічні кубічно-нелінійні теорії дозволяють визначити оптимальні режими роботи супергетеродинних ЛВЕ як у режимі максимального підсилення, так і в режимі формування електромагнітних хвиль із широким спектром. За допомогою таких теоретичних підходів можна визначити характеристики СЛВЕ, розрахувати параметри конкретних конструкцій. Використані у роботі підходи можуть застосовуватися для розрахунку інших мультигармонічних процесів у системах із квазілінійними дисперсійними залежностями.

Особистий внесок здобувача. Матеріал дисертації ґрунтується на результатах досліджень, виконаних за особистої участі дисертанта або під його науковим керівництвом. Усі нові результати в положеннях, що захищаються, отримані особисто дисертантом і викладені в роботах [1–51].

У серії робіт [1, 2, 6–8, 23–25, 27–30] автор разом з учнем Ромбовським М. Ю. та науковим консультантом Кулішем В. В. провів аналіз

нелінійної динаміки гармонік хвиль із урахуванням ефектів множинних резонансів у двопотоковому релятивістському пучку й параметричному електронно-хвильовому СЛВЕ. Здобувачеві належать постановка задачі, розроблення нелінійної теорії, участь у створенні комп'ютерних моделей, аналіз одержаних результатів.

У роботах [9–13, 31–35] дисертант разом із учнем Ковалем В. В. та науковим консультантом Кулішем В. В. виконав аналіз мультигармонічних процесів у плазмово-пучкових СЛВЕ. Здобувач виконав постановку задачі, побудував нелінійну теорію мультигармонічних процесів у досліджуваних пристроях, взяв участь у комп'ютерному моделюванні, в аналізі одержаних результатів.

Роботи [3–5, 16–22, 26, 36–51] присвячені дослідженню мультигармонічних процесів у двопотокових СЛВЕ, аналізу прискорювальних систем для ЛВЕ й розвитку ієрархічних методів, зокрема створенню методу усереднених характеристик. Здобувачеві у цих статтях належить матеріал, пов'язаний з аналізом мультигармонічних процесів у двопотокових СЛВЕ, з модернізацією методу усереднених характеристик. Він брав участь у постановці задачі, ним була побудована нелінійна мультигармонічна теорія досліджуваних систем, проведено комп'ютерне моделювання, проаналізовані отримані результати.

У роботах [14, 15] автором проведено якісне фізико-технологічне обґрунтування практичної реалізації формування ультракоротких кластерів електромагнітного поля супергетеродинними ЛВЕ клістронного типу.

Ідеї, розвинені в дисертаційній роботі й статтях, обговорювалися й узагальнювалися разом із науковим консультантом проф. Кулішем В. В. У всіх роботах інші співавтори брали участь у проведенні аналітичних перетворень, комп'ютерному моделюванні, аналізі отриманих результатів і їх обговоренні.

Особисто автором підготовлені тексти статей [1–3, 5–12, 14, 15, 20–22] та тези доповідей [23–32, 35–37, 43, 46].

Апробація результатів дисертації. Основні результати роботи доповідалися та обговорювалися на таких конференціях: 27th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (San Diego, California, USA, 2002); 14th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications “MIKON-2002” (Gdańsk, Poland, 2002); 5th International Conference of Science and Technology “AVIA-2003” (Київ, 2003 р.); Joint 29th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 12th International Conference on Terahertz Electronics (Karlsruhe, Germany, 2004); The International Workshop on Microwaves, Radar and Remote Sensing (Київ, 2005 р.); 14-й, 15-й, 17-й, 18-й й 19-й Міжнародних кримських конференціях “НВЧ-техніка й телекомунікаційні технології” (Севастополь, 2004, 2005, 2007, 2008 і 2009 рр.); I, II, IV, VIII International Young Scientists Conference Optics and High Technology Material Science (Київ, 2000, 2001, 2003, 2007 рр.); Міжнародній конференції молодих учених і аспірантів (Ужгород, 2009, 2011 рр.); V International Conference “Electronics and Applied Physics” (Київ, 2009 р.).

Публікації. Результати дисертації викладені у 51 науковій праці, 22 з яких опубліковані у вітчизняних і міжнародних спеціалізованих наукових журналах [1–22]; 4 статті опубліковані в журналах, які не входять до переліку спеціалізованих наукових журналів за фахом дисертації [48–51]; 14 статей опубліковані в матеріалах конференцій [25, 28, 29, 31, 32, 35, 38–42, 44–46], 11 праць – тези доповідей [23, 24, 26, 27, 30, 33, 34, 36, 37, 43, 47].

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається з переліку умовних позначень, вступу, семи розділів, висновків, подяк, списку використаних джерел і викладена на 304 сторінках, містить 77 рисунків і 8 таблиць. Список використаних джерел складається з 301 найменування.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** обґрунтована актуальність теми дисертації, сформульовані мета та основні завдання дослідження, визначені наукова новизна та практичне значення результатів роботи, подано інформацію про особистий внесок здобувача та апробацію роботи.

У **першому розділі** «Параметрично-резонансні взаємодії в супергетеродинних лазерах на вільних електронах», який має оглядовий характер, проаналізовано сучасний стан досліджень СЛВЕ. З'ясовано, що СЛВЕ мають ряд переваг порівняно з еквівалентними параметричними ЛВЕ, які використовують такі самі за енергією та силою струму електронні пучки, поля накачки та ін. Завдяки використанню додаткового механізму підсилення СЛВЕ мають набагато більші (на порядок) інкременти зростання хвиль у мм-ГЧ діапазоні хвиль, характеризуються істотно меншими амплітудами накачки, мають менші габарити. Саме тому вони постійно привертають увагу дослідників. Залежно від механізму додаткового підсилення СЛВЕ класифікують як двопотокові, плазмово-пучкові та ін. Двопотокові та плазмово-пучкові СЛВЕ вперше були запропоновані Кулішем В. В.

У роботі розглянуто конструкції двопотокових СЛВЕ, у яких використовується двопотокова нестійкість як додатковий механізм підсилення. З'ясовано, що в усіх публікаціях до робіт автора досліджувалися двопотокові СЛВЕ, які працюють у режимі максимального підсилення електромагнітної хвилі. При теоретичному аналізі враховували не більше трьох гармонік хвиль. Також встановлено, що хвилі просторового заряду (ХПЗ), які підсилюються за рахунок двопотокової нестійкості, характеризуються лінійними дисперсійними залежностями. Це призводить до того, що для гармонік такої ХПЗ виконуються умови трихвильового параметричного резонансу. У результаті цього між гармоніками таких хвиль виникають трихвильові параметричні резонанси, які спричиняють збудження десятків і більше гармонік. Крім цього, у двопотоковій релятивістській системі є й інші типи хвиль, які також беруть участь у параметрично-резонансних взаємодіях. Загальна картина мультигармонічних нелінійних процесів у двопотокових СЛВЕ виявляється досить складною й невивченою. Тому виникає необхідність створення нелінійної теорії

мультигармонічних взаємодій у таких пристроях, вивчення впливу цих взаємодій на динаміку основних гармонік.

Аналіз літературних джерел показав, що останнім часом бурхливо розвивається напрям у науці й техніці, який пов'язаний зі створенням і вивченням систем, здатних формувати потужні ультракороткі електромагнітні імпульси, сигнали із широким спектром. Такі сигнали мають велике коло застосування для низки фундаментальних і прикладних досліджень у галузі фізики, хімії, біології, медицини. У двопотокових СЛВЕ, як показують попередні оцінки, можуть генеруватися десятки й більше вищих гармонік. Разом з тим такі СЛВЕ характеризуються виключно високими інкрементами зростання за рахунок двопотокової нестійкості, що дозволяє ефективно працювати таким приладам в однопрохідному режимі без використання резонаторів. Тому на базі двопотокових СЛВЕ можливо створити прилади принципово нового типу – мультигармонічні ЛВЕ, головне призначення яких полягає у формуванні інтенсивних електромагнітних хвиль із широким спектром, у тому числі й потужних ультракоротких кластерів електромагнітного поля.

Також встановлено, що на базі двошвидкісних релятивістських електронних пучків (РЕП) можливо створити електронно-хвильові СЛВЕ, як додатковий механізм підсилення яких використовується трихвильовий резонанс поздовжніх хвиль. На відміну від двопотокових СЛВЕ, які працюють на частотах, менших за критичну частоту двопотокової нестійкості, електронно-хвильові СЛВЕ працюють на частотах, що істотно перевищують критичну. Інша характерна властивість електронно-хвильових СЛВЕ, як з'ясовано з літературних джерел, пов'язана з можливістю працювати у режимах із низьким рівнем власних шумів. Детального аналізу параметрично-резонансних процесів на основі кубічно-нелінійної теорії в таких СЛВЕ до робіт автора проведено не було.

Із літературних джерел випливає, що плазмово-пучкові СЛВЕ мають винятково високі інкременти зростання хвиль, які перевищують інкременти зростання еквівалентних двопотокових СЛВЕ. Завдяки можливості використання електронних пучків з більшими струмами, які проходять через плазму, варто очікувати й більшої потужності у таких пристроях. Необхідно відзначити, що систематичних досліджень мультигармонічних процесів у плазмово-пучкових СЛВЕ до робіт дисертанта проведено не було. Була лише сформульована загальна ідея таких пристроїв, зокрема передбачалося, що такі СЛВЕ можуть бути надпотужними підсилювачами електромагнітного сигналу в мм-субмм діапазоні хвиль. Тому кубічно-нелінійний аналіз мультигармонічних процесів, який дозволив би переконатися у вищезазначених властивостях, провести дослідження механізмів і рівнів насичення, вивчити параметрично-резонансні взаємодії, є завданням важливим і актуальним. Окрім задачі дослідження впливу мультигармонічних взаємодій на динаміку основних гармонік, постає завдання знаходження інших типів плазмово-пучкових СЛВЕ, які були б здатними генерувати потужні мультигармонічні електромагнітні хвилі з широким спектром.

У першому розділі проаналізовані теоретичні підходи до вивчення мультигармонічних резонансних хвильових взаємодій. Установлено, що для аналізу таких задач потрібно використовувати один із найбільш потужних методів – метод усереднених характеристик [1*]. Також необхідно провести модернізацію цього методу для урахування специфіки множинних параметричних резонансів. Оскільки що цей метод є базовим методом дослідження, у першому розділі викладено його основні положення.

У другому розділі «Принципи формування кластерів електромагнітних хвиль та загальна ідеологія проектування мультигармонічних лазерів на вільних електронах» описано новий метод та фізичний механізм реалізації формування ультракоротких кластерів електромагнітного поля за допомогою пристроїв нового типу – мультигармонічних ЛВЕ, які призначені для створення електромагнітних хвиль із широким спектром.

У дисертаційній роботі розглянуті системи для формування ультракоротких кластерів електромагнітного поля. У сучасній літературі обговорюються системи для формування ультракоротких імпульсів. Імпульси й кластери за своєю структурою є різними об'єктами, тому й вимоги для систем, які їх формують, також відрізняються. Сутність відмінностей між цими поняттями проілюстрована на рис. 1 і 2.

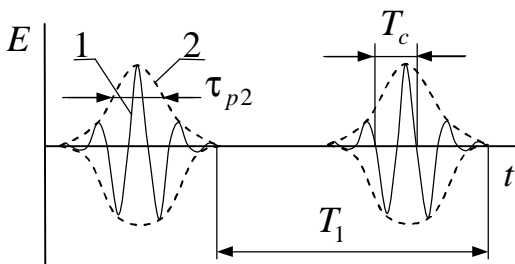


Рис. 1. Ультракороткі імпульси

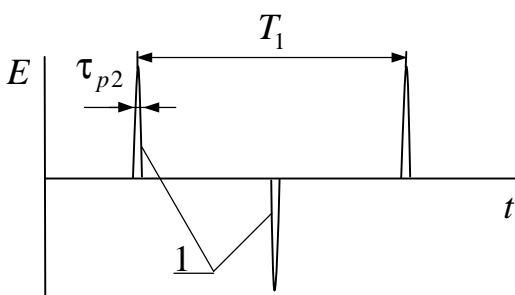


Рис. 2. Ультракороткі кластери

Особливість ультракоротких імпульсів полягає у тому, що в межах одного імпульсу має міститися декілька періодів коливань хвилі (рис. 1). Це означає, що період коливань основної гармоніки повинен бути меншим у 5–10 разів від тривалості імпульсу. Звідси випливає, що для формування імпульсу тривалістю декілька фемтосекунд і менше необхідно використовувати електромагнітні хвилі ультрафіолетового й рентгенівського діапазонів. Щоб створити, наприклад, рентгенівські ЛВЕ, необхідно використовувати унікальні пристрої як за виконанням, так і за габаритами та вартістю.

На рис. 2 зображено кластери електромагнітного поля, де суцільна крива 1 показує залежність миттєвого значення напруженості електричного поля від часу. Принциповим є те, що електромагнітні кластери не заповнені коливаннями і, отже, їх тривалість не обмежується факторами, про які згадано вище стосовно імпульсів. Тому вимоги до пристроїв, які створюють такі кластери, істотно нижчі.

Ідея методу формування ультракоротких кластерів проілюстрована на рис. 3. На вхід системи формування кластерів подаємо гармонічну електромагнітну хвилю з періодом T (рис. 3, крива 1). Цю криву можна уявно

подати як періодичну знаковміну послідовність із періодом T напівсинусоїдальних імпульсів типу 2, які характеризуються тривалістю τ_{p1} . Основна ідея методу полягає у компресії кожного з імпульсів 2, у результаті чого одержуємо на виході ультракороткий кластер 3 тривалістю τ_{p2} (рис. 3).

Як один з варіантів експериментальної реалізації методу компресії можна використати мультигармонічне джерело електромагнітних хвиль. Таке джерело повинне генерувати десятки гармонік сигналу із приблизно однаковими амплітудами, тобто електромагнітний сигнал із широким спектром. Пояснюється це мультигармонічною природою кластерної хвилі, поданої на рис. 3 (крива 3). Як випливає з рис. 3, кластер за своєю формою близький до дельта-функції Дірака. Розкладемо кластерну хвилю в ряд Фур'є. Спектр кластерної хвилі подібний до спектра дельта-функції, яка складається з великої кількості гармонік з однаковими амплітудами. Таким чином, процедуру компресії монохроматичного сигналу (рис. 3) можна розглядати як генерацію вищих гармонік із сумірними амплітудами. І чим більше буде таких гармонік, тим коротшим буде кластер. Із фізичної точки зору ця процедура може розглядатися як синтез ультракороткого кластера електромагнітного поля з багатьох гармонік. Тому запропонований метод для формування кластерів називають також методом синтезу електромагнітних кластерних хвиль.

Створити системи для формування ультракоротких кластерів електромагнітного поля можливо на базі СЛВЕ, у яких як додатковий механізм підсилення ХПЗ використовується двопотокова або плазмово-пучкова нестійкість. Використання таких нестійкостей у СЛВЕ-формувачах ультракоротких кластерів обумовлене двома їхніми властивостями. По-перше, ці нестійкості характеризуються лінійними дисперсійними залежностями. Саме тому в таких системах відбувається інтенсивне збудження вищих гармонік за рахунок множинних параметричних резонансних взаємодій. По-друге, для двопотокової і плазмово-пучкової нестійкостей стає можливим виділити діапазон частот, у якому з підвищенням частоти збільшується інкремент зростання ХПЗ. У такому частотному діапазоні найбільш високою є оптимальна частота, для якої інкремент нестійкості є максимальним. Якщо за частоту першої гармоніки вибрати нижню межу такого діапазону, то, з одного боку, внаслідок параметрично-резонансних взаємодій будуть збуджуватися вищі

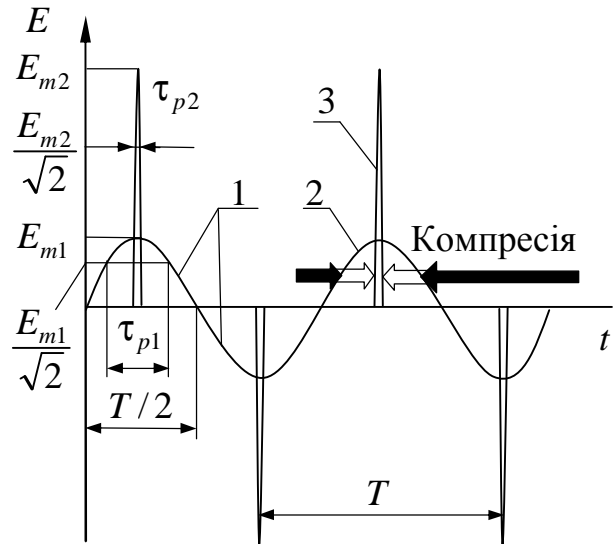


Рис. 3. До методу компресії ультракоротких кластерів

гармоніки, а з іншого – більш високі гармоніки підсилюватимуться сильніше. Тому в таких системах формуються ХПЗ із аномальними спектрами. Це означає, що амплітуди більш високих гармонік таких ХПЗ будуть більшими. Далі, використовуючи мультигармонічні ондуляторні системи, що характеризуються нормальними спектрами, енергія ХПЗ трансформується в мультигармонічну електромагнітну хвилю, гармоніки якої мають приблизно однакову амплітуду. У результаті формується ультракороткий кластер електромагнітного поля. Вимоги, що ставляться до ЛВЕ, основне призначення яких полягає у формуванні мультигармонічних електромагнітних хвиль, істотно змінюються. Підсилювальні властивості ЛВЕ відходять на другий план, головним стає його здатність працювати як формувач ультракоротких кластерів електромагнітного поля. Це змінює як саму ідеологію побудови ЛВЕ такого класу, так і головні акценти теорії під час вивчення базової фізики процесів, що тут відбуваються. Таким чином, можна говорити про новий клас пристроїв – мультигармонічні ЛВЕ, основне призначення яких полягає у формуванні інтенсивних електромагнітних хвиль із широким спектром, зокрема потужних ультракоротких кластерів.

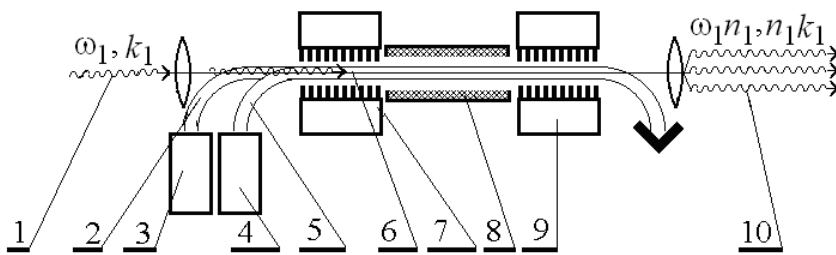


Рис. 4. Схема двопотокового СЛВЕ-формувача ультракоротких кластерів

Приклад схеми двопотокового СЛВЕ-клістрона, у якому реалізована ідея компресії (синтезу) кластерної електромагнітної хвилі, поданий на рис. 4. Монохроматичний електромагнітний сигнал 1 із частотою ω_1 і хвильовим числом k_1 надходить у робочий об'єм секції модулятора 7. Сюди ж подається двошвидкісний електронний пучок 6, який формується за рахунок об'єднання двох одношвидкісних пучків 2 і 5, джерелами яких є прискорювачі 3 і 4. На вхід модулятора 7 надходить монохроматичний сигнал. У результаті параметричного резонансу монохроматичної хвилі сигналу з монохроматичним полем модулятора у двошвидкісному пучку збуджується монохроматична ХПЗ із частотою, набагато меншою за критичну частоту двопотокової нестійкості. Далі промодульований електронний пучок 6 входить у пролітну секцію 8, електромагнітна ж хвиля на вході до цієї секції поглинається. У цій секції відбувається підсилення й інтенсивне збудження вищих гармонік ХПЗ за рахунок двопотокової нестійкості. Частота першої гармоніки вибирається набагато меншою за оптимальну частоту, яка відповідає максимальному інкременту зростання. Тому інкремент зростання збільшується зі збільшенням номера гармонік. При цьому оптимальна частота визначає верхню межу таких хвиль. Одночасно з підсиленням вищих гармонік відбувається їх інтенсивна генерація, що спричиняється лінійною дисперсійною залежністю ХПЗ.

Приклад схеми двопотокового СЛВЕ-клістрона, у якому реалізована ідея компресії (синтезу) кластерної електромагнітної хвилі, поданий на рис. 4. Монохроматичний електромагнітний сигнал 1 із частотою ω_1 і хвильовим числом k_1 надходить у робочий об'єм секції модулятора 7. Сюди ж подається двошвидкісний електронний пучок 6, який формується за рахунок об'єднання двох одношвидкісних пучків 2 і 5, джерелами яких є прискорювачі 3 і 4. На вхід модулятора 7 надходить монохроматичний сигнал. У результаті параметричного резонансу монохроматичної хвилі сигналу з монохроматичним полем модулятора у двошвидкісному пучку збуджується монохроматична ХПЗ із частотою, набагато меншою за критичну частоту двопотокової нестійкості. Далі промодульований електронний пучок 6 входить у пролітну секцію 8, електромагнітна ж хвиля на вході до цієї секції поглинається. У цій секції відбувається підсилення й інтенсивне збудження вищих гармонік ХПЗ за рахунок двопотокової нестійкості. Частота першої гармоніки вибирається набагато меншою за оптимальну частоту, яка відповідає максимальному інкременту зростання. Тому інкремент зростання збільшується зі збільшенням номера гармонік. При цьому оптимальна частота визначає верхню межу таких хвиль. Одночасно з підсиленням вищих гармонік відбувається їх інтенсивна генерація, що спричиняється лінійною дисперсійною залежністю ХПЗ.

Унаслідок цього в пролітній секції виникають множинні параметричні резонанси між гармоніками хвилі просторового заряду. У підсумку на виході із пролітної секції формується ХПЗ із широким аномальним спектром. Тобто більш високі гармоніки ХПЗ мають більші амплітуди. Після проходження пролітної секції 8 промодульований пучок спрямовують до входу прикінцевої секції 9 з мультигармонічною накачкою. Тут завдяки параметричним резонансам між гармоніками ХПЗ і гармоніками мультигармонічного поля накачки відбувається генерація мультигармонічного електромагнітного сигналу 10 і його подальше підсилення. Фактично тут відбувається зворотне перетворення енергії мультигармонічної ХПЗ в енергію мультигармонічного електромагнітного сигналу. При цьому для кожної з гармонік мультигармонічної ХПЗ виконується умова параметричного резонансу з відповідними гармоніками поля накачки й електромагнітного сигналу. Також тут продовжується зростання поздовжніх ХПЗ за рахунок двопотокової нестійкості та взаємодії цих хвиль через множинні параметричні резонанси. Змінюючи параметри мультигармонічного поля накачки 9 або спектр електромагнітної хвилі 1 на вході у двопотоковий СЛВЕ, маємо можливість впливати на вихідний спектр мультигармонічного електромагнітного сигналу, а отже, і на форму кластерів 10.

У цьому розділі проаналізовані й інші схеми для формування ультракоротких кластерів електромагнітних хвиль. Також розглянуті конструкційні особливості секцій модуляції, пролітної та прикінцевої секцій для мультигармонічних ЛВЕ. Проведено модернізацію методу усереднених характеристик для розв'язання задач аналізу мультигармонічних процесів у супергетеродинних ЛВЕ з урахуванням специфіки множинних параметричних резонансів. Така модернізація пов'язана із прямим і зворотним переходами й спрямована на спрощення алгоритму асимптотичного інтегрування у випадку систем з одним ієрархічним рівнем. Викладено отриманий алгоритм як для випадку однієї швидкої фази, так і для багатьох швидких фаз.

У третьому розділі «Нелінійні мультигармонічні процеси у двопотоковому електронному пучку» проведено аналіз мультигармонічних резонансних процесів у двошвидкісному РЕП. Процеси, описані у цьому розділі, відбуваються у двопотокових та електронно-хвильових СЛВЕ.

Розглядаємо модель: двошвидкісний електронний пучок, що рухається вздовж осі Z , складається із двох взаємно проникних парціальних РЕП, які характеризуються близькими за модулем швидкостями v_1 й v_2 і однаковими плазмовими частотами ω_p . У цьому пучку поширюються мультигармонічні ХПЗ. Враховуємо, що у двошвидкісному електронному пучку реалізуються трихвильові параметричні резонанси між гармоніками ХПЗ. Позначимо частоти, хвильові числа й гармоніки хвиль, що беруть участь у цих резонансах, індексами α , β та γ . Умови трихвильових параметричних взаємодій цих хвиль мають вигляд

$$\omega_{\alpha,m\alpha} - \omega_{\beta,m\beta} = \omega_{\gamma,m\gamma}, \quad k_{\alpha,m\alpha} - k_{\beta,m\beta} = k_{\gamma,m\gamma}. \quad (1)$$

Тут $\omega_{\chi,m\chi} = m_{\chi} \cdot \omega_{\chi,1}$, $k_{\chi,m\chi}$ є частотою та хвильовим числом гармоніки m_{χ} хвилі χ -го типу (індекс χ набуває значень α , β та γ). У загальному випадку у двопотоковому пучку можуть поширюватися сім різних типів хвиль, які мають різні закони дисперсії (табл. 1). Тому індекс « χ » набуває значень від 1 до 7. Хвиля α , як випливає з (1), матиме найбільшу частоту, хвиля γ – найменшу. Типи хвиль, які можуть поширюватись у досліджуваній системі, визначаються розв'язками дисперсійного рівняння. Для ХПЗ частотою ω_{χ} наближені розв'язки дисперсійного рівняння для дійсних k_{χ} мають вигляд

$$k_{\chi} \approx \frac{\omega_{\chi}}{v_0(1 + \sigma_{\chi}\delta)} + r_{\chi} \frac{\omega_p}{v_0\gamma_0^{3/2}}. \quad (2)$$

Тут $v_0 = (v_1 + v_2)/2$; $\delta = (v_1 - v_2)/(v_1 + v_2)$; γ_0 – середній релятивістський фактор; σ_{χ} і r_{χ} є знаковими функціями, значення яких для різних типів хвиль подані у табл. 1, індекс χ відповідає типу поздовжньої хвилі. У випадку, коли частота хвилі менша за критичну частоту $\omega_{cr} = \sqrt{2}\omega_p/(\delta\gamma_0^{3/2})$, дисперсійне рівняння має комплексні розв'язки для хвильових чисел. Уявна складова такого комплексного хвильового числа $\pm \Gamma$ є інкрементом двопотокової нестійкості.

Таблиця 1

Типи хвиль ХПЗ

Тип хвилі (χ)	σ_{χ}	r_{χ}	Примітка
1	0	0	$\omega_{\chi} < \omega_{cr}$
2	0	$-\sqrt{2}$	
3	0	$+\sqrt{2}$	
4	+1	-1	$\omega_{\chi} > \omega_{cr}$
5	+1	+1	
6	-1	-1	
7	-1	+1	

Умови (1) і (2) визначають усі можливі типи параметричних резонансних взаємодій у досліджуваній моделі. Проведено аналіз усіх можливих значень знакових функцій σ_{χ} і r_{χ} (табл. 1), за яких виконуються ці умови. Отримано, що тут можлива реалізація шістнадцяти різних типів параметричних резонансних взаємодій. Перші чотири типи відповідають взаємодіям хвиль, частоти яких менші за критичну

частоту; 5–14-й типи – взаємодіям хвиль, частоти яких менші за критичну, із хвилями, частоти яких перевищують критичну; 15-й, 16-й типи характеризують взаємодії хвиль із частотами, більшими за критичну.

З'ясовано, що перші чотири типи параметричних резонансних взаємодій мають множинний характер – умови трихвильового параметричного резонансу виконуються одночасно для великої кількості трійок хвиль, які пов'язані одна з одною через загальну хвилю. Такі взаємодії є суперпозицією параметричних резонансних взаємодій і двопотокової нестійкості. У них одночасно беруть участь сотні й більше пов'язаних одна з одною гармонік. При цьому потрібно розрізняти множинні взаємодії гармонік однієї й тієї самої зростаючої хвилі (тип хвилі 1, табл. 1) та трихвильові резонанси гармонік хвиль різного типу: зростаючої, повільної й швидкої хвиль (типи хвиль 1–3, табл. 1).

Множинні трихвильові параметричні резонанси між гармоніками однієї й тієї самої хвилі (тип хвилі 1, табл. 1) обумовлені взаємодіями між гармоніками зростаючої хвилі ($\chi = \alpha = \beta = \gamma = 1$, табл. 1). Як випливає з (2) і табл. 1, для цієї хвилі зв'язок між дійсною частиною хвильового числа й частотою є лінійним: $k_\chi = \omega_\chi / v_0$. Тому умови параметричного резонансу (1) між гармоніками зростаючої хвилі зводяться до вигляду: $m_\alpha - m_\beta = m_\gamma$, де $m_\alpha, m_\beta, m_\gamma$ – цілі числа. Така умова реалізується за участю величезної кількості гармонік, наприклад, $5 - 1 = 4$, $3 - 2 = 1$ і т. д. Про цю ситуацію говоримо як про таку, у якій реалізуються множинні резонанси. Умови для множинних трихвильових параметричних резонансів між гармоніками хвиль різного типу інші. Для них характерним є те, що коли умова параметричного резонансу для частот перших гармонік виконана: $\omega_{\alpha,1} - \omega_{\beta,1} = \omega_{\gamma,1}$, то вона буде виконаною й для будь-яких m -х гармонік: $m \omega_{\alpha,1} - m \omega_{\beta,1} = m \omega_{\gamma,1}$.

Множинні параметричні резонанси мають кілька характерних особливостей. Перша полягає в тому, що умови трихвильового параметричного резонансу одночасно виконуються для великої кількості трійок хвиль. Другою характерною ознакою є наявність зв'язку між трійками взаємодіючих хвиль через загальні хвилі. Завдяки цьому трійки хвиль об'єднуються в одну велику систему, де кількість резонансів може становити десятки й навіть сотні. І третя особливість полягає у тому, що на множинні параметрично-резонансні взаємодії накладається двопотокова нестійкість.

Для дослідження нелінійної динаміки хвиль, які беруть участь у множинних трихвильових параметричних резонансах, використаємо модернізований метод усереднених характеристик, спряжений з методом повільно змінних амплітуд. Як вихідні рівняння використовуємо релятивістське квазігідродинамічне рівняння, рівняння неперервності й Максвелла. Враховуємо особливості множинних параметрично-резонансних взаємодій. У результаті одержуємо для амплітуд напруженості електричного поля ХПЗ, що беруть участь у множинних параметричних резонансах, систему диференціальних рівнянь у кубічно-нелінійному наближенні.

Вплив на розвиток двопотокової нестійкості множинних параметричних резонансних взаємодій ілюструє рис. 5. Тут подано залежність першої гармоніки зростаючої ХПЗ (тип хвилі 1, табл. 1) від поздовжньої координати z у режимі максимального підсилення

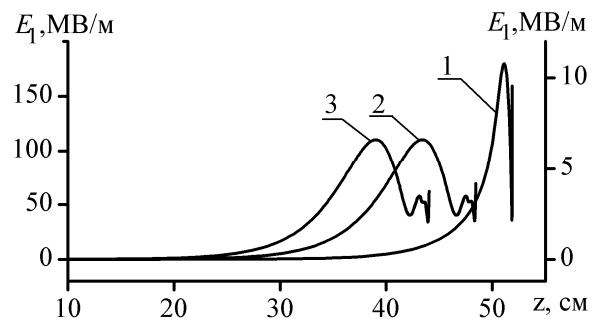


Рис. 5. Залежність першої гармоніки зростаючої ХПЗ від поздовжньої координати z у режимі максимального підсилення

параметричний резонанс хвиль різного типу відсутній (крива 2, вісь абсцис праворуч); 3) у розрахунках враховуємо 50 гармонік як зростаючої хвилі, так й інших типів хвиль, які знаходяться у параметрично-резонансному зв'язку (крива 3, вісь абсцис праворуч). Параметри електронного пучка, для якого виконані розрахунки, дорівнюють: $\omega_p = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\gamma_0 = 4,5$, різниця релятивістських факторів пучків $\Delta\gamma = 0,5$. У розрахунках, поданих на рис. 5, частоту першої гармоніки зростаючої ХПЗ вибираємо такою, щоб інкремент зростання хвилі Γ був максимальним. Частоту, що задовольняє цю умову, називають оптимальною і вона дорівнює $\omega_{opt} = \sqrt{3/8} \cdot \omega_{cr}$. Саме такий вибір частоти ХПЗ використовують у двопотокових СЛВЕ у режимі максимального підсилення.

Порівнюючи криву 1 (вісь абсцис зліва) із кривими 2 та 3 (вісь абсцис праворуч) на рис. 5, перша з яких обчислена без урахування впливу вищих гармонік, а дві інших із їх урахуванням, бачимо, що вони відрізняються майже у 30 разів! Таким чином, під час вивчення явищ, пов'язаних із двопотоковою нестійкістю, потрібно обов'язково враховувати взаємодії між вищими гармоніками.

Розглянуто режими роботи, що дозволяють формувати ХПЗ із широким аномальним спектром, у яких спектральні компоненти з більшими номерами гармонік мають більші амплітуди. Коли частота буде меншою за оптимальну $\omega < \omega_{opt}$, то за рахунок двопотокової нестійкості для гармонік із більш високою частотою інкремент зростання буде більшим, ніж для гармонік із низькою частотою. Таким чином, у двопотоковій системі стає можливим сформувати зростаючу хвилю з аномальним широким мультигармонічним спектром.

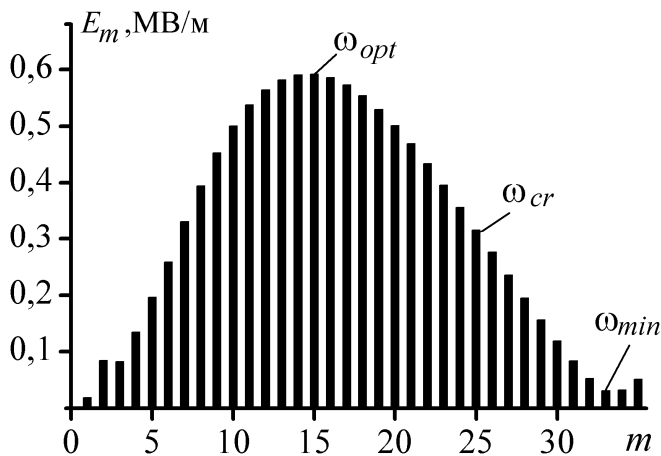


Рис. 6. Залежність амплітуд гармонік зростаючої ХПЗ від номера гармоніки для множинних взаємодій 1-го типу

гармоніки. Максимальну амплітуду має гармоніка, частота якої відповідає максимальному інкременту зростання (ω_{opt}). Ширина цього спектра визначається частотою 1-ї гармоніки та частотою ω_{min} , яка відповідає гармоніці із мінімальною амплітудою (рис. 6). Частота ω_{min} , як впливає з рис. 6, вища за

Результати чисельного аналізу підтверджують вищевикладені міркування. На рис. 6 подано спектр зростаючої ХПЗ з урахуванням множинних параметрично-резонансних взаємодій 1-го типу. Він побудований для випадку, коли частота першої гармоніки зростаючої хвилі у 25 разів менша за критичну частоту. У розрахунках враховували 50 гармонік. Параметри, при яких проводилися розрахунки, такі самі, як для рис. 5. Як передбачалося, цей спектр має аномальну ділянку від 1-ї до 15-ї гармоніки. Максимальну амплітуду має гармоніка, частота якої відповідає максимальному інкременту зростання (ω_{opt}). Ширина цього спектра визначається частотою 1-ї гармоніки та частотою ω_{min} , яка відповідає гармоніці із мінімальною амплітудою (рис. 6). Частота ω_{min} , як впливає з рис. 6, вища за

критичну: $\omega_{min} > \omega_{cr}$. Таким чином, завдяки параметрично-резонансній взаємодії між гармоніками зростаючої ХПЗ вдається сформувати широкий аномальний спектр.

Розглянуто вплив на формування поздовжніх хвиль із широким спектром множинного параметричного резонансу між гармоніками хвиль різного типу. На рис. 7 подано спектр зростаючої ХПЗ з урахуванням такого впливу. Розрахунки проведені при тих самих параметрах, що і для рис. 6 та 5. Враховано вплив 50 гармонік кожної із хвиль, що взаємодіють. Спектр на рис. 7 істотно відрізняється від випадку, коли параметричний резонанс поздовжніх хвиль різного типу відсутній (рис. 6). Максимум спектра припадає тепер на 19-ту гармоніку. Це викликано параметричним резонансом поздовжніх хвиль різного типу, що має місце насамперед між 20-ми гармоніками відповідних хвиль, а також пов'язано з тим фактором, що інкремент зростання для 19-ї гармоніки вищий, ніж для 20-ї. Істотно змінилася й форма спектра (порівняйте рис. 6 і рис. 7). Збільшилася ділянка аномального спектра з 15 гармонік на рис. 6 до 19 на рис. 7. Також слід зазначити, що при цьому істотно збільшилася максимальна амплітуда спектра від 0,6 МВ/м (рис. 6) до 6 МВ/м (рис. 7). Таким чином, параметричний резонанс поздовжніх хвиль різного типу дозволяє істотно змінювати форму мультигармонічного спектра зростаючої ХПЗ. Завдяки цьому такий ефект можна використовувати для керування формуванням широкого аномального спектра хвиль.

У четвертому розділі «Формування ультракоротких кластерів електромагнітного поля мультигармонічними двопотоковими супергетеродинними лазерами на вільних електронах» проведено дослідження мультигармонічних процесів у двопотокових СЛВЕ, які як додатковий механізм підсилення використовують двопотокову нестійкість. Особливість таких пристроїв полягає у тому, що тут одночасно реалізуються шість різних множинних трихвильових резонансів. Такі множинні резонансні взаємодії дозволяють формувати електромагнітні сигнали із широким спектром, зокрема й потужні ультракороткі кластери.

Схема досліджуваного двопотокового СЛВЕ клістронного типу, подана на рис. 4. Нелінійні мультигармонічні процеси в пролітній секції 8 детально розглянуті у розділі 3. Збудження ХПЗ у двошвидкісному РЕП відбуваються у секції модуляції 7. У прикінцевій секції 9 енергія мультигармонічної ХПЗ перетворюється в енергію електромагнітного сигналу. Секцію модуляції 7 та

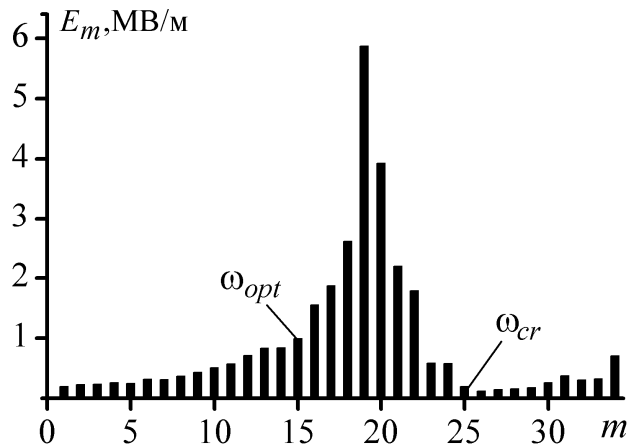


Рис. 7. Залежність амплітуд гармонік зростаючої ХПЗ від номера гармоніки для множинних взаємодій 1–4-го типу

прикінцеву секцію 9 формально можна вважати подібними. Головні відмінності між ними стосуються форми задання граничних умов. Якщо в секції модуляції амплітуди всіх гармонік ХПЗ на вході дорівнюють нулю, а амплітуда принаймні однієї з гармонік сигналу є ненульовою, то у прикінцевій секції ми маємо зворотну ситуацію, а саме: на вході ненульовими задаються гармоніки ХПЗ, тоді як усі гармоніки сигналу дорівнюють нулю. Унаслідок цього для секції модуляції, так і для прикінцевої секції можемо використати модель, подану на рис. 8. Тут двопотоковий електронний пучок 1 із парціальними швидкостями v_1, v_2 рухається в мультигармонічному магнітному полі накачки 4 з індукцією B_2 й періодом ондуляції першої гармоніки $\lambda_{2,1}$. У цій самій області вздовж осі системи поширюється мультигармонічний електромагнітний сигнал 2 з напруженістю електричного поля E_1 й ХПЗ 3.

У розглянутій системі мають місце трихвильові параметричні резонанси між гармоніками електромагнітної хвилі, накачкою й ХПЗ. Як випливає з (2), зростаюча ХПЗ (тип хвилі 1, табл. 1) характеризується лінійною дисперсійною залежністю. Для хвильового числа мультигармонічного магнітного поля накачки має місце лінійна залежність від номера гармоніки $k_{2,m} = mk_{2,1}$. Для електромагнітної хвилі сигналу у випадку, коли частота перевищує плазмову частоту пучка, зв'язок між хвильовим числом і частотою можна вважати лінійним $k_{1,m} \approx \omega_{1,m} / c = m\omega_{1,1} / c$. Тому в досліджуваній системі кожна трійка m -х гармонік сигналу, накачки й зростаючої ХПЗ бере участь у трихвильових взаємодіях, умови яких мають вигляд

$$\omega_{\alpha,m} = \omega_{1,m}, \quad k_{\alpha,m} = k_{1,m} + k_{2,m}. \quad (3)$$

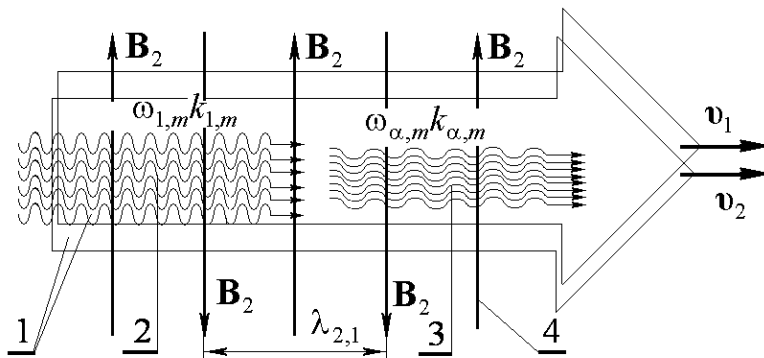


Рис. 8. Модель прикінцевої секції та модулятора

Також у досліджуваній системі завдяки лінійності дисперсійної залежності електромагнітної хвилі сигналу виникають множинні трихвильові взаємодії між її гармоніками. На вищепи-сані резонанси накладаються трихвильові резонансні взаємодії між ХПЗ.

Як вихідні рівняння для чисельного аналізу використовуємо релятивістське квазігідродинамічне рівняння, рівняння неперервності й рівняння Максвелла. Задачу руху й рівняння неперервності розв'язуємо за допомогою модернізованого методу усереднених характеристик, задачу про збудження електромагнітного поля – за допомогою методу повільно змінних амплітуд. Враховуємо особливості множинних взаємодій хвиль у досліджуваному двопотоковому СЛВЕ, отримуємо самоузгоджену систему диференціальних рівнянь для амплітуд хвиль у кубічно-нелінійному наближенні.

Проведено аналіз впливу множинних трихвильових взаємодій на динаміку основної гармоніки в режимі максимального підсилення сигналу для односекційного двопотокового СЛВЕ з Н-убітронною накачкою, схема якого подана на рис. 8. Розглядаємо залежність амплітуди першої гармоніки сигналу від поздовжньої координати у двох випадках: з урахуванням тільки перших гармонік і з урахуванням 50 гармонік. У підсумку знаходимо, що рівень насичення у випадку врахування вищих гармонік у 8 разів менший, ніж коли враховували тільки основні гармоніки. Це свідчить про те, що врахування вищих гармонік у двопотоковому СЛВЕ є необхідним. Таке істотне зменшення рівня насичення сигналу пояснюється генерацією вищих гармонік зростаючої ХПЗ і зменшенням за рахунок цього першої гармоніки ХПЗ. На рис. 9 подана динаміка перших десяти гармонік зростаючої ХПЗ. Як бачимо, рівні насичення 2-ї (крива 2) та 3-ї гармонік (крива 3) перевищують рівень насичення 1-ї гармоніки (крива 1). Рівень насичення інших гармонік сумірний з рівнем насичення першої гармоніки.

Особливості формування ультракоротких кластерів полягають у такому. В ідеальному випадку на виході з мультигармонічного двопотокового СЛВЕ-формувача ми повинні одержати періодичну серію дельта-функцій (рис. 3). Нескладно такий сигнал розкласти в ряд Фур'є і знайти для амплітуд гармонік, наприклад, такі співвідношення:

$$E_m = 2iA \cdot \sin(m\pi/2), \quad (4)$$

тобто $E_0 = 0$, $E_1 = +2iA$, $E_2 = 0$, $E_3 = -2iA$, $E_4 = 0$, $E_5 = +2iA$, $E_6 = 0$, $E_7 = -2iA$ і так далі. Зі співвідношення (4) випливає: 1) амплітуди всіх парних гармонік дорівнюють нулю; 2) модулі непарних гармонік однакові; 3) фази 1-ї, 5-ї, 9-ї і т. д. гармонік дорівнюють $(+\pi/2)$; 4) фази 3-ї, 7-ї, 11-ї і т. д. гармонік дорівнюють $(-\pi/2)$. Таким чином, для того щоб одержати серію ультракоротких кластерів електромагнітного поля, необхідно сформувати мультигармонічну хвилю, яка задовольняє вищезазначені умови.

Проведено аналіз формування кластерів у двопотоковому СЛВЕ клістронного типу (рис. 4) з такими параметрами: довжина хвилі першої гармоніки сигналу $\lambda_{1,1} = 0,7$ мм; середнє значення релятивістського фактора $\gamma_0 = 7,5$; різниця релятивістських факторів парціальних пучків $\Delta\gamma = 0,07$; плазмова частота парціальних пучків $\omega_p = 1,3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$; період ондулятора $\lambda_{2,1} = 6,5$ см; довжина секції модуляції 1,0 м; довжина пролітної секції 0,5 м; довжина прикінцевої секції 1,5 м. Для досліджуваної системи критична частота $\omega_{cr} = 8,63 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, оптимальна частота $\omega_{opt} = 5,3 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Вибираємо частоту

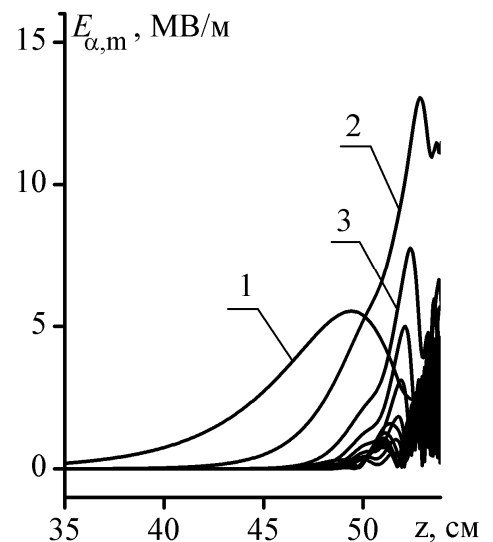


Рис. 9. Залежність амплітуд гармонік ХПЗ від поздовжньої координати z

першої гармоніки у 32 рази меншу за критичну. Це означає, що за рахунок двопотокової нестійкості будуть зростати 32 гармоніки. При цьому, як показано у розділі 3, область аномального спектра ХПЗ обмежується оптимальною частотою. Тобто такий аномальний спектр ХПЗ матиме $\omega_{opt} / \omega_{1,1} \approx 20$ гармонік. Враховуємо 50 гармонік кожного типу хвиль.

Розглядаємо випадок, коли до входу двопотокового СЛВЕ (рис. 4) подається монохроматичний сигнал. Магнітне поле модулятора є монохроматичним. Тоді на виході із секції модуляції одержуємо ХПЗ, амплітуда першої гармоніки якої максимальна, а вищі гармоніки ХПЗ набагато менші за першу. Далі ХПЗ зростає у пролітній секції завдяки двопотоковій нестійкості. Оскільки частота першої гармоніки ХПЗ у 20 разів менша оптимальної, інкременти зростання перших 20 гармонік зі збільшенням частоти збільшуються, і перші 32 гармоніки підсилюються внаслідок двопотокової нестійкості. У результаті на виході із пролітної секції починає формуватись аномальний спектр. Зазначимо, на виході із пролітної секції аномальний спектр ще не сформований. Його формування триває й у прикінцевій секції. Одночасно із цим тут відбувається збудження мультигармонічної електромагнітної хвилі завдяки множинним трихвильовим резонансам. Амплітуди й початкові фази гармонік мультигармонічного магнітного поля накачки підбираємо так, щоб у прикінцевій секції сформувати мультигармонічну електромагнітну хвилю, амплітуди й фази яких задовольняли умови, наведені в коментарях до співвідношення (4).

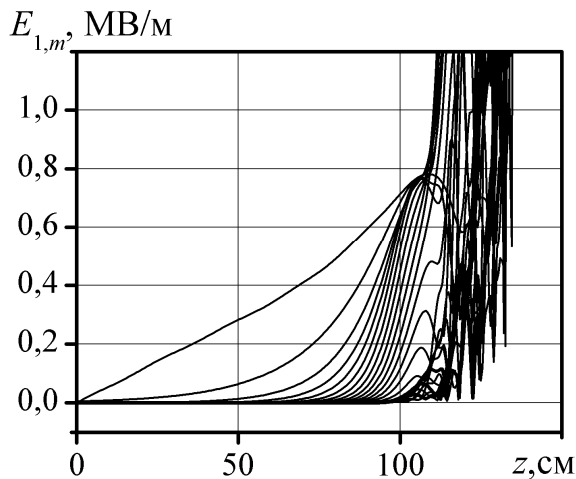


Рис. 10. Залежності амплітуд гармонік хвилі сигналу $E_{1,m}$ від координати z прикінцевої секції

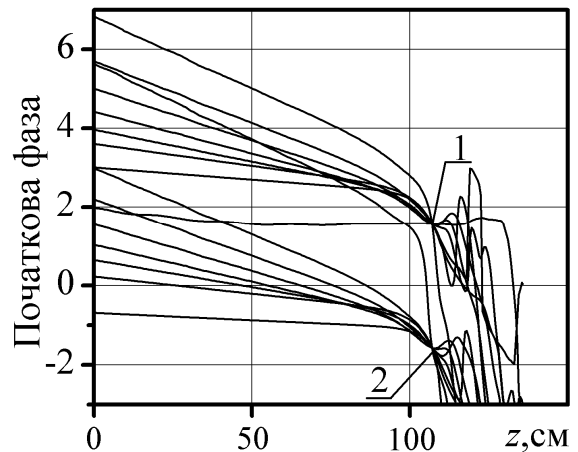


Рис. 11. Залежності початкових фаз гармонік хвилі сигналу від координати z прикінцевої секції

На рис. 10 подано залежності модулів амплітуд гармонік хвилі сигналу $E_{1,m}$ від поздовжньої координати z прикінцевої секції. Бачимо, що модулі комплексних амплітуд непарних гармонік у прикінцевій секції з координатою $z = 107$ см мають приблизно однакові значення. На рис. 11 подано залежності початкових фаз гармонік мультигармонічної електромагнітної хвилі залежно від поздовжньої координати z прикінцевої секції. Бачимо, що тут в області з координатою $z = 107$ см початкові фази 1-ї, 5-ї, 9-ї і т. д. гармонік приблизно

дорівнюють $+\pi/2$ (криві 1 на рис. 11), а початкові фази 3-ї, 7-ї, 11-ї і т. д. гармонік дорівнюють $(-\pi/2)$ (криві 2 на рис. 11).

Отже, у двопотоковому СЛВЕ в точці $z = 107$ см прикінцевої секції формується кластер електромагнітного поля, гармоніки якого задовольняють умову (4). На рис. 12 подано залежність густини потоку енергії електромагнітного сигналу від часу, нормованого на період першої гармоніки t/T , у точці $z = 107$ см. Як і передбачалось, електромагнітний сигнал має вигляд короткого кластера тривалістю $\tau_{p2} \approx 40$ фс. Коли електричний струм парціального електронного пучка дорівнює 450 А, миттєва потужність такого кластера досягає значень 0,4 МВт. Середня потужність такої кластерної хвилі дорівнює 6,5 кВт. Таким чином, мультигармонічні двопотокові СЛВЕ здатні формувати потужні ультракороткі кластери електромагнітного поля.

У роботі також розглянуто двопотоковий СЛВЕ клістронного типу, на вхід якого подається не монохроматична, а мультигармонічна електромагнітна хвиля. Показано, що в цьому випадку вдається знизити рівень амплітуд магнітного поля накачки прикінцевої секції майже у двічі. На виході одержуємо кластерну хвилю, подібну до зображеної на рис. 12.

У п'ятому розділі

«Параметрично-резонансні взаємодії в електронно-хвильових суперетероінних ЛВЕ» проведено дослідження параметрично-резонансних взаємодій в електронно-хвильових СЛВЕ. На відміну від двопотокових СЛВЕ, розглянутих у попередньому розділі, які працюють на частотах, менших за критичну частоту двопотокової нестійкості, електронно-хвильові СЛВЕ працюють при частотах, які їй істотно перевищують.

Розглядаємо СЛВЕ (рис. 13), вздовж осі якого рухається двошвидкісний РЕП 1 у магнітному полі ондулятора 2. Це поле відіграє роль першої накачки. РЕП 1 попередньо модулюється так, що в ньому створюється поздовжня ХПЗ із частотою $\omega_{\gamma,1}$ й хвильовим числом $k_{\gamma,1}$. Ця ХПЗ відіграє роль другої електронно-хвильової накачки. До системи подається також електромагнітна хвиля сигналу із частотою $\omega_{1,1}$ і хвильовим числом $k_{1,1}$.

У результаті параметрично-резонансної взаємодії електромагнітної хвилі сигналу $\{\omega_1, k_1\}$ й Н-убітронного магнітного поля накачки $\{k_2\}$ в РЕП збуджується ХПЗ із частотою $\omega_{\alpha,1}$ і хвильовим числом $k_{\alpha,1}$. Завдяки підбору відповідних параметрів у досліджуваній системі створені умови для реалізації ще одного параметричного резонансу, а саме між хвилями просторового заряду

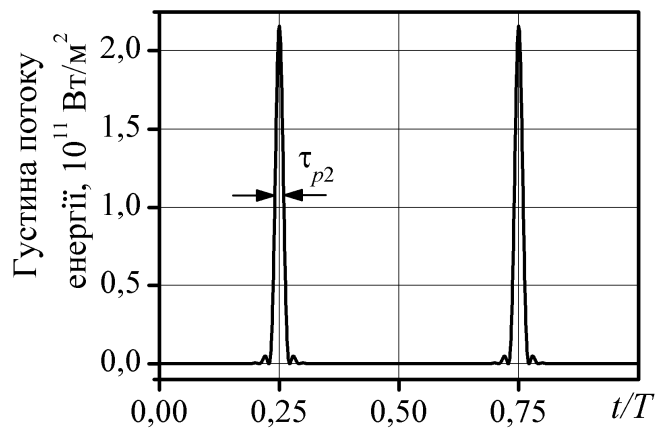


Рис. 12. Залежність густини потоку енергії електромагнітного сигналу від часу t/T

$\{\omega_\gamma, k_\gamma\}$ й $\{\omega_\alpha, k_\alpha\}$. У результаті цього збуджується ХПЗ із частотою $\omega_{\beta,1}$ і хвильовим числом $k_{\beta,1}$. Резонансні умови мають вигляд

$$\omega_{\alpha,1} = \omega_{1,1}, \quad k_{\alpha,1} = k_{1,1} + k_{2,1}, \quad \omega_{\alpha,1} = \omega_{\beta,1} + \omega_{\gamma,1}, \quad k_{\alpha,1} = k_{\beta,1} + k_{\gamma,1}. \quad (5)$$

Частота $\omega_{\alpha,1}$ хвилі α є найбільшою серед частот хвиль α , β і γ , а частота $\omega_{\gamma,1}$ хвилі γ – найменшою. При цьому частоти хвилі α та β істотно перевищують критичну частоту двопотокової нестійкості. З аналізу, проведеного у розділі 2, випливає, що таку умову задовольняють чотири трихвильові взаємодії. Другий резонанс поздовжніх хвиль використовуємо як механізм додаткового посилення хвилі α , яка бере участь у формуванні електромагнітного сигналу.

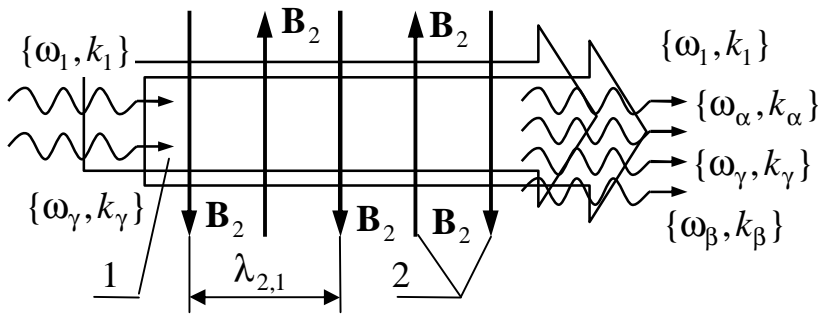


Рис. 13. Схема електронно-хвильового СЛВЕ

Систему самоузгоджених кубічно-нелінійних вкорочених рівнянь для амплітуд гармонік хвиль досліджуваного приладу отримуємо аналогічно, як і для двопотокового СЛВЕ. За допомогою отриманої системи знаходимо ін-

кременти зростання електромагнітного сигналу в електронно-хвильових ЛВЕ та проводимо їх аналіз залежно від типу параметричної резонансної взаємодії поздовжніх ХПЗ та параметрів ЛВЕ. Отримано, що найвищими інкрементами зростання характеризуються 2 режими, для яких має місце вибухова нестійкість. Також проведено дослідження залежності інкрементів зростання від параметрів електронно-хвильового СЛВЕ: середнього релятивістського фактора системи, різниці релятивістських факторів парціальних релятивістських електронних пучків тощо. Ці дослідження дозволяють визначити найбільш оптимальні параметри роботи СЛВЕ.

Проведено аналіз рівнів та механізмів насичення хвиль електронно-хвильового СЛВЕ. На рис. 14 показані залежності амплітуди 1-ї гармоніки електромагнітної хвилі сигналу $E_{1,1}$ від нормованої довжини $T = z/L$ в електронно-хвильовому СЛВЕ (крива 1) порівняно з аналогічною залежністю для еквівалентного параметричного ЛВЕ (крива 2) для режиму, в якому як хвиля α використовується швидка ХПЗ. В еквівалентному параметричному ЛВЕ електронний пучок та магнітне поле накачки мають такі самі значення, як і в електронно-хвильовому СЛВЕ. Бачимо, що рівні насичення електромагнітної хвилі сигналу і в електронно-хвильовому СЛВЕ, і в еквівалентному параметричному ЛВЕ є приблизно однаковими. Однак довжина насичення електронно-хвильового ЛВЕ T_{s1} є у тричі меншою, ніж у випадку еквівалентного параметричного ЛВЕ T_{s2} (рис. 14). Із цього також випливає, що

досліджувані електронно-хвильові ЛВЕ мають більш високі інкременти зростання порівняно з еквівалентними параметричними ЛВЕ.

Із проведеного аналізу випливає, що насичення у досліджуваному СЛВЕ відбувається за рахунок нелінійного зміщення частоти. Аналіз динаміки вищих гармонік хвиль показує, що амплітуди вищих гармонік істотно менші від амплітуди основної гармоніки. Таким чином, в електронно-хвильовому ЛВЕ формуються хвилі, що мають досить високий рівень монохроматичності.

У шостому розділі «Мультигармонічні процеси в плазмово-пучкових СЛВЕ доплертронного типу» побудована самоузгоджена кубічно-нелінійна теорія параметричних резонансних взаємодій електромагнітних хвиль у плазмово-пучкових СЛВЕ із доплертронною накачкою.

Схема плазмово-пучкового СЛВЕ доплертронного типу подана на рис. 15. Електронний релятивістський пучок 1 з ленгмюрівською частотою ω_b проходить через плазму, що характеризується плазмовою частотою ω_p . Плазмово-пучкова система розміщена у поздовжньому фокусуєчому магнітному полі з індукцією B_0 . Накачку вибираємо у вигляді уповільненої електромагнітної хвилі з частотою й хвильовим числом першої гармоніки відповідно $\omega_{2,1}$ й $k_{2,1}$, яка поширюється назустріч електронному пучку 1. На вхід системи також подаємо електромагнітний сигнал із частотою $\omega_{1,1}$ і хвильовим числом $k_{1,1}$. У результаті параметричного резонансу між хвилею сигналу $\{\omega_1, k_1\}$ і накачки $\{\omega_2, k_2\}$ у плазмово-пучковій системі збуджується хвиля просторового заряду із частотою $\omega_{3,1}$ і хвильовим числом $k_{3,1}$. Частоти й хвильові числа пов'язані між собою умовою параметричного резонансу

$$\omega_{3,1} = \omega_{1,1} - \omega_{2,1}, \quad k_{3,1} = k_{1,1} + k_{2,1}. \quad (6)$$

Параметри системи вибираємо так, щоб ХПЗ $\{\omega_3, k_3\}$ мала максимальний інкремент зростання внаслідок плазмово-во-пучкової нестійкості. Завдяки використанню плазмово-пучкової нестійкості як додаткового механізму підсилення плазмово-пучкові СЛВЕ характеризуються високими інкрементами зростання. Закон дисперсії для електронної ХПЗ $\{\omega_3, k_3\}$, яка зростає завдяки плазмово-пучковій нестійкості, як і у випадку двопотокової нестійкості, є лінійним. Тому тут мають місце множинні параметрично-резонансні взаємодії між гармоніками зростаючої ХПЗ. Особливістю досліджуваної системи є те, що

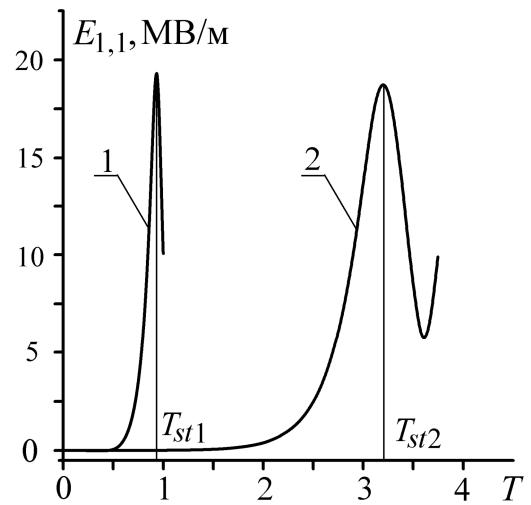


Рис. 14. Залежність амплітуди першої гармоніки електромагнітної хвилі сигналу від нормованої довжини системи для електронно-хвильового СЛВЕ (крива 1) та еквівалентного параметричного ЛВЕ (крива 2)

як хвиля накачки тут використовується уповільнена електромагнітна хвиля, закон дисперсії якої має вигляд $k_{2,1} \approx \omega_{2,1} \cdot N_2 / c$, де c – швидкість світла; $N_2 = \omega_p / \sqrt{\omega_{2,1} \omega_H}$ – коефіцієнт уповільнення; ω_H – циклотронна частота електронів плазми. Параметри системи вибираємо так, щоб $N_2 \gg 1$. Завдяки цьому з'являється можливість підсилювати електромагнітний сигнал, частота якого набагато більша за частоту накачки.

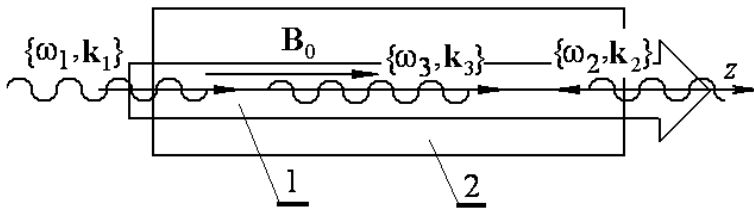


Рис. 15. Схема плазмово-пучкового СЛВЕ доплеротронного типу

метод усереднених характеристик. Задачу збудження електромагнітних полів розв'язуємо за допомогою методу повільно змінних амплітуд. У результаті обчислень отримуємо систему кубічних нелінійних вкорочених рівнянь для амплітуд гармонік хвиль досліджуваного плазмово-пучкового СЛВЕ.

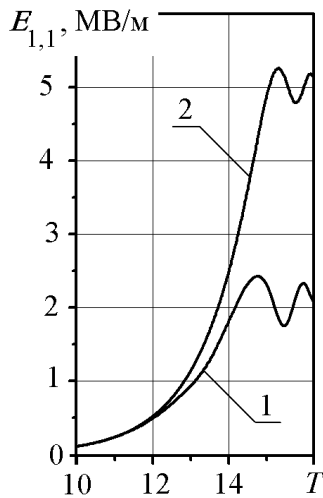


Рис. 16. Залежність амплітуди першої гармоніки сигналу плазмово-пучкового СЛВЕ від нормованого часу

На рис. 16 зображено залежність амплітуди першої гармоніки хвилі сигналу від нормованого часу $T = \Gamma_p \cdot t$, де Γ_p – максимальний інкремент зростання плазмово-пучкової нестійкості. Крива 1 на цьому рисунку отримана у результаті розрахунків, у яких враховано вплив перших десяти гармонік хвиль, що беруть участь у нелінійному процесі взаємодії. Крива 2 подає результат розрахунку, де бралася до уваги взаємодія лише перших гармонік хвиль. Аналізуючи рівень насичення хвилі сигналу

Як вихідні для побудови нелінійної теорії використовуємо релятивістське квазігідродинамічне рівняння, рівняння неперервності й рівняння Максвелла. Для розв'язання задачі руху й знаходження концентрації використовуємо модернізований

метод усереднених характеристик. Задачу збудження електромагнітних полів розв'язуємо за допомогою методу повільно змінних амплітуд. У результаті обчислень отримуємо систему кубічних нелінійних вкорочених рівнянь для амплітуд гармонік хвиль досліджуваного плазмово-пучкового СЛВЕ.

Розглядаємо плазмово-пучковий СЛВЕ з такими параметрами: ленгмюрівська частота плазми $\omega_p = 1,0 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, ленгмюрівська частота пучка $\omega_b = 2,0 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, значення релятивістського фактора пучка $\gamma_b = 2,0$, напруженість поздовжнього магнітного поля $B_0 = 0,28 \text{ Тл}$, амплітуда напруженості 1-ї гармоніки електричного поля хвилі накачки $E_{\gamma,1} = 2,0 \cdot 10^5 \text{ В/м}$. Параметри підбираємо так, щоб ХПЗ мала максимальний інкремент зростання за рахунок плазмово-пучкової нестійкості. Тоді довжина хвилі сигналу у вакуумі дорівнює 1,8 мм, довжина хвилі накачки – 6,61 см. Розрахунки проводимо для двох випадків. У першому враховуються тільки перші гармоніки взаємодіючих хвиль, тоді як у другому беруться до уваги десять вищих гармонік кожної з хвиль. Накачку вважаємо монохроматичною.

(рис. 16, крива 1), можна визначити, що потужність електромагнітної хвилі в досліджуваній моделі СЛВЕ дорівнює 16 МВт, а коефіцієнт корисної дії – 31%. Зазначимо, що при цьому використовувався електронний пучок з помірними для такого класу пристроїв параметрами (кінетична енергія пучка 0,5 МеВ, сила струму 100 А). Зрозуміло, що, використовуючи електронні пучки з більшою силою струму (наприклад, кілоамперні), можемо одержати істотне збільшення вихідної потужності пристрою. Таким чином, можемо стверджувати, що плазмово-пучкові СЛВЕ доплертронного типу здатні формувати інтенсивне електромагнітне випромінювання в міліметровому діапазоні довжин хвиль і є досить перспективними для створення нового типу потужних підсилювачів і генераторів цього діапазону. Порівнюючи криві 1 і 2 на рис. 16, отримані з урахуванням (крива 1) і без урахування впливу вищих гармонік хвиль (крива 2), бачимо, що вплив вищих гармонік хвиль приводить до зменшення рівня насичення більш ніж у двічі. Дослідження, проведені в дисертаційній роботі, показують, що зменшення рівня насичення електромагнітної хвилі пов'язане із множинними параметрично-резонансними взаємодіями вищих гармонік ХПЗ.

Для аналізу механізмів насичення у плазмово-пучковому СЛВЕ розглянуто динаміку амплітуди першої гармоніки концентрації плазми $n_{p3,1}$ (рис. 17, крива 1, вісь абсцис зліва), нормовану на постійну складову концентрації електронів плазми, і амплітуди першої гармоніки хвилі концентрації пучка $n_{b3,1}$ (рис. 17, крива 2, вісь абсцис праворуч), нормованої на постійну складову концентрації електронів пучка від нормованого часу $T = \Gamma_p \cdot t$. Як бачимо, на початковому етапі спостерігається експоненціальне зростання гармонік. Потім відбувається їх нелінійна стабілізація. При цьому амплітуда 1-ї гармоніки концентрації плазми здійснює регулярні коливання. Ці коливання обумовлені захопленням електронів пучка полем плазмової хвилі. Захоплення стає можливим завдяки, з одного боку, зниженню швидкості пучка електронів до швидкості, близької до фазової швидкості плазмової хвилі, а з іншого – істотному збільшенню інтенсивності плазмової хвилі. Внаслідок захоплення електрони пучка формуються у згустки, що коливаються в межах квазіпотенціальної ями плазмової хвилі. Ці згустки або віддають плазмовій хвилі енергію, або відбирають назад. Характерна особливість цього процесу: за одне коливання плазмової хвилі згустки двічі стикаються з краями квазіпотенціальної ями. Це призводить до того, що осциляції амплітуди $n_{b3,1}$

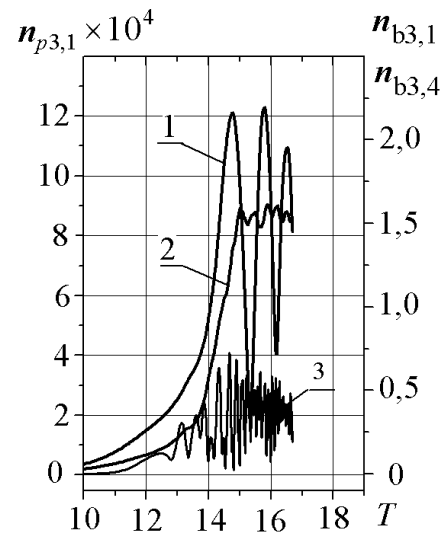


Рис. 17. Залежність амплітуди першої гармоніки концентрації електронів плазми $n_{p3,1}$, амплітуди першої $n_{b3,1}$ і четвертої $n_{b3,4}$ гармонік концентрації пучка від нормованого часу T

відбуваються удвічі частіше за осциляції амплітуди плазмової хвилі $n_{p3,1}$, що й бачимо на рис. 17 (порівняйте криві 1 та 2). Зазначимо, що при цьому рівень модуляції електронного пучка виявляється приблизно таким, що дорівнює одиниці. Таким чином, у цьому випадку відбувається повна модуляція пучка.

Аналіз поведінки вищих гармонік показує, що у досліджуваній системі, крім процесів типу захоплення, реалізуються також процеси типу нелінійного зміщення частоти. Так, крива 3 на рис. 17 (вісь абсцис праворуч) подає залежність амплітуди четвертої гармоніки концентрації пучка $n_{b3,4}$, що нормована на постійну складову концентрації електронів пучка, від нормованого часу T . Бачимо, що тут процеси насичення починаються до початку захоплення електронів пучка. Ці процеси насичення пов'язані з ефектом гальмування електронного пучка під дією пондеромоторного потенціалу. Гальмування пучка в решті-решт призводить до захоплення електронів у ямах потенціального рельєфу. Відзначимо, що на відміну від параметричних ЛВЕ тут головний внесок у формування потенціального рельєфу роблять плазмові хвилі як найбільш інтенсивні.

У сьомому розділі «Мультигармонічні процеси в плазмово-пучкових СЛВЕ з Н-убітронною накачкою» проведено дослідження мультигармонічних процесів у плазмово-пучкових СЛВЕ Н-убітронного типу. Такі пристрої порівняно з плазмово-пучковими СЛВЕ доплертронного типу здатні формувати потужну електромагнітну хвилю із широким мультигармонічним спектром. Це стає можливим завдяки використанню множинних трихвильових резонансних взаємодій двох видів: 1) між гармоніками електромагнітних хвиль і ХПЗ; 2) між гармоніками зростаючої ХПЗ. Особливістю резонансних взаємодій між гармоніками електромагнітних хвиль і ХПЗ є те, що для їхньої реалізації достатньо використовувати ондулятор із монохроматичним полем.

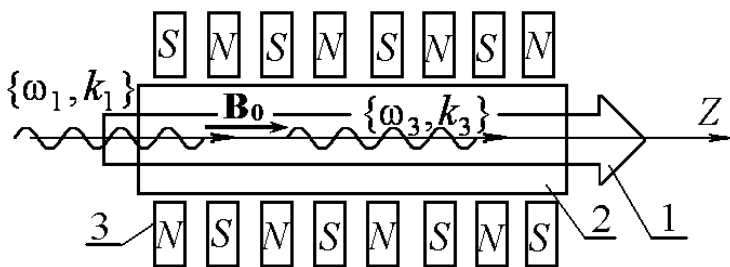


Рис. 18. Схема плазмово-пучкового СЛВЕ Н-убітронного типу

Схема плазмово-пучкового СЛВЕ з Н-убітронною накачкою подана на рис. 18. Електронний релятивістський пучок 1 з ленгмюрівською частотою ω_b проходить через плазму 2, що характеризується плазмовою частотою ω_p . Плазмово-пучкова система розміщена у поздовжньому фоку-

суючому магнітному полі з індукцією B_0 . Спіральний магнітний ондулятор 3, який має період ондуляції $\lambda_{2,1} = 2\pi/k_{2,1}$ й індукцію магнітного поля першої гармоніки $B_{2,1}$, використовуємо як накачку. На вхід системи подаємо електромагнітний сигнал із частотою $\omega_{1,1}$ і хвильовим числом $k_{1,1}$. Хвиля просторового заряду із частотою $\omega_{3,1}$ і хвильовим числом $k_{3,1}$ збуджується у плазмово-пучковій системі внаслідок нелінійної взаємодії хвиль сигналу

$\{\omega_1, k_1\}$ та ондулятора $\{k_2\}$. Параметри вибираємо такими, щоб ХПЗ $\{\omega_3, k_3\}$ мала максимальний інкремент зростання через плазмово-пучкову нестійкість.

Розглядаємо плазмово-пучковий СЛВЕ із такими параметрами: ленгмюрівська частота плазми $\omega_p = 1,0 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, пучка – $\omega_b = 2,0 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, кінетична енергія електронів пучка 0,51 МеВ, напруженість поздовжнього магнітного поля $B_0 = 0,28 \text{ Тл}$. Для з'ясування особливостей резонансної взаємодії хвиль у досліджуваному пристрої розглянемо залежності частоти хвилі сигналу й ХПЗ від хвильового числа, що подані на рис. 19. На рис. 19 суцільні лінії відповідають залежностям $\omega = \omega(k)$ для ХПЗ, штрихові – для електромагнітних хвиль. Крива 1 відповідає звичайній, крива 2 – незвичайній електромагнітним хвилям, криві 3 і 4 відповідають ліво- та право-поляризованим електромагнітним хвилям.

Хвильове число k_3 і частоту ω_3 ХПЗ вибираємо таким чином, щоб ХПЗ мала максимальний інкремент зростання внаслідок плазмово-пучкової нестійкості, а саме $k_3 = \omega_p / v_b$. Такому значенню хвильового числа k_3 і частоти ω_3 відповідає точка O дисперсійної залежності ХПЗ. Відповідно до умови параметричного резонансу в ЛВЕ Н-убітронного типу частоти ХПЗ і електромагнітного сигналу повинні бути однаковими $\omega_1 = \omega_3$. Проведемо через точку O горизонтальну лінію $\omega = \omega_3 = \text{const}$ (штрихпунктирна лінія AD). Точки A, B, C, D , які отримуємо у результаті перетину прямої AD з дисперсійними залежностями електромагнітних хвиль, характеризують частоти й хвильові числа електромагнітних хвиль, які можуть брати участь у параметрично-резонансній взаємодії хвиль у досліджуваній системі. Таким чином, у розглянутому СЛВЕ може бути реалізовано чотири типи резонансних хвильових взаємодій, які позначимо A, B, C, D відповідно до точок A, B, C, D на рис. 19. Ці точки характеризують частоти й хвильові числа електромагнітних хвиль, що беруть участь у параметричному резонансі та відповідають довжині хвилі сигналу 1,8 мм. Неважко знайти для кожного типу параметричного резонансу період ондулятора: $\Lambda_A = 7,47 \text{ см}$; $\Lambda_B = 5,79 \text{ см}$; $\Lambda_C = 0,20 \text{ см}$; $\Lambda_D = 0,14 \text{ см}$ (індекс вказує на тип параметричного резонансу).

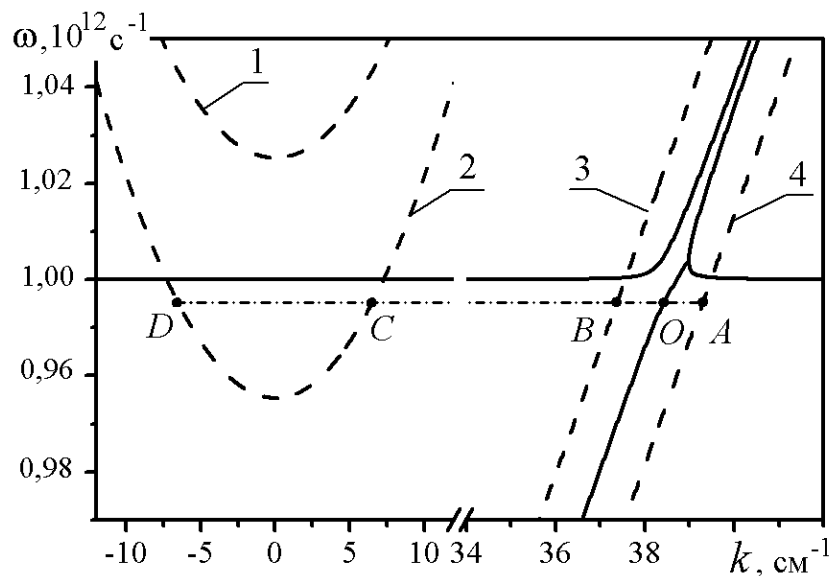


Рис. 19. Дисперсійні залежності хвиль у плазмово-пучковому СЛВЕ з Н-убітронною накачкою

Найцікавішими з погляду практичної реалізації є випадки *A* й *B*. У роботі з'ясовано, що хвильове число першої гармоніки магнітного поля накачки у випадках *A* і *B* визначається таким співвідношенням: $k_{2,1} = k_{3,m} - k_{1,m} \approx \eta \omega_H / \gamma_b$, де ω_H є циклотронною частотою обертання електронів плазми у фокусуєчому магнітному полі \mathbf{B}_0 ; γ_b – релятивістський фактор пучка; $\eta = \pm 1$ – знакова функція, що характеризує напрямок обертання циркулярно-поляризованої хвилі. Звідси випливають такі наслідки. По-перше, індукція магнітного поля $\omega_H = |e| B_0 / (m_e c) \sim B_0$ через циклотронну частоту визначає період ондулятора $\lambda_{2,1} = 2\pi / k_{2,1}$. По-друге, $k_{2,1}$, а отже, і період ондуляції не залежать від частоти хвиль сигналу й ХПЗ. Із цього випливає, що умова параметричного зв'язку буде виконуватися не тільки для основних гармонік хвиль сигналу, ХПЗ, але й для їх вищих гармонік. При цьому в таких трихвильових резонансних взаємодіях бере участь одна й та сама гармоніка магнітного поля $k_{2,1}$. Тоді резонансні умови між хвилями електромагнітного сигналу, зростаючою ХПЗ та магнітним полем ондулятора можна записати у вигляді

$$\omega_{3,m} = \omega_{1,m}, \quad k_{3,m} = k_{1,m} + k_{2,1}. \quad (7)$$

Візьмемо до уваги, що внаслідок лінійності зв'язку між частотою й хвильовим числом ХПЗ має місце збудження вищих гармонік ХПЗ. Тоді з (7) випливає, що тут будуть також збуджуватися вищі гармоніки сигналу і для цього достатньо мати монохроматичне поле ондулятора ($k_{2,1}$). Таким чином, у випадку реалізації параметричних резонансів *A* і *B* можуть мати місце мультигармонічні взаємодії (7), генерація вищих гармонік електромагнітного сигналу. Для реалізації цього достатньо мати монохроматичне поле накачки. Це відкриває нові можливості формування електромагнітних сигналів із широким мультигармонічним спектром.

Для параметричних резонансів *C* і *D*, як впливає з вищенаведених оцінок ($\Lambda_C = 0,20$ см; $\Lambda_D = 0,14$ см), необхідно використовувати мікроондулятори. Аналізуючи криві 1 і 2 на рис. 19, можна зробити висновок, що у випадку *C* й *D* будуть реалізовуватися монохроматичні режими роботи.

Проведено аналіз нелінійної динаміки хвильових процесів для мультигармонічного режиму взаємодії *B* (рис. 19). Систему кубічних нелінійних вкорочених рівнянь для амплітуд гармонік хвиль плазмово-пучкового СЛВЕ Н-убітронного типу отримано аналогічно, як і для плазмово-пучкового СЛВЕ з доплетронною накачкою. Аналіз цієї системи рівнянь проводився з використанням стандартних чисельних методів. Розрахунки виконувалися для двох випадків. У першому враховувалися тільки перші гармоніки взаємодіючих хвиль, у другому враховувалися десять гармонік кожної з них. Визначено, що рівень насичення електромагнітної хвилі сигналу при врахуванні вищих гармонік більш ніж у п'ять разів менший порівняно з варіантом розрахунків, коли вищі гармоніки не приймалися до уваги.

Для з'ясування причини такого зниження розглянуто залежність амплітуд вищих гармонік хвилі сигналу $E_{1,m}$ від нормованого часу $T = \Gamma_p \cdot t$ (рис. 20). На рис. 20 крива 1 характеризує динаміку першої гармоніки, крива 2 – третьої, крива 3 – п'ятої і так далі. Аналізуючи рівень вищих гармонік сигналу (рис. 20), можемо переконатися, що вищі гармоніки мають амплітуди, величина яких сумірна, а деяких – навіть вища за амплітуду першої гармоніки. Збудження вищих гармонік сигналу відбувається як через трихвильові резонансні взаємодії із ХПЗ, так і через взаємодію гармонік електромагнітної хвилі між собою. У результаті частина енергії в досліджуваному СЛВЕ витрачається на генерацію вищих гармонік. Таким чином, множинні резонансні взаємодії між гармоніками ХПЗ, між гармоніками електромагнітного сигналу та ХПЗ призводять, з одного боку, до істотного зменшення рівня насичення основної гармоніки, а з іншого – до інтенсивної генерації вищих гармонік сигналу.

Порівняємо рівень насичення сигналу в плазмово-пучкових СЛВЕ з Н-убітронною та доплертронною накачкою, що використовують однакові плазмово-пучкові системи (крива 1 на рис. 20 і крива 1 на рис. 16). Бачимо, що для плазмово-пучкових СЛВЕ з доплертронною накачкою рівень насичення більший майже у п'ять разів. Причина цього полягає у тому, що в СЛВЕ Н-убітронного типу генеруються інтенсивні вищі гармоніки електромагнітної хвилі з амплітудами, які сумірні з амплітудою першої гармоніки. Це означає, що в такому випадку енергія електромагнітної хвилі розподіляється серед усіх гармонік сигналу. Незважаючи на те що перша гармоніка сигналу в Н-убітронній моделі менша, ніж у доплертронній, сукупна потужність усіх гармонік є досить значною. Так, для досліджуваного випадку було отримано, що потужність мультигармонічної електромагнітної хвилі дорівнює 8 МВт. При цьому використовувався електронний пучок із помірними параметрами для такого класу пристроїв (кінетична енергія пучка 0,5 МеВ, сила струму 100 А). Таким чином, плазмово-пучкові СЛВЕ з Н-убітронною накачкою здатні формувати інтенсивне мультигармонічне електромагнітне випромінювання в мм-субмм діапазоні довжин хвиль, є перспективними для створення нового типу потужних мультигармонічних підсилувачів і генераторів цього діапазону.

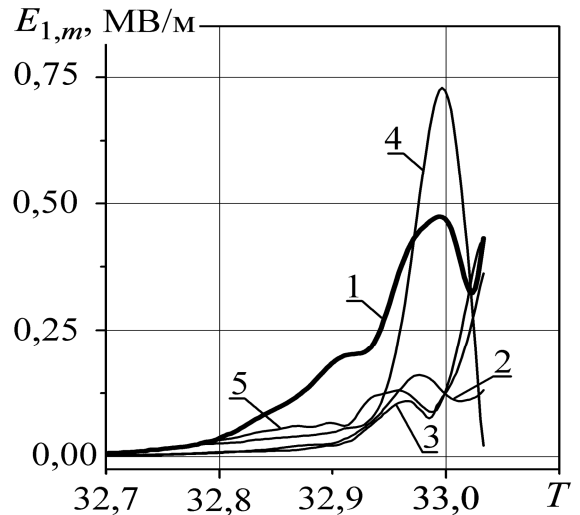


Рис. 20. Залежність амплітуд гармонік сигналу від нормованого часу

ВИСНОВКИ

Проведені у дисертаційній роботі дослідження здійснюють подальший розвиток наукового напрямку «Фізика мультигармонічних процесів у сильнострумових лазерах на вільних електронах». Практичне значення отриманих результатів полягає у тому, що вони можуть бути використані для створення нових типів пристроїв, які формують інтенсивне електромагнітне випромінювання з широким спектром, – мультигармонічних супергетеродинних лазерів на вільних електронах. Основні результати дисертаційної роботи і висновки, що випливають з них, такі:

1. Запропоновано метод (метод компресії) формування ультракоротких кластерів електромагнітного поля, сутність якого полягає в генерації вхідним сигналом вищих гармонік із сумірними амплітудами, суперпозиція яких формує ультракороткий електромагнітний кластер.

2. Запропоновано фізичний механізм реалізації методу компресії на основі мультигармонічних СЛВЕ. Сутність реалізації цього механізму полягає в такому: 1) перетворенні електромагнітного сигналу у хвилю просторового заряду; 2) генерації вищих гармонік в електронному пучку внаслідок лінійного ефекту супергетеродинного підсилення; 3) перетворенні мультигармонічної ХПЗ у мультигармонічну хвилю сигналу, яка є кластером електромагнітного поля.

3. Запропоновано концепцію мультигармонічних лазерів на вільних електронах, основне призначення яких полягає у формуванні інтенсивних електромагнітних хвиль із широким спектром, у тому числі потужних ультракоротких кластерів електромагнітного поля.

4. Проаналізовані трихвильові параметрично-резонансні взаємодії ХПЗ у двопотоковому релятивістському електронному пучку. Здійснено їх класифікацію і з'ясовано, що можлива реалізація 16 різних типів параметричних резонансних взаємодій. Чотири з них мають множинний характер – умови трихвильового параметричного резонансу виконуються одночасно для великої кількості трійок хвиль, які пов'язані одна з одною через загальну зростаючу хвилю. З'ясовано, що можливі такі варіанти трихвильових взаємодій: вибухова нестійкість (4 типи взаємодій), експоненціальне зростання хвиль (6 типів взаємодій), розпад із підвищенням частоти (4 типи взаємодій), розпад зі зниженням частоти (6 типів взаємодій). Установлено, що найбільш істотне зростання хвиль має місце у випадку вибухової нестійкості та експоненціального зростання за рахунок двопотокової нестійкості.

5. Побудована кубічно-нелінійна теорія мультигармонічних взаємодій зростаючих хвиль у двопотоковому релятивістському електронному пучку. З'ясовано, що коли частота першої гармоніки набагато менша за критичну частоту, відбувається формування поздовжніх хвиль із широким мультигармонічним спектром, у якому вищі гармоніки мають більш високі амплітуди. Запропоновано використовувати такі мультигармонічні взаємодії для генерування ХПЗ з аномальними спектрами у двопотокових СЛВЕ.

6. У кубічно-нелінійному наближенні проведено аналіз впливу мультигармонічних взаємодій поздовжніх хвиль різного типу на формування аномального широкого спектра зростаючих хвиль у двопотоковому релятивістському електронному пучку. З'ясовано, що параметричний резонанс поздовжніх хвиль різного типу може істотно впливати на формування спектра зростаючих хвиль, а саме: змінювати форму спектра, у 10 і більше разів збільшувати максимальні значення амплітуд. Запропоновано використовувати такі параметричні резонанси для керування формуванням широких спектрів зростаючих хвиль.

7. Побудована кубічно-нелінійна самоузгоджена теорія мультигармонічних двопотокових СЛВЕ, що враховує множинні трихвильові резонансні взаємодії гармонік хвиль. Досліджено вплив множинних трихвильових взаємодій на динаміку основної гармоніки двопотокового СЛВЕ, що працює в режимі підсилення максимально потужного сигналу. Показано, що такі взаємодії можуть спричиняти зменшення рівня електромагнітного сигналу в 10 і більше разів.

8. Запропоновано для формування потужних електромагнітних хвиль із широким спектром використовувати режими роботи двопотокових СЛВЕ, в яких перша гармоніка ХПЗ набагато менша за критичну частоту двопотокової нестійкості. Проведено амплітудний, фазовий і спектральний аналіз процесів формування електромагнітних кластерів у таких пристроях. З'ясовано умови, необхідні для формування ультракоротких кластерів електромагнітного поля. Показано, що двопотокові СЛВЕ з енергіями пучків $\sim 3,3$ МеВ здатні формувати електромагнітні кластери з тривалістю ~ 40 фс.

9. Побудована кубічно-нелінійна теорія параметричних резонансних взаємодій в електронно-хвильових СЛВЕ з Н-убітронною накачкою, в яких, як додатковий механізм підсилення використовують трихвильові резонансні взаємодії ХПЗ із частотами, що перевищують критичну частоту двопотокової нестійкості. Проведено аналіз режимів роботи. З'ясовано, що електронно-хвильові двопотокові ЛВЕ можуть мати у 3 та більше разів менші довжини насичення порівняно з еквівалентними параметричними ЛВЕ. Показано, що завдяки використанню квадратичного механізму додаткового підсилення ці системи можуть працювати як високоефективні підсилювачі потужності в субмм-ІЧ діапазоні хвиль із високим рівнем монохроматичності.

10. Запропоновано концепцію плазмово-пучкового супергетеродинного ЛВЕ, у якому електромагнітна хвиля підсилюється завдяки параметричному резонансу з пучковою хвилею просторового заряду, що зростає внаслідок плазмово-пучкової нестійкості, і Н-убітронним магнітним полем. З'ясовано, що такі плазмово-пучкові СЛВЕ можуть працювати в чотирьох різних режимах. Два з них дозволяють підсилювати сигнали з високим ступенем монохроматичності, два інші – формувати сигнал із досить широким спектром вищих гармонік.

11. Запропоновано використовувати плазмово-пучковий СЛВЕ з Н-убітронною накачкою як мультигармонічний ЛВЕ для формування потужних

мультигармонічних хвиль у мм-субмм діапазоні. Показано, що завдяки особливостям дисперсійних характеристик для його реалізації достатньо використовувати монохроматичні системи накачки. Побудована кубічно-нелінійна самоузгоджена теорія мультигармонічних взаємодій у таких СЛВЕ. Продемонстровано, що такі пристрої здатні формувати потужні мультигармонічні електромагнітні хвилі достатньо високої сумарної потужності (8 МВт) у мм-субмм діапазоні довжин хвиль, використовуючи при цьому електронні пучки з помірними параметрами (енергія 0,5 МеВ, сила струму 100 А).

12. Побудована самоузгоджена кубічно-нелінійна теорія параметричних резонансних взаємодій електромагнітних хвиль у плазмово-пучкових СЛВЕ, у яких як накачка використовується уповільнена електромагнітна хвиля, що поширюється в замагніченій плазмово-пучковій системі назустріч електронному пучку. Показано, що мультигармонічні взаємодії вищих гармонік ХПЗ знижують рівні насичення електромагнітного сигналу в 2 та більше разів. З'ясовано, що механізми насичення пов'язані з нелінійним зміщенням частоти й захопленням плазмовою хвилею електронів пучка. Показано, що плазмово-пучкові СЛВЕ з доплертронною накачкою здатні генерувати потужні (16 МВт) монохроматичні електромагнітні хвилі в мм-субмм діапазоні довжин хвиль, використовуючи при цьому електронні пучки з помірними параметрами (енергія 0,5 МеВ, сила струму 100 А).

13. Проведено модернізацію методу усереднених характеристик для розв'язання задач аналізу мультигармонічних процесів у супергетеродинних ЛВЕ з урахуванням специфіки множинних параметричних резонансів. Така модернізація пов'язана із прямим і зворотним переходами й спрямована на спрощення алгоритму асимптотичного інтегрування для систем із одним ієрархічним рівнем.

СПИСОК ЦИТОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- 1*. Kulish V. V. Hierarchic electrodynamics and free electron lasers / V. V. Kulish. – Boca Raton, London, New York : CRC Press, 2011. – 697 p.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації

1. Kulish V.V. Effect of parametric resonance on the formation of waves with a broad multiharmonic spectrum during the development of two-stream instability / V.V. Kulish, **A.V. Lysenko**, M.Yu. Rombovsky // Plasma Phys. Rep. – 2010. – Vol. 36, No. 7. – P. 594–600. (Кулиш В.В. Влияние параметрического резонанса на формирование волн с широким мультигармоничным спектром при развитии двухпоточковой неустойчивости / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, М.Ю. Ромбовский // Физика плазмы. – 2010. – Т. 36, № 7. – С. 637–643.)

2. Кулиш В.В. Параметрический резонанс пучковых волн в двухскоростном электронном пучке / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, М.Ю. Ромбовский // Прикладная физика. – 2009. – № 1. – С. 71–78.
3. Кулиш В.В. Активные ЛСЭ-клистроны как формирователи фемтосекундных кластеров электромагнитного поля. Нелинейная физика пролетной секции / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, А.Ю. Брусник // Журнал нано- та електронної фізики. – 2012. – Т. 4, № 2, ч. II. – С. 02037(7).
4. Kulish V.V. Hierarchical asymptotic methods in the theory of cluster free electron lasers / V.V. Kulish, **A.V. Lysenko**, A.Ju. Brusnik // J. Infrared Millim. Terahz Waves. – 2012. – Vol. 33, No. 2. – P. 149–173.
5. Куліш В.В. Нелінійна ієрархічна теорія двопотокової нестійкості у релятивістських плазмоподібних системах / В.В. Куліш, **О.В. Лисенко**, В.І. Савченко // Вісник Сумського державного університету. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2001. – № 3 (24)–4 (25). – С. 12–17.
6. Кулиш В.В. Кубически-нелинейная теория электронно-волновых двухпотоковых лазеров на свободных электронах с Н-убитронной накачкой / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, М.Ю. Ромбовский // ВАНТ. Серия: Ядерно-физические исследования. – 2010. – № 3 (54). – С. 111–116.
7. Куліш В.В. До теорії електронно-хвильових супергетеродинних лазерів на вільних електронах з Н-убітронною накачкою / В.В. Куліш, **О.В. Лисенко**, М.Ю. Ромбовський // Вісник Сумського державного університету. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2004. – № 8 (67). – С.128–138.
8. Куліш В.В. Теорія електронно-хвильових двопотокових лазерів на вільних електронах з Н-убітронною накачкою / В.В. Куліш, **О.В. Лисенко**, М.Ю. Ромбовський // Вісник Сумського державного університету. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2005. – № 4 (76). – С. 58–70.
9. Kulish V.V. Multiharmonic cubic-nonlinear theory of plasma-beam superheterodyne free-electron lasers of the dopplertron type / V.V. Kulish, **A.V. Lysenko**, V.V. Koval // Plasma Phys. Rep. – 2010. – Vol. 36, No. 13. – P. 1185–1190. (Кулиш В.В. Мультигармоническая кубически-нелинейная теория супергетеродинных плазменно-пучковых лазеров на свободных электронах с доплертронной накачкой / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, В.В. Коваль // Прикладная физика. – 2009. – №. 5 – С. 76–81.)
10. Куліш В.В. До теорії плазмопучкового супергетеродинного лазера на вільних електронах / В.В. Куліш, **О.В. Лисенко**, В.В. Коваль // Вісник Сумського державного університету. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2007. – № 2. – С. 112–119.
11. Kulish V.V. On the theory of a plasma-beam superheterodyne free electron laser with H-ubitron pumping / V.V. Kulish, **A.V. Lysenko**, V.V. Koval // Technical Physics Letters. – 2009. – Vol. 35, No. 8. – P. 696–699. (Кулиш В.В. К теории плазма-пучковых супергетеродинных лазеров на свободных электронах с Н-убитронной накачкой / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, В.В. Коваль // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35, вып. 15. – С.25–32.)

12. Кулиш В.В. Кубически-нелинейная теория супергетеродинных плазма-пучковых лазеров на свободных электронах с Н-убитронное накачкой / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, В.В. Коваль // Радиофизика и электроника. – 2009. – Т. 14, № 3. – С. 383–388.
13. Кулиш В.В. Нелинейная теория плазма-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах с Н-убитронной накачкой / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, В.В. Коваль // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія: Фізика. – 2009. – Вип. 24. – С. 108–114.
14. 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.
15. Кулиш В.В. Активные ЛСЭ-клистроны как формирователи фемтосекундных кластеров электромагнитного поля. Системы на базе двухпоточковой неустойчивости / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, А.Ю. Брусник // Журнал нано- та електронної фізики. – 2012. – Т. 4, № 2, ч. I. – С. 02015(7).
16. Kulish V.V. Two-stream free electron lasers: General properties / V.V. Kulish, **A.V. Lysenko**, V.I. Savchenko // Int. J. Infrared Millim. Waves. – 2003. – Vol. 24, No. 2. – P. 129–172.
17. Kulish V.V. Two-stream free electron lasers: Physical analysis of the systems with monochromatic pumping / V.V. Kulish, **A.V. Lysenko**, V.I. Savchenko // Int. J. Infrared Millim. Waves. – 2003. – Vol. 24, No. 3. – P. 285–309.
18. Kulish V.V. Two-stream free electron lasers: Physical and project analysis of the multiharmonical models / V.V. Kulish, **A.V. Lysenko**, V.I. Savchenko // Int. J. Infrared Millim. Waves. – 2003. – Vol. 24, No. 4. – P. 501–524.
19. The two-stream free electron laser as a source of electromagnetic femto-second wave packages / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, V.I. Savchenko, I.G. Majornikov // Laser Physics. – 2005. – Vol. 15, No. 12. – P. 1629–1633.
20. Куліш В.В. Застосування методу усередненого квазігідродинамічного рівняння у нелінійних задачах теорії двопотокових лазерів на вільних електронах / В.В. Куліш, **О.В. Лисенко**, В.І. Савченко // Вісник Київського університету. Серія: Фізико-математичні науки. – 2000. – вип. 4. – С. 471-480.
21. Куліш В.В. Метод асимптотичного інтегрування систем нелінійних диференційних рівнянь в частинкових похідних та застосування в задачах руху заряджених часток в заданих електромагнітних полях / В.В. Куліш, **О.В. Лисенко**, В.І. Савченко // Вісник Сумського державного університету. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2001. – № 3 (24)–4 (25). – С. 5–12.
22. Куліш В.В. Нелінійна мультигармонічна теорія ефекту супергетеродинного підсилення у моделях клістронного типу / В.В. Куліш, **О.В. Лисенко**, В.І. Савченко // Вісник Київського університету. Серія: Фізико-математичні науки. – 2002. – Вип. 4. – С. 61–67.

Праці апробаційного характеру

23. Кулиш В.В. Теория мультигармоничного вырожденного резонанса в Н-убитронном лазере на свободных электронах / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, М.Ю. Ромбовский // Scientific Problems of Optics and High Technology Material Science (SPO-2001) : Second International Young Scientist Conference, October 25-26, 2001 : abstracts. – Kyiv, Ukraine, 2001. – P. 43.
24. Кулиш В.В. Множественные параметрические резонансы в двухпоточковой релятивистской электронной системе / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, М.Ю. Ромбовский // Міжнародна конференція молодих учених і аспірантів (ІЕФ-2009), 25–28 травня 2009 : програма і тези доповідей. – Ужгород, 2009. – С. 40.
25. Kulish V.V. Influence of parametric-resonant wave interactions at the process of formation of the two-stream instability wide-band spectrum / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, M.Y. Rombovsky // Electronics and Applied Physics : V International Conference, October 21–24, 2009 : proceeding. – Kyiv, 2009. – P. 136–137.
26. Multiharmonic theory of the transit section of two-stream klystron-type free electron lasers / V.V. Kulish, **A.V. Lysenko**, V.S. Labudko, A.V. Shirokov // Problems of Optics and High Technology Material Science (SPO 2003) : Fourth International Young Scientist Conference, October 23–26, 2003 : scientific works. – Kyiv, Ukraine, 2003. – P. 158.
27. Kulish V.V. Theory of parametric superheterodyne free electron lasers / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, M.Y. Rombovsky // Problems of Optics and High Technology Material Science (SPO 2003) : Fourth International Young Scientist Conference, October 23–26, 2003 : scientific works. – Kyiv, Ukraine, 2003. – P. 152.
28. Кулиш В.В. К теории параметрических электронно-волновых лазеров на свободных электронах с Н-убитронной накачкой / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, М.Ю. Ромбовский // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2004) : 14-я Международная крымская конференция, 13–17 сентября 2004 г. : материалы конференции. – Севастополь : Вебер, 2004. – С. 612–613.
29. Кулиш В.В. Кубически-нелинейная теория электронно-волновых лазеров на свободных электронах с Н-убитронной накачкой / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, М.Ю. Ромбовский // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2007) : 17-я Международная крымская конференция, 10–14 сентября 2007 г. : материалы конференции. – Севастополь : Вебер, 2007. – С. 639–641.
30. Kulish V.V. The cubic theory of electron-wave free electron lasers with H-ubitron pumping / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, M.Y. Rombovsky // Optics & High Technology Material Science (SPO 2007) : Eighth International Young Scientist Conference, October 25–28, 2007 : scientific works. – Kyiv, Ukraine, 2007. – P. 129.

31. Кулиш В.В. К теории супергетеродинного усиления электромагнитных волн в плазма-пучковой системе / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, В.В. Коваль // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2007) : 17-я Международная крымская конференция, 10–14 сентября 2007 г. : материалы конференции. – Севастополь : Вебер, 2007. – С. 621–623.
32. Кулиш В.В. Кубически-нелинейная теория супергетеродинных плазма-пучковых лазеров на свободных электронах с доплертронной накачкой / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, В.В. Коваль // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2008) : 18-я Международная крымская конференция, 8–12 сентября 2008 г. : материалы конференции. – Севастополь : Вебер, 2008. – С. 650–651.
33. Kulish V.V. Quadratic nonlinear theory of superheterodyne electromagnetic waves amplification in plasma beam system / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, V.V. Koval // Optics & High Technology Material Science (SPO 2007) : Eighth International Young Scientist Conference, October 25–28, 2007 : scientific works. – Kyiv, Ukraine, 2007. – P. 130.
34. Кулиш В.В. Нелинейная теория плазма-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах с Н-убитронной накачкой / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, В.В. Коваль // Міжнародна конференція молодих учених і аспірантів (ІЕФ-2009), 25–28 травня 2009 : програма і тези доповідей. – Ужгород, 2009. – С. 41.
35. Кулиш В.В. Теория плазма-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах с Н-убитронной накачкой / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, В.В. Коваль // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2009) : 19-я Международная крымская конференция, 14–18 сентября 2009 г. : материалы конференции. – Севастополь : Вебер, 2009. – С. 677–678.
36. Kulish V.V. Application of the method of averaged quasihydrodynamic equation in nonlinear problems of theory of two-stream free electron lasers / V.V. Kulish, **A.V. Lysenko**, V.I. Savchenko // Scientific Problems of Optics and High Technology Material Science (SPO'2000) : First International Young Scientist Conference, October 5-6, 2000 : abstracts. – Kyiv, Ukraine, 2000. – P. 26.
37. Куліш В.В. Нелінійна мультигармонічна теорія ефекту супергетеродинного підсилення у моделях клістронного типу / В.В. Куліш, **О.В. Лисенко**, В.І. Савченко // Scientific Problems of Optics and High Technology Material Science (SPO-2001) : Second International Young Scientist Conference, October 25-26, 2001 : abstracts. – Kyiv, Ukraine, 2001. – P. 44.
38. Kulish V.V. The nonlinear multiharmonic theory of two-stream free electron laser of klystron type / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, V.I. Savchenko // 14th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications (MIKON-2002), May 20-22, 2002 : conference proceedings. – Gdańsk, Poland, 2002. – P. 145-148.
39. Kulish V.V. To the project concerning the experimental realization of a two-stream superheterodyne free electron laser / V.V. Kulish, **A.V. Lysenko**,

- I.V.Gubanov // 14th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications (MIKON-2002), May 20-22, 2002 : conference proceedings. – Gdańsk, Poland, 2002. – P. 275–278.
40. Kulish V.V. Concerning the project of a compact two-stream superheterodyne free electron laser / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, I.V. Gubanov // 27th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, September 22-26, 2002 : digest of papers. – San Diego, California, USA, 2002. – P. 269–270.
 41. Kulish V.V. To the nonlinear multiharmonic theory of the klystron type two-stream free electron lasers / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, V.I. Savchenko // 27th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, September 22-26, 2002 : digest of papers. – San Diego, California, USA, 2002. – P. 231–232.
 42. To the theory of the multiharmonic klystron type two-stream free electron lasers / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, V.I. Savchenko, I.G. Majornikov // The Fifth International Conference of Science and Technology "AVIA-2003", April 23-25, 2003 : proceedings. – Kiev, Ukraine, 2003. – P.22.80–22.83.
 43. Kulish V.V. The multiharmonic superheterodyne femtosecond free electron lasers of klystron type / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, I.G. Majornikov // Problems of Optics and High Technology Material Science (SPO 2003) : Fourth International Young Scientist Conference, October 23–26, 2003: scientific works. – Kyiv, Ukraine, 2003. – P. 159.
 44. Kulish V.V. A two-stream free electron laser for generation of the electromagnetic femto-second wave packages / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, I.G. Majornikov // Joint 29th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 12th International Conference on Terahertz Electronics, September 27 – October 1, 2004 : conference digest. – Karlsruhe, Germany, 2004. – P. 605–606.
 45. Source of femto-second wave packages on the basis of two-stream free electron lasers / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, V.I. Savchenko, I.G. Majornikov // The International Workshop on Microwaves, Radar and Remote Sensing, September 19–21, 2005 : proceedings. – Kiev, Ukraine, 2005. – P.304–309.
 46. Кулиш В.В. Двухпоточковый супергетеродинный ЛСЭ как формирователь интенсивных фемтосекундных волновых пакетов электромагнитных волн / В.В. Кулиш, **А.В. Лысенко**, И.Г. Майорников // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2005) : 15-я Международная крымская конференция, 12–16 сентября 2005 г. : материалы конференции. – Севастополь : Вебер, 2005. – С.704–706.
 47. Куліш В.В. Підсилення мультигармонічних хвиль просторового заряду в системах з повздовжнім електростатичним ондулятором / В.В. Куліш, А.Ю. Брусник, **О.В. Лисенко** // Міжнародна конференція молодих учених і аспірантів (ІЕФ-2011), 24–27 травня 2011 : програма і тези доповідей. – Ужгород, 2011. – С. 46.

Праці, які додатково відображають наукові результати дисертації

48. Kulish V.V. The two-stream multi-harmonic FEL as a powerful source of femto-second wave packages / V.V. Kulish, **A.V. Lysenko**, I.G. Majornikov // Вісник Національного авіаційного університету. – 2005. – № 2. – С. 131–134.
49. The project of the compact MLIA-accelerator for the two-stream superheterodyne free electron laser / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, I.V. Gubanov, G.G. Valdenmayer // Вісник Національного авіаційного університету. – 2007. – № 3–4. – С. 171–173.
50. Multiharmonical nonlinear theory of two-stream free electron lasers / V.V. Kulish, **A.V. Lysenko**, I.V. Gubanov, A.Ju. Brusnik // Електроніка та системи управління. – 2006. – № 3 (9). – С.88–96.
51. To the project concerning the experimental realization of a two-stream superheterodyne free electron laser / V.V. Kulish, **O.V. Lysenko**, I.V. Gubanov, G.G. Valdenmayer // Електроніка та системи управління. – 2008. – № 1 (15). – С. 67–72.

АНОТАЦІЯ

Лисенко О. В. Мультигармонічні процеси у супергетеродинах лазерів на вільних електронах. – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.01 – фізика приладів, елементів і систем. – Сумський державний університет, Суми, 2012.

Дисертаційна робота присвячена теоретичному дослідженню мультигармонічних процесів у супергетеродинах лазерів на вільних електронах (СЛВЕ), створенню на базі СЛВЕ формувачів потужних електромагнітних хвиль із широким частотним спектром, зокрема ультракоротких кластерів. Запропоновано метод формування ультракоротких кластерів електромагнітного поля та концепцію мультигармонічних лазерів на вільних електронах, основне призначення яких полягає у формуванні інтенсивних електромагнітних хвиль із широким спектром.

Для формування потужних мультигармонічних електромагнітних хвиль запропоновано використовувати режими роботи двопотокових СЛВЕ, у яких частота першої гармоніки хвилі просторового заряду набагато менша за критичну частоту двопотокової нестійкості. Проведено амплітудний, фазовий і спектральний аналіз процесів, що проходять під час формування ультракоротких електромагнітних кластерів у таких пристроях. Показано, що двопотокові СЛВЕ з енергіями пучків $\sim 3,3$ МеВ здатні формувати ультракороткі електромагнітні кластери тривалістю ~ 40 фс.

Запропоновано концепцію плазмово-пучкового СЛВЕ Н-убітронного типу, які можуть працювати в режимах формування потужних мультигармонічних хвиль у мм-субмм діапазоні. Показано, що для його реалізації достатньо використовувати монохроматичні системи накачки.

Побудовано самоузгоджені кубічно-нелінійні теорії параметрично-резонансних взаємодій електромагнітних хвиль у плазмово-пучковому СЛВЕ

доплертронного типу й електронно-хвильових СЛВЕ. Показано, що ці системи можуть працювати як високоефективні підсилювачі потужності в мм-субмм і субмм-ІЧ діапазонах хвиль відповідно з високим рівнем монохроматичності.

Ключові слова: лазери на вільних електронах, супергетеродинне підсилення, плазмово-пучкова нестійкість, двопотокова нестійкість, трихвильовий резонанс, гармоніки електромагнітних хвиль, ультракороткий кластер.

АННОТАЦІЯ

Лысенко А. В. Мультигармонические процессы в супергетеродинных лазерах на свободных электронах. – Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.01 – физика приборов, элементов и систем. – Сумский государственный университет, Сумы, 2012.

Диссертационная работа посвящена теоретическому исследованию мультигармонических процессов в супергетеродинных лазерах на свободных электронах (СЛСЭ), созданию на базе СЛСЭ формирователей мощных электромагнитных волн с широким частотным спектром, в том числе ультракоротких кластеров. Предложен метод формирования ультракоротких кластеров электромагнитного поля, суть которого состоит в генерации входным сигналом высших гармоник с соизмеримыми амплитудами, суперпозиция которых формирует такой кластер. Предложена концепция мультигармонических лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), основное предназначение которых состоит в формировании интенсивных электромагнитных волн с широким спектром. Предложено ряд схем мультигармонических ЛСЭ, в том числе и формирователей ультракоротких кластеров.

Проанализированы трехволновые параметрически-резонансные взаимодействия волн пространственного заряда (ВПЗ) в двухскоростном релятивистском электронном пучке (РЭП). Проведена их классификация и выяснено, что здесь возможна реализация 16 разных типов резонансных взаимодействий. Четыре из них имеют множественный характер – условия трехволнового параметрического резонанса выполняются одновременно для большого количества троек волн, которые связаны друг с другом через общую нарастающую волну. Построена самосогласованная кубически-нелинейная теория множественных взаимодействий нарастающих волн в двухскоростном РЭП. Выяснено, что когда частота первой гармоники намного меньше критической частоты, происходит формирование продольных волн с широким мультигармоническим спектром, в котором высшие гармоники имеют более высокие амплитуды. В кубически-нелинейном приближении проведен анализ влияния взаимодействий продольных волн разного типа на формирование широкого спектра нарастающих волн в двухскоростном РЭП. Выяснено, что параметрический резонанс продольных волн разного типа может оказывать существенное влияние на формирование спектра нарастающих волн: менять форму спектра, в 10 и более раз увеличивать максимальные значения амплитуд.

Построена кубически-нелинейная самосогласованная теория мультигармонических двухпоточковых СЛСЭ, которая учитывает множественные трехволновые резонансные взаимодействия гармоник волн. Исследовано влияние множественных трехволновых взаимодействий на динамику основной гармоники для СЛСЭ, работающего в режиме максимального усиления. Показано, что такие взаимодействия могут приводить к уменьшению уровня электромагнитного сигнала в 10 и более раз. Предложено для формирования мощных электромагнитных волн с широким спектром использовать режимы работы двухпоточковых СЛСЭ, в которых частота первой гармоники ВПЗ намного меньше критической частоты двухпоточковой неустойчивости. Проведен амплитудный, фазовый и спектральный анализ процессов, протекающих при формировании ультракоротких электромагнитных кластеров. Выявлены условия, необходимые для формирования ультракоротких кластеров электромагнитного поля. Показано, что двухпоточковые СЛСЭ с энергиями пучков $\sim 3,3$ МэВ могут формировать ультракороткие электромагнитные кластеры с длительностями ~ 40 фс.

Предложена концепция плазменно-пучкового СЛСЭ, в котором электромагнитная волна усиливается благодаря параметрическому резонансу с пучковой волной пространственного заряда, нарастающей вследствие плазменно-пучковой неустойчивости, и Н-убитронным магнитным полем. Выяснено, что такие устройства могут работать в четырех различных режимах. Два из них позволяют усиливать сигналы с высокой степенью монохроматичности, два другие – формировать сигнал с достаточно широким частотным спектром. Предложено использовать плазменно-пучковые СЛСЭ с Н-убитронной накачкой в качестве мультигармонического ЛСЭ для формирования мощных мультигармонических волн в мм-субмм диапазоне. Показано, что для его реализации достаточно использовать монохроматические системы накачки. Построена кубически-нелинейная самосогласованная теория мультигармонических взаимодействий в таких устройствах. Продемонстрировано, что такие ЛСЭ способны формировать мультигармонические электромагнитные волны суммарной мощности 8 МВт в мм-субмм диапазоне длин волн, используя при этом электронные пучки с энергией 0,5 МэВ и силой тока 100 А.

Построена самосогласованная кубически-нелинейная теория параметрически-резонансных взаимодействий электромагнитных волн в плазменно-пучковых СЛСЭ доплерotronного типа. Продемонстрировано, что такие СЛСЭ способны генерировать мощные (16 МВт) монохроматические электромагнитные волны в мм-субмм диапазоне длин волн, используя при этом электронные пучки с параметрами: энергия 0,5 МэВ, сила тока 100 А.

Построена кубически-нелинейная теория параметрических резонансных взаимодействий в электронно-волновых СЛСЭ с Н-убитронной накачкой. Показано, что эти системы могут работать как высокоэффективные усилители мощности в субмм-ИК диапазоне волн с высоким уровнем монохроматичности.

Ключевые слова: лазеры на свободных электронах, супергетеродинное усиление, плазменно-пучковая неустойчивость, двухпотоковая неустойчивость, трехволновой резонанс, гармоника электромагнитных волн, ультракороткий кластер.

ABSTRACT

Lysenko A. V. Multiharmonic processes in superheterodyne free electron lasers. – Manuscript.

Thesis for degree of the Doctor of science in physics and mathematics, speciality 01.04.01 – Physics of Devices, Elements, and Systems. – Sumy State University, Sumy, 2012.

The thesis is devoted to the theoretical research of multiharmonic processes in superheterodyne free electron lasers (SFEL), making formers of powerful electromagnetic waves with a wide frequency spectrum, including, ultrashort clusters on the basis of SFEL. The method of ultrashort clusters electromagnetic field formation and the concept of multiharmonic free electron lasers the main purpose of which consists in formation of intensive electromagnetic waves with a wide spectrum are offered.

For formation of powerful multiharmonic electromagnetic waves it is offered to use two-stream SFEL operating modes, in which the frequency of the first harmonic SCW is much less than the critical frequency of two-stream instability. The amplitude, phase, and spectral analysis of the processes of ultrashort electromagnetic clusters formation in the devices constructed on multiharmonic two-stream SFEL is carried out. It is shown, that in two-stream SFEL with beam energy ~ 3.3 MeV formation of ultrashort electromagnetic clusters with duration ~ 40 fs is possible.

The concept of H-ubitron type beam-plasma SFEL that can operate in the modes of powerful multiharmonic waves formation in mm-submm range is offered. It is shown, that for its realization it is enough to use monochromatic pumping systems.

The self-consistent cubic-nonlinear theories of parametric-resonant interactions of electromagnetic waves in Doppler type beam-plasma SFEL and electron-wave SFEL are constructed. It is shown, that these systems can work as highly effective amplifiers in mm-submm and submm-IR frequency range, respectively, with high level of monochromaticity.

Keywords: free electron laser, superheterodyne amplification, beam-plasma instability, two-stream instability, three-wave resonance, harmonics of electromagnetic waves, ultrashort cluster.

Підписано до друку 04.09.2012.
Формат 60×90/16. Ум. друк. арк. 2,3. Обл.-вид. арк. 1,9. Тираж 100 пр. Зам. №

Видавець і виготовлювач
Сумський державний університет,
вул. Римського-Корсакова, 2, м. Суми, 40007
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3062 від 17.12.2007.