

УДК 533.9:621.373
УКПШ
№ 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 ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ, КВАДРАТИЧНЕ
НЕЛІНІЙНЕ НАБЛИЖЕННЯ
(проміжний)

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

О. В. Лисенко

2021

Рукопис завершено 25 травня 2021 року

Результати цієї роботи розглянуто науковою радою СумДУ, протокол № __ від __.__.2021 р.

СПИСОК АВТОРІВ

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

(підпис)
(27.05.21)

О. В. Лисенко
(вступ, висновки,
розділи 1-3)

ст.викладач, канд. фіз.-мат. наук

(підпис)
(27.05.21)

Ю. Ю. Волк
(розділи 1-3)

ст.викладач, канд. фіз.-мат. наук

(підпис)
(27.05.21)

Г. А. Олексієнко
(реферат,
розділ 1)

аспірант

(підпис)
(27.05.21)

М. О. Коровай
(підрозділи 2.2, 3.2)

магістр

(підпис)
(27.05.21)

С. С. Ільїн
(підрозділи 2.2, 3.2)

студент

(підпис)
(27.05.21)

А. Т. Шевченко
(підрозділи 2.3, 3.3)

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 20 с., 3 рис., 17 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 електромагнітних хвиль в мультигармонічних ЛВЕ клістронного типу з урахуванням множинних трихвильових параметричних взаємодій.

Мета роботи – встановлення основних фізичних закономірностей, що пов'язані з формуванням мультигармонічними ЛВЕ клістронного типу потужного електромагнітного випромінювання з широким частотним спектром в міліметровому-інфрачервоному діапазонах довжин хвиль.

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 квадратичного нелінійного наближення проведено аналіз підсилювальних характеристик однопотокового супергетеродинного ЛВЕ, який використовує два механізми підсилення електромагнітного сигналу: механізм параметричного підсилення електромагнітної хвилі з використанням традиційного ондулятора з поперечним періодично-реверсійним магнітним полем та додатковий механізм підсилення з використанням поздовжнього електростатичного ондулятора. Отримано та проаналізовано вираз для інкременту зростання хвиль, який пов'язаний з як параметричною нестійкістю поперечних хвиль, так і параметричною нестійкістю поздовжніх хвиль в електростатичному ондуляторі. Продемонстрована

перспективність використання таких супергетеродинних ЛВЕ як потужних підсилювачів у міліметровому-субміліметровому діапазоні довжин хвиль.

ЗМІСТ

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	6
ВСТУП.....	7
1 МУЛЬТИГАРМОНІЧНІ ЛАЗЕРИ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ КЛІСТРОННОГО ТИПУ З ПІДСИЛЮВАЧЕМ ХВИЛІ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ, КВАДРАТИЧНЕ НЕЛІНІЙНЕ НАБЛИЖЕННЯ	8
1.1 Параметричні резонанси. Модель ЛВЕ.....	8
1.2 Основні рівняння	10
1.3 Аналіз.....	12
ВИСНОВКИ.....	17
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ.....	18

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

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

ВСТУП

Одним з основних напрямків розвитку сучасної релятивістської плазмової електроніки є створення нових джерел потужного терагерцового випромінювання [1-3]. Незважаючи на те, що терагерцове випромінювання має широкий спектр застосувань, пристроїв, які здатні створювати потужне випромінювання в міліметровому-інфрачервоному діапазоні, досить мало [3]. Тому теоретичні дослідження нових джерел потужного випромінювання цього діапазону довжин хвиль є задачею важливою та актуальною.

Одним з нових джерел потужного терагерцового випромінювання є супергетеродинний ЛВЕ з підсилювачем поздовжніх хвиль [4], що використовує поздовжній електростатичний ондулятор для додаткового підсилення електромагнітної хвилі сигналу. Відзначимо, що використання електростатичних ондуляторів у технологіях лазерів на вільних електронів відомо досить давно [5-8]. Однак одночасне використання двох механізмів підсилення електромагнітного сигналу в [4] запропоновано вперше. На сьогоднішній день детальне дослідження запропонованого в [4] ЛВЕ не проведено. Було лише вивчене підсилення хвиль просторового заряду в секції підсилення поздовжніх хвиль у клістронній моделі такого пристрою [9]. Цей недолік ліквідується в поданій роботі. Тут у рамках квадратичного нелінійного наближення проведено аналіз підсилення електромагнітного сигналу в односекційній моделі супергетеродинного ЛВЕ, що використовує два механізми підсилення електромагнітного сигналу: механізм параметричного підсилення електромагнітного сигналу з використанням традиційної накачки на базі ондулятора з поперечним магнітним полем і додатковий механізм підсилення з використанням поздовжнього електростатичного ондулятора. Отримано рівняння, які описують нелінійну динаміку хвиль у досліджуваній системі, визначені інкременти зростання хвиль. Знайдено область параметрів, коли досліджуваний пристрій ефективно підсилює електромагнітне випромінювання.

Результати дослідження опубліковані у працях [10–14], дві статті з яких обліковуються БД Scopus [10, 11], одна – опублікована в фаховому виданні [12].

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

1.1 Параметричні резонанси. Модель ЛВЕ

Досліджуємо фізичні процеси односекційної моделі супергетеродинного ЛВЕ з поздовжнім електростатичним ондулятором (рис. 1.1). Уздовж осі приладу рухається релятивістський електронний пучок 1. Приймаємо, що просторовий заряд релятивістського електронного пучка (РЕП) скомпенсований нерухомим іонним фоном. В поперечній площині модель є однорідною. Релятивістський пучок 1 проходить через магнітне поле, що створюється мультigarмонічним N-убітронним ондулятором 2 з періодом ондуляції основної гармоніки Λ_I (хвильове число $k_{2,1} = 2\pi/\Lambda_I$). Магнітне поле ондулятора в досліджуваному пристрої є першою накачкою. У робочому об'ємі пристрою також створюється поздовжнє електростатичне поле за допомогою ондулятора 3. Це поле характеризується періодом ондуляції основної гармоніки Λ_{II} (хвильове число $k_{\gamma,1} = 2\pi/\Lambda_{II}$). На вхід приладу подається поперечна електромагнітна хвиля сигналу із частотою першої гармоніки ω_1 й хвильовим числом $k_{1,1}$. Вважаємо, що в загальному випадку всі хвилі в досліджуваній системі є мультigarмонічними.

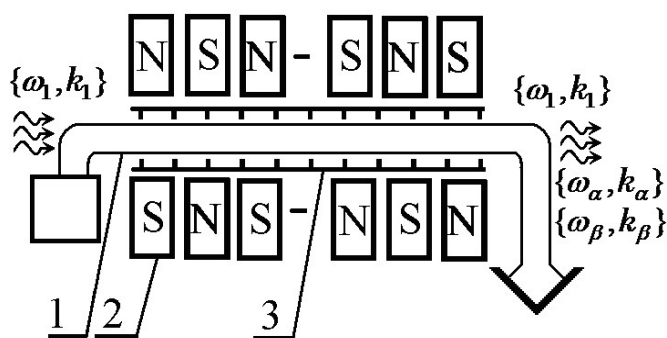


Рисунок 1.1 — Схема односекційної моделі супергетеродинного ЛВЕ з поздовжнім електростатичним ондулятором: 1 - релятивістський електронний пучок; 2 - ондулятор, що створює поперечне N-убітронне магнітне поле; 3 – ондулятор, що створює поздовжнє електростатичне поле

У результаті параметричної резонансної взаємодії поперечної електромагнітної хвилі сигналу $\{\omega_1, k_1\}$ й поперечного Н-убітронного магнітного поля накачки $\{k_2\}$ в релятивістському електронному пучку збуджується поздовжня повільна хвиля просторового заряду із частотою першої гармоніки ω_α й хвильовим числом $k_{\alpha,1}$. Частоти й хвильові числа перших гармонік цих хвиль, які знаходяться у хвильовому параметричному резонансі, зв'язані між собою співвідношеннями

$$\omega_\alpha = \omega_1, \quad k_{\alpha,1} = k_{1,1} + k_{2,1}. \quad (1.1)$$

Завдяки відповідному вибору параметрів, у досліджуваному ЛВЕ створені також умови для реалізації ще однієї параметричної резонансної взаємодії. А саме, у результаті взаємодії між поздовжнім електростатичним полем другої накачки $\{k_\gamma\}$ й повільною хвилею ХПЗ $\{\omega_\alpha, k_\alpha\}$ збуджується швидка хвиля ХПЗ із частотою першої гармоніки ω_β й хвильовим числом $k_{\beta,1}$. Частоти й хвильові числа цих поздовжніх хвиль ХПЗ задовольняють умовам другого параметричного резонансу

$$\omega_\alpha = \omega_\beta, \quad k_{\alpha,1} = k_{\gamma,1} + k_{\beta,1}. \quad (1.2)$$

Як відомо [9, 10], повільна хвиля ХПЗ характеризується від'ємною енергією, а швидка – додатною. Через те, що в параметричному резонансі беруть участь хвилі з різним знаком енергії, у досліджуваному пристрої виникає ситуація, коли амплітуди як повільної, так і швидкої хвиль ХПЗ зростають. Це зростання забезпечується переходом частини кінетичної енергії поздовжнього руху релятивістського електронного пучка в енергію хвиль просторового заряду. Завдяки цьому забезпечується додаткове підсилення повільної хвилі ХПЗ, що переноситися, у свою чергу, на поперечний електромагнітний сигнал через механізм параметричного резонансу (1.1).

1.2 Основні рівняння

Як вихідні використовуємо релятивістське квазігідродинамічне рівняння, рівняння неперервності й рівняння Максвелла [10-12]. Для вирішення задачі руху й знаходження концентрації використовуємо метод усереднених характеристик [10]. Для вирішення задачі збудження електромагнітних полів використовуємо метод повільно змінних амплітуд. Приймаємо, що хвиля електромагнітного сигналу, поздовжні електронні хвилі й поля накачок у загальному випадку мають мультигармонічну природу

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_1 &= \sum_{m=1}^N [E_{1,m} \exp(ip_{1,m}) + c.c.] \mathbf{e}_x, & \mathbf{B}_1 &= \sum_{m=1}^N [B_{1,m} \exp(ip_{1,m}) + c.c.] \mathbf{e}_y, \\
 \mathbf{E}_\alpha &= \sum_{m=1}^N [E_{\alpha,m} \exp(ip_{\alpha,m}) + c.c.] \mathbf{e}_z, & \mathbf{E}_\gamma &= \sum_{m=1}^N [E_{\gamma,m} \exp(ip_{\gamma,m}) + c.c.] \mathbf{e}_z, \\
 \mathbf{E}_\beta &= \sum_{m=1}^N [E_{\beta,m} \exp(ip_{\beta,m}) + c.c.] \mathbf{e}_z, & \mathbf{B}_2 &= \sum_{m=1}^N [B_{2,m} \exp(ip_{2,m}) + c.c.] \mathbf{e}_y,
 \end{aligned} \tag{1.3}$$

де N – кількість гармонік, які враховуються при вирішенні задачі,

m – індекс номера гармоніки;

$p_{1,m} = m\omega_1 - k_{1,m}z$ – фаза електромагнітної хвилі сигналу,

$p_{\alpha,m} = m\omega_\alpha - k_{\alpha,m}z$ – фаза повільної хвилі ХПЗ,

$p_{\gamma,m} = -mk_\gamma z$ – фаза поздовжнього електростатичного поля накачки,

$p_{\beta,m} = m\omega_\beta - k_{\beta,m}z$ – фаза швидкої хвилі ХПЗ,

$p_{2,m} = -mk_2 z$ – фаза Н-убітронного поля накачки.

Таким чином, електричне й магнітне поля в робочому об'ємі системи мають вигляд

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_\alpha + \mathbf{E}_\beta + \mathbf{E}_\gamma; \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2. \tag{1.4}$$

Для вирішення задачі руху й рівняння неперервності використовуємо ієрархічний підхід до теорії коливань і хвиль [15]. У підсумку одержуємо для швидкоосцилюючих компонент вирази в аналітичному виді, а для повільно змінних компонентів диференціальні рівняння, які не залежать від швидкоосцилюючих компонент. Деталі подібних перетворень викладені в [16].

Далі отримані рішення для швидкості й концентрації підставляємо в рівняння Максвелла. Застосовуємо метод повільно змінних амплітуд. Уважаємо, що реалізується квазістаціонарний режим взаємодії, коли амплітуди полів залежать лише від координати z й не залежать від часу t . У результаті проведених перетворень у рамках нелінійного квадратичного наближення одержуємо систему диференціальних рівнянь для амплітуд взаємодіючих хвиль

$$\begin{aligned}
 C_{1,1,1} \frac{dE_{1,1}}{dz} &= C_{3,1,1}^I E_{\alpha,1} B_{2,1}^*, \\
 C_{1,\alpha,m} \frac{dE_{\alpha,m}}{dz} &= C_{3,\alpha,m}^I E_{1,m} B_{2,m} \cdot \delta_{m,1} + C_{3,\alpha,m}^{II} E_{\beta,m} E_{\gamma,m}, \\
 C_{1,\beta,m} \frac{dE_{\beta,m}}{dz} &= C_{3,\beta,m}^{II} E_{\alpha,m} E_{\gamma,m}^*.
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

Частоти й хвильові числа взаємодіючих хвиль задовольняють дисперсійним рівнянням:

$$D_{1,m} \equiv \left[k_{1,m}^2 - \frac{\omega_{1,m}^2}{c^2} - \frac{\omega_p^2}{\gamma_0 c^2} \right] = 0, \tag{1.6}$$

$$D_{\chi,m} \equiv -ik_{\chi,m} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\Omega_{\chi,m}^2 \nu_{z0}^2 \gamma_0^3} \right) = 0. \tag{1.7}$$

У цих співвідношеннях $\cdot \delta_{m,1}$ – символ Кронекера, індекс χ приймає значення α, β ;

$$\begin{aligned}
C_{1,1,m} &= \frac{\partial D_{1,m}}{\partial(-ik_{1,m})}; C_{3,1,m}^I = \frac{\omega_p^2 m \cdot \omega_1 \cdot e}{2\Omega_{\alpha,m} m_e \gamma_0^4 k_{1,m} k_{2,m} c^3 v_{z0}^2} \left(\frac{v_{z0}^2 \gamma_0^2}{c^2} - \frac{k_{\alpha,m}}{\Omega_{\alpha,m}} \right); \\
C_{1,\chi,m} &= \frac{\partial D_{\chi,m}}{\partial(-ik_{\chi,m})}; C_{3,\alpha,m}^I = \frac{\omega_p^2 e k_{\alpha,m}}{v_{z0}^2 \Omega_{\alpha,m}^2 m_e \gamma_0^2 c^2 k_{2,m}} \left(\frac{v_{z0}}{c} - \frac{k_{\alpha,m} c}{m \cdot \omega_{\alpha}} \right); \\
C_{3,\alpha,m}^{II} &= \frac{-k_{\alpha,m} \omega_p^2 e / m_e}{\Omega_{\alpha,m} \Omega_{\beta,m} \Omega_{\gamma,m} \gamma_0^6 v_{z0}^3} \times \left(\frac{k_{\alpha,m}}{\Omega_{\alpha,m}} + \frac{k_{\beta,m}}{\Omega_{\beta,m}} + \frac{k_{\gamma,m}}{\Omega_{\gamma,m}} - \frac{3v_{z0}^2 \gamma_0^2}{c^2} \right); \\
C_{3,\beta,m}^{II} &= -k_{\beta,m} C_{3,\alpha,m}^{II} / k_{\alpha,m}; C_{3,\gamma,m}^{II} = -k_{\gamma,m} C_{3,\alpha,m}^{II} / k_{\alpha,m}; \omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2 / m_e. \\
\Omega_{\chi,m} &= m\omega_{\chi} / v_{z0} - k_{\chi,m} \quad \gamma_0 = 1 / \sqrt{1 - (v_{z0} / c)^2};
\end{aligned} \tag{1.8}$$

v_{z0} – постійна складова швидкості релятивістського пучка;

n_0 – концентрація електронів у пучку,

c – швидкість світла у вакуумі;

$e = -|e|$, m_e – заряд і маса електрона, відповідно.

Система рівнянь (1.5) дозволяє досліджувати у квадратичному нелінійному наближенні мультигармонічні процеси в досліджуваному ЛВЕ.

1.3 Аналіз

Проведемо аналіз умов трихвильових резонансних взаємодій між поздовжніми хвилями. З дисперсійного співвідношення (1.7) нескладно одержати співвідношення між частотами й хвильовими числами для повільної й швидкої хвиль ХПЗ пучка:

$$k_{\alpha,m} = m\omega_{\alpha} / v_{z0} + \omega_p / (\gamma_0^{3/2} v_{z0}), \quad k_{\beta,m} = m\omega_{\beta} / v_{z0} - \omega_p / (\gamma_0^{3/2} v_{z0}). \tag{1.9}$$

Використовуючи ці співвідношення, легко переконатися, що з умов трихвильового параметричного резонансу (1.2) для перших гармонік повільної, швидкої ХПЗ і поздовжньої хвилі накачки впливає виконання умов трихвильового резонансу між

m -ми гармоніками повільної, швидкої ХПЗ і першою гармонікою поздовжньої хвилі накачки:

$$P_{\alpha,m} = P_{\beta,m} + P_{2,1} \text{ або } m\omega_{\alpha} = m\omega_{\beta}, \quad k_{\alpha,m} = k_{\gamma,1} + k_{\beta,1}. \quad (1.10)$$

При цьому хвильове число першої гармоніки електростатичного поля накачки приймає наступне значення:

$$k_{\gamma,1} = 2\pi/\Lambda, \text{ де } \Lambda = \pi\gamma_0^{3/2}v_{z0}/\omega_p. \quad (1.11)$$

З (1.10), (1.11) випливає, що для реалізації величезної кількості трихвильових резонансних взаємодій поздовжніх хвиль ХПЗ достатньо наявності монохроматичного електростатичного ондулятора.

Розглянемо випадок слабкого сигналу, приймаючи, що на початковому етапі взаємодії Н-убітронне поле поперечної накачки й електростатичне поле поздовжньої накачки є досить великими і їх змінами можна знехтувати, вищі гармоніки взаємодіючих хвиль ще не сформовані. Тоді, використовуючи рівняння (1.5), для перших гармонік взаємодіючих хвиль можемо записати

$$\begin{aligned} C_{1,1,1} \frac{dE_{1,1}}{dz} &= C_{3,1,1}^I E_{\alpha,1} B_{2,1}^*, \\ C_{1,\alpha,1} \frac{dE_{\alpha,1}}{dz} &= C_{3,\alpha,1}^I E_{1,1} B_{2,1} + C_{3,\alpha,1}^{II} E_{\beta,1} E_{\gamma,1}, \\ C_{1,\beta,1} \frac{dE_{\beta,1}}{dz} &= C_{3,\beta,1}^{II} E_{\alpha,1} E_{\gamma,1}^*. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Шукаємо вирішення системи рівнянь (1.12) і першого рівняння системи (1.5) у вигляді $E_{1,1}, E_{\alpha,1}, E_{\beta,1} \sim \exp(\Gamma z)$. Підстановка таких розв'язків у ці рівняння дозволяє знайти вираз для результуючого інкременту зростання хвиль у досліджуваному ЛВЕ

$$\Gamma = \sqrt{\Gamma_I^2 + \Gamma_{II}^2}, \quad (1.13)$$

де

$$\Gamma_I = \sqrt{\frac{C_{3,1,1}^I}{C_{1,1,1}^I} \cdot \frac{C_{3,\alpha,1}^I}{C_{1,\alpha,1}^I} \cdot |B_{2,1}|^2}, \quad \Gamma_{II} = \sqrt{\frac{C_{3,\alpha,1}^{II}}{C_{1,\alpha,1}^{II}} \cdot \frac{C_{3,\beta,1}^{II}}{C_{1,\beta,1}^{II}} \cdot |E_{\gamma,1}|^2}. \quad (1.14)$$

Бачимо, що результуючий інкремент зростання Γ визначається як інкрементом зростання за рахунок параметричного резонансу поперечних хвиль $\Gamma_I \sim |B_{2,1}|$, так і інкрементом зростання за рахунок параметричного резонансу поздовжніх хвиль $\Gamma_{II} \sim |E_{\gamma,1}|$.

Проведемо чисельний аналіз інкрементів зростання залежно від параметрів системи. На рис. 1.2 подані залежності цих інкрементів зростання від релятивістського фактора електронного пучка γ_0 . Крива 1 відповідає залежності $\Gamma_I = \Gamma_I(\gamma_0)$, що визначається параметричним резонансом поперечних хвиль, крива 2 показує залежність $\Gamma_{II} = \Gamma_{II}(\gamma_0)$, що визначається параметричним резонансом поздовжніх хвиль, крива 3 подає залежність результуючого інкременту зростання від релятивістського фактора $\Gamma = \Gamma(\gamma_0)$. Ці криві побудовані за умови сталості частоти першої гармоніки електромагнітного сигналу. Розрахунки виконані за наступними параметрами системи: плазмова частота пучка $\omega_p = 3,0 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$; амплітуда напруженості електричного поля поздовжнього електростатичного поля накачки $E_{\gamma,1} = 30 \text{ кВ/см}$, індукція магнітного поля накачки $B_{2,1} = 0.02 \text{ Тл}$, циклічна частота електромагнітної хвилі $\omega_{1,1} = 3 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$. Варто звернути увагу, що з погляду «звичайних» ЛВЕ [15, 17] такі значення параметрів є досить помірними.

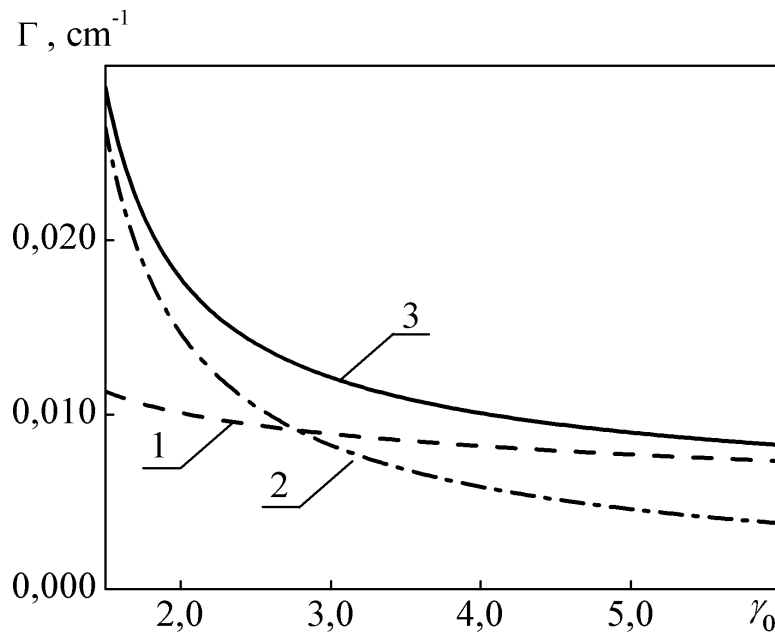


Рисунок 1.2 – Залежності інкрементів зростання хвиль від релятивістського фактора електронного пучка. Крива 1 відповідає залежності $\Gamma_I = \Gamma_I(\gamma_0)$, крива 2 –

$$\Gamma_{II} = \Gamma_{II}(\gamma_0), \text{ крива 3 – } \Gamma = \Gamma(\gamma_0).$$

З рис. 1.2 випливає, що зі збільшенням релятивістського фактора всі інкременти зменшуються. Також бачимо, що при низьких значеннях релятивістського фактора γ_0 інкременти зростання $\Gamma_{II} = \Gamma_{II}(\gamma_0)$ (крива 2), які визначаються параметричним резонансом поздовжніх хвиль, домінує над інкрементами $\Gamma_I = \Gamma_I(\gamma_0)$ (крива 1), що визначається параметричним резонансом поперечних хвиль. Це означає, що використання додаткового підсилення за рахунок поздовжнього електростатичного ондулятора буде найбільш ефективним при відносно низьких релятивістських факторах.

На рис. 1.3 подані залежності інкрементів зростання хвиль від частоти електромагнітного сигналу ω_1 . Крива 1 відповідає залежності $\Gamma_I = \Gamma_I(\omega_1)$, що визначається параметричним резонансом поперечних хвиль, крива 2 показує залежність $\Gamma_{II} = \Gamma_{II}(\omega_1)$, що визначається параметричним резонансом поздовжніх хвиль, крива 3 подає залежність результуючого інкременту зростання від релятивістського фактора $\Gamma = \Gamma(\omega_1)$. Ці криві побудовані при постійному релятивістському факторі, що дорівнює трьом ($\gamma_0 = 3$). Інші параметри системи такі

ж як і у випадку рис. 1.2. З рис. 1.3 випливає, що інкремент зростання $\Gamma_I = \Gamma_I(\omega_1)$, обумовлений параметричним резонансом поперечних хвиль (крива 1), зі збільшенням частоти зменшується, що корелює з раніше проведеними дослідженнями [15, 17]. Інкремент зростання $\Gamma_{II} = \Gamma_{II}(\omega_1)$, що пов'язаний з підсиленням хвиль у поздовжньому електростатичному ондуляторі (крива 2) в усьому досліджуваному діапазоні залишається практично постійним. У зв'язку із цим додаткове підсилення хвиль, яке створюється електростатичним ондулятором, буде ефективним при високих частотах. Таким чином, пропонована конструкція ЛВЕ буде більш ефективно працювати при відносно більших частотах вхідного електромагнітного сигналу.

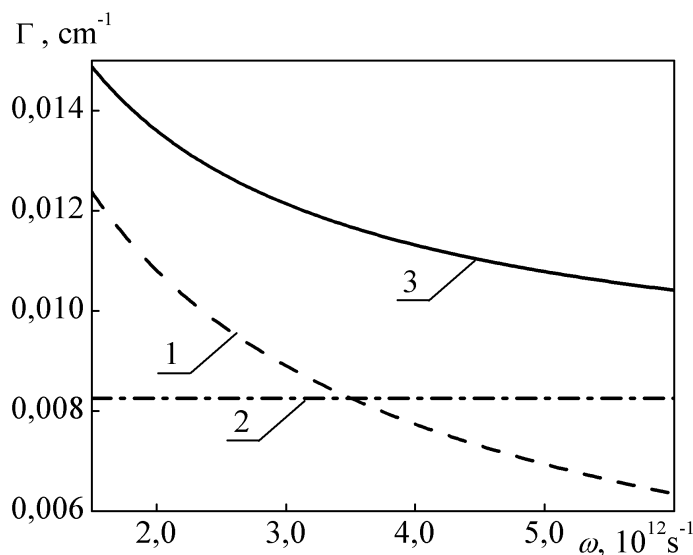


Рисунок 1.3 – Залежності інкрементів зростання хвиль від частоти електромагнітного сигналу ω_1 . Крива 1 відповідає залежності $\Gamma_I = \Gamma_I(\omega_1)$, крива 2 – $\Gamma_{II} = \Gamma_{II}(\omega_1)$, крива 3 – $\Gamma = \Gamma(\omega_1)$.

ВИСНОВКИ

Таким чином у поданій роботі в рамках квадратичного наближення побудована теорія супергетеродинного ЛВЕ, що використовує поздовжній електростатичний ондулятор для додаткового підсилення електромагнітної хвилі сигналу. З'ясовано, що в цьому пристрої для реалізації множинних трихвильових параметричних резонансних взаємодій поздовжніх хвиль ХПЗ достатньо наявності монохроматичного електростатичного ондулятора. У роботі отримані й проаналізовані вирази для інкременту зростання хвиль, які визначаються як параметричної нестійкості поперечних хвиль, так параметричною нестійкістю поздовжніх хвиль в електростатичному ондуляторі. Продемонстровано, що найбільше ефективно використовувати додаткове підсилення, що забезпечує електростатичний ондулятор, при відносно невеликих значеннях релятивістського фактора пучка й при досить високих значеннях частоти вхідного електромагнітного сигналу.

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. Perenzoni M. Physics and applications of terahertz radiation / M. Perenzoni, D. J. Paul. — Springer, 2013.
4. В.В. Кулиш, 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.
5. Bekefi G. Stimulated raman scattering by an intense relativistic electron beam subjected to a rippled electric field / G. Bekefi, R. E. Shefer // *Journal of Applied Physics*. — 1979. — Vol. 50, No. 8. — P. 5158–5164.
6. Zhang S.-C. Amplification of a fast wave by extracting both the kinetic energy and electrostatic potential energy of a large-orbit relativistic electron beam in a coaxial electrostatic wiggler / S.-C. Zhang // *Physics of Plasmas*. — 2010. — Vol. 17, No. 5. — P. 053102.
7. Sepehri Javan N. Threshold conditions for lasing of a free electron laser oscillator with longitudinal electrostatic wiggler / N. Sepehri Javan // *Physics of Plasmas*. — 2012. — Vol. 19, No. 12. — P. 123106.
8. 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.
9. Кулиш В. В. Кубически-нелинейная теория мультигармонических взаимодействий в секции усиления продольных волн супергетеродинного ЛВЕ / В. В. Кулиш, А. В. Лысенко, А. Ю. Брусник // *ВАНТ. Серия: Ядерно-физические исследования*. — 2014. — No. 3 (91). — P. 49—53.

10. 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).
11. Amplification of Waves with Broad Frequency Spectrum in FEL with Longitudinal Electrostatic Undulator / A. Lysenko, I. Volk, A. Brusnik, M. Korovai, V.Koval // 10th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2020), September 21 – 25, 2020 : proceeding. – Kharkiv, Ukraine, 2020. – P. 1018
12. Лысенко А.В. Влияние продольного электростатического поля на ширину спектра мультигармонической ХПЗ в двухпоточковом супергетеродинном ЛСЭ с винтовым электронным пучком / А.В. Лысенко, Г.А. Алексеенко, Ю.Ю. Волк // Радиофизика и электроника. – 2020. – Т. 25, № 1. – С. 70-79
13. Лисенко О.В. Моделювання множинних резонансних взаємодій у двоповерховому релятивістському електронному пучку, що прискорюється поздовжнім електричним полем / О.В. Лисенко, Ю.Ю. Волк, А.Т. Шевченко, А.В. Івашина, А.О. Полуянов // Інформатика, математика, автоматика (ІМА 2021) : Матеріали та програма міжнародної науково-технічної конференції, 19 по 23 квітня 2021 року. – Суми, СумДУ, 2021. – С. 181.
14. Лисенко О.В. Моделювання динаміки хвиль у параметричних лазерах на вільних електронах з електростатичним ондулятором у кубічному нелінійному наближенні / О.В. Лисенко, М.О. Коровай, С.С. Ільїн, І.Д. Литвиненко, В.Ю. Перебейнос // Інформатика, математика, автоматика (ІМА 2021) : Матеріали та програма міжнародної науково-технічної конференції, 19 по 23 квітня 2021 року. – Суми, СумДУ, 2021. – С. 180.
15. Kulish V. V. Hierarchic electrodynamics and free electron lasers: concepts, calculations, and practical applications / V. V. Kulish. — CRC Press, 2011.
16. Nonlinear theory of plasma-beam superheterodyne free electron laser of dopplertron type with non-axial injection of electron beam / V.V. Kulish, A.V. Lysenko, G.A. Oleksiienko, V.V. Koval and M.Yu. Rombovsky // Acta Physica Polonica A. – 2014. – Vol. 126, No. 6. – P. 1263–1268.

17. Freund H. P. Principles of free electron lasers / H. P. Freund, T. M. A. Jr. — Springer, 2018. — 716 p.