

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

**Коваль Віталій Вікторович**

УДК 621.373

**МУЛЬТИГАРМОНІЧНІ ПЛАЗМО-ПУЧКОВІ  
СУПЕРГЕТЕРОДИННІ ЛАЗЕРИ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ**

01.04.01 – фізика приладів, елементів і систем

**АВТОРЕФЕРАТ**

дисертації на здобуття наукового ступеня  
кандидата фізико-математичних наук

Суми – 2010

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Сумському державному університеті  
Міністерства освіти і науки України.

**Науковий керівник –** кандидат фізико-математичних наук, доцент  
**Лисенко Олександр Володимирович,**  
Сумський державний університет,  
доцент кафедри загальної та теоретичної фізики.

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

кандидат фізико-математичних наук,  
старший науковий співробітник  
**Пономарьов Олександр Георгійович,**  
Інститут прикладної фізики НАН України (м. Суми),  
провідний науковий співробітник відділу  
електростатичних прискорювачів.

Захист відбудеться «24» грудня 2010 р. о 13<sup>00</sup> на засіданні спеціалізованої вченої ради  
Д 55.051.02 при Сумському державному університеті за адресою: 40007, м. Суми, вул. Рим-  
ського-Корсакова, 2, ауд. 236, корпус ЕТ.

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

Автореферат розіслано «19» листопада 2010 р.

Вчений секретар  
спеціалізованої вченої ради

В.О. Журба

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** Одним із найбільш цікавих об'єктів релятивістської електроніки як з точки зору теорії, так і з точки зору експерименту та можливих практичних застосувань, є лазери на вільних електронах (ЛВЕ). Серед цих пристроїв звертають увагу супергетеродинні ЛВЕ, які при помірних вимогах до їх технологічної бази демонструють виключно високі коефіцієнти підсилення, високі рівні вихідної потужності, компактність [1\*].

Серед можливих конструкцій супергетеродинних лазерів на вільних електронах, які найбільш перспективні для практичної реалізації, необхідно виділити двопотокові та плазмо-пучкові ЛВЕ. Незважаючи на те, що саме плазмо-пучкова версія супергетеродинного ЛВЕ була запропонована першою, основний розвиток «супергетеродинна» ідея історично отримала у формі двопотокових супергетеродинних ЛВЕ [1\*]. Було з'ясовано, що двопотокові супергетеродинні ЛВЕ у порівнянні з параметричними ЛВЕ мають суттєво більші коефіцієнти підсилення електромагнітних хвиль, мають високі рівні вихідної потужності у міліметровому-інфрачервоному діапазоні довжин хвиль. Крім того, вони здатні формувати надпотужні мультигармонічні сигнали принципово нового типу – фемтосекундні кластери електромагнітної енергії тераватного рівня.

Подібними властивостями повинні характеризуватись і плазмо-пучкові супергетеродинні ЛВЕ. Тут завдяки використанню плазмо-пучкової нестійкості у порівнянні з двопотоковими ЛВЕ можна отримати більші інкременти зростання хвиль та більшу вихідну потужність електромагнітного сигналу. Також потрібно зазначити, що плазмо-пучкова нестійкість, як і двопотокова, має яскраво виражену мультигармонічність. Це означає, що плазмо-пучкові супергетеродинні ЛВЕ можна використовувати для формування електромагнітного сигналу зі складним мультигармонічним спектром, у тому числі й для формування надкоротких електромагнітних кластерів. Тому вивчення фізичних процесів у пристроях типу мультигармонічні плазмо-пучкові супергетеродинні лазери на вільних електронах є завданням безумовно актуальним.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Робота виконана на кафедрі загальної та теоретичної фізики Сумського державного університету в рамках таких держбюджетних тем: «Фізика хвильових процесів у відкритих хвилеводно-резонаторних металодіелектричних системах з розподіленими джерелами випромінювання» (номер державної реєстрації № 0106U001931, термін виконання 2006 – 2008 рр.), «Фізика формування потоків заряджених частинок у приладах для діагностики матеріалів атомної енергетики» (номер державної реєстрації № 0106U001378, термін виконання 2009 – 2011 рр.).

**Мета і завдання дослідження.** Мета дисертаційної роботи – побудова мультигармонічної нелінійної теорії плазмо-пучкових супергетеродинних лазерів на вільних електронах та вивчення фізичних процесів у цих пристроях.

Відповідно до поставленої мети в роботі були вирішені такі завдання:

- розроблена нелінійна теорія мультигармонічних плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ з доплертронною накачкою з урахуванням мультигармонічної взаємодії хвиль;
- побудована нелінійна теорія мультигармонічних плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ з Н-убітронною накачкою з урахуванням мультигармонічної взаємодії хвиль;
- визначені інкременти зростання, рівні та механізми насичення хвиль плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ з урахуванням мультигармонічних взаємодій.

**Об'єкт дослідження** – параметрично-резонансні хвильові процеси, що проходять у плазмо-пучкових релятивістських системах.

**Предмет дослідження** – мультигармонічні плазмо-пучкові супергетеродинні лазери на вільних електронах.

**Методи дослідження.** Як базовий математичний апарат для дослідження параметрично-резонансних хвильових процесів у мультигармонічних плазмо-пучкових ЛВЕ використано ієрархічний підхід до теорії коливань і хвиль [2\*]. Також застосовувалися стандартні числові та чисельно-аналітичні методи, в тому числі й модернізований метод повільно-змінних амплітуд.

#### **Наукова новизна отриманих результатів**

1. Уперше в рамках квадратично-нелінійної теорії мультигармонічних плазмо-пучкових супергетеродинних лазерів на вільних електронах з доплертронною накачкою показано, що мультигармонічна взаємодія хвиль обумовлює якісну зміну динаміки основних гармонік: має місце не тільки зменшення темпів зростання, а й з'являється насичення навіть у квадратичному наближенні. Показано, що плазмо-пучкові супергетеродинні ЛВЕ з доплертронною накачкою завдяки використанню плазмо-пучкової нестійкості мають суттєво більші інкременти зростання, ніж еквівалентні двопотокові супергетеродинні ЛВЕ.

2. Уперше на базі методу усереднених характеристик побудована самоузгоджена мультигармонічна кубічно-нелінійна теорія плазмо-пучкового супергетеродинного лазера на вільних електронах з доплертронною накачкою. Встановлено суттєвий вплив вищих гармонік пучкових хвиль на процеси насичення. З'ясовано, що основні механізми насичення пов'язані з нелінійним зміщенням частоти і захопленням плазмовою хвилею електронів пучка. Аналіз рівнів насичення показав, що плазмо-пучкові супергетеродинні ЛВЕ з доплертронною накачкою перспективні для створення потужного електромагнітного випромінювання в міліметровому-субміліметровому діапазоні довжин хвиль.

3. Уперше з'ясовано, що плазмо-пучкові супергетеродинні лазери на вільних електронах з Н-убітронною накачкою мають чотири різні режими роботи. Два з них дозволяють підсилювати сигнали, що мають високий ступінь монохроматичності. Два інших завдяки використанню лінійних ділянок дисперсійних залежностей дозволяють формувати сигнал з досить широким мультигармонічним спектром.

4. Уперше на базі методу усереднених характеристик побудована нелінійна самоузгоджена мультигармонічна кубічно-нелінійна теорія плазмо-пучкового супергетеродинного лазера на вільних електронах з Н-убітронною накачкою. З'ясовано, що рівні насичення суттєво залежать від параметрично-резонансних взаємодій вищих гармонік хвиль просторового заряду. Показана перспективність використання плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ з Н-убітронною накачкою для створення потужного мультигармонічного електромагнітного випромінювання в міліметровому-субміліметровому діапазоні.

**Практичне значення отриманих результатів.** У результаті проведених досліджень була побудована мультигармонічна нелінійна теорія плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ, одним із практичних результатів якої є висновок про можливість експериментального створення на базі таких лазерів на вільних електронах джерел потужного електромагнітного випромінювання в міліметровому-субміліметровому діапазоні хвиль. Отримані розрахункові результати дають можливість визначити оптимальні режими роботи запропонованих пристроїв, з'ясувати їх характеристики, розрахувати варіанти конкретних конструкцій. Результати, отримані в дисертаційній роботі, можуть бути використані в Інституті прикладної фізики Національної академії наук України (м. Суми), Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут».

**Особистий внесок здобувача.** У роботах [1, 6, 7] участь автора дисертації полягала в аналітичному розв'язанні поставленої задачі. В роботах [2, 8] дисертант брав участь у побудові нелінійної теорії, ним була розроблена комп'ютерна програма та проведено комп'ютерне моделювання фізичних процесів у мультигармонічному плазмо-пучковому супергетеродинному ЛВЕ з доплертронною накачкою. В роботах [3, 4, 9, 10] здобувач взяв участь у побудові квадратично-нелінійної теорії плазмо-пучкового супергетеродинного ЛВЕ з Н-убітронною накачкою з урахуванням мультигармонічної взаємодії хвиль. У роботі [5] автор дисертації взяв участь у побудові нелінійної теорії, ним була розроблена комп'ютерна

програма та проведене комп'ютерне моделювання фізичних процесів у мультигармонічному плазмо-пучковому супергетеродинному ЛВЕ з Н-убітронною накачкою. У всіх роботах дисертант брав участь в обговоренні отриманих результатів. Особисто автором підготовлені стаття [4] та тези доповідей [7, 10].

**Апробація результатів дисертації.** Основні результати дисертації доповідалися та обговорювалися на таких конференціях: 17-й, 18-й та 19-й Міжнародних кримських конференціях “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо'2007, 2008, 2009) (Севастополь, 2007–2009 г.); 8-th International Young Scientists Conference Optics and High Technology Material Science SPO 2007 (Київ, 2007 р.); Міжнародній конференції молодих учених і аспірантів «ІЕФ-2009». (Ужгород, 2009 р.); науково-технічних конференціях викладачів, співробітників, аспірантів та студентів Сумського державного університету (Суми, 2006–2010) .

**Публікації.** Основні результати дисертаційної роботи опубліковані в 5 статтях у спеціалізованих журналах, що входять до переліку ВАК України, та в 5 тезах доповідей у збірниках наукових праць конференцій.

**Структура та обсяг дисертації.** Дисертаційна робота складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків та списку використаних джерел. Обсяг дисертації – 151 сторінка, у тому числі 19 рисунків і 2 таблиці. Список використаних джерел містить 175 найменувань.

## 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, наведена структура дисертації.

У **першому розділі** «Супергетеродинні лазери на вільних електронах», який має оглядовий характер, проаналізовано сучасний стан досліджень супергетеродинних лазерів на вільних електронах.

Аналіз літературних джерел показав, що серед супергетеродинних лазерів на вільних електронах достатньо досліджені лише двопотокові супергетеродинні ЛВЕ. З'ясовано, що вони у порівнянні з параметричними ЛВЕ мають суттєво більші коефіцієнти підсилення електромагнітних хвиль, мають високі рівні вихідної потужності у міліметровому-інфрачервоному діапазоні довжин хвиль, характеризуються меншими габаритами. Крім того, вони здатні формувати надпотужні мультигармонічні сигнали принципово нового типу – фемтосекундні кластери електромагнітної енергії тераватного рівня.

Разом з цим було з'ясовано, що систематичних досліджень супергетеродинних ЛВЕ іншого типу – плазмо-пучкових ЛВЕ до моменту постановки завдань даної роботи проведено не було. Була лише сформульована загальна ідея плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ, передбачена перспективність практичної реалізації цих пристроїв як надпотужних підсилювачів електромагнітного сигналу в міліметровому-субміліметровому діапазоні хвиль. Також було встановлено, що плазмо-пучкова нестійкість, як і двопотокова, має яскраво виражену мультигармонічність. Це означає, що плазмо-пучкові супергетеродинні ЛВЕ можна використовувати для формування електромагнітного сигналу зі складним мультигармонічним спектром, теорія таких пристроїв обов'язково повинна враховувати взаємодії вищих гармонік.

Узагальнення літературних джерел дозволило зробити висновок про незавершеність теоретичних досліджень плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ. На основі аналізу теоретичних підходів, що використовуються для вивчення систем типу лазери на вільних електронах, з'ясовано, що найбільш ефективним для теоретичного дослідження фізичних процесів у ЛВЕ з урахуванням мультигармонічної взаємодії гармонік хвиль є ієрархічний підхід до теорії коливань і хвиль, а саме одна з його реалізацій – метод усереднених

характеристик [2\*].

У другому розділі «Основні положення методики теоретичних досліджень мультигармонічних плазмо-пучкових супергетеродинних лазерів на вільних електронах» викладені модернізовані метод усереднених характеристик та метод повільно змінних амплітуд, які використовуються як базові для теоретичного дослідження плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ. Модернізація методу усереднених характеристик стосується алгоритму асимптотичного інтегрування у частині виконання зворотних перетворень з урахуванням особливостей поставлених у дисертаційній роботі завдань. Завдяки цьому схема розрахунків скорочується і спрощується, що є важливим для проведення обчислень у вищих наближеннях. Модернізація методу повільно змінних амплітуд полягає в адаптації, спряженні його з методом усереднених характеристик.

У третьому розділі «Самоузгоджена кубічно-нелінійна теорія супергетеродинних мультигармонічних плазмо-пучкових лазерів на вільних електронах доплертронного типу» побудована самоузгоджена кубічно-нелінійна теорія мультигармонічного плазмо-пучкового супергетеродинного ЛВЕ з доплертронною накачкою; з'ясовано, що мультигармонічна взаємодія хвиль навіть у квадратично-нелінійному наближенні приводить до якісної зміни динаміки основних гармонік; проведено аналіз інкремента зростання електромагнітної хвилі сигналу, рівнів та механізмів насичення, досліджено вплив вищих гармонік на ці процеси.

У першому підрозділі розглянуто схему супергетеродинного ЛВЕ з доплертронною накачкою (рис. 1), вихідні рівняння та проведено обґрунтування ряду припущень. Схема цього пристрою подана на рис. 1. Електронний релятивістський пучок 1 з ленгмюрівською частотою  $\omega_b$  проходить через плазму 2,

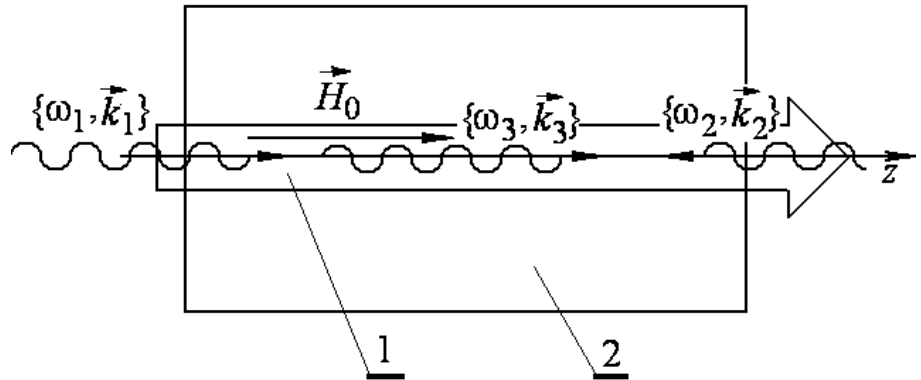


Рис. 1. Схема плазмо-пучкового супергетеродинного ЛВЕ з доплертронною накачкою

яка характеризується ленгмюрівською частотою  $\omega_p$ . Плазмо-пучкова система розміщена у поздовжньому фокусувальному магнітному полі з напруженістю  $H_0$ . Накачку вибираємо у вигляді незвичайної електромагнітної хвилі із частотою  $\omega_2$  і хвильовим числом  $k_2$ , що поширюється назустріч електронному пучку 1. Також на вхід системи подається електромагнітний сигнал із частотою  $\omega_1$  і хвильовим числом  $k_1$ . У результаті параметричного резонансу між хвилею сигналу  $\{\omega_1, \vec{k}_1\}$  та накачки  $\{\omega_2, \vec{k}_2\}$  у плазмо-пучковій системі збуджується хвиля просторового заряду (ХПЗ) із частотою  $\omega_3$  й хвильовим числом  $k_3$ . Частоти та хвильові числа хвиль пов'язані між собою умовою параметричного резонансу

$$p_3 = p_1 - p_2 \text{ або } \omega_3 = \omega_1 - \omega_2, \quad k_3 = k_1 + k_2, \quad (1)$$

де  $p_1 = \omega_1 t - k_1 z$  – фаза електромагнітної хвилі сигналу;  $p_2 = \omega_2 t + k_2 z$  – фаза електромагнітної хвилі накачки;  $p_3 = \omega_3 t - k_3 z$  – фаза електронної хвилі ХПЗ.

При цьому параметри системи підбираємо таким чином, щоб хвиля ХПЗ  $\{\omega_3, \vec{k}_3\}$  мала максимальний інкремент зростання у результаті плазмо-пучкової нестійкості.

Однією з особливостей плазмо-пучкового супергетеродинного ЛВЕ є те, що у ньому реалізується ефект супергетеродинного підсилення. Суть цього ефекту полягає у використанні додаткового механізму підсилення однієї з трьох хвиль, які беруть участь у

параметричному резонансі. У даному випадку як додатковий механізм підсилення виступає ефект підсилення хвилі просторового заряду за рахунок плазмо-пучкової нестійкості. Роль самого ж трихвильового параметричного резонансу в досліджуваному приладі зводиться лише до перенесення додаткового підсилення з ХПЗ на електромагнітну хвилю сигналу  $\{\omega_1, \vec{k}_1\}$ .

Ще однією особливістю досліджуваної системи є те, що як хвиля накачки тут використовується незвичайна уповільнена електромагнітна хвиля, закон дисперсії якої має вигляд

$$k_2 = \frac{\omega_2}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_2(\omega_2 - \omega_H)}} \approx \frac{\omega_2}{c} \cdot N_2, \quad (2)$$

де  $c$  – швидкість світла;  $\omega_H$  – циклотронна частота;  $N_2 = \omega_p / \sqrt{\omega_2 \omega_H}$  – коефіцієнт уповільнення. Параметри системи вибираємо так, щоб  $N_2 \gg 1$ . Завдяки цьому в приладі з'являється можливість підсилювати електромагнітний сигнал, частота якого набагато більша за частоту накачки:

$$\omega_1 = \omega_2(1 + N_2 \cdot \beta)/(1 - \beta), \quad (3)$$

де  $\beta = v_{z,b}/c$  – відношення швидкості електронного пучка до швидкості світла.

З формули (3) випливає, що, використовуючи релятивістські пучки ( $1 - \beta \ll 1$ ), ми також можемо додатково збільшувати частоту підсилюваної електромагнітної хвилі.

Вважаємо, що хвиля електромагнітного сигналу, поздовжня електронна хвиля й електромагнітна хвиля накачки мають мультигармонічну природу. Тоді електричні  $\vec{E}$  й магнітні  $\vec{B}$  компоненти полів у досліджуваній системі мають вигляд

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \sum_{m=1}^N [(E_{1x,m} \vec{e}_x + E_{1y,m} \vec{e}_y) e^{imp_1} + \text{к.с.}], \quad \vec{B}_1 = \sum_{m=1}^N [(B_{1x,m} \vec{e}_x + B_{1y,m} \vec{e}_y) e^{imp_1} + \text{к.с.}], \\ \vec{E}_2 &= \sum_{m=1}^N [(E_{2x,m} \vec{e}_x + E_{2y,m} \vec{e}_y) e^{imp_2} + \text{к.с.}], \quad \vec{B}_2 = \sum_{m=1}^N [(B_{2x,m} \vec{e}_x + B_{2y,m} \vec{e}_y) e^{imp_2} + \text{к.с.}], \\ \vec{E}_3 &= \sum_{m=1}^N [E_{3z,m} e^{imp_3} + \text{к.с.}] \vec{e}_z, \end{aligned} \quad (4)$$

де  $N$  – кількість гармонік, які враховуємо під час розв'язання задачі;  $m$  – номер відповідної гармоніки; індексом “к.с.” позначено комплексно спряжені доданки.

Потрібно зазначити, що закон дисперсії для електронної хвилі ХПЗ  $\{\omega_3, \vec{k}_3\}$ , яка зростає завдяки плазмо-пучковій нестійкості, є квазілінійним. Тому в цій системі реалізовується параметричний резонанс між гармоніками хвилі ХПЗ. Крім того, електромагнітна хвиля накачки, що вводиться ззовні, може також мати мультигармонічну природу. Саме тому поля, у загальному випадку, вибираємо у вигляді (4).

Як вихідні використовуємо релятивістське квазігідродинамічне рівняння, рівняння неперервності та рівняння Максвелла.

У другому підрозділі отримано систему диференціальних самоузгоджених кубічно-нелінійних рівнянь для комплексних амплітуд хвиль. Для розв'язання задачі руху та знаходження концентрації електронів пучка й плазми використовуємо метод усереднених характеристик [2\*]. Для розв'язання задачі збудження електромагнітних полів застосовуємо модернізований метод повільно змінних амплітуд. У результаті проведення стандартної процедури асимптотичного інтегрування отримуємо для амплітуд гармонік напруженостей

електричного поля електромагнітних хвиль та електронної хвилі просторового заряду систему самоузгоджених диференціальних рівнянь у кубічно-нелінійному наближенні:

$$\begin{aligned}
K_{2,m}^s \frac{\partial^2 E_{1x,m}}{\partial t^2} + K_{1,m}^s \frac{\partial E_{1x,m}}{\partial t} + D_{1,m} E_{1x,m} &= K_{3,m}^s E_{3z,m} E_{2x,m} + FX_{1,m}, \\
K_{2,m}^p \frac{\partial^2 E_{2x,m}}{\partial t^2} + K_{1,m}^p \frac{\partial E_{2x,m}}{\partial t} + D_{2,m} E_{2x,m} &= K_{3,m}^p E_{3z,m}^* E_{1x,m} + FX_{2,m}, \\
C_{2,m} \frac{\partial^2 E_{3z,m}}{\partial t^2} + C_{1,m} \frac{\partial E_{3z,m}}{\partial t} + D_{3,m} E_{3z,m} &= C_{3,m} E_{1x,m} E_{2x,m}^* + \\
+ C_{4,m} \left\langle \int E_z \left( \int E_z dp_3 \right) dp_3 \right\rangle_{mp_3} &+ C_{5,m} \left\langle \left( \int E_z dp_3 \right)^2 \right\rangle_{mp_3} + FZ_{3,m}.
\end{aligned} \tag{5}$$

У *третьому* підрозділі, нехтуючи кубічними доданками у системі (5) під час розгляду початкового етапу взаємодії хвиль, знайдено інкремент зростання електромагнітної хвилі сигналу для плазмо-пучкового ЛВЕ з доплертронною накачкою. Було отримано, що він дорівнює

$$\alpha = \Gamma_1 \left( 1 + \frac{\alpha_{par}^2}{\Gamma_1^2 (1 + 2C_{2,1}\Gamma_1 / C_{1,1})} \right), \tag{6}$$

де  $\Gamma_1 = \left( \sqrt{3} / 2v_{z,b} \right) \left( \omega_b^2 \gamma_b^{-3} / 2\omega_p^2 \right)^{1/3} \omega_p$  – інкремент зростання плазмо-пучкової нестійкості;  $\alpha_{par}^2 = C_{3,1} K_{3,1} |E_{2x,1}|^2 / (C_{1,1} K_{1,1})$  – квадрат інкремента параметричної нестійкості;  $\gamma_b$  – релятивістський фактор пучка.

Зі співвідношення (6) випливає, що за математичною структурою інкремент  $\alpha$  збігається з інкрементом супергетеродинного підсилення без конкретизації механізму додаткового підсилення ХПЗ [1\*]. Також з'ясовано, що за умови  $\Gamma_1 \gg \alpha_{par}$  інкремент зростання  $\alpha$  хвиль у системі практично збігається з інкрементом зростання плазмо-пучкової нестійкості  $\Gamma_1$ .

Найближчим фізичним аналогом плазмо-пучкового супергетеродинного ЛВЕ є двопотоковий супергетеродинний ЛВЕ [1\*]. Для ілюстрації переваги плазмо-пучкового над двопотоковим супергетеродинним ЛВЕ проведено порівняння інкремента зростання  $\alpha$  (6) з максимальним інкрементом зростання еквівалентної двопотокової системи  $\Gamma_2$  [1\*]:

$$\Gamma_2 = \omega_b / (2 \cdot \gamma_b^{3/2} v_{z,b}). \tag{7}$$

Під еквівалентною двопотоковою системою в цьому випадку розуміємо систему, в якій парціальний електронний пучок має такі самі параметри, як і пучок у випадку плазмо-пучкової системи.

Аналізуючи співвідношення (6) та (7), можемо зробити висновок, що інкремент зростання плазмо-пучкової системи  $\alpha \approx \Gamma_1$  є суттєво більшим за інкремент зростання еквівалентної двопотокової системи  $\Gamma_2$ . Це пов'язано з тим, що, по-перше, інкремент плазмо-пучкової системи  $\Gamma_1 \sim (\omega_p)^{1/3} (\omega_b)^{2/3}$ , тоді як  $\Gamma_2 \sim \omega_b$ . Завдяки тому, що ленгмюрівська частота плазми  $\omega_p$  в реальних приладах може бути набагато більшою за ленгмюрівську частоту пучка  $\omega_b$ , інкремент  $\Gamma_1$  є більшим за  $\Gamma_2$ . По-друге, залежність



інкрементів зростання від релятивістських факторів є різною:  $\Gamma_1 \sim 1/(\gamma_b)$ ,  $\Gamma_2 \sim 1/(\gamma_b)^{3/2}$ . Це означає, що релятивізм пучка у випадку плазмо-пучкової системи менше зменшує інкремент зростання, ніж у випадку двопотокової системи.

Для ілюстрації вищенаведеного проведемо чисельні оцінки. Прийmemo, що  $\omega_p \sim 10^{12} \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_b \sim 10^{10} \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_H \sim 10^{10} \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_2 \sim 5 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$ ,  $\gamma = 3$ . Використовуючи співвідношення (6) та (7), отримаємо, що  $\alpha = 0,38 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Gamma_2 = 0,034 \text{ см}^{-1}$ . Таким чином, інкремент зростання в досліджуваній системі є набагато вищим (а саме у десять разів!), ніж у випадку еквівалентної двопотокової системи. При цьому частота сигналу дорівнює  $\omega_1 = 1,2 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$ , за умови, що частота хвилі накачки дорівнює  $\omega_2 \sim 5 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$ . Звідси впливає унікальна можливість створення відносно слабoreлятивістських джерел ( $\gamma_b = 3$ ) субміліметрового діапазону хвиль при НВЧ-накачці дециметрового діапазону ( $\lambda_2 = 40 \text{ см}$ ).

У четвертому підрозділі досліджено вплив вищих гармонік хвиль на динаміку основних гармонік у слабосигнальному наближенні. З'ясовано, що в досліджуваній системі динаміка хвиль суттєво залежить від мультигармонічної взаємодії. При цьому такий вплив є значним не тільки коли амплітуди хвиль стають достатньо великими, але навіть і у слабосигнальному наближенні, що описується системою рівнянь (5), у якій знехтували кубічно-нелінійними доданками, тобто у квадратичному наближенні. Аналізуючи структуру такої системи рівнянь, бачимо, що врахування мультигармонічної взаємодії хвиль, з математичної точки зору, приводить до того, що тут з'являються доданки з коефіцієнтами  $C_{4,m}$  та  $C_{5,m}$ . Врахування цих доданків кардинально впливає на характер взаємодії хвиль у плазмо-пучковому ЛВЕ з доплертронною накачкою навіть у слабосигнальному наближенні.

У дисертації проаналізовано вплив вищих гармонік на динаміку хвиль у слабосигнальному наближенні чисельно. Розглядався плазмо-пучковий супергетеродинний ЛВЕ, параметри якого подані в таблиці 1.

Таблиця 1

Параметри плазмо-пучкової системи

Параметр	Значення
Ленгмюрівська частота плазми ( $\omega_p$ )	$1,0 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$
Ленгмюрівська частота пучка ( $\omega_b$ )	$2,0 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$
Значення релятивістського фактора пучка ( $\gamma_b$ )	2,0
Напруженість поздовжнього магнітного поля ( $H_0$ )	$2,2 \cdot 10^5 \text{ А/м}$

Для того щоб перша гармоніка хвилі ХПЗ мала максимальний інкремент зростання за рахунок плазмо-пучкової нестійкості, її хвильове число беремо таким, що дорівнює  $k_3 = \omega_p / \bar{v}_b = 38,5 \text{ см}^{-1}$ . У цьому разі довжина хвилі сигналу у вакуумі буде дорівнювати 1,8 мм, а довжина хвилі накачки у вакуумі – 6,61 см.

На рис. 2 зображено залежність амплітуд  $m$ -ї гармоніки напруженості електричного поля ХПЗ  $E_{3,m}$  від нормованого часу  $\tau = \delta\omega \cdot t$ , де  $\delta\omega = \Gamma_1 \cdot v_{z,b}$ . Залежність 2 на цьому рисунку отримана у результаті розрахунків, у яких враховано взаємодію тільки перших гармонік хвиль. Залежність 1 є результатом розрахунків, у яких враховано вплив перших десяти гармонік хвиль, що беруть участь у нелінійному процесі взаємодії. Тут також представлено динаміку 2-ї ( $m = 2$ ), 3-ї ( $m = 3$ ), 4-ї ( $m = 4$ ) та 5-ї ( $m = 5$ ) гармонік ХПЗ. Бачимо, що в досліджуваній плазмо-пучковій системі генеруються вищі гармоніки, які мають сумірні амплітуди з основною гармонікою. Мультигармонічна взаємодія вищих гармонік кардиналь-

но впливає на динаміку основної гармоніки: приводить не лише до зменшення темпів зростання амплітуд, а й до появи насичення у квадратичному наближенні (порівняйте залежності 1 та 2 на рис. 2). Останнє свідчить про те, що врахування вищих гармонік є необхідним навіть при побудові слабосигнального наближення.

У н'ятому підрозділі проведено аналіз рівнів та механізмів насичення, досліджено

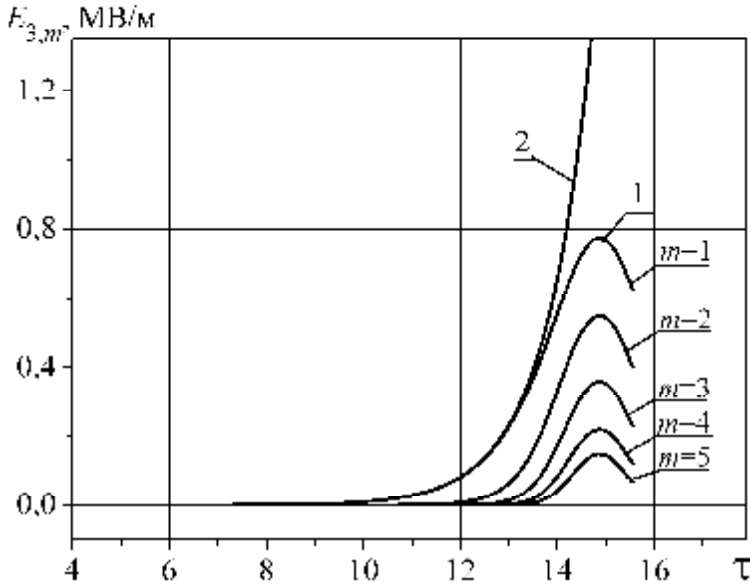


Рис. 2. Залежність амплітуд  $m$ -ї гармоніки напруженості електричного поля ХПЗ  $E_{3,m}$  від нормованого часу  $\tau$

враховано вплив перших десяти гармонік хвиль, що беруть участь у нелінійному процесі взаємодії. Залежність 2 є результатом розрахунку, в якому враховано взаємодію тільки перших гармонік хвиль. Аналізуючи рівень насичення хвилі сигналу в рамках кубічно-нелінійної теорії (рис. 3, залежність 1), неважко з'ясувати, що потужність електромагнітної хвилі в досліджуваній моделі плазмо-пучкового супергетеродинного ЛВЕ дорівнює 7,5 МВт. Потрібно звернути увагу, що при цьому використовувався електронний пучок з помірними параметрами для такого класу пристроїв ( $\omega_b = 2 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$ ,  $\gamma_b = 2$ , сила струму 37 А). Зрозуміло, що, використовуючи більш інтенсивні електронні пучки, наприклад кілоамперні, ми отримаємо суттєве збільшення вихідної потужності електромагнітної хвилі включно до тераватного рівня. Таким чином, можна стверджувати, що плазмо-пучкові супергетеродинні ЛВЕ доплертронного типу здатні формувати інтенсивне електромагнітне випромінювання в міліметровому діапазоні довжин хвиль і тому є перспективними для створення нового типу потужних підсилювачів і генераторів цього діапазону.

Також з порівняння залежностей 1 і 2 на рис. 3 випливає, що вплив вищих гармонік хвиль призводить до зменшення рівня насичення більш ніж у два рази. Останнє свідчить про те, що вищі гармоніки в нелінійних процесах у плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ відіграють важливу роль. Тому в моделях обговорюваного типу необхідно обов'язково враховувати мультигармонічну взаємодію хвиль.

У дисертації проведено дослідження динаміки перших гармонік напруженості електричного поля ХПЗ як з урахуванням вищих гармонік ХПЗ, так і коли в розрахунках враховувалася лише перша гармоніка ХПЗ. Було отримано, що врахування мультигармонічної взаємодії призводить, як і у випадку електромагнітного сигналу, до зменшення рівня насичення. Також з'ясовано, що в плазмо-пучковому супергетеродинному ЛВЕ з доплертронною накачкою на нелінійному етапі взаємодії хвиль має місце збудження достатньо великої кількості вищих гармонік ХПЗ. Це пояснюється тим, що дисперсійна

вплив на рівні насичення параметрично резонансних взаємодій вищих гармонік. Аналіз проводився на базі самоузгодженої системи кубічно-нелінійних рівнянь (5) за допомогою стандартних чисельних методів. Розглядався плазмопучковий супергетеродинний ЛВЕ, параметри якого подані у табл. 1.

Розрахунки виконувалися для двох випадків. У першому враховувалися тільки перші гармоніки взаємодіючих хвиль, тоді як у другому враховувалися десять гармонік. На рис. 3 зображено залежність амплітуди першої гармоніки хвилі сигналу  $E_{1,1}$  від нормованого часу  $\tau = (\delta\omega) \cdot t$ . Залежність 1 на цьому рисунку отримана у результаті розрахунків, у яких

залежність для хвилі ХПЗ є близькою до лінійної. Тому між гармоніками хвилі ХПЗ здійснюється інтенсивна параметрично-резонансна взаємодія. У результаті цього, незважаючи на те, що рівень вищих гармонік при обраних параметрах ЛВЕ є нижчий від першої гармоніки, їх сукупний вплив на першу гармоніку призводить до зниження її рівня.

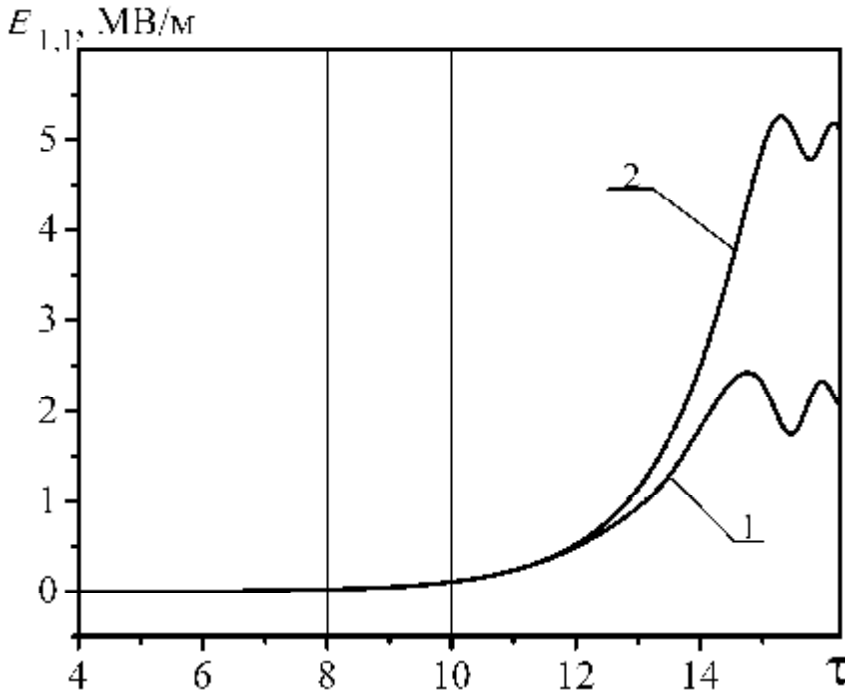


Рис. 3. Залежність амплітуди першої гармоніки хвилі сигналу від нормованого часу  $\tau = \delta\omega \cdot t$

При зміні параметрів системи можливе істотне підвищення рівня вищих гармонік. Наприклад, при збільшенні плазмової частоти пучка у десять разів вищі гармоніки ХПЗ стають набагато інтенсивнішими навіть у порівнянні з першою. Більше того, можливі ситуації, коли амплітуди вищих гармонік стають навіть вищими, ніж перша. У цьому розділі також проведено аналіз механізмів насичення у досліджуваному ЛВЕ на базі самоузгодженої системи кубічно-нелінійних рівнянь (5). На

рис. 4 подані залежності амплітуди першої гармоніки концентрації плазми  $n_{p3,1}$  (залежність 1), що нормована на постійну складову концентрації електронів плазми, і амплітуди першої гармоніки концентрації пучка  $n_{b3,1}$  (залежність 2), що нормована на постійну складову концентрації електронів пучка від нормованого часу  $\tau$ . Як бачимо, на початковому етапі має місце експоненціальне зростання обох величин. 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 боку, істотному збільшенню інтенсивності плазмової хвилі. У результаті захоплення електрони пучка формуються в згустки, які коливаються в межах квазіпотенціальної ями плазмової хвилі. Ці згустки то віддають плазмовій хвилі енергію, то відбирають назад. Характерна особливість цього процесу – за одне коливання плазмової хвилі згустки двічі стикаються із краями квазіпотенціальної ями. Це призводить до того, що осциляції амплітуди  $n_{b3,1}$  відбуваються удвічі частіше осциляцій амплітуди плазмової хвилі  $n_{p3,1}$ , що й бачимо на рис. 4 (порівняйте залежності 1 та 2). Зазначимо, що при цьому рівень модуляції електронного пучка виявляється приблизно таким, що дорівнює одиниці. Таким чином, у цьому випадку має місце повна модуляція пучка.

При аналізі поведінки вищих гармонік з'ясувалося, що в даній системі, крім процесів типу захоплення, реалізуються також процеси типу нелінійного зміщення частоти. Так, крива 3 на рис. 4 подає залежність амплітуди четвертої гармоніки концентрації пучка  $n_{b3,4}$ , яка нормована на постійну складову концентрації електронів пучка, від нормованого часу  $\tau$ . Бачимо, що тут процеси насичення починаються до початку захоплення електронів пучка. Ці процеси насичення пов'язані з ефектом гальмування електронного пучка як цілого під дією

пандеромоторного потенціалу. Гальмування пучка врешті-решт призводить до захоплення електронів у ямах потенційного рельєфу. Відзначимо, що, як показує аналіз, на відміну від «звичайних» (параметричних) ЛВЕ тут головний внесок у формування потенційного рельєфу вносять плазмові хвилі, як найбільш інтенсивні.

Аналогічні дослідження плазмо-пучкових систем показують, що насичення плазмо-пучкової нестійкості обумовлено саме процесами, описаними вище. Тому можна стверджувати, що насичення підсилення в плазмо-пучковому супергетеродинному ЛВЕ з доплертронною накачкою відбувається, перш за все, через насичення самої плазмо-пучкової нестійкості. При цьому поведінка хвилі сигналу, як впливає із зіставлення відповідних графіків, повністю визначається динамікою хвилі просторового заряду.

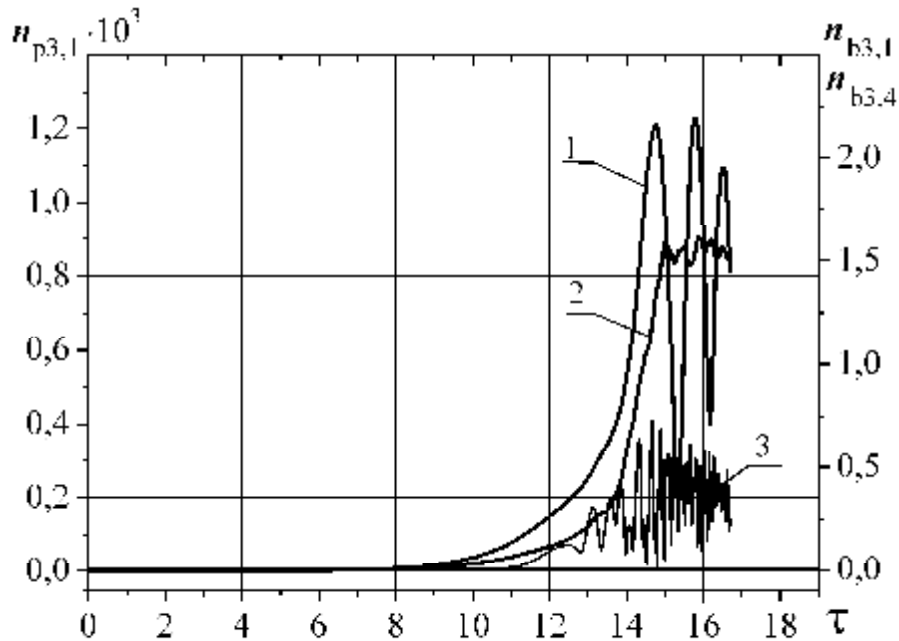


Рис. 4. Залежність амплітуди першої гармоніки концентрації електронів плазми  $n_{p3,1}$ , амплітуди першої  $n_{b3,1}$  і четвертої  $n_{b3,4}$  гармонік концентрації пучка від нормованого часу  $\tau$

У четвертому розділі «Мультигармонічна нелінійна теорія плазмо-пучкового супергетеродинного лазера на вільних електронах з Н-убітронною накачкою» побудована нелінійна самоузгоджена мультигармонічна кубічно-нелінійна теорія плазмо-пучкового супергетеродинного лазера на вільних електронах з Н-убітронною накачкою. З'ясовано, що такі пристрої мають чотири різні режими роботи. Одні режими дозволяють підсилювати сигнали, які мають високий ступінь монохроматичності. Інші режими дозволяють формувати сигнал з досить широким мультигармонічним спектром сигналу. Проведено оцінку інкрементів зростання хвиль у таких приладах. Визначено, що досліджувані системи мають суттєво більші інкременти зростання, ніж еквівалентні двопотокові супергетеродинні ЛВЕ. Проведено аналіз механізмів і рівнів насичення, з якого випливає перспективність використання даних приладів для створення потужного електромагнітного випромінювання в міліметровому-субміліметровому діапазоні.

У першому підрозділі подано теоретичну модель плазмо-пучкового супергетеродинного ЛВЕ з Н-убітронною накачкою. Його схема зображена на рис. 5. Електронний релятивістський пучок 1 з ленгмюрівською частотою  $\omega_b$  проходить через плазму 2, яка у свою чергу характеризується ленгмюрівською частотою  $\omega_p$ . Плазмо-пучкова система розміщена в поздовжньому фокусувальному

магнітному полі з напруженістю  $H_0$ . Як накачку використовуємо спіральний магнітний ондулятор 3 з періодом ондуляції  $\Lambda = 2\pi/k_2$  й напруженістю магнітного поля  $H_2$ . На вхід системи також подаємо електромагнітний сигнал із частотою  $\omega_1$  й хвильовим числом  $k_1$ . У результаті параметричного резонансу між хвилею сигналу  $\{\omega_1, k_1\}$  й поперечним Н-убітронним полем ондулятора  $\{k_2\}$  в плазмо-пучковій системі збуджується ХПЗ із частотою  $\omega_3$  й хвильовим числом  $k_3$ . При цьому параметри системи вибираємо таким чином, що б хвиля ХПЗ  $\{\omega_3, k_3\}$  характеризувалася максимальним інкрементом зростання внаслідок реалізації плазмо-пучкової нестійкості.

У досліджуваній системі реалізується ефект супергетеродинного підсилення. Суть його полягає у використанні додаткового механізму підсилення однієї із трьох хвиль, що беруть участь у параметричному резонансі, який має місце в робочій області досліджуваного плазмо-пучкового

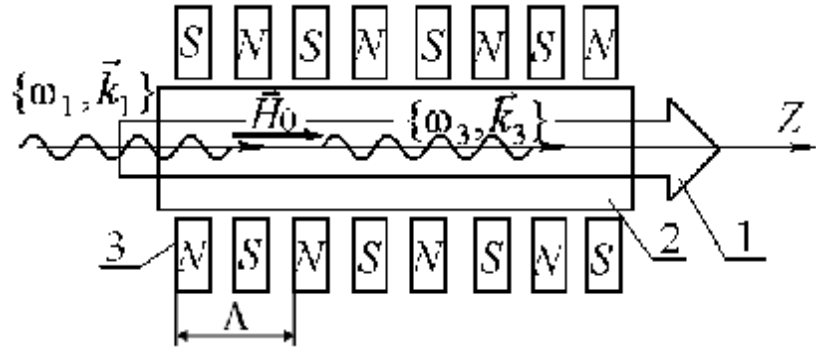


Рис. 5. Схема плазмо-пучкового супергетеродинного ЛВЕ з Н-убітронною накачкою

супергетеродинного ЛВЕ. У цьому випадку додатковим механізмом підсилення є ефект підсилення хвилі ХПЗ за рахунок плазмо-пучкової нестійкості. Роль самого трихвильового параметричного резонансу тут зводиться лише до перенесення додаткового підсилення із ХПЗ на електромагнітну хвилю сигналу  $\{\omega_1, k_1\}$ .

У другому підрозділі для побудови кубічно-нелінійної теорії було використано релятивістське квазігідродинамічне рівняння, рівняння неперервності та рівняння Максвелла. Для розв'язання задачі руху та знаходження концентрації електронів пучка та плазми застосовуємо ієрархічний підхід до теорії коливань і хвиль, а саме метод усереднених характеристик [2\*]. Для розв'язання задачі збудження електромагнітних полів використовуємо модернізований метод повільно змінних амплітуд. У результаті проведення стандартної процедури асимптотичного інтегрування отримуємо для амплітуд гармонік напруженості електричного поля електромагнітної хвилі та електронної хвилі просторового заряду систему диференціальних рівнянь у кубічно-нелінійному наближенні.

У третьому підрозділі визначені режими роботи плазмо-пучкового супергетеродинного ЛВЕ з Н-убітронною накачкою. Для цього, виходячи з отриманих дисперсійних співвідношень, розглянемо залежності (див. рис. 6) частоти хвилі сигналу й ХПЗ від хвильового числа. На рис. 6 суцільна лінія відповідає залежності  $\omega = \omega(k)$  для хвиль ХПЗ, штрихові – для електромагнітних хвиль. Залежність 1 відповідає звичайній, залежність 2 – незвичайній електромагнітним хвилям, залежності 3 і 4 відповідають ліво- та правополяризованим електромагнітним хвилям, у поширенні яких істотну роль відіграють електрони пучка. Як уже згадувалося вище, хвильове число  $k_3$  й частоту  $\omega_3$  хвилі ХПЗ вибираємо таким чином, щоб хвиля ХПЗ мала максимальний інкремент зростання внаслідок плазмо-пучкової нестійкості.

Цій умові відповідає значення хвильового числа  $k_3 = \omega_p / v_b$ . Такому значенню хвильового числа  $k_3$  й частоти  $\omega_3$  відповідає точка  $O$  дисперсійної залежності ХПЗ (див. рис. 6). Відповідно до умови параметричного резонансу в ЛВЕ Н-убітронного типу

частоти хвилі ХПЗ і електромагнітного сигналу повинні бути однаковими  $\omega_1 = \omega_3$ . Проведемо через точку  $O$  горизонтальну лінію  $\omega = \omega_3 = const$  (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 ЛВЕ може бути реалізовано чотири типи резонансних хвильових взаємодій, які позначимо  $A, B, C, D$  відповідно до точок  $A, B, C, D$  на рис. 6. Ці точки характеризують частоти й хвильові числа електромагнітних хвиль, що беруть участь у параметричному резонансі.

У дисертації розглянуто плазмо-пучкову систему, параметри якої показані в таблиці 1. У цьому випадку довжина хвилі сигналу у вакуумі буде

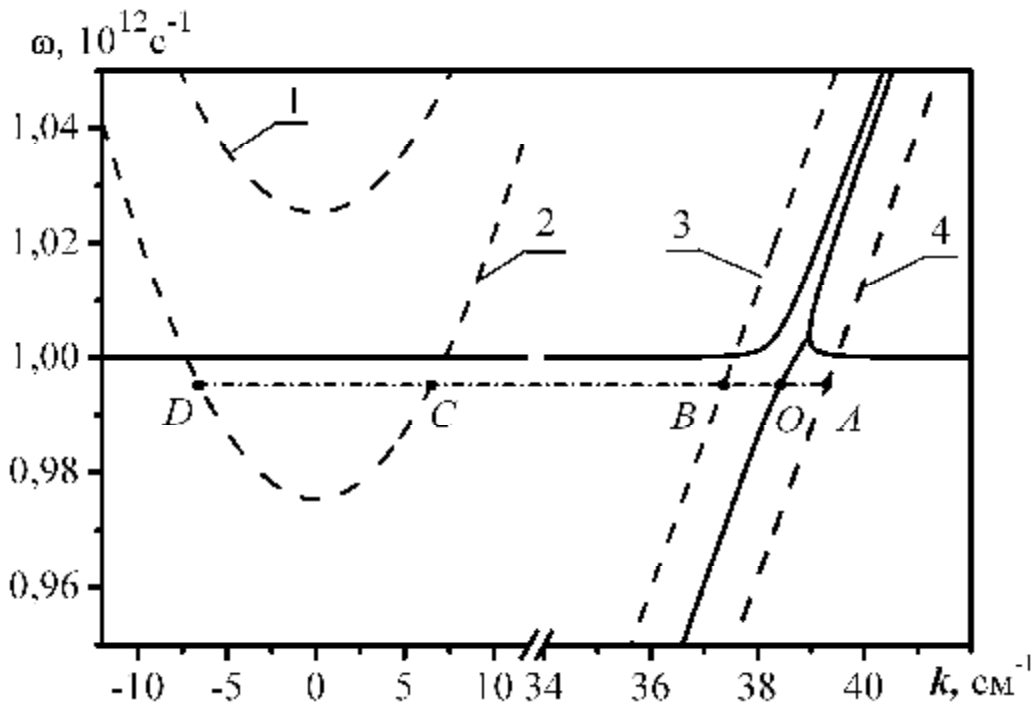


Рис. 6. Дисперсійні залежності хвиль ХПЗ електромагнітного сигналу в плазмо-пучковому супергетеродинному ЛВЕ з Н-убітронною накачкою. Параметри розглянутої системи подані в таблиці 1

дорівнювати 1,8 мм. Неважко знайти для кожного типу параметричного резонансу період ондулятора:  $\Lambda_A = 7,47$  см;  $\Lambda_B = 5,79$  см;  $\Lambda_C = 0,20$  см;  $\Lambda_D = 0,14$  см (індекс вказує на відповідний тип параметричного резонансу). Як бачимо, найцікавішими з погляду практичної реалізації приладу є випадки  $A$  й  $B$ . У роботі з'ясовано, що період ондулятора у випадках  $A$  і  $B$  визначається таким співвідношенням

$$\Lambda = 2\pi / k_2 \approx 2\pi\gamma_b / |\eta\omega_H| = 2\pi m_e c \gamma_b / |\eta e H_0|, \quad (8)$$

де  $H_0$  – напруженість фокусувального магнітного поля;  $\eta = \pm 1$  – величина, що характеризує поляризацію циркулярно поляризованої електромагнітної хвилі сигналу.

Таким чином, змінюючи напруженість поздовжнього фокусувального магнітного поля, ми можемо змінювати період ондуляції Н-убітронного магнітного поля системи.

Ще однією особливістю параметричного резонансу хвиль у розглянутій системі, як впливає з формули (8), є те, що хвильове число  $k_2$  не залежить від частоти хвиль сигналу й ХПЗ. Цього висновку можна дійти, аналізуючи рис. 6. Тут криві 3 і 4 та відповідна крива для хвилі ХПЗ є практично паралельними, що свідчить про те, що «відстань» між ними для

різних частот залишається практично незмінною. Із цього випливає, що умова параметричного зв'язку буде виконуватися не тільки для основних гармонік хвиль сигналу й ХПЗ, але й для вищих гармонік. Тобто у випадку реалізації параметричних резонансів  $A$  і  $B$  можуть мати місце мультигармонічні взаємодії, генерація вищих гармонік. Це відкриває нові можливості формування електромагнітних сигналів зі складним мультигармонічним спектром.

Для параметричних резонансів  $C$  і  $D$ , як випливає з вищенаведених оцінок ( $\Lambda_C = 0,20$  см;  $\Lambda_D = 0,14$  см), необхідно використовувати мікро-ондулятори. Аналізуючи залежності 1 і 2 на рис. 6, можна зробити висновок, що у випадку  $C$  й  $D$  будуть реалізовуватися монохроматичні режими роботи.

У цьому розділі також, використовуючи отриману систему диференціальних рівнянь, знайдено інкременти зростання хвиль у плазмо-пучковому ЛВЕ з Н-убітронною накачкою на слабосигнальному етапі взаємодії. Проведено порівняння отриманих інкрементів з інкрементами еквівалентних двопотокових супергетеродинних ЛВЕ. З'ясовано, що інкремент зростання в досліджуваній системі набагато вищий, ніж у випадку еквівалентної двопотокової системи.

У четвертому підрозділі проведено аналіз нелінійної динаміки хвильових процесів у плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ з Н-убітронною накачкою. Параметри плазмо-пучкової системи, яка використовувалася у супергетеродинному ЛВЕ, подані у таблиці 1. Розглядався мультигармонічний режим взаємодії  $B$  (див. рис. 6). Аналіз отриманої системи самоузгоджених кубічно-нелінійних рівнянь проводили 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. На рис. 7 зображено залежність амплітуди першої гармоніки хвилі сигналу  $E_{1,1}$  від нормованого часу  $\tau$ . Залежність 2 на цьому рисунку отримана у результаті розрахунків, у яких враховано вплив перших десяти гармонік хвиль, що беруть участь у нелінійному процесі взаємодії. Залежність 1 показує результат розрахунку, в якому враховано

взаємодію тільки перших гармонік хвиль. З порівняння залежностей 1 і 2 на рис. 7 можемо зробити висновок, що вплив вищих гармонік хвиль призводить до зменшення рівня насичення більш ніж у п'ять разів. Останнє свідчить про те, що вищі гармоніки в нелінійних процесах у плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ відіграють важливу роль. Тому в моделях обговорюваного типу обов'язково необхідно враховувати мультигармонічну взаємодію хвиль.

Аналізуючи вищі гармоніки сигналу, можемо перекоонатися, що непарні гармоніки мають амплітуди, величина яких сумірна, а деяких навіть вища за амплітуду першої гармоніки. Генерація вищих гармонік сигналу відбувається за рахунок взаємодії гармонік електромагнітної хвилі між собою. Причина інтенсивної взаємодії гармонік хвилі сигналу

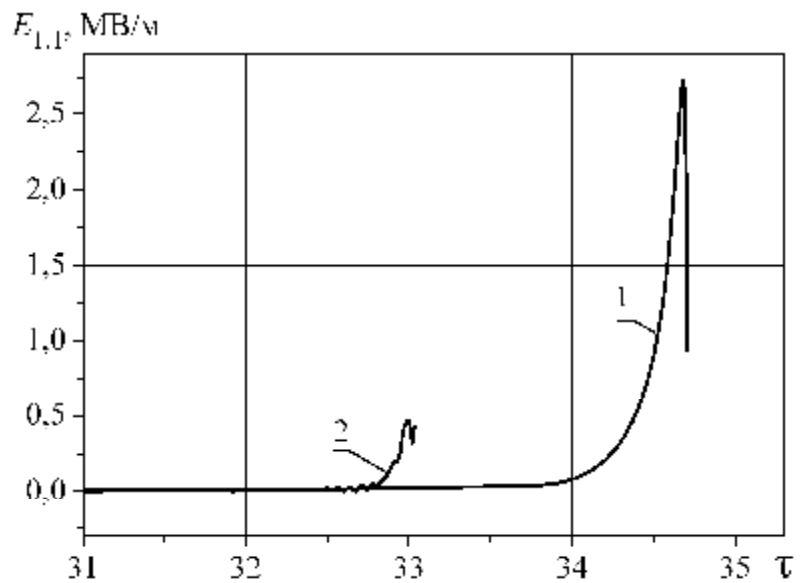


Рис. 7. Залежність амплітуди першої гармоніки хвилі сигналу  $E_{1,1}$  від нормованого часу  $\tau$

між собою пов'язана з тим, що дисперсійна залежність для електромагнітних хвиль, які беруть участь у трихвильовому параметричному резонансі у плазмо-пучковому супергетеродинному ЛВЕ, є лінійною (залежність 3 на рис. 6.).

При цьому енергія, яка витрачається на генерацію вищих гармонік, передається від першої гармоніки. Саме через цю причину рівень насичення амплітуди першої гармоніки у п'ять разів менший у порівнянні з варіантом розрахунків, коли вищі гармоніки не бралися до уваги (залежність 1 на рис. 7).

Незважаючи на те, що перша гармоніка сигналу в Н-убітронній моделі є меншою за аналогічну у доплертронній моделі (порівняйте криву 1 на рис. 3 та криву 2 на рис. 7), сукупна потужність усіх гармонік є досить значною. Так, для досліджуваного випадку було отримано, що потужність мультигармонічної електромагнітної хвилі дорівнює 2,5 МВт. Звернемо увагу, що при цьому використовувався електронний пучок з помірними параметрами для такого класу пристроїв ( $\omega_b = 2 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$ ,  $\bar{\gamma}_b = 2$ , сила струму 37 А). З цих оцінок випливає, що у випадку використання електронних пучків з кілоамперними струмами вихідна потужність мультигармонічної електромагнітної хвилі збільшується до тераватного рівня. Це означає, що плазмо-пучкові супергетеродинні ЛВЕ з Н-убітронною накачкою можуть формувати мультигармонічне інтенсивне електромагнітне випромінювання міліметрового діапазону довжин хвиль, вони є перспективними для створення нового типу потужних мультигармонічних підсилювачів і генераторів цього діапазону.

## ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі на основі методу усереднених характеристик побудована нелінійна теорія нового джерела потужного електромагнітного випромінювання в міліметровому-субміліметровому діапазоні хвиль – мультигармонічного плазмо-пучкового супергетеродинного лазера на вільних електронах. Найбільш важливі результати дисертації полягають у такому.

1. Уперше отримано систему квадратично-нелінійних рівнянь для амплітуд гармонік хвиль у плазмо-пучковому супергетеродинному ЛВЕ як з доплертронною, так і Н-убітронною накачкою з урахуванням мультигармонічної взаємодії. З'ясовано, що завдяки врахуванню мультигармонічної взаємодії хвиль просторового заряду у системі квадратично-нелінійних рівнянь з'являються додаткові доданки. Чисельний аналіз системи рівнянь показав, що мультигармонічна взаємодія хвиль приводить до якісної зміни динаміки хвиль: у рамках слабосигнального наближення має місце насичення основних гармонік.

2. Отримано аналітичні вирази для інкрементів зростання електромагнітного сигналу в плазмо-пучковому супергетеродинному ЛВЕ як з доплертронною, так і Н-убітронною накачкою. Так, для плазмо-пучкової системи з ленгмюрівськими частотами плазми  $\omega_p \sim 10^{12} \text{ c}^{-1}$  та пучка  $\omega_b \sim 10^{10} \text{ c}^{-1}$ , енергією електронів пучка 1 МеВ інкремент зростання хвиль має значення  $0,38 \text{ cm}^{-1}$ , коли для еквівалентного параметричного ЛВЕ його значення дорівнює  $0,034 \text{ cm}^{-1}$ . З аналізу інкрементів зростання з'ясовано, що у плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ суттєво вищі (більш ніж у 10 разів) у порівнянні з інкрементами еквівалентних двопотокових супергетеродинних ЛВЕ.

3. Вперше з'ясовано, що плазмо-пучкові супергетеродинні лазери на вільних електронах з Н-убітронною накачкою можуть працювати у чотирьох різних режимах. Ці режими відрізняються типом електромагнітної хвилі, яка бере участь у трихвильовому параметричному резонансі з хвилею ХПЗ та магнітним Н-убітронним полем накачки. Два режими дозволяють підсилювати сигнали, що мають високий ступінь монохроматичності. Два інших режими завдяки використанню лінійних ділянок дисперсійних залежностей дозволяють формувати сигнал з широким мультигармонічним спектром. У цьому випадку умова трихвильового параметричного резонансу виконується не тільки для основних, але і для вищих гармонік.



4. На основі методу усереднених характеристик отримано самоузгоджені системи кубічно-нелінійних рівнянь для амплітуд гармонік хвиль супергетеродинного плазмо-пучкового лазера на вільних електронах як з доплертронною, так і Н-убітронною накачками. Кубічно-нелінійні рівняння дозволяють проводити дослідження динаміки амплітуд хвиль з урахуванням параметрично-резонансних взаємодій як між гармоніками одного і того самого типу хвилі, так і між гармоніками різних типів хвиль, визначити рівні та механізми насичення.

5. Встановлено, що нехтування взаємодією вищих гармонік у супергетеродинних плазмо-пучкових лазерах на вільних електронах приводить до збільшення рівня насичення у два та більше разів, чим підтверджено, що врахування мультигармонічної взаємодії у теорії плазмо-пучкових супергетеродинних ЛВЕ є обов'язковим. З'ясовано, що основні механізми насичення у цих приладах пов'язані з нелінійним зміщенням частоти та захопленням плазмовою хвилею електронів пучка.

6. Аналіз рівнів насичення показав, що плазмо-пучкові супергетеродинні ЛВЕ як з доплертронною, так з Н-убітронною накачкою характеризуються високими потужностями. Так, для системи з помірними для такого класу пристроїв параметрами ( $\omega_b = 2 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$ ,  $\bar{\gamma}_b = 2$ , сила струму 37 А) потужність дорівнює одиницям мегават. Використовуючи більш інтенсивні електронні пучки, наприклад кілоамперні, ці прилади будуть мати вихідну потужність електромагнітної хвилі тероватного рівня. Це означає, що плазмо-пучкові супергетеродинні ЛВЕ є перспективними для створення потужного електромагнітного випромінювання в міліметровому-субміліметровому діапазоні довжин хвиль.

7. Подальшого розвитку набула загальна методика застосування методу усереднених характеристик у частині спряження її з методом повільно змінних амплітуд у задачах нелінійної теорії супергетеродинних лазерів на вільних електронах.

### СПИСОК ЦИТОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- 1\*. Kulish V.V. Hierarchical methods : Undulative electrodynamic system, V.2 / V.V. Kulish. – Dordrecht, Boston, London : Kluwer Academic Publishers, 2002. – 396 p.
- 2\*. Kulish V.V. Hierarchical methods : Hierarchy and Hierarchic Asymptotic Methods in Electrodynamics, V.1 / V.V. Kulish. – Dordrecht, Boston, London : Kluwer Academic Publishers, 2002. – 380 p.

### СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Куліш В.В. До теорії плазмо-пучкового 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.
2. Куліш 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.
3. 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. – V.35, N8. – P. 696–699.
4. Куліш 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. – № 24. – С. 108–114.
5. Куліш В.В. Кубически-нелинейная теория супергетеродинных плазма-пучковых лазеров на свободных электронах с Н-убитронной накачкой / В.В. Кулиш,

- А.В. Лысенко, **В.В. Коваль** // Радиофизика и электроника. – Харьков : Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины, 2009. – Т.14, №3. – С. 383-388.
6. Кулиш В.В. К теории супергетеродинного усиления электромагнитных волн в плазменно-пучковой системе / В.В. Кулиш, А.В. Лысенко, **В.В. Коваль** // 17-я Международная Крымская конференция "СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2007). – Севастополь : Вебер, 2007. – С. 621–623.
  7. Kulish V.V. Quadratic nonlinear theory of superheterodyne electromagnetic waves amplification in plasma beam system / V.V. Kulish, O.V. Lysenko, **V.V. Koval** // 8-th International Young Scientists Conference Optics and High Technology Material Science SPO 2007. – Kyiv : Taras Shevchenko National University of Kyiv, 2007. – P. 130.
  8. Кулиш В.В. Кубически-нелинейная теория супергетеродинных плазменно-пучковых лазеров на свободных электронах с доплертоновой накачкой / В.В. Кулиш, А.В. Лысенко, **В.В. Коваль** // 18-я Международная Крымская конференция "СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2008). – Севастополь : Вебер, 2008. – С. 650–651.
  9. Кулиш В.В. Теория плазменно-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах с Н-убитроновой накачкой / В.В. Кулиш, А.В. Лысенко, **В.В. Коваль** // 19-я Международная Крымская конференция "СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2009). – Севастополь : Вебер, 2009. – С. 677–678.
  10. Кулиш В.В. Нелинейная теория плазменно-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах с Н-убитроновой накачкой / В.В. Кулиш, А.В. Лысенко, **В.В. Коваль** // Міжнародна конференція молодих учених і аспірантів ІЕФ-2009. – Ужгород : Інститут експериментальної фізики НАН України, 2009. – С. 41.

#### АНОТАЦІЯ

**Коваль В.В. Мультигармонічні плазменно-пучкові супергетеродинні лазери на вільних електронах. – Рукопис.**

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.01 – фізика приладів, елементів і систем. – Сумський державний університет, Суми, 2010.

Дисертаційна робота присвячена теоретичному дослідженню нового джерела потужного електромагнітного випромінювання в міліметровому-субміліметровому діапазоні хвиль – мультигармонічному плазменно-пучковому супергетеродинному лазеру на вільних електронах.

Побудована самоузгоджена мультигармонічна кубічно-нелінійна теорія плазменно-пучкового супергетеродинного лазера на вільних електронах як з доплертоною, так і Н-убітроною накачкою. Показано, що досліджувані системи мають на порядок більші інкременти зростання, ніж еквівалентні двопотоківі супергетеродинні ЛВЕ. З'ясована суттєва роль вищих гармонік пучкових хвиль, в тому числі і на процеси насичення в досліджуваній системі. Показано, що основні механізми насичення пов'язані з нелінійним зміщенням частоти і захопленням плазмовою хвилею електронів пучка. Аналіз рівнів насичення показав, що на базі супергетеродинних плазменно-пучкових лазерів на вільних електронах можна створювати джерела потужного електромагнітного випромінювання в міліметровому-субміліметровому діапазонах довжин хвиль.

**Ключові слова:** лазери на вільних електронах, супергетеродинне підсилення, плазменно-пучкова нестійкість, мультигармонічна взаємодія.

## АННОТАЦИЯ

**Коваль В.В. Мультигармонические плазменно-пучковые супергетеродинные лазеры на свободных электронах. – Рукопись.**

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.01 – физика приборов, элементов и систем. – Сумский государственный университет, Сумы, 2010.

Диссертационная работа посвящена теоретическому исследованию нового источника мощного электромагнитного излучения в миллиметровом-субмиллиметровом диапазоне волн – мультигармоническому плазменно-пучковому супергетеродинному лазеру на свободных электронах.

Построена самосогласованная мультигармоническая нелинейная теория плазменно-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах с доплертронной накачкой. Проведен анализ инкрементов нарастания электромагнитной волны сигнала. Показано, что исследуемые системы имеют на порядок большие инкременты нарастания, чем эквивалентные двухпоточковые супергетеродинные ЛСЭ. Выявлена существенная роль высших гармоник пучковых волн, в том числе и на процессы насыщения в исследуемой системе. Показано, что основные механизмы насыщения связаны с нелинейным сдвигом частоты и захватом плазменной волной электронов пучка. Анализ уровней насыщения показал, что плазменно-пучковые супергетеродинные ЛСЭ с доплертронной накачкой являются перспективными для генерации мощного электромагнитного излучения в миллиметровом-субмиллиметровом диапазонах длин волн.

Построена нелинейная самосогласованная мультигармоническая кубически-нелинейная теория плазменно-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах с H-убитронной накачкой. Выяснено, что имеется четыре разных режима работы такого устройства. Одни режимы позволяют усиливать сигналы, обладающие высокой степенью монохроматичности. Другие режимы позволяют формировать сигнал с достаточно широким мультигармоническим спектром сигнала. Проведена оценка инкрементов нарастания волн в таких приборах. Выяснено, что исследуемые ЛСЭ имеют существенно большие инкременты нарастания, чем эквивалентные двухпоточковые. Учтено влияние высших гармоник волн пространственного заряда, которое, как выяснено, играет существенную роль. Проведен анализ механизмов и уровней насыщения, из которого следует перспективность использования плазменно-пучковых супергетеродинных ЛСЭ для генерации мощного электромагнитного излучения в миллиметровом-субмиллиметровом диапазоне.

**Ключевые слова:** лазеры на свободных электронах, супергетеродинное усиление, плазменно-пучковая неустойчивость, мультигармоническое взаимодействие.

## ABSTRACT

**Koval V.V. Multiharmonic plasma-beam superheterodyne free electron lasers. – Manuscript.**

Thesis for a candidate degree in physics and mathematics, speciality 01.04.01 – physics of devices, elements and systems. – Sumy State University, Sumy, 2010.

The dissertation is devoted to the theoretical research of a new source of high-power electromagnetic radiation in the millimeter-submillimeter wavelength range – the multiharmonic plasma-beam superheterodyne free electron laser.

The self-consistent multiharmonic cubic nonlinear theories of a plasma-beam superheterodyne free-electron laser both with dopplertron pumping, and H-ubitron pumping is constructed. The increment of wave growth in the investigated systems is estimated. It is established that, under otherwise equal conditions, the plasma-beam superheterodyne FELs are characterized by much greater gain increments than the equivalent two-stream devices. Essential influence of the

beam waves higher harmonics on saturation processes in the investigated system is shown. The analysis of saturation mechanisms is carried out. It is found out, that the basic mechanisms of saturation are connected with nonlinear frequency shift and capture of electrons in bunches by a plasma wave. The analysis of the levels of saturation has shown that the multiharmonic plasma-beam superheterodyne free-electron laser is promising for the use as sources of powerful electromagnetic signals in the mm-range.

**Keywords:** free electron laser, superheterodyne amplification, plasma-beam instability, multiharmonic interactions.

Підписано до друку  
Формат 60×84/16. Ум. друк. арк. 1,1 Обл.-вид. арк. 0,9 Тираж 120 пр. Зам. № 1404

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