

УДК 533.9:621.373
УКПП
№ держреєстрації 0120U102140
Інв. №

Міністерство освіти і науки України
Сумський державний університет
(СумДУ)
40007, м. Суми, вул. Римського-Корсакова, 2
тел. (0542) 687-776 факс(0542) 33-40-49

ЗАТВЕРДЖУЮ
Проректор з наукової роботи
д-р фіз.-мат. наук, професор

_____ А.М. Черноус

ЗВІТ
ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ
МУЛЬТИГАРМОНІЧНІ ПРОЦЕСИ В ЛАЗЕРАХ
НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ КЛІСТРОННОГО ТИПУ

МУЛЬТИГАРМОНІЧНІ ЛАЗЕРИ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ
КЛІСТРОННОГО ТИПУ З ПІДСИЛЮВАЧЕМ ХВИЛІ ПРОСТОРОВОВОГО
ЗАРЯДУ, КУБІЧНЕ НЕЛІНІЙНЕ НАБЛИЖЕННЯ
(проміжний)

Керівник НДР
д-р фіз.-мат. наук, професор

О. В. Лисенко

2022

Рукопис завершено 31 травня 2022 року

Результати цієї роботи розглянуто науковою радою СумДУ, протокол № __ від __.__.2022 р.

СПИСОК АВТОРІВ

Керівник НДР,
д-р фіз.-мат. наук,
професор каф. ПМтаМСС

(підпис)
(31.05.22)

О. В. Лисенко
(вступ, висновки,
розділ 1)

ст.викладач, канд. фіз.-мат. наук

(підпис)
(31.05.22)

Ю. Ю. Волк
(підрозділ 1.1)

ст.викладач, канд. фіз.-мат. наук

(підпис)
(31.05.22)

Г. А. Олексієнко
(підрозділ 1.2)

аспірант

(підпис)
(31.05.22)

С. С. Ільїн
(розділ 1)

аспірант

(підпис)
(31.05.22)

М. О. Коровай
(підрозділ 1.1)

магістр

(підпис)
(31.05.22)

А. Т. Шевченко
(підрозділ 1.2)

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 23 с., 7 рис., 14 джерел.

ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИЙ ОНДУЛЯТОР, ІНКРЕМЕНТИ ЗРОСТАННЯ ХВИЛЬ, ПАРАМЕТРИЧНИЙ РЕЗОНАНС, СУПЕРГЕТЕРОДИННИЙ ЛАЗЕР НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ, ХВИЛІ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ

Об'єкт дослідження – процеси випромінювання електромагнітних хвиль релятивістськими електронними пучками (РЕП) в мультигармонічних лазерах на вільних електронах (ЛВЕ) клістронного типу з підсилювачем хвилі просторового заряду.

Предмет дослідження – динаміка хвиль просторового заряду (ХПЗ) в секції підсилення хвилі просторового заряду в мультигармонічних ЛВЕ клістронного типу з урахуванням множинних трихвильових параметричних взаємодій.

Мета роботи – встановлення основних фізичних закономірностей, що пов'язані з формуванням у секції підсилення мультигармонічних ЛВЕ клістронного типу потужної мультигармонічної хвилі просторового заряду.

Методи дослідження – у роботі використали квазігідродинамічне рівняння, рівняння неперервності та рівняння Максвела. Для розв'язання задач руху та рівняння неперервності застосовували метод усереднених характеристик. Для розв'язання польової задачі використовували метод повільно змінних амплітуд. Також застосовували стандартні числові методи.

В рамках кубічного нелінійного наближення проведено аналіз динаміки мультигармонічних хвиль ХПЗ у секції підсилення супергетеродинного ЛВЕ з поздовжнім електростатичним ондулятором. Враховано мультигармонічність поля накачки, прийнято до уваги ефект генерації додаткового електростатичного поля накачки. Показано, що у досліджуваній системі реалізуються множинні параметричні резонанси двох типів. Продемонстровано, що резонансні взаємодії другого типу істотно зменшують рівні насичення хвиль ХПЗ. З'ясовано, що генерація вищих гармонік хвиль ХПЗ визначається винятково множинними резонансними взаємодіями другого типу. Визначені довжини системи, на яких

інкременти зростання хвиль не залежать від частот підсилюваних хвиль, різниця початкових фаз практично не змінюється. Запропоновано використовувати цю властивість для підсилення мультигармонічної ХПЗ із широким частотним спектром без зміни його форми. З'ясовано, що в досліджуваній системі генерується додаткове періодично реверсивне електростатичне поле, що істотно збільшує результуюче поле накачки (на 30%).

ЗМІСТ

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	6
ВСТУП.....	7
1 МУЛЬТИГАРМОНІЧНІ ЛАЗЕРИ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ КЛІСТРОННОГО ТИПУ З ПІДСИЛЮВАЧЕМ ХВИЛІ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ, КУБІЧНЕ НЕЛІНІЙНЕ НАБЛИЖЕННЯ	9
1.1 Модель.....	9
1.2 Основні рівняння	14
1.3 Аналіз.....	15
ВИСНОВКИ.....	21
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ.....	22

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ЛВЕ	– лазер на вільних електронах;
РЕП	– релятивістський електронний пучок;
ХПЗ	– хвиля просторового заряду;
$c.c.$	– комплексно-спряжена величина (complex conjugate);
c	– швидкість світла;
e	– заряд електрона;
$\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$	– орти осей X, Y, Z відповідно;
i	– уявна одиниця;
m_e	– маса електрона;
γ	– релятивістський фактор;

ВСТУП

Створення нових потужних джерел терагерцового випромінювання і їхнє практичне застосування є одним з основних напрямків сучасної електроніки [17]. Лазери на вільних електронах (ЛВЕ) є найбільш потужними пристроями в цьому в цьому діапазоні частот [3, 4]. Тому теоретичний аналіз нових схем таких пристроїв є важливою та актуальною задачею.

Серед різних типів ЛВЕ варто виділити супергетеродинні ЛВЕ [3]. Особливість супергетеродинних ЛВЕ полягає в тому, що вони використовують додатковий механізм для підсилення хвиль. У ряді випадків використання додаткового механізму підсилення хвиль приводить до того, що в супергетеродинних ЛВЕ стають можливими генерація й підсилення хвиль із широким частотним спектром, що може мати різні досить цікаві практичні застосування [17].

Подана робота присвячена аналізу мультигармонічних взаємодій поздовжніх хвиль просторового заряду (ХПЗ) у секції підсилення параметричного супергетеродинного лазера на вільних електронах [3, 8, 9], в якому використовується як накачка періодичне реверсивне електростатичне поле [3, 8, 10]. Таке поле накачки в цьому звіті розглядається як мультигармонічне, що є близьким до реальних експериментальних умов. Як додатковий механізм підсилення тут використовується трихвильовий параметричний резонанс між повільною, швидкою хвилями ХПЗ і поздовжнім періодично реверсивним електричним полем, що створюється електростатичним ондулятором [3, 8, 10]. На вхід цієї секції подається промодульований електронний пучок. У цій секції відбувається підсилення й формування мультигармонічної ХПЗ, що подається в кінцеву секцію, де відбувається перетворення енергії електронного пучка в мультигармонічну електромагнітну хвилю. У роботі показано, що незважаючи на те, що періодичне реверсивне електричне поле електростатичного ондулятора є монохроматичним, у секції підсилення можливе підсилення ХПЗ, які складаються з багатьох гармонік, без

зміни його спектра. Ще одною особливістю процесів, які відбуваються в цій секції, є генерація додаткового періодичного реверсивного електричного поля, що виникає в нерівноважній системі. Тобто це додаткове поле у досліджуваній системі підсилює зовнішнє електростатичне поле накачки на 30%.

Результати дослідження опубліковані у працях [11–13], одна стаття з яких обліковується БД Scopus [11].

1 МУЛЬТИГАРМОНІЧНІ ЛАЗЕРИ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ КЛІСТРОННОГО ТИПУ З ПІДСИЛЮВАЧЕМ ХВИЛІ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ, КУБІЧНЕ НЕЛІНІЙНЕ НАБЛИЖЕННЯ

1.1 Модель

Розглянемо модель супергетеродинного ЛВЕ [3, 8], у якого для підсилення мультigarмонічних хвиль просторового заряду застосовується ондулятор з поздовжнім електростатичним полем. На рис. 1.1 показана одна з можливих схем такого приладу. Тут електронний пучок 1 проходить через нерезонансний модулятор 2, у якому відбувається модуляція пучка, і формуються мультigarмонічні хвилі ХПЗ. Далі в секції 3, у якій розміщений поздовжній електростатичний ондулятор, відбувається підсилення мультigarмонічних ХПЗ. У секції 4 електронний пучок прискорюється, а в секції 5, що містить поперечне мультigarмонічне Н-убітронне магнітне поле, відбувається перетворення підсиленої й прискореної повільної мультigarмонічної ХПЗ у мультigarмонічну електромагнітну хвилю. Таким чином, на виході приладу одержуємо потужний електромагнітний сигнал із широким частотним спектром, у тому числі й потужний ультракороткий електромагнітний кластер.

У цьому звіті головна увага зосереджена на аналізі динаміки хвиль просторового заряду в секції підсилення хвиль ХПЗ (рис. 1.1, позиція 3). Підсилення мультigarмонічних ХПЗ у цій секції відбувається завдяки використанню ондулятора з поздовжнім електростатичним полем [8], схема якого подана на рис. 1.2. Попередньо промодульований релятивістський електронний пучок 1 рухається уздовж осі електростатичного ондулятора й проходить через область періодично реверсивного поздовжнього електричного поля, що створюється електродами 2. Електроди 2 підключені до джерел високої напруги таким чином, що б електричні поля 3 між будь-яким електродом і його сусідами праворуч і ліворуч були спрямовані паралельно осі пучка й взаємно протилежно.

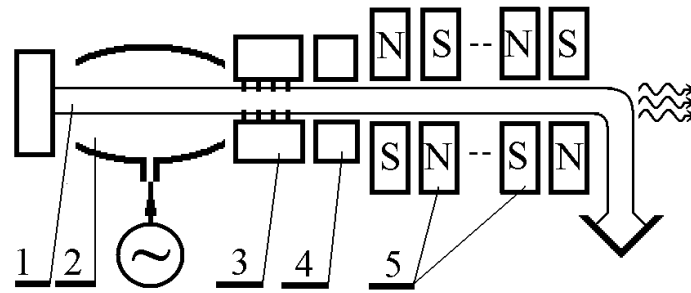


Рисунок 1.1 — Схема супергетеродинного ЛВЕ з поздовжнім електростатичним ондулятором: 1 – електронний пучок; 2 – нерезонансний модулятор; 3 – секція підсилення мультигармонічних ХПЗ; 4 – секція прискорення електронного пучка; 5 – N-убітронний ондулятор

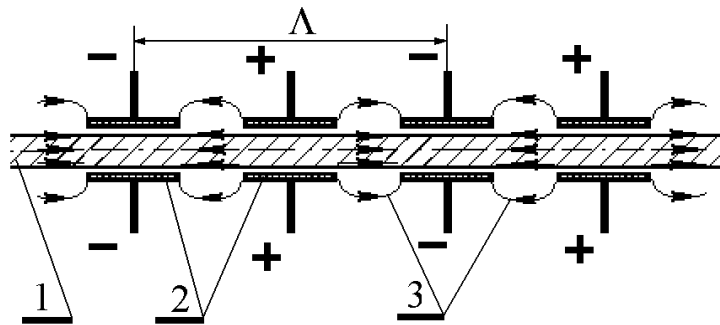


Рисунок 1.2 — Схема секції підсилення хвиль ХПЗ

Приймаємо, що на вхід секції підсилення подається промодульований пучок електронів, у якому розповсюджується повільна й швидка хвилі ХПЗ відповідно:

$$\mathbf{E}_\alpha = \sum_{m=1}^N [E_{\alpha,m} \exp(ip_{\alpha,m}) + c.c.] \mathbf{e}_z, \quad (1.1)$$

$$\mathbf{E}_\beta = \sum_{m=1}^N [E_{\beta,m} \exp(ip_{\beta,m}) + c.c.] \mathbf{e}_z, \quad (1.2)$$

де $E_{\alpha,m}$ і $E_{\beta,m}$ – комплексні амплітуди напруженостей електростатичного поля m -х гармонік повільної й швидкої хвиль ХПЗ відповідно, $m = 1, 2, \dots, N$ – номери гармонік ХПЗ,

$p_{\alpha,m} = m \cdot \omega \cdot t - k_{\alpha,m} z$ і $p_{\beta,m} = m \cdot \omega \cdot t - k_{\beta,m} z$ – фази m -х гармонік повільної та швидкої ХПЗ відповідно,

$k_{\alpha,m}$ і $k_{\beta,m}$ – їх хвильові числа,

ω – частота першої гармоніки,

\mathbf{e}_z – орт осі Z .

Електричне поле ондулятора має такий вигляд:

$$\mathbf{E}_{20} = \sum_{m=1}^{N_1} [E_{20,m} \exp(im p_2) + c.c.] \mathbf{e}_z, \quad (1.3)$$

де $E_{20,m}$ – комплексна амплітуда напруженості електричного поля ондулятора m -ї гармоніки,

$p_2 = k_2 z$ – його фаза,

$k_2 = 2\pi/\Lambda$ - хвильове число,

Λ – період ондуляції.

В роботі показано, що мультигармонічні режими можуть реалізовуватись і у випадку монохроматичного електростатичного поля ондулятора ($N_1=1$). Але реалізоване експериментально електричне поля ондулятора буде мати і вищі гармоніки. У співвідношенні (1.3) це враховано. Також зазначимо, що однією з задач дослідження є вивчення впливу немонохроматичності поля електростатичного ондулятора на динаміку хвиль ХПЗ.

Слід також зазначити, що електронний пучок модулюється полем ондулятором і в результаті цього генерується додаткове періодичне реверсивне електричне поле, яке має фазу p_2

$$\mathbf{E}_2^d = \sum_{m=1}^{N_1} [E_{2,m}^d \exp(im p_2) + c.c.] \mathbf{e}_z. \quad (1.4)$$

У підсумку результуюче електричне поле фази p_2 буде мати вигляд

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{20} + \mathbf{E}_2^d, \quad (1.5)$$

Розглядаємо випадок, коли в системі реалізується раманівський режим взаємодії й виконуються наступні умови трихвильового параметричного резонансу для кожної трійки гармонік

$$p_{\alpha,m} = p_{\beta,m} - p_2 \text{ або } k_{\alpha,m} = k_{\beta,m} + k_2. \quad (1.6)$$

Як відомо, хвильові числа повільної і швидкої ХПЗ мають вигляд [3, 4]:

$$k_{\alpha,m} = m \cdot \omega / v_0 + \omega_p / (\gamma_0^{3/2} v_0), \quad k_{\beta,m} = m \cdot \omega / v_0 - \omega_p / (\gamma_0^{3/2} v_0), \quad (1.7)$$

де v_0 – постійна складова швидкості електронів пучка,

γ_0 – їх релятивістський фактор,

ω_p – ленгмюрівська частота.

Підставивши (1.7) в (1.6), неважко переконатися, що умови параметричних резонансів (1.6) будуть виконані, якщо період ондуляції електростатичного поля буде дорівнювати:

$$\Lambda = \pi \gamma_0^{3/2} v_0 / \omega_p. \quad (1.8)$$

Аналізуючи умову (1.8) можемо переконатися, що період ондуляції не залежить від номера гармоніки m . Це означає, що коли умова параметричного резонансу (1.6) буде виконуватися для перших гармонік, то вона також буде справедливою й для усіх m -х гармонік. Це означає, що у всіх резонансних

процесах буде брати участь тільки перша просторова гармоніка поля електростатичного ондулятора. Таким чином, наявність монохроматичного поля накачки електростатичного ондулятора достатньо для реалізації великої кількості трихвильових параметричних резонансів між m -и гармоніками швидкої, повільної хвиль ХПЗ і першою гармонікою поля електростатичного ондулятора. Про такі взаємодії говорять як про множинні параметричні резонанси [3, 9, 14].

Також слід зазначити, що дисперсійні залежності швидкої й повільної хвиль ХПЗ є лінійними й зміщеними одна відносно одної на постійну величину (див. співвідношення (1.7)). Тому між їх гармоніками реалізуються також і множинні параметричні резонансні взаємодії іншого типу:

$$\begin{aligned}
 k_{\alpha, n-m+l} \Big|_{n-m+l>0} &= k_{\beta, n} - k_{\beta, m} + k_{\alpha, l}, \\
 k_{\alpha, n-m+l} \Big|_{n-m+l>0} &= k_{\alpha, n} - k_{\alpha, m} + k_{\alpha, l}, \\
 k_{\alpha, n+m+l} &= k_{\alpha, n} + k_{\beta, m} + k_{\alpha, l}, \\
 k_{\beta, n-m+l} \Big|_{n-m+l>0} &= k_{\alpha, n} - k_{\alpha, m} + k_{\beta, l}, \\
 k_{\beta, n-m+l} \Big|_{n-m+l>0} &= k_{\beta, n} - k_{\beta, m} + k_{\beta, l}, \\
 k_{\beta, n+m+l} &= k_{\beta, n} + k_{\alpha, m} + k_{\beta, k},
 \end{aligned} \tag{1.9}$$

де n, m, l – цілі числа.

Відомо, що повільна хвиля ХПЗ характеризується від'ємною енергією, а швидка – додатною [3, 4]. Тому в результаті множинних параметричних хвильових резонансів відбувається підсилення як швидкої, так і повільної мультигармонічних хвиль ХПЗ за рахунок кінетичної енергії електронного пучка.

1.2 Основні рівняння

Як вихідні використовуємо релятивістське квазігідродинамічне рівняння [1, 5], рівняння неперервності й рівняння Максвелла. Застосуємо ієрархічний асимптотичний підхід до теорії коливань і хвиль [1, 5], метод повільно змінних амплітуд і одержуємо для амплітуд напруженості електричного поля хвиль просторового заряду α і β , які беруть участь у параметричних резонансах, систему диференціальних рівнянь у кубічному нелінійному наближенні:

$$\begin{aligned} C_{2,\alpha,m} \frac{d^2 E_{\alpha,m}}{dz^2} + C_{1,\alpha,m} \frac{dE_{\alpha,m}}{dz} + D_{\alpha,m} E_{\alpha,m} &= C_{3,\alpha,m} E_{\beta,m} E_2^* + F_{\alpha,m} \\ C_{2,\beta,m} \frac{d^2 E_{\beta,m}}{dz^2} + C_{1,\beta,m} \frac{dE_{\beta,m}}{dz} + D_{\beta,m} E_{\beta,m} &= C_{3,\beta,m} E_{\alpha,m} E_2 + F_{\beta,m}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Коефіцієнти цього рівняння визначаються параметрами системи, що відповідають хвильовими числами й частотами m -х гармонік:

$$D_{\chi,m} = -ik_{\chi,m} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{(m\omega_\chi - k_{\chi,m}v_0)^2 \gamma_0^3} \right), \quad (1.11)$$

$$C_{1,\chi,m} = \partial D_{\chi,m} / \partial(-ik_{\chi,m}), \quad C_{2,\chi,m} = \partial^2 D_{\chi,m} / \partial(-ik_{\chi,m})^2 / 2, \quad C_{3,\beta,m} = -k_{\beta,m} C_{3,\alpha,m} / k_{\alpha,m},$$

$$\Omega_{\chi,m} = m\omega_\chi - k_{\chi,m}v_0, \quad C_{3,\alpha,m} = \frac{k_{\alpha,m} \cdot \omega_p^2 e / m_e}{\Omega_{\alpha,m} \Omega_{\beta,m} k_2 v_0 \gamma_0^6} \times \left(\frac{k_{\alpha,m}}{\Omega_{\alpha,m}} + \frac{k_{\beta,m}}{\Omega_{\beta,m}} - \frac{k_2}{k_2 v_0} - \frac{3v_0 \gamma_0^2}{c^2} \right),$$

де індекс « χ » приймає значення α і β ;

e і m_e – заряд і маса електрона;

$F_{\chi,m} = F_{\chi,m}(\mathbf{E}_\alpha, \mathbf{E}_\beta, \mathbf{E}_2)$ – функції, які враховують кубічні нелінійні доданки, у тому числі й пов'язані із множинними параметричними резонансними взаємодіями.

Система рівнянь (1.10) ураховує множинні параметричні резонансні взаємодії хвиль ХПЗ двох типів: (1.6) і (1.9). Вона дозволяє досліджувати в кубічному наближенні широке коло нелінійних процесів у плазмі релятивістського електронного пучка, що проходить через періодично реверсивне поздовжнє електричне поле.

1.3 Аналіз

Розглянемо динаміку хвиль ХПЗ у наближенні слабого сигналу. Рівняння, які описують динаміку хвиль у цьому наближенні легко одержати із системи (1.10), видаливши з її кубічні доданки. У результаті отримуємо:

$$C_{1,\alpha,m} \frac{dE_{\alpha,m}}{dz} = C_{3,\alpha,m} E_{\beta,m} E_2^*, \quad C_{1,\beta,m} \frac{dE_{\beta,m}}{dz} = C_{3,\beta,m} E_{\alpha,m} E_2. \quad (1.11)$$

Тут також враховано, що $D_{\chi,m} = 0$. З отриманої системи (1.11) легко визначити інкременти зростання гармонік хвиль на початковому етапі взаємодії хвиль

$$\Gamma = |E_2| \sqrt{\frac{C_{3,\alpha,m} C_{3,\beta,m}}{C_{1,\alpha,m} C_{1,\beta,m}}} \approx \frac{3|eE_2|}{8m_e \gamma_0 v_0^2}. \quad (1.12)$$

Аналізуючи отриманий вираз (1.12), бачимо, що інкременти зростання різних гармонік хвиль просторового заряду (різні m) є однаковими. Таким чином, в електростатичному ондуляторі навіть з монохроматичним полем (1.5) виявляється можливим реалізувати множинні трихвильові параметричні резонансні взаємодії

(1.6) між гармоніками хвиль ХПЗ і при цьому їх інкременти зростання не залежать від їхніх частот. Завдяки цій властивості з'являється можливість підсилювати хвилі ХПЗ зі складним мультигармонічним спектром без спотворень.

Використовуючи систему кубічних нелінійних рівнянь (1.10), визначимо рівні й довжини насичення хвиль ХПЗ, область, у якій відбувається підсилення мультигармонічних ХПЗ без спотворення. На рис. 1.3 подана залежність амплітуд гармонік повільної хвилі просторового заряду $E_{\alpha,m}$ від поздовжньої координати z . Розрахунок виконано для випадку, коли на вході в секцію підсилення повільна хвиля ХПЗ має 10 однакових за модулем гармонік у субміліметровому діапазоні довжин хвиль, швидка ХПЗ – відсутній. Плазмова частота пучка дорівнює $\omega_p = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, релятивістський фактор – $\gamma = 2,5$. При цьому, як випливає з (1.8), період ондуляції електростатичного поля дорівнює $\Lambda = 2,8 \text{ см}$.

З рис. 1.3 випливає, що дійсно на початковому етапі взаємодії всі гармоніки підсилюються однаково, на довжинах $z < 0,8 z_{sat}$ амплітуди всіх гармонік мають те саме значення (нагадаємо, що на вході в підсилювач амплітуди всіх гармонік були однаковими). При насиченні амплітуди всіх гармонік напруженості електричного поля повільної ХПЗ виявляються порівнянними й мають значення порядку 3 МВ/м.

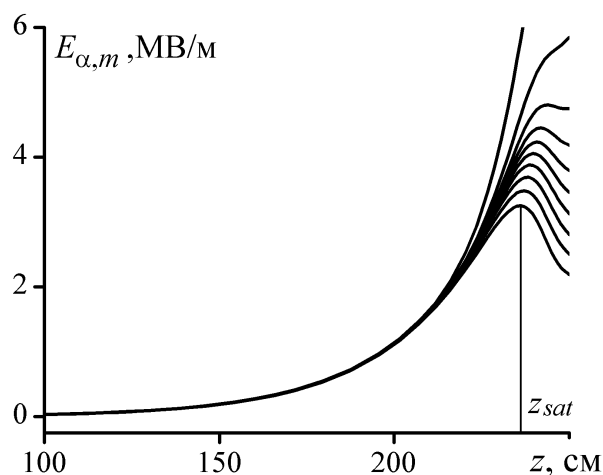


Рисунок 1.3 — Залежності амплітуд гармонік повільної ХПЗ $E_{\alpha,m}$ від поздовжньої координати z

Залежності початкових фаз гармонік повільної хвилі просторового заряду $\Phi_{\alpha,m}$ від координати z подані на рис. 1.4. Бачимо, що різниця початкових фаз між гармоніками змінюється несуттєво аж до процесів насичення.

Таким чином, секція підсилення, довжина якої визначається співвідношенням $z < 0,8 z_{sat}$, дозволяє підсилювати складний мультигармонічний сигнал без спотворень.

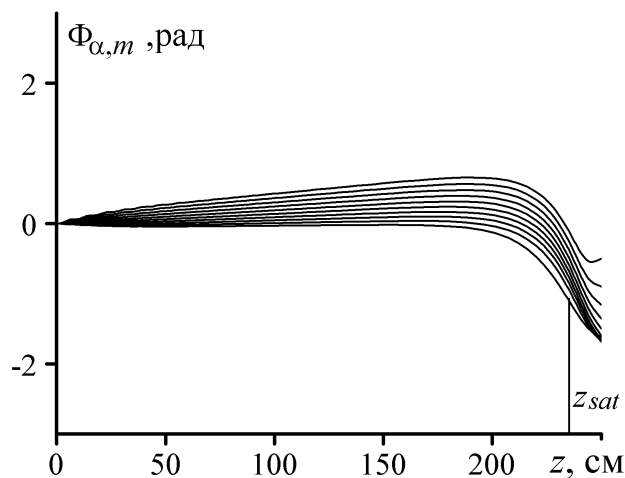


Рисунок 1.4 — Залежності початкових фаз гармонік повільної ХПЗ $\Phi_{\alpha,m}$ від поперечної координати z

Слід також зазначити, що завдяки множинним параметричним резонансним взаємодіям відбувається збудження швидкої хвилі просторового заряду β . Залежності амплітуд і початкових фаз гармонік цієї хвилі від поперечної координати z подібні до аналогічних залежностей повільної ХПЗ α , які подані на рис. 1.3 і 1.4.

З'ясуємо, як впливають на динаміку хвиль множинні параметричні резонанси (1.9). Побудуємо залежності амплітуд і початкових фаз гармонік від поперечної координати z без урахування параметричних резонансів (1.9). Для цього в системі рівнянь (1.10) з доданку $F_{\chi,m}$ видалимо компоненти, що пов'язані з

параметричними резонансами (1.9). У результаті одержимо залежності, які подані на рис. 1.5 і 1.6.

Порівняємо залежності амплітуд гармонік повільної ХПЗ $E_{\alpha,m}$ від поздовжньої координати z без урахування параметричних резонансів (1.9) (рис. 1.5) і з урахуванням таких резонансів (рис. 1.3). Бачимо, що у випадку відсутності урахування резонансів (1.9) у всій області взаємодії, у тому числі й при насиченні, амплітуди гармонік мають практично однакові значення, залежності амплітуд гармонік від координати z практично однакові. Розходження між рис. 1.3 і рис. 1.5 пояснюється резонансними взаємодіями (1.9). Із цього випливає, що розкид амплітуд при насиченні викликаний саме параметричними резонансними взаємодіями (1.9). Також варто зазначити, що урахування параметричних резонансів (1.9) приводить до зменшення рівня насичення майже в чотири рази (порівняєте рис. 1.3 і 1.5).

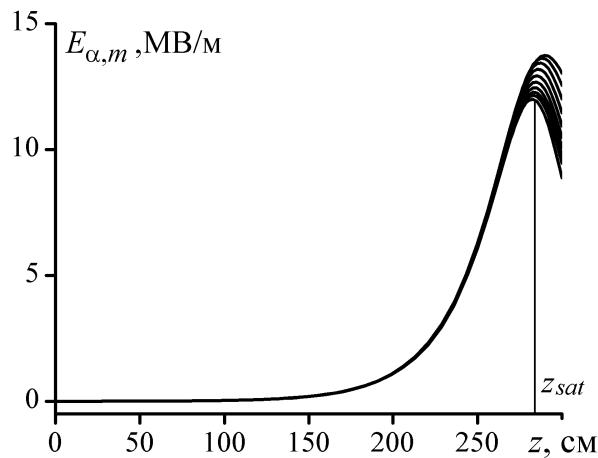


Рисунок 1.5 — Залежності амплітуд гармонік повільної ХПЗ $E_{\alpha,m}$ від поздовжньої координати z без урахування параметричних резонансів (1.9)

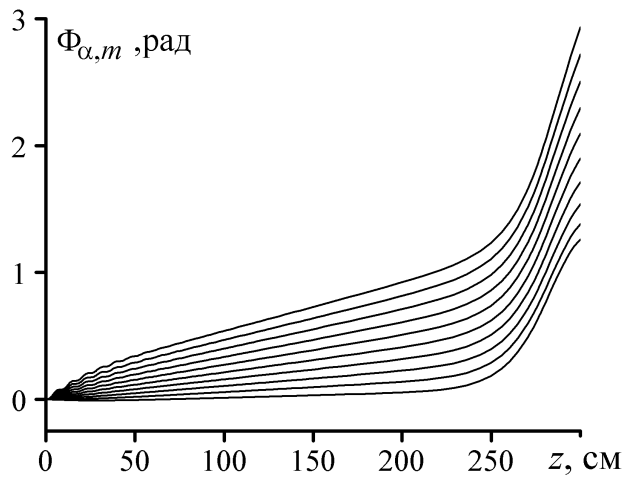


Рисунок 1.6 — Залежності початкових фаз гармонік повільної ХПЗ $\Phi_{\alpha,m}$ від поздовжньої координати z без урахування параметричних резонансів (1.9)

Порівняємо залежності початкових фаз гармонік повільної ХПЗ $\Phi_{\alpha,m}$ від поздовжньої координати z без урахування параметричних резонансів (1.9) (рис. 1.6) і з урахуванням таких резонансів (рис. 1.4). Бачимо, що урахування множинних резонансних взаємодій (1.9) приводить до зменшення зростання початкових фаз гармонік, до зменшення розкиду між ними, що сприяє підсиленню мультигармонічного сигналу без спотворень.

Відзначимо, що генерація вищих гармонік ХПЗ в електронному пучку відбувається винятково через множинні параметричні резонанси (1.9). Так на рис. 1.7 подані залежності амплітуд гармонік повільної ХПЗ $E_{\alpha,m}$ від поздовжньої координати z , коли на вході в секцію підсилення повільна хвиля ХПЗ має тільки одну основну гармоніку. При цьому враховувалися резонансні взаємодії як (1.9), так і (1.9). Інші параметри такі ж, як і у випадку рис. 1.3 – 1.6. Аналізуючи рис. 1.7, бачимо, що, незважаючи на те, що на вхід подається тільки одна перша гармоніка (рис. 1.7, позиція 1), в області насичення відбувається генерація вищих гармонік ХПЗ (рис. 1.7, позиція 2). За тих самих умов, але без урахування резонансів (1.9) аналогічна залежність не містить кривих вищих гармонік.

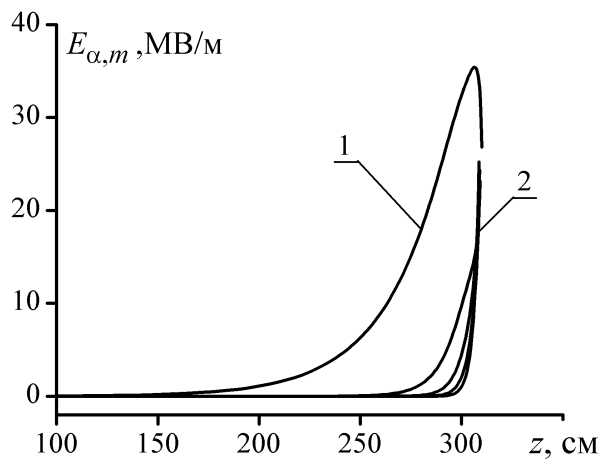


Рисунок 1.7 — Залежності амплітуд гармонік повільної ХПЗ $E_{\alpha, m}$ від поздовжньої координати z . Випадок, коли на вході в секцію підсилення повільна хвиля ХПЗ має тільки одну основну гармоніку

Порівнюючи рис. 1.7 і 1.3, слід зазначити, що у випадку подачі на вхід мультигармонічного сигналу (на рис. 1.3 подано випадок, коли на вхід подається 10 однакових гармонік) рівень насичення зменшується з ~ 40 МВ/м до ~ 4 МВ/м, тобто зменшується майже в 10 разів.

Таким чином, множинні параметричні резонансні взаємодії (1.9) істотно впливають на динаміку мультигармонічних взаємодій хвиль просторового заряду.

ВИСНОВКИ

У роботі побудована кубічна нелінійна теорія взаємодії мультигармонічних хвиль ХПЗ у секції підсилення супергетеродинного ЛВЕ з поздовжнім електростатичним ондулятором. Враховано мультигармонічність поля накачки, прийнято до уваги ефект генерації додаткового електростатичного поля накачки. Показано, що у досліджуваній системі реалізуються множинні параметричні резонанси двох типів, які визначаються умовами (1.6) і (1.9) відповідно. Вивчено вплив цих резонансів на динаміку мультигармонічних хвиль просторового заряду. Продемонстровано, що резонансні взаємодії (1.9) істотно зменшують рівні насичення хвиль ХПЗ. З'ясовано, що генерація вищих гармонік хвиль ХПЗ визначається винятково множинними резонансними взаємодіями (1.9). Показано, що на довжинах менші довжини насичення ($z < 0,8 z_{sat}$) інкременти зростання хвиль не залежать від частот підсилюваних хвиль, різниця початкових фаз практично не змінюється. Запропоновано використовувати цю властивість для підсилення мультигармонічної ХПЗ із широким частотним спектром без зміни його форми. З'ясовано, що в досліджуваній системі генерується додаткове періодично реверсивне електростатичне поле, що істотно змінює результуюче поле накачування (на 30%). Це поле виникає в нерівноважній системі і може підсилювати зовнішнє періодично реверсивне поле накачки.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Zhang X. Terahertz surface plasmonic waves: a review / X. Zhang, Q. Xu, L. Xia, [et al.] // *Advanced Photonics*. — 2020. — Vol. 2, No. 1. — P. 014001.
2. Liao G. Review of intense terahertz radiation from relativistic laser-produced plasmas / G. Liao, Y. Li // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2019. — Vol. 47, No. 6. — P. 3002–3008.
3. V. V. Kulish, *Hierarchic Electrodynamics and Free Electron Lasers: Concepts, Calculations, and Practical Applications*. CRC Press, 2011.
4. Freund H. P. *Principles of free electron lasers* / H. P. Freund, T. M. A. Jr. — Springer, 2018. — 716 p.
5. Sei N. Observation of terahertz coherent edge radiation amplified by infrared free-electron laser oscillations / N. Sei, T. Sakai, Y. Hayakawa, [et al.] // *Scientific Reports*. — 2021. — Vol. 11, No. 1. — P. 3433.
6. Kawasaki T. Dissolution of a fibrous peptide by terahertz free electron laser / T. Kawasaki, K. Tsukiyama, A. Irizawa // *Scientific Reports*. — 2019. — Vol. 9, No. 1. — P. 1–8.
7. Kawase K. Extremely high-intensity operation of a thz free-electron laser using an electron beam with a higher bunch charge / K. Kawase, M. Nagai, K. Furukawa, [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2020. — Vol. 960. — P. 163582.
8. В.В. Куліш, О.В. Лисенко, І.В. Губанов, А.Ю. Бруснік. Патент 87750 (Україна). Супергетеродинний параметричний лазер на вільних електронах з повздовжнім електричним ондулятором. Опубл. 10.08.2009, Бюл. № 15.
9. On Theory of Superheterodyne FELs with Longitudinal Electrostatic Undulator / A.V. Lysenko, A.Yu. Brusnik, I.I. Volk, M.A. Korovai, S.S. Ilin, O.L. Bunetskyi // *Journal of Nano- and Electronic Physics*. — 2020. — Vol. 12, No 4. — P. 004037(5pp).

10. Kurayev A.A. Free electron laser with electrostatic modulator / A.A. Kurayev, V.V. Matveyenko, A.K. Sinitsyn // *Doklady BGUIR*. — 2018. — No.6. — P. 59-64.
11. Plural Three-Wave Resonant Interactions in the Transit Section of Two-Stream Superheterodyne FEL with a Longitudinal Electric Field / A.V. Lysenko, I.I. Volk, G.A. Oleksienko, M.A. Korovai, A.T. Shevchenko // *Journal of Nano- and Electronic Physics*. — 2021. — Vol. 13, No 4. — P. 04027(6pp).
12. Лисенко О.В. Застосування методу гармонічного балансу для моделювання множинних трихвильових параметричних резонансів у ЛВЕ з електростатичним ондулятором / О.В. Лисенко, С.С. Ільїн, Є.Ф. Бондаренко // *Інформатика, математика, автоматика (ІМА 2022)* : Матеріали та програма міжнародної науково-технічної конференції, 18 по 22 квітня 2022 року. — Суми, СумДУ, 2022. — С. 146.
13. Лисенко О.В. Генерування додаткового електричного поля у секції підсилення у супергетеродинному ЛВЕ з електростатичним ондулятором / О.В. Лисенко, С.С. Ільїн, Д.І. Піддубна // *Інформатика, математика, автоматика (ІМА 2022)* : Матеріали та програма міжнародної науково-технічної конференції, 18 по 22 квітня 2022 року. — Суми, СумДУ, 2022. — С. 151.
14. Kulish V. V. Plural interactions of space charge wave harmonics during the development of two-stream instability / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, M. Yu. Rombovsky, [et al.] // *Chinese Physics B*. — 2015. — Vol. 24, No. 9. — P. 095201.