

УДК 533.9:621.373

УКПП

№ держреєстрації 0117U002253

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 ПЛАЗМОВО-ПУЧКОВІ ТА ДВОПОТОКОВІ
СУПЕРГЕТЕРОДИННІ ЛАЗЕРИ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ З ГВИНТОВИМИ
ЕЛЕКТРОННИМИ ПУЧКАМИ
(проміжний)

Начальник НДЧ
канд. фіз.-мат. наук, с.н.с.

Д. І. Курбатов

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

О. В. Лисенко

2018

Рукопис завершено 26 грудня 2018 року
Результати цієї роботи розглянуто науковою радою СумДУ, протокол № 6 від
27.12.2018 р.

СПИСОК АВТОРІВ

Керівник НДР, гол. наук. співроб.

д-р фіз.-мат. наук.,

зав. каф. ПМтаМСС

(підпис)

(26.12.18)

О. В. Лисенко

(вступ, висновки,)

розділи 1-3)

наук. співроб.

ст.викладач, канд. фіз.-мат. наук

(підпис)

(26.12.18)

Г. А. Олексієнко

(реферат,

(розділ 1)

наук. співроб.

доцент, канд. фіз.-мат. наук

(підпис)

(26.12.18)

В. В. Коваль

(підрозділи 2.2, 3.2)

мол. наук. співроб.

асистент

(підпис)

(26.12.18)

Ю. Ю. Волк

(розділи 1-3)

асистент

(підпис)

(26.12.18)

А. Ю. Брусник

(підрозділи 2.3, 3.3)

інженер

студент

(підпис)

(26.12.18)

Д. В. Волк

(підрозділ 2.1, 3.1)

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 77 с., 22 рис., 146 джерел.

ГВИНТОВІ ЕЛЕКТРОННІ ПУЧКИ, ДВОПОТОКОВА НЕСТІЙКІСТЬ, ЛАЗЕРИ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ, ХВИЛІ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ

Об'єкт дослідження – процеси вимушеного випромінювання електромагнітних хвиль релятивістськими електронними пучками (РЕП) в мультигармонічних двопотокових лазерах на вільних електронах (ЛВЕ).

Предмет дослідження – динаміка електромагнітних хвиль в мультигармонічних супергетеродинних двопотокових ЛВЕ Н-убитронного типу з гвинтовими РЕП з урахуванням множинних трихвильових параметричних взаємодій різного типу.

Мета роботи – встановлення основних фізичних закономірностей, що пов'язані з формуванням у мультигармонічних двопотокових супергетеродинних ЛВЕ з гвинтовими РЕП 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.

Розроблена математична та комп'ютерна модель мультигармонічних двопотокових супергетеродинних ЛВЕ із гвинтовими РЕП. Отримано у кубічному наближенні систему диференціальних рівнянь для комплексних амплітуд електромагнітних хвиль. З'ясовано, що у досліджуваних ЛВЕ має місце суттєве збільшення темпів підсилення хвилі сигналу за умови збільшення кута вльоту РЕП відносно фокусувального магнітного поля. Показано, що використання гвинтових РЕП у двопотокових ЛВЕ дозволяє одержати потужний мультигармонічний електромагнітний сигнал з більш широким спектром порівняно з ЛВЕ, які використовують прямолінійні пучки. З'ясовано, що у двопотокових супергетеродинних ЛВЕ із гвинтовими релятивістськими електронними пучками темпи зростання електромагнітних хвиль є істотно вищими, а довжини насичення меншими порівняно з пристроями, які використовують прямолінійні пучки.

ЗМІСТ

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	6
ВСТУП.....	7
1 МНОЖИННІ РЕЗОНАНСНІ ВЗАЄМОДІЇ У ДВОПОТОКОВОМУ СУПЕРГЕТЕРОДИННОМУ ЛАЗЕРІ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ КЛІСТРОННОГО ТИПУ З ГВИНТОВИМИ ЕЛЕКТРОННИМИ ПУЧКАМИ	9
1.1 Модель мультигармонічного двопотокового супергетеродинного ЛВЕ з гвинтовими електронними пучками клістронного типу. Вихідні рівняння.....	9
1.2 Множинні резонансні взаємодії	14
2 ФОРМУВАННЯ ХПЗ З ШИРОКИМ ЧАСТОТНИМ СПЕКТРОМ У ПРОЛІТНІЙ СЕКЦІЇ ДСЛВЕ З ГВИНТОВИМ РЕП.....	17
2.1 Модель.....	17
2.2 Кубічно-нелінійна теорія множинних взаємодій гармонік ХПЗ в пролітній секції	19
2.3 Аналіз процесів формування хвилі просторового заряду з широким частотним спектром у слабосигнальному наближенні	25
2.4 Формування хвилі просторового заряду з широким частотним спектром у кубічно-нелінійному наближенні	32
2.4.1 Спектри мультигармонічної ХПЗ для різних кутів вльоту пучка.....	32
2.4.2 Спектри мультигармонічної ХПЗ для різних середніх значень релятивістського фактора.....	34
2.4.3 Спектри мультигармонічної ХПЗ для різних значень різниці парціальних релятивістських факторів	36
2.4.4 Спектри мультигармонічної ХПЗ для різних значень парціальної плазмової частоти.....	38
2.4.5 Спектри мультигармонічної ХПЗ для різних значень парціальних плазмових частот	40
3 ФОРМУВАННЯ МУЛЬТИГАРМОНІЧНИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ СИГНАЛІВ У ДСЛВЕ З ГВИНТОВИМИ ЕЛЕКТРОННИМИ ПУЧКАМИ.....	43
3.1 Узагальнена теоретична модель секції модуляції та прикінцевої секції	43

3.2 Кубічно-нелінійні вкорочені рівняння	46
3.3 Взаємодія хвиль у слабосигнальному наближенні	53
3.4 Формування потужної мультигармонічної електромагнітної хвилі	61
ВИСНОВКИ.....	66
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ВИКОРИСТАННЯ	68

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ХПЗ	– хвиля просторового заряду;
ЛВЕ	– лазер на вільних електронах;
РЕП	– релятивістський електронний пучок;
ДСЛВЕ	– двопотокових супергетеродинний лазер на вільних електронах;
$c.c.$	– 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;
ω_H	– циклотрона частота

ВСТУП

Створення джерел потужного випромінювання у міліметровому – інфрачервоному діапазоні є одним з основних перспективних напрямків розвитку релятивістської плазмової електроніки [1–3]. Не зважаючи на те, що випромінювання цього діапазону має широке коло застосувань, пристроїв, які здатні створювати потужне випромінювання в міліметровому – інфрачервоному діапазоні, є досить мало. Серед різних пристроїв цього діапазону слід виділити супергетеродинні лазери на вільних електронах (СЛВЕ) [1, 4–15]. Особливістю цих приладів є те, що порівняно з іншими типами лазерів на вільних електронах (ЛВЕ) вони характеризуються надзвичайно високими підсилювальними властивостями, меншими габаритами. Це пов'язано з тим, що супергетеродинні ЛВЕ використовують додатковий механізм підсилення, який пов'язаний з пучковими нестійкостями. Так двопотоковий супергетеродинний лазер на вільних електронах (ДСЛВЕ) використовує як додатковий механізм підсилення двопотокову нестійкість. Як відомо, пучкові нестійкості характеризуються виключно високими темпами підсилення, що і обумовлює вищевказані властивості СЛВЕ.

Відомо, що ДСЛВЕ [16–18] можуть також працювати і у режимах, коли генерується велика кількість (десятки і більше) гармонік електромагнітного поля з співставними амплітудами. Тобто такі мультигармонічні ДСЛВЕ можуть формувати потужні електромагнітні хвилі з широким частотним спектром у тому числі й потужні ультракороткі кластери електромагнітного поля. Такі ультракороткі електромагнітні кластери можуть мати широке практичне застосування для ряду фундаментальних та прикладних досліджень в галузі фізики, хімії, біології, медицини, тощо [19–21]. Ця властивість мультигармонічних ДСЛВЕ обумовлена тим, що хвилі просторового заряду (ХПЗ), які підсилюються завдяки двопотоковій нестійкості (додатковому механізму підсилення), характеризуються лінійними дисперсійними залежностями. Це призводить до того, що для гармонік ХПЗ, частота яких менша за критичну частоту двопотокової нестійкості, виконуються умови трихвильових параметричних резонансів для великої кількості гармонік [1, 16–18].

У результаті цього між гармоніками таких хвиль виникає велика кількість трихвильових параметричних резонансів (множинні резонансні взаємодії), які спричиняють збудження десятків і більше гармонік.

Відомо, що використання гвинтових релятивістських електронних пучків (РЕП) в пристроях сильнострумової електроніки призводить до покращення їх характеристик [22–29]. Тому можна припустити, що використання гвинтових РЕП і у мультигармонічних двопотокових СЛВЕ дозволить підвищити ефективність їх роботи порівняно тими, що використовують прямолінійні РЕП. Слід також зауважити, що у мультигармонічних ДСЛВЕ з гвинтовими РЕП на множинні резонансні взаємодії між гармоніками хвиль різного типу накладається також осциляторних рух електронів в повздовжньому магнітному полі. Тому загальна динаміка хвиль та частинок у таких пристроях є достатньо складною. Таким чином, вивчення мультигармонічних процесів в мультигармонічних двопотокових супергетеродинних лазерах на вільних електронах з гвинтовими електронними пучками з метою пошуку більш ефективних режимів роботи і з точки зору ширини спектру електромагнітних хвиль, і з точки зору габаритів таких пристроїв, тощо є задачею важливою та актуальною.

1 МНОЖИННІ РЕЗОНАНСНІ ВЗАЄМОДІЇ У ДВОПОТОКОВОМУ СУПЕРГЕТЕРОДИННОМУ ЛАЗЕРІ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ КЛІСТРОННОГО ТИПУ З ГВИНТОВИМИ ЕЛЕКТРОННИМИ ПУЧКАМИ

1.1 Модель мультигармонічного двопотокового супергетеродинного ЛВЕ з гвинтовими електронними пучками клістронного типу. Вихідні рівняння

Розглядаємо в загальному випадку наступну модель мультигармонічного двопотокового супергетеродинного ЛВЕ клістронного типу із гвинтовим двопотоковим електронним пучком (рис. 1.1). Такий пристрій складається із трьох секцій: секції модуляції I, пролітної секції II і прикінцевої секції III. Уздовж осі приладу Z (рис. 1.1) рухається гвинтовий двопотоковий РЕП 2, послідовно проходячи через всі секції пристрою. Гвинтовий двопотоковий РЕП знаходиться у фокусуєчому магнітному полі з індукцією \vec{B}_0 , яке спрямоване уздовж осі Z приладу. Електронний пучок 2 складається із двох парціальних взаємно-проникних гвинтових електронних потоків із близькими за значенням парціальними релятивістськими швидкостями v_1, v_2 ($v_1 - v_2 \ll v_1, v_2$). Швидкості електронів цих пучків спрямовані під кутом α відносно фокусувального магнітного поля з індукцією \vec{B}_0 . Плазмові частоти парціальних електронних пучків приймаємо однаковими $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$ виходячи з того, що найбільші інкременти зростання двопотокової нестійкості у гвинтових двопотокових РЕП реалізуються саме за цих умов [30, 33]. Приймаємо, що просторовий заряд пучка є скомпенсованим, у поперечній площині пучок є однорідним, тепловим розкидом і зіткненнями електронів нехтуємо.

На вхід секції модуляції I, у якій створене періодичне реверсивне поперечне циркулярно-поляризоване Н-убітронне магнітне поле з індукцією $\vec{B}_{2,1}$ (позиція 3 на рис. 1.1), подається монохроматичний електромагнітний сигнал з напруженістю електричного поля $\vec{E}_{1,1}$, частотою $\omega_{1,1}$ й хвильовим числом $k_{1,1}$. Основним призначенням секції модуляції I є збудження у гвинтовому двопотоковому РЕП 1

хвилі просторового заряду. У поданій роботі вивчаємо випадок, коли на вхід модулятора I подається монохроматичний сигнал $\{\omega_{1,1}, k_{1,1}\}$. Тому магнітне поле модулятора з індукцією $\vec{B}_{2,1}$ в секції I вибираємо монохроматичним з періодом ондуляції $\lambda_{2,1}$. У результаті трихвильового параметричного резонансу монохроматичної хвилі сигналу $\{\omega_{1,1}, k_{1,1}\}$ з монохроматичним магнітним полем модулятора I у двопотокових електронному пучку збуджується хвиля просторового заряду з напруженістю електричного поля $\vec{E}_{3,1}$, частотою $\omega_{3,1}$ й хвильовим числом $k_{3,1}$.

Далі промодульований електронний пучок 1 входить у пролітну секцію II, електромагнітна хвиля сигналу $\{\omega_{1,1}, k_{1,1}\}$ на вході в цю секцію поглинається. Основним призначенням пролітної секції II є підсилення й інтенсивне збудження вищих гармонік ХПЗ як за рахунок множинних трихвильових резонансних взаємодій гармонік ХПЗ, так і за рахунок двопотокової нестійкості. Для реалізації ефективного збудження вищих гармонік ХПЗ частоту першої гармоніки ХПЗ $\omega_{3,1}$ вибираємо набагато меншою за критичну частоту двопотокової нестійкості ω_{cr} . Завдяки цьому всі гармоніки, частота яких менше критичної частоти ω_{cr} будуть підсилюватися за рахунок двопотокової нестійкості. Також урахуємо, що ХПЗ, які зростають за рахунок двопотокової нестійкості, характеризуються лінійною дисперсійною залежністю. Тому між гармоніками ХПЗ виникає велика кількість трихвильових параметричних резонансних взаємодій, про які говоримо як про множинні резонансні взаємодії. Це призводить до інтенсивного збудження й підсилення гармонік ХПЗ. Відзначимо, що у випадку вибору частоти першої гармоніки ХПЗ $\omega_{3,1}$ набагато меншою, ніж критична частота двопотокової нестійкості ω_{cr} інкремент зростання гармонік ХПЗ буде збільшуватися зі збільшенням номера гармоніки аж до оптимальної частоти $\omega_{opt} = \sqrt{3/8} \cdot \omega_{cr}$, яка відповідає максимальному інкременту зростання [4, 5, 33]. Через це в пролітній секції II стає можливим формування ХПЗ із широким частотним спектром і аномальною ділянкою, у якій більш високі гармоніки мають більші амплітуди.

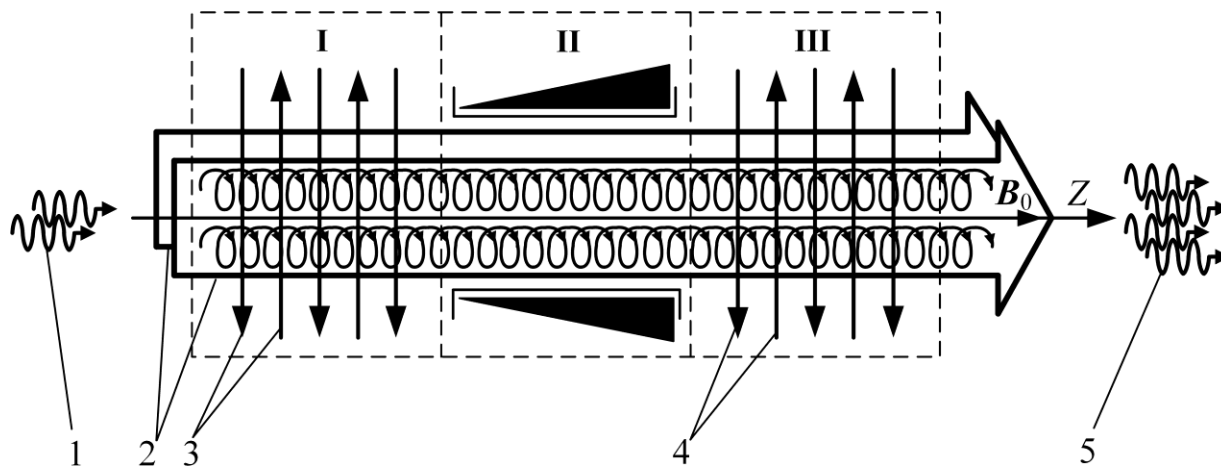


Рисунок 0.1 — Схема мультигармонічного ДСЛВЕ-клістрона Н-убітронного типу із гвинтовим двопотоковим РЕП

Після проходження пролітної секції II гвинтовий РЕП, у якому збуджені вищі гармоніки ХПЗ, спрямовується на вхід прикінцевої секції III. Основним призначенням прикінцевої секції III є перетворення мультигармонічної хвилі просторового заряду в потужну мультигармонічну електромагнітну хвилю сигналу. Для цього у прикінцевій секції створене мультигармонічне Н-убітронне поле 4 з індукцією $\vec{B}_{2,III}$. Завдяки параметричним резонансам між гармоніками ХПЗ і гармоніками мультигармонічного поля накачки $\vec{B}_{2,III}$ відбувається генерація мультигармонічного електромагнітного сигналу з напруженістю $\vec{E}_{1,III}$ і його підсилення. Фактично, тут відбувається зворотне перетворення енергії мультигармонічної ХПЗ в енергію мультигармонічного електромагнітного сигналу $\vec{E}_{1,III}$. При цьому для кожної з гармонік мультигармонічної ХПЗ виконується умова параметричного резонансу з відповідними гармоніками поля накачки й електромагнітного сигналу.

Змінюючи параметри полів накачки $\vec{B}_{2,III}$, $\vec{B}_{2,I}$, частоту першої гармоніки вхідного сигналу $\vec{E}_{1,I}$, довжину пролітної секції, можемо керувати формою спектра ХПЗ, а значить і формою спектра потужного мультигармонічного

електромагнітного сигналу 5 на виході ДСЛВЕ, у тому числі, і створювати ультракороткий кластер електромагнітного поля.

Порівнюючи секцію модуляції електронного пучка й прикінцеву секцію, бачимо, що з формальної точки зору їх можна вважати подібними. Головні відмінності між ними стосуються форми спектра накачки та граничних умов. Якщо на вході в секцію модуляції амплітуди всіх гармонік ХПЗ дорівнюють нулю, а амплітуда, принаймні, однієї з гармонік сигналу задається ненульовою, то в прикінцевій секції ми маємо зворотну ситуацію: на вході ненульовими задаються гармоніки ХПЗ, тоді як всі гармоніки сигналу дорівнюють нулю. Тому як для секції модуляції, так і для прикінцевої секції використовуємо одну і ту саму теоретичну модель, у якій, у загальному випадку, поля електромагнітного сигналу, накачки й ХПЗ подаємо мультигармонічними

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= \sum_{m=1}^N [(E_{1x,m} \vec{e}_x + E_{1y,m} \vec{e}_y) \exp(ip_{1,m}) + c.c.], \\ \vec{B}_1 &= \sum_{m=1}^N [(B_{1y,m} \vec{e}_y + B_{1x,m} \vec{e}_x) \exp(ip_{1,m}) + c.c.], \\ \vec{B}_2 &= \sum_{m=1}^N [(B_{2y,m} \vec{e}_y + B_{2x,m} \vec{e}_x) \exp(ip_{2,m}) + c.c.], \\ \vec{E}_3 &= \sum_{m=1}^N [E_{3z,m} \vec{e}_z \exp(ip_{3,m}) + c.c.].\end{aligned}\tag{1.1}$$

У співвідношеннях (1.1) $E_{1x,m}$, $E_{1y,m}$, $E_{1,m}$, $B_{1y,m}$, $B_{1x,m}$, $B_{2y,m}$, $B_{2x,m}$, $E_{3z,m}$ – проекції амплітуд m -х гармонік відповідних полів, $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ – орти осей X , Y і Z ;

$$p_{\chi,m} = \omega_{\chi,m} \cdot t - k_{\chi,m} \cdot z = m\omega_{\chi,1} \cdot t - k_{\chi,m} \cdot z\tag{1.2}$$

їх фази (індекс χ приймає значення 1, 2 і 3); $\omega_{\chi,m} = m\omega_{\chi,1}$ – їх частоти ($\omega_{2,1} = 0$) і $k_{\chi,m}$ – хвильові числа. З огляду на те, що досліджувана система також знаходиться у

постійному поздовжньому фокусувальному магнітному полі $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$, результуючі електричні й магнітні поля в ДСЛВЕ запишемо у вигляді

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_3, \quad \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1 + \vec{B}_2. \quad (1.3)$$

Взаємодія між хвилями, що збуджуються і розповсюджуються у досліджуваній системі забезпечується завдяки множинним трихвильовим параметричним резонансним взаємодіям. Беремо до уваги різні типи резонансних взаємодій.

Побудувавши нелінійну теорію множинних взаємодій хвиль сигналу, накачки й ХПЗ в прикінцевій секції ми можемо її використати для аналізу нелінійних процесів також і в секції модуляції, і в пролітній секції. При цьому в секції модуляції ми приймаємо, що на вхід подається монохроматична електромагнітна хвиля, а хвиля просторового заряду на вході відсутня. У пролітній секції, навпаки, на вході є тільки ХПЗ, а накачка й хвиля сигналу відсутні.

Як вихідні рівняння для аналізу множинних взаємодій хвиль в прикінцевій секції використовуємо релятивістське квазігідродинамічне рівняння [1],

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_\alpha \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{v}{\gamma^2} \right) \vec{v}_\alpha = \frac{q_\alpha}{m_\alpha \gamma_\alpha} \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_\alpha \vec{B}] - \frac{\vec{u}_\alpha}{c^2} (\vec{v}_\alpha \vec{E}) \right\} - \frac{v_T^2}{n_\alpha \gamma_\alpha} \left[\frac{\partial n_\alpha}{\partial \vec{r}} - \frac{\vec{v}_\alpha}{c^2} \left(\vec{v}_\alpha \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right) n_\alpha \right], \quad (1.4)$$

рівняння неперервності

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial (n_\alpha \cdot \vec{v}_\alpha)}{\partial \vec{r}} = 0, \quad (1.5)$$

й рівняння Максвелла в диференційній формі.

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sum_{\alpha=1}^2 e n_{\alpha} \vec{v}_{\alpha}, \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \operatorname{div} \vec{E} = 4\pi \sum_{\alpha=1}^2 e n_{\alpha}, \operatorname{div} \vec{B} = 0. (1.6)$$

Зіткненнями електронів між собою та їх розкидом за швидкостями нехтуємо. Модель вважаємо поперечно однорідною.

1.2 Множинні резонансні взаємодії

У досліджуваній системі реалізуються три групи множинних трихвильових параметричних резонансних взаємодій: 1) множинні параметричні резонанси між гармоніками хвилі просторового заряду у всіх секціях пристрою, 2) множинні трихвильові взаємодії між мультигармонічними полями електромагнітної хвилі, магнітного поля накачки й хвилі просторового заряду в прикінцевій секції, 3) між гармоніками електромагнітної хвилі сигналу в прикінцевій секції.

Перша група множинних параметричних резонансних взаємодій між гармоніками хвилі просторового заряду виникає через лінійність дисперсійної характеристики ХПЗ [1, 17, 33–35, 63]. Це означає, що для будь-якої m -ї гармоніки ХПЗ частота $\omega_{3,m}$ й хвильове число $k_{3,m}$ пов'язані із частотою $\omega_{3,1}$ й хвильовим числом $k_{3,1}$ першої гармоніки співвідношенням:

$$\omega_{3,m} = m \cdot \omega_{3,1}, k_{3,m} = m \cdot k_{3,1}. (1.7)$$

Це приводить до того, що для того, щоб m_1 , m_2 й m_3 гармоніки ХПЗ взаємодіяли одна з одною через механізм трихвильового параметричного резонансу

$$P_{3,m1} = P_{3,m2} + P_{3,m3} (1.8)$$

номера гармонік повинні бути пов'язані між собою співвідношенням:

$$m_1 = m_2 + m_3. \quad (1.9)$$

Цій умові задовольняють величезна кількість гармонік. Наприклад, 10-а гармоніка бере участь у таких трихвильових резонансних взаємодіях $10 = 1 + 9$, $10 = 2 + 8$, ..., $10 = 11 - 1$, $10 = 12 - 2$ і так далі.

Друга група множинних резонансних взаємодій пов'язана із трихвильовими параметричними взаємодіями між гармоніками електромагнітної хвилі сигналу, накачки й ХПЗ і реалізується в прикінцевій секції мультигармонічного ДСЛВЕ клістронного типу. Це обумовлено тим, що мультигармонічні поля накачки й електромагнітної хвилі сигналу в цьому діапазоні частот, також як і ХПЗ, характеризуються лінійними дисперсійними залежностями:

$$k_{2,m} = mk_{2,1}, \quad \omega_{2,1} = 0, \quad (1.10)$$

$$\omega_{1,m} = m \cdot \omega_{1,1}, \quad k_{1,m} \approx \omega_{1,m} / c = m\omega_{1,1} / c. \quad (1.11)$$

Тому в прикінцевій секції ДСЛВЕ для кожної трійки m -х гармонік сигналу, накачки й зростаючої ХПЗ мають місце трихвильові резонанси, умови яких мають вигляд

$$\omega_{3,m} = \omega_{1,m}, \quad k_{3,m} = k_{1,m} + k_{2,m} \quad \text{або} \quad p_{3,m} = p_{1,m} + p_{2,m}. \quad (1.12)$$

Третя група множинних резонансних взаємодій між гармоніками електромагнітної хвилі сигналу обумовлена лінійною дисперсійною залежністю електромагнітної хвилі сигналу в цьому діапазоні частот (1.11). Це означає, що умови трихвильової параметричної взаємодії між m_1 , m_2 й m_3 гармоніками електромагнітного сигналу, аналогічно як і для хвилі ХПЗ, визначаються співвідношенням (1.9) або ж

$$p_{1,m_1} = p_{1,m_2} + p_{1,m_3} \quad (1.13)$$

Таким чином, для гармонік електромагнітної хвилі сигналу також мають місце множинні трихвильові параметричні резонансні взаємодії. На відміну від ХПЗ для електромагнітної хвилі сигналу відсутній додатковий механізм підсилення (зростаюча ХПЗ підсилюється також і за рахунок двопотокової нестійкості).

2 ФОРМУВАННЯ ХПЗ З ШИРОКИМ ЧАСТОТНИМ СПЕКТРОМ У ПРОЛІТНІЙ СЕКЦІЇ ДСЛВЕ З ГВИНТОВИМ РЕП

2.1 Модель

Конкретизуємо модель пролітної секції мультигармонічного ДСЛВЕ клістронного типу з гвинтовим РЕП, що подана у розділі 1. На вхід секції подається гвинтовий двопотоковий релятивістський електронний пучок, що складається з двох парціальних взаємно-проникаючих електронних потоків з близькими за значенням парціальними релятивістськими швидкостями v_1, v_2 і парціальними плазмовими частотами $\omega_{p,1}, \omega_{p,2}$.

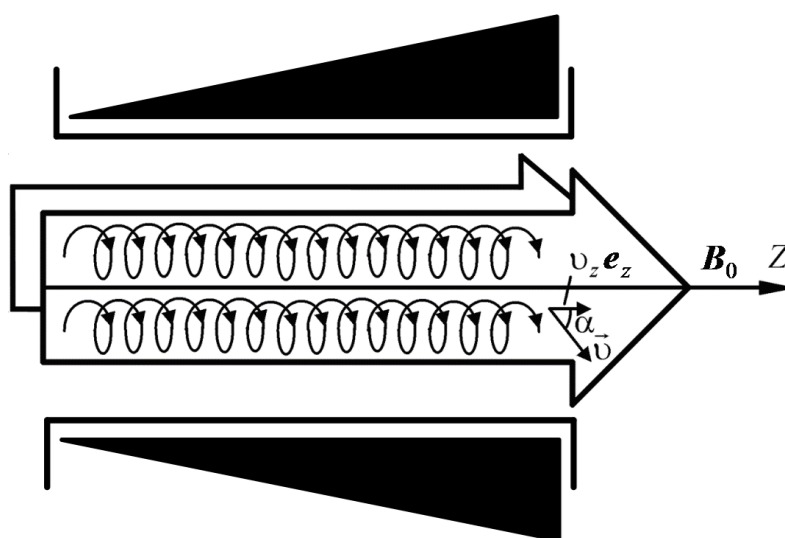


Рисунок 0.1 — Модель гвинтового двошвидкісного релятивістського електронного пучка

Такий пучок влітає в досліджувану систему під кутом α по відношенню до фокусуєчого магнітного поля \mathbf{B}_0 (рис. 2.1) і далі рухається по гвинтовій траєкторії. Вважаємо, що в поперечній площині такий пучок є однорідним, тепловим розкидом швидкостей і зіткненнями електронів нехтуємо. Вважаємо, що просторовий заряд пучка скомпенсований іонним фоном. Розглядаємо випадок, коли в двопотоковому РЕП має місце ефект двопотокової нестійкості. Це означає, що в пролітній секції

ДСЛВЕ хвиля просторового заряду, амплітуда якої зростає по експоненціальному закону (зростаюча ХПЗ), переважає над іншими типами хвиль [63, 139, 140]. У загальному випадку таку хвилю вважаємо мультигармонічною, напруженість електричного поля має вигляд

$$E_z = \sum_{m=1}^N [E_m \exp(ip_m) + c.c.], \quad (2.1)$$

де N – кількість гармонік, які враховуємо для вирішення задачі;

$p_m = \omega_m t - k_m z$ – фаза,

$\omega_m = m \cdot \omega_1$ – частота m -ї гармоніки ХПЗ,

k_m – її хвильове число,

вісь Z спрямована уздовж фокусуєчого магнітного поля \mathbf{V}_0 .

Якщо частота першої гармоніки ω_1 ХПЗ буде набагато менше критичної частоти двопотокової нестійкості, то всі гармоніки ХПЗ, частота яких менше критичної ($\omega_m < \omega_{cr}$), будуть підсилюватися внаслідок двопотокової нестійкості. Крім цього, в двопотоковому електронному пучку при частотах $\omega_m < \omega_{cr}$ будуть відбуватися множинні трихвильові параметричні резонанси, описані в розділі 0.

Необхідно відмітити, що явище множинних параметричних резонансів має ще одну характерну особливість. У досліджуваній двопотоковій системі для одних і тих же гармонік ХПЗ маємо одночасне накладання двох механізмів їх підсилення. Перший з них обумовлений ефектом двопотокової нестійкості внаслідок реалізації якого маємо підсилення гармонік ХПЗ в інтервалі частот від першої гармоніки до ω_{cr} . Другий механізм визначається реалізацією ефекту множинних параметричних резонансів. У підсумку, результат подібного накладання виявляється таким, що його неможливо трактувати ні винятково через властивості двопотокової нестійкості ні винятково через властивості параметричного резонансу. Ситуацію, коли одна із трьох взаємодіючих хвиль отримує додаткове підсилення від будь-якого іншого механізму підсилення називають ефектом супергетеродинного підсилення [1, 5].

Таким чином, в результаті безлічі трихвильових параметричних резонансних взаємодій і експоненціального зростання гармонік через двопотокову нестійкість відбувається формування ХПЗ з широким мультигармонічним спектром, в якому вищі гармоніки мають більш високі амплітуди, ніж нижчі гармоніки.

2.2 Кубічно-нелінійна теорія множинних взаємодій гармонік ХПЗ в пролітній секції

Для проведення нелінійного аналізу мультигармонічних процесів у пролітній секції двопотокового супергетеродинного ЛВЕ з гвинтовим електронним пучком отримаємо систему рівнянь для амплітуд хвиль, що приймають участь у параметричних резонансних взаємодіях.

Як було встановлено в розділі 2, гармоніки хвилі ХПЗ, що розповсюджуються у пролітній секції ДСЛВЕ приймають участь у резонансних взаємодіях різних типів. Відмітимо, що значна частина цих хвильових резонансів має множинний характер — резонансні взаємодії виконуються одночасно для великої кількості трійок гармонік. Таким чином, задача аналізу нелінійних мультигармонічних процесів в такій системі виявляється достатньо складною

Для кількісного аналізу вищеописаних процесів в якості вихідних використовуємо квазігідродинамічне рівняння [1], рівняння неперервності і рівняння Максвелла. Вважаємо, що зіткненнями і розкидом електронів за швидкостями можна знехтувати. Розглядаємо модель, в якій всі величини залежать тільки від поздовжньої координати z і часу t . Тоді співвідношення (1.4)-(1.6) можна записати у вигляді

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{qz} \frac{\partial}{\partial z} \right) v_{qz} = \frac{e}{m_e \gamma_q} E_z \left(1 - \frac{v_{qz}^2}{c^2} \right) \quad (2.2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{qz} \frac{\partial}{\partial z} \right) n_q = -n_q \frac{\partial v_{qz}}{\partial z} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi \sum_{q=1}^2 e n_q \quad (2.4)$$

У цих рівняннях:

v_{qz} , $\gamma_q = (1 - (v_q/c)^2)^{-1/2}$ – проекція швидкості на вісь Z і релятивістський фактор q -го електронного пучка відповідно;

c – швидкість світла;

$e = -|e|$, m_e – заряд и маса електрона відповідно;

n_q — концентрація електронів q -го електронного пучка.

До цих рівнянь застосовуємо методи ієрархічної теорії коливань і хвиль [1, 4, 5]. Згідно загальних принципів, розв'язання системи (2.2)—(2.4) розбиваємо на три формально незалежних етапи: 1) розв'язання задачі руху (2.2) двошвидкісного електронного пучка в заданих електромагнітних полях; 2) знаходження розв'язків рівняння неперервності (2.3), вважаючи, що швидкості електронного пучка вже відомі; 3) розв'язання задачі про збудження електромагнітних хвиль (2.4), вважаючи швидкості і концентрації відомими функціями, що залежать, у тому числі, і від полів.

Для розв'язання задачі руху ми переходимо до характеристики рівняння (2.2) [1, 4, 5, 138], котра є рівнянням в повних похідних. Так як вирішуємо граничну задачу, то переходимо від похідної за часом до похідної по координаті, використовуючи відоме співвідношення для швидкості $dt = dz / v_z$. Доповнимо систему рівнянь виразами для швидких фаз $p_{q,m}$. Будемо вважати, що амплітуди полів повільно змінюються зі зміною поздовжньої координати z . Для опису таких повільних змін амплітуди введемо повільну поздовжню координату $\zeta = z / \xi$. В результаті отримаємо систему рівнянь в стандартному вигляді:

$$\frac{dv_{qz}}{dz} = \frac{e}{m_e \gamma_q v_{qz}} E_z \left(1 - \frac{v_{qz}^2}{c^2} \right) \quad (2.5)$$

$$\frac{d\zeta}{dz} = \frac{1}{\xi} \quad (2.6)$$

$$\frac{dp_{q,m}}{dz} = \frac{m\omega_1}{v_{qz}} - k_m \equiv \Omega_{q,m} \quad (2.7)$$

Порівняємо систему (2.5)—(2.7) зі стандартною [1, 4, 5, 138] і запишемо вектор повільних змінних \mathbf{x} , вектор-функції \mathbf{X} , вектор швидких фаз $\boldsymbol{\psi}$, вектор фазових швидкостей $\boldsymbol{\Omega}$ в явному вигляді

$$\mathbf{x} = \{x_{v_z}, x_\zeta\} = \{v_{qz}, \zeta\}, \quad \frac{1}{\xi} \mathbf{X} = \frac{1}{\xi} \{X_{v_z}, X_\zeta\}, \quad \frac{1}{\xi} X_{v_z} = \frac{e}{m_e \gamma_q v_{qz}} E_z \left(1 - \frac{v_{qz}^2}{c^2} \right),$$

$$\frac{1}{\xi} X_\zeta = \frac{1}{\xi}, \quad (2.8)$$

$$\boldsymbol{\psi} = \{p_{q,1}, \dots, p_{q,N}\}, \quad \boldsymbol{\Omega} = \{\Omega_{q,1}, \dots, \Omega_{q,N}\}$$

Далі використовуємо алгоритм методу усереднених характеристик [1, 4, 5, 138] для випадку декількох швидких фаз. Відповідно до цього алгоритму переходимо до усереднених змінних $\bar{\mathbf{x}}$:

$$v_{qz} = \bar{v}_{qz} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_{v_z}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \boldsymbol{\psi}), \quad \zeta = \bar{\zeta} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_\zeta^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \boldsymbol{\psi}). \quad (2.9)$$

Рівняння для повільних змінних мають вигляд

$$\frac{d\bar{v}_{qz}}{dz} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} A_{v_z}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}), \quad \frac{d\bar{\zeta}}{dz} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} A_\zeta^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}). \quad (2.10)$$

Обмежуємося третім наближенням по $1/\xi$. Алгоритм знаходження $\mathbf{u}^{(n)}$ і $\mathbf{A}^{(n)}$ описано, наприклад, в [1, 4, 5, 138]. Із цих формул, зокрема, випливає: $u_{\zeta}^{(n)} = 0$ для будь-яких n ; $A_{\zeta}^{(1)} = 1$, $A_{\zeta}^{(n)} = 0$ для $n > 1$; $A_{v_z}^{(1)} = A_{v_z}^{(2)} = 0$,

$$\frac{1}{\xi} u_{v_z}^{(1)} = \frac{e}{m_e \bar{v}_{qz}} \left(1 - \frac{\bar{v}_{qz}^2}{c^2} \right)^{3/2} \cdot \sum_{m=1}^N \left[\frac{E(\bar{\zeta})_m}{i\Omega_{q,m}} \exp(ip_{q,m}) + c.c. \right],$$

і так далі. В результаті отримуємо рішення як для осциляторної так і для постійної складової швидкості (2.9).

Розв'язок рівняння неперервності знаходимо аналогічно. Перетворюємо рівняння (2.3) до стандартного вигляду [1, 4, 5, 138]. Швидкість вважаємо відомою функцією (2.9), (2.10) від швидких фаз, постійної складової швидкості і повільно змінних амплітуд електричних полів. Включимо в таку систему рівняння для швидких фаз (2.7). У підсумку одержимо систему у стандартному вигляді

$$\frac{dn_q}{dz} = -\frac{n_q}{v_{qz}} \frac{\partial v_{qz}}{\partial z}, \quad \frac{dp_{q,m}}{dz} = \frac{m\omega_1}{v_{qz}} - k_m \equiv \Omega_{q,m} \quad (2.11)$$

Порівняємо систему (2.11) зі стандартною [1, 4, 5, 138] і запишемо вектор повільних змінних \mathbf{x} , вектор-функції \mathbf{X} , вектор швидких фаз $\boldsymbol{\psi}$, вектор фазових швидкостей $\boldsymbol{\Omega}$ в явному вигляді

$$\mathbf{x} = \{x_n\} = \{n_q\}, \quad \frac{1}{\xi} \mathbf{X} = \frac{1}{\xi} \{X_n\} = \left\{ -\frac{n_q}{v_{qz}} \frac{\partial v_{qz}}{\partial z} \right\},$$

$$\boldsymbol{\psi} = \{p_{q,1}, \dots, p_{q,N}\}, \quad \boldsymbol{\Omega} = \{\Omega_{q,1}, \dots, \Omega_{q,N}\} \quad (2.12)$$

Нагадаємо, що швидкість вважається відомою. Далі використовуємо алгоритм модернізованого методу усереднених характеристик і переходимо до усереднених змінних

$$n_q = \bar{n}_q + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_n^{(n)}(\bar{x}, \psi) \quad (2.13)$$

Рівняння для усередненої концентрації мають вигляд

$$\frac{d\bar{n}_q}{dz} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} A_n^{(n)}(\bar{x}) \quad (2.14)$$

Обмежуємося третім наближенням по $1/\xi$. Алгоритм знаходження $u^{(n)}$ і $A^{(n)}$ описано, наприклад, в [1, 4, 5, 138]. Із цих формул, зокрема, випливає: $A_n^{(1)} = A_n^{(2)} = 0$,

$$\frac{1}{\xi} u_n^{(1)} = \frac{e \cdot \bar{n}}{m_e \bar{v}_{qz}^2} \left(1 - \frac{\bar{v}_{qz}^2}{c^2}\right)^{3/2} \cdot \sum_{m=1}^N \left[\frac{k_m E(\bar{\zeta})_m \exp(ip_{q,m})}{i\Omega_{q,m}^2} + c.c. \right] \quad \text{і так далі. В результаті}$$

отримуємо розв'язки для концентрації (2.13), (2.14).

Для розв'язання задачі збудження електромагнітних полів отримані вирази для швидкості і концентрації парціальних пучків підставляємо в рівняння Максвелла. Враховуємо, що ці вирази, отримані за допомогою методу усереднених характеристик, мають вигляд рядів по малому параметру $1/\xi$. Розкладаємо їх також в ряди по гармонікам швидких фаз. В результаті математичних перетворень отримуємо систему самоузгоджених нелінійних диференціальних рівнянь для комплексних амплітуд гармонік напруженості електричного поля зростаючої хвилі просторового заряду в кубічному наближенні

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

В рівнянні (2.15) індекс номера гармоніки m приймає значення від 1 до N ,

$$D_m(\omega_m, k_m) \equiv -ik_m \left(1 - \sum_{q=1}^2 \frac{\omega_{p,q}^2 (1 - (v_{qz}/c)^2)}{(\omega_m - k_m v_{qz})^2 \gamma_q} \right) \quad (2.16)$$

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

$$\langle \dots \rangle_{p_m} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\dots \exp(-ip_m)) dp_m,$$

$$C_{3,m} = \sum_{q=1}^2 \frac{3e\omega_{p,q}^2 (1 - (v_{qz}/c)^2) k_1}{im(\omega_1 - k_1 v_{qz})^3 v_{qz} \gamma_q^2 m_e} \left[\frac{\omega_1 (1 - (v_{qz}/c)^2)}{\omega_1 - k_1 v_{qz}} - 1 \right],$$

F_m – функції, що враховують кубічні нелінійні доданки і залежні від напруженостей електричних полів гармонік взаємодіючих хвиль. Коефіцієнти в системі рівнянь (2.15) також залежать від постійних складових швидкостей і концентрацій парціальних пучків, які змінюються в процесі нелінійної взаємодії гармонік ХПЗ. Тому систему рівнянь (2.15) доповнимо рівняннями для постійних складових

$$\frac{dv_{qz}}{dz} = V_q(E_1, E_2, \dots, E_N, v_q, n_q), \quad \frac{dn_q}{dz} = N_q(E_1, E_2, \dots, E_N, v_q, n_q). \quad (2.17)$$

Деталі побудови рівнянь, подібних до (2.15), (2.17) викладені в [1, 18, 34]. Функції V_q , N_q містять кубічно-нелінійні доданки.

Система рівнянь (2.15), (2.17) дозволяє досліджувати мультигармонічні процеси в гвинтовому двошвидкісному релятивістському електронному пучку в кубічно-нелінійному наближенні.

2.3 Аналіз процесів формування хвилі просторового заряду з широким частотним спектром у слабосигнальному наближенні

Відзначимо, що система рівнянь (2.15), (2.17) описує як експоненціальне зростання гармонік ХПЗ внаслідок двопотокової нестійкості, так і множинні трихвильові резонансні взаємодії між гармоніками зростаючої ХПЗ. Коли частота m -ї гармоніки ХПЗ менше критичної частоти двопотокової нестійкості ω_{cr} , то дисперсійне рівняння

$$D_m(\omega_m, k_m) \equiv -ik_m \left(1 - \sum_{q=1}^2 \frac{\omega_p^2 (1 - (v_{qz}/c)^2)}{(\omega_m - k_m v_{qz})^2 \gamma_q} \right) = 0 \quad (2.18)$$

буде мати комплексні корені. Наближене аналітичне рішення рівняння (2.18) для гвинтового релятивістського двопотокового електронного пучка можна знайти аналогічно, як і для випадку прямолінійного пучка (див., наприклад, [1, 63]). Рішення шукаємо у вигляді

$$k_m = \omega_m / v_{0z} + i\Gamma_m, \quad (2.19)$$

де $v_{0z} = (v_{1z} + v_{2z})/2$, $i\Gamma_m$ – нелінійна добавка до хвильового числа ХПЗ. Про величину Γ говорять як про інкремент зростання, так як ця величина визначає експоненціальне зростання гармонік. Фази хвиль $p_m = \omega_m t - k_m z$ визначаються виключно дійсною частиною комплексного хвильового числа. Тому доданок $D_m(\omega_m, k_m) \cdot E_m$ в (2.15) також визначається дійсною частиною комплексного хвильового числа $\text{Re}(k_{\text{compl},m}) = k_m$ і через це не дорівнює нулю. Якщо в рівнянні (2.15) утримати тільки лінійні по E_m складові, амплітуду наростаючої ХПЗ представити у вигляді $E_m \propto \exp(\Gamma_m z)$, то з (2.15) отримаємо

$$C_{2,m}\Gamma_m^2 + C_{1,m}\Gamma_m + D_m = 0. \quad (2.20)$$

Звідси легко отримати інкремент зростання:

$$\Gamma_m = -\frac{C_{1,m}}{2C_{2,m}} \pm \sqrt{\left(\frac{C_{1,m}}{2C_{2,m}}\right)^2 - \frac{D_m}{C_{2,m}}} \approx \pm \sqrt{-\frac{D_m}{C_{2,m}}}. \quad (2.21)$$

Тут враховано, що, як показують чисельні оцінки, $|C_{1,m}/(2C_{2,m})| \ll |D_m/C_{2,m}|$. Таким чином, в системі рівнянь (2.15) доданки $C_{2,m}d^2E_m/dz^2$ і D_mE_m відповідають за експоненціальне зростання хвиль.

Підставляємо (2.19) в (2.18), й знаходимо вираз для нелінійної добавки до хвильового числа ХПЗ з рівняння

$$\frac{\omega_p^2(1-(v_{1z}/c)^2)}{(\omega_m - k_m v_{1z})^2 \gamma_1} + \frac{\omega_p^2(1-(v_{2z}/c)^2)}{(\omega_m - k_m v_{2z})^2 \gamma_2} = 1 \quad (2.22)$$

Внаслідок перетворень отримуємо бікватратне рівняння вигляду

$$\begin{aligned} & (\Gamma_m v_{0z})^4 - 2(\Gamma_m v_{0z})^2 \left(-\delta^2 \omega_m^2 - \frac{\omega_p^2 \sqrt{1-(v_{0z}/c)^2}}{\gamma_0} \right) + \\ & + \left(\delta^4 \omega_m^4 - 2 \frac{\omega_p^2 \sqrt{1-(v_{0z}/c)^2}}{\gamma_0} \delta^2 \omega_m^2 \right) = 0. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Звідси

$$i\Gamma_m = \pm \frac{\omega_p \sqrt{1-(v_{0z}/c)^2}}{\gamma_0 v_{0z}} \left\{ 1 + \frac{\omega_m^2 \delta^2 \gamma_0}{\omega_p^2 \sqrt{1-(v_{0z}/c)^2}} \pm \sqrt{1 + \frac{4\omega_m^2 \delta^2 \gamma_0}{\omega_p^2 \sqrt{1-(v_{0z}/c)^2}}} \right\}^{1/2}. \quad (2.24)$$

У формулах (2.22)–(2.24) $\gamma_0 = 1/\sqrt{1-(v_0/c)^2}$, $v_0 = (v_1 + v_2)/2$ – середня швидкість двопотокового електронного пучка,

$$\delta = \frac{v_{z1} - v_{z2}}{v_{z1} + v_{z2}} = \frac{v_1 \cos\alpha - v_2 \cos\alpha}{v_1 \cos\alpha + v_2 \cos\alpha} = \frac{v_1 - v_2}{v_1 + v_2}. \quad (2.25)$$

Співвідношення (2.24) отримане при умовах $|v_{0z}\Gamma_m/\omega_p| \ll 1$, $|\omega_m\delta/\omega_p| \ll 1$.

Із співвідношення (2.24) випливає, що якщо частота гармоніки ХПЗ ω_m буде менше критичної частоти гвинтового двопотокового електронного пучка

$$\omega_{cr} = \frac{\sqrt{2}\omega_p}{\delta} \sqrt{\frac{1-(v_{0z}/c)^2}{\gamma_0}}, \quad (2.26)$$

то дві хвилі будуть характеризуватися комплексним хвильовим числом k . Одна із цих хвиль буде експоненціально наростати (наростаюча хвиля). Для неї величина Γ_m має фізичний сенс інкременту наростання. Інша хвиля буде експоненціально загасати (загасаюча хвиля). Так як амплітуда загасаючої хвилі буде швидко зменшуватися, то цю хвилю далі не враховуємо. Варто також сказати, що рівняння (2.18) крім двох комплексних коренів при $\omega < \omega_{cr}$ допускає ще два дійсних кореня, які відповідають повільній і швидкій хвилям [1, 63, 141]. Вважаємо, що на вході в досліджувану систему амплітуди повільної й швидкої ХПЗ малі, впливом цих хвиль на процеси розвитку двопотокової нестійкості можна зневажити.

Нескладно, аналізуючи (2.24), знайти оптимальну частоту для гвинтового двопотокового електронного пучка

$$\omega_{opt} = \frac{\sqrt{3}\omega_p}{2\delta} \sqrt{\frac{1-(v_{0z}/c)^2}{\gamma_0}} = \omega_{cr} \sqrt{\frac{3}{8}}, \quad (2.27)$$

яка відповідає максимальному інкременту наростання

$$\Gamma(\omega_{\text{opt}}) = \frac{\omega_p}{2v_{0z}} \sqrt{\frac{1 - (v_{0z}/c)^2}{\gamma_0}}. \quad (2.28)$$

Аналізуючи формули (2.26)-(2.28), можемо перекоонатися в тому, що при збільшенні кута вльоту електронного пучка α збільшуються як критична частота

$$\omega_{\text{cr}} = \frac{\sqrt{2}\omega_p \sqrt{1 + \gamma_0^2 (v_0/c)^2 \sin^2 \alpha}}{\delta \cdot \gamma_0^{3/2}}, \quad (2.29)$$

так і максимальний інкремент наростання

$$\Gamma(\omega_{\text{opt}}) = \frac{\omega_p \sqrt{1 + \gamma_0^2 (v_0/c)^2 \sin^2 \alpha}}{2v_0 \gamma_0^{3/2} \cos \alpha}. \quad (2.30)$$

Таким чином, у гвинтових двопотокових електронних пучках розвиток двопотокової нестійкості відбувається з більш високими інкрементами наростання, ніж у прямолінійних пучках. Тому використання гвинтових пучків у двопотокових супергетеродинних лазерах на вільних електронах приводить до збільшення темпів підсилення електромагнітних хвиль. Відзначимо, що такий же висновок для двопотокових ЛВЕ із гвинтовими електронними пучками був зроблений у роботах [98, 142], однак причина такого збільшення в цих роботах з'ясована не була. З вище викладеного аналізу випливає, що підвищення темпів посилення електромагнітного сигналу у двопотокових супергетеродинних ЛВЕ пов'язане зі збільшенням інкрементів двопотокової нестійкості у гвинтових релятивістських електронних пучках. Також слід зазначити, що для гвинтових електронних пучків як оптимальна частота двопотокової нестійкості, так і критична частота є більш високими в порівнянні із прямолінійними електронними пучками. Це значить, що двопотокові супергетеродинні ЛВЕ із гвинтовими електронними пучками можуть працювати на

більш високих частотах, ніж супергетеродинні ЛВЕ, що використовують прямолінійні пучки.

Зі співвідношення (2.19) також випливає, що в гвинтовому двопотоковому електронному пучку при частотах $\omega < \omega_{cr}$ будуть відбуватися множинні трихвильові параметричні резонанси [1, 17, 18, 136, 108]. Виникнення множинних параметричних резонансів пов'язано з тим, що, як випливає із співвідношення (2.19), для наростаючої хвилі зв'язок між дійсною частиною хвильового числа і частотою є *лінійним*. Картина множинних взаємодій детально описана у розділі 1.2. Такі множинні резонансні взаємодії в рамках квадратичної нелінійної теорії враховані в системі рівнянь (2.15) у доданку $C_{3,m} \left\langle E_z \cdot \sum_{m'=1}^N [E_{m'} \exp(ip_{m'}) / (im') + c.c.] \right\rangle_{p_m}$.

Особливість формування ХПЗ із широким мультигармонічним спектром у гвинтових двопотокових електронних пучках полягає в тому, що відповідно до (2.29) критична частота для гвинтових пучків зростає зі збільшенням кута вльоту α електронного пучка стосовно поздовжнього фокусуєчого магнітного поля. Це значить, що область частот, у якій відбувається формування мультигармонічного спектра, збільшується. Цей факт ілюструє рис. 2.2, на якому зображені залежності інкрементів наростання двопотокової нестійкості при різних кутах вльоту α . Ці залежності отримані шляхом чисельного розв'язання рівняння (2.18).

Розглядаємо випадок, коли $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_1 = 4.8$, $\gamma_2 = 4.2$. Крива 1 відповідає випадку $\alpha = 0^\circ$, крива 2 — випадку $\alpha = 10^\circ$, крива 3 — випадку $\alpha = 20^\circ$, крива 4 — випадку $\alpha = 30^\circ$. Частота першої гармоніки $\omega_1 = 0,6 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$. Із рис. 2.2 випливають висновки, отримані з аналізу співвідношень (2.29)-(2.30): зі збільшенням кута вльоту двопотокового пучка збільшуються як інкремент наростання Γ , так і критична частота ω_{cr} .

У випадку, коли частота першої гармоніки ХПЗ ω_1 буде набагато менше критичної частоти, то множинні параметричні резонанси між гармоніками ХПЗ будуть відбуватися в області частот $\omega_1 < \omega_m < \omega_{cr}$. З рис. 2.2 випливає, що для гвинтових двопотокових пучків зі збільшенням кута вльоту пучка α ця область буде

збільшуватися. Таким чином, більша кількість гармонік ХПЗ буде приймати участь у множинних взаємодіях, підсилюючись за рахунок супергетеродинного механізму підсилення. За рахунок цього на виході з досліджуваної системи можливо отримати мультигармонічну ХПЗ з широким частотним спектром, що містить аномальну ділянку, у якій вищі гармоніки мають більш високі амплітуди. Це значить, що використання гвинтових двопотокового електронних пучків є кращим у мультигармонічних ЛВЕ, основним завданням яких є формування потужного електромагнітного сигналу із широким частотним спектром [1, 17, 18].

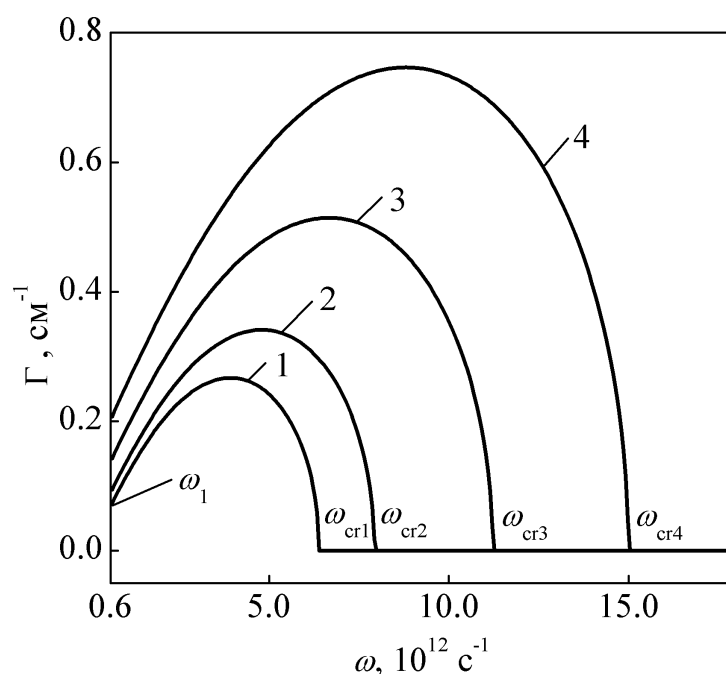


Рисунок 0.2. Інкременти зростання двопотокової нестійкості при різних кутах вльоту α . Розглядаємо випадок, коли $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_1 = 4.8$, $\gamma_2 = 4.2$. Крива 1 відповідає випадку $\alpha = 0^\circ$, крива 2 — випадку $\alpha = 10^\circ$, крива 3 — випадку $\alpha = 20^\circ$, крива 4 — випадку $\alpha = 30^\circ$. Частота першої гармоніки $\omega_1 = 0,6 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$.

На рис. 2.3 представлені залежності амплітуд напруженості електричного поля гармонік ХПЗ від поздовжньої координати z для кута вльоту електронного пучка $\alpha = 0^\circ$ (криві 1) і $\alpha = 20^\circ$ (криві 2). Параметри, при яких проводився розрахунок, такі ж, як і для рис. 2.2. На вході досліджуваної системи в обох випадках ХПЗ була

монохроматичною із частотою $\omega_1 = 0,6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, тобто складалася з однієї гармоніки. Розрахунок залежностей проводився за допомогою системи рівнянь для амплітуд гармонік напруженості електричного поля (2.15).

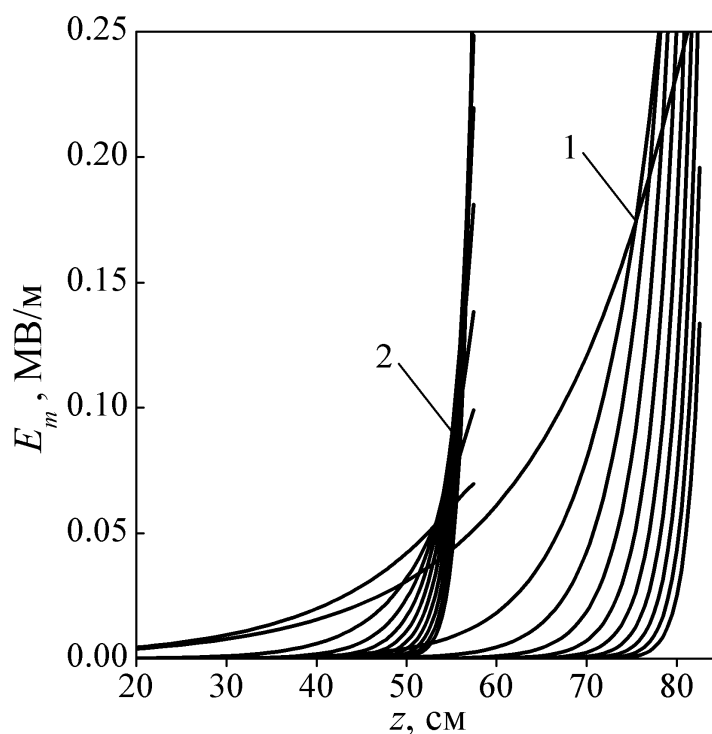


Рисунок 0.3 — Залежності амплітуд напруженості електричного поля гармонік ХПЗ від поздовжньої координати z для кута вльоту електронного пучка $\alpha = 0^\circ$ (криві 1) і $\alpha = 20^\circ$ (криві 2)

З рис. 2.3. випливає, що темпи підсилення гармонік напруженості електричного поля для гвинтового електронного пучка (криві 2) вище, ніж для прямолінійного електронного пучка (криві 1), що підтверджує проведений вище аналіз. Також із цього рисунка випливає, що завдяки множинним трихвильовим параметричним резонансам збуджуються вищі гармоніки, а потім підсилюються за рахунок двопотокової нестійкості. У результаті таких процесів формуються ХПЗ із широким частотним спектром. Відзначимо, що з підвищенням номера гармоніки їхні інкременти наростання збільшуються до значення оптимальної частоти (рис. 2.2), тому темп підсилення вищих гармонік виявляється більш високим. У зв'язку із цим формується аномальна ділянка спектра, у якій більш високі гармоніки

мають більш високі амплітуди. Відзначимо, що система рівнянь (2.15), за допомогою якої побудовані графіки на рис. 2.3, отримана в наближенні слабкого сигналу. Це значить, що процеси насичення вони не описують. Проте, з рис. 2.3 можна зробити висновок, що двопотокові супергетеродинні ЛВЕ, що використовують гвинтові електронні пучки, завдяки більш високим темпам підсилення будуть мати менші поздовжні розміри в порівнянні із ДСЛВЕ, що використовують прямолінійні пучки.

2.4 Формування хвилі просторового заряду з широким частотним спектром у кубічно-нелінійному наближенні

2.4.1 Спектри мультигармонічної ХПЗ для різних кутів вльоту пучка

На рис. 2.4 а і 2.4 б представлені спектри мультигармонічної ХПЗ для кутів вльоту $\alpha_1 = 0^\circ$ й $\alpha_3 = 20^\circ$ для двопотокового РЕП, параметри якого отримані з кубічної нелінійної системи рівнянь (2.15), (2.17). При розрахунках урахували 30 гармонік ХПЗ ($N=30$). На вході в систему ($z=0$) амплітуда першої гармоніки дорівнює 10 В/см, інші гармоніки дорівнюють нулю.

З порівняння рис. 2.4 а і рис. 2.4 б випливає, що ширина спектра мультигармонічної ХПЗ у випадку гвинтового двопотокового РЕП більше, ніж для прямолінійного електронного пучка. Відзначимо, частота, при якій амплітуда гармоніки мінімальна ω_{\min} , перевищує критичну частоту двопотокової нестійкості ω_{cr} як для випадку $\alpha_1 = 0^\circ$, так і для $\alpha_3 = 20^\circ$. Як випливає з рис. 2.4 а і рис. 2.4 б, як реальну ширину частотного спектра варто брати різницю $\omega_{\min} - \omega_1$. Бачимо, при збільшенні кута вльоту пучка з $\alpha_1 = 0^\circ$ до $\alpha_3 = 20^\circ$ ширина спектра збільшується в $\sim 1,5$ рази.

Як і очікувалося, максимальні значення амплітуд гармонік ХПЗ в обох випадках характеризуються частотами ω_{opt} , які відповідають максимальним інкрементам зростання (див. рис. 2.5). Це свідчить про те, що при формуванні

мультигармонічної ХПЗ ефект двопотокової нестійкості переважає над множинними резонансними взаємодіями.

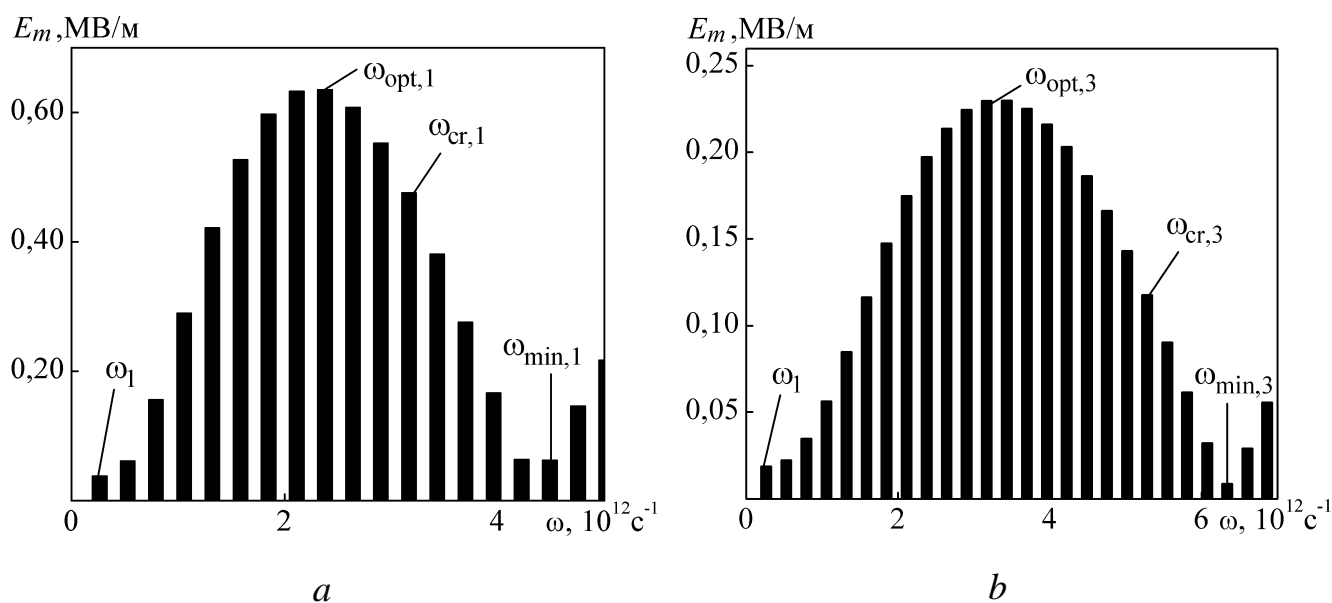


Рисунок 0.4 — Залежність амплітуд гармонік E_m мультигармонічної ХПЗ від частоти ω . На рис. 2.4 *a* представлений спектр ХПЗ у прямолінійному двопотоковому РЕП ($\alpha_1 = 0^\circ$) при $z = 162$ см, на рис. 2.4 *b* представлений спектр ХПЗ у гвинтовому двопотоковому РЕП ($\alpha_3 = 20^\circ$) при $z = 110$ см. Обчислення проводилися при таких же параметрах, як і у випадку рис. 2.5. На вході в систему ($z = 0$) амплітуда першої гармоніки ХПЗ дорівнює 10 В/см, інші гармоніки дорівнюють нулю. Частота першої гармоніки $\omega_1 = 2,6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$.

В спектрі мультигармонічної ХПЗ є ненульові гармоніки, частоти якої перевищують ω_{\min} . Ці гармоніки в даній області частот є невласними, виникають завдяки параметричному резонансу (інтерференції) поздовжніх хвиль. Інтерференційні складові також присутні й у спектрі гвинтового двопотокового РЕП (на рис. 2.4 не показані).

2.4.2 Спектри мультигармонічної ХПЗ для різних середніх значень релятивістського фактора

Залежність інкременту зростання Γ від частоти ω при різних середніх значеннях релятивістського фактора (крива 1 відповідає $\gamma_{01} = 4$, крива 2 – випадку $\gamma_{02} = 5$, крива 3 – випадку $\gamma_{03} = 6$) представлена на рис. 2.5. Параметри пучка: $\omega_p = 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, $\Delta\gamma = 0,4$, кут вльоту $\alpha = 10^\circ$. Частота першої гармоніки $\omega_1 = 2,6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$. Бачимо, що при збільшенні γ_0 відбувається збільшення ширини частотного спектра $\omega_{\text{cr}} - \omega_1$ мультигармонічної ХПЗ. Найбільше значення ширини спектра досягається при найбільшому значенні середнього релятивістського фактора, у цьому випадку при $\gamma_{03} = 6$ (рис. 2.5, крива 3, $\omega_{\text{cr5}} - \omega_1 = 5,8 \times 10^{12} \text{ c}^{-1}$). При цьому, як випливає з рис. 2.5, інкременти зростання зменшуються, що має приводити до збільшення довжини насичення ХПЗ.

На рис. 2.6 представлений спектр мультигармонічної ХПЗ для двопотокового РЕП із $\gamma_{02} = 5$ при $z = 268$ см, параметри пучка відповідають випадку кривої 2 на рис. 2.5. Спектр мультигармонічної ХПЗ для середнього релятивістського фактора $\gamma_{01} = 4$ при $z = 162$ см, параметри пучка відповідають випадку кривої 1 на рис. 2.5, представлений на рис. 2.4 а. Для обох вище зазначених малюнків на вході в систему ($z = 0$) амплітуда першої гармоніки ХПЗ дорівнює 10 В/см , інші гармоніки дорівнюють нулю. Частота першої гармоніки $\omega_1 = 2,6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$.

Порівнюючи рис. 2.4 а і рис. 2.6 можемо зробити висновок, що при збільшенні середнього релятивістського фактора двопотокового релятивістського електронного пучка з $\gamma_{01} = 4$ до $\gamma_{02} = 5$, ширина спектра $\omega_{\text{min}} - \omega_1$ мультигармонічної ХПЗ у двопотоковому РЕП, як і очіувалося, збільшується на 30%. При цьому максимальний рівень амплітуди сигналу зменшується на 40%. Як і очіувалося, координата z , при якій формується спектр для системи з $\gamma_{02} = 5$, збільшується до $z = 268$ см у порівнянні з $z = 162$ см для системи с. $\gamma_{01} = 4$ Таким чином, збільшення релятивістського фактора двопотокового РЕП приводить до збільшення ширини спектра мультигармонічної ХПЗ. Формування такого спектра відбувається на більших довжинах системи.

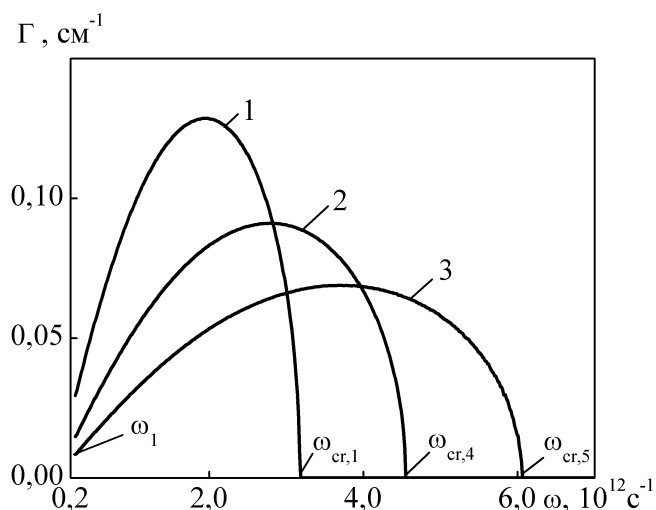


Рисунок 0.5 — Залежність інкременту зростання Γ від частоти ω для двопотокового релятивістського пучка при різних середніх значеннях релятивістського фактора γ_0 . Пучок має наступні параметри: $\omega_p = 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, $\Delta\gamma = 0,4$, кут вльоту $\alpha = 10^\circ$. Частота першої гармоніки $\omega_1 = 2,6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$. Крива 1 відповідає випадку $\gamma_{01} = 4$, крива 2 — випадку $\gamma_{02} = 5$, крива 3 — випадку $\gamma_{03} = 6$.

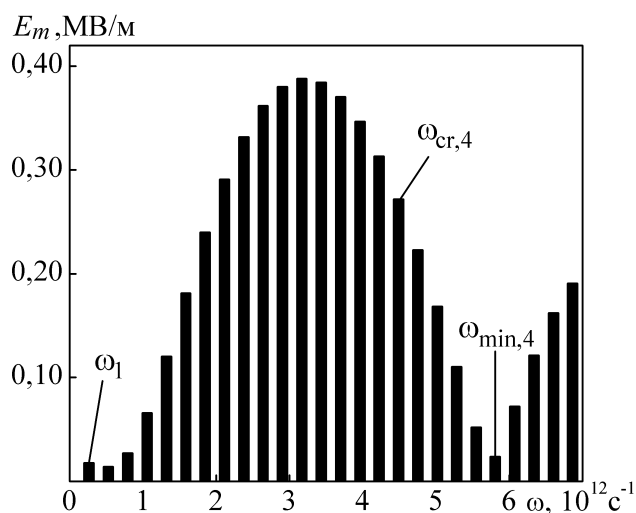


Рисунок 0.6 — Залежність амплітуд гармонік E_m мультигармонічної ХПЗ від частоти ω для двопотокового РЕП із $\gamma_{02} = 5$ при $z = 268 \text{ см}$, параметри пучка відповідають випадку кривої 2 на рис. 2.5 ($\omega_p = 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, $\Delta\gamma = 0,4$, $\alpha = 10^\circ$, $\omega_1 = 2,6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$).

2.4.3 Спектри мультигармонічної ХПЗ для різних значень різниці парціальних релятивістських факторів

На рис. 2.7 представлена залежність інкременту зростання Γ від частоти ω при різних значеннях різниці парціальних релятивістських факторів (крива 1 відповідає $\Delta\gamma_1 = 0,4$, крива 2 – $\Delta\gamma_1 = 0,3$, крива 3 – $\Delta\gamma_1 = 0,2$). Бачимо, при зменшенні $\Delta\gamma$ пучка відбувається збільшення ширини частотного спектра.

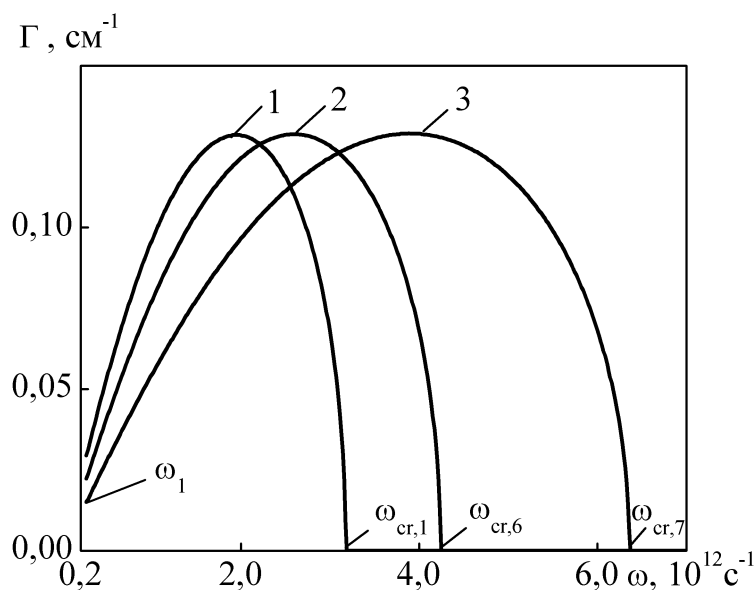


Рисунок 0.7 — Залежність інкременту зростання Γ від частоти ω для двопотокового релятивістського пучка при різних значеннях різниці парціальних релятивістських факторів $\Delta\gamma$. Пучок має наступні параметри: $\omega_p = 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_0 = 4$, кут вльоту $\alpha = 10^\circ$. Частота першої гармоніки $\omega_1 = 2,6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$. Крива 1 відповідає випадку $\Delta\gamma_1 = 0,4$, крива 2 — випадку $\Delta\gamma_2 = 0,3$, крива 3 — випадку $\Delta\gamma_3 = 0,2$.

При цьому максимальне значення інкременту зростання залишається практично однаковим, тобто формування мультигармонічних спектрів повинне відбуватися на сумірних довжинах.

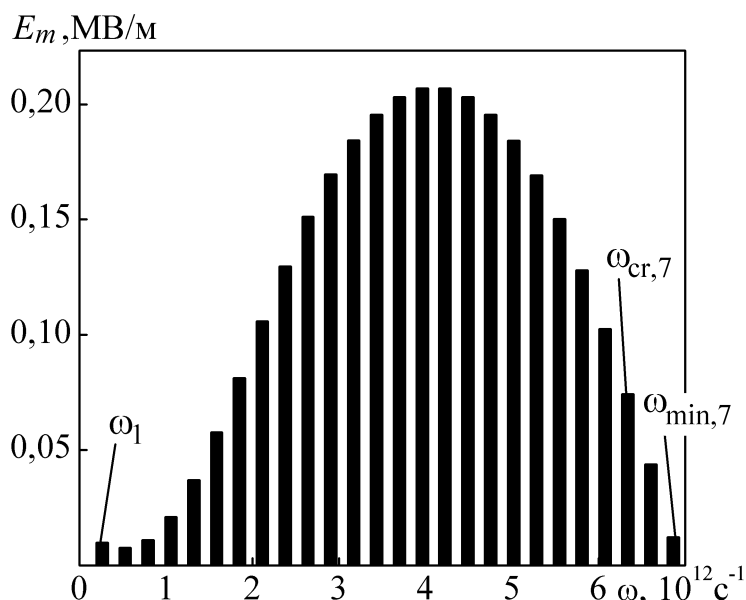


Рисунок 0.8 — Залежність амплітуд гармонік E_m мультигармонічної ХПЗ від частоти ω для двопотокового РЕП із $\Delta\gamma_3 = 0,2$ при $z = 212$ см, параметри пучка відповідають випадку кривої 3 на рис. 2.5 ($\omega_p = 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_0 = 4$, $\alpha = 10^\circ$, $\omega_1 = 2,6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$).

Спектр мультигармонічної ХПЗ для двопотокового РЕП із $\Delta\gamma_3 = 0,2$ при $z = 212$ см представлений на рис. 2.8. Параметри пучка для цього спектра відповідають випадку кривої 3 на рис. 2.7. Спектр мультигармонічної ХПЗ пучка з різницею релятивістських факторів $\Delta\gamma_1 = 0,4$ при $z = 162$ см представлена на рис. 2.4 *a* (параметри пучка відповідають випадку кривої 1 на рис. 2.7). Як і очікувалося, ширина спектра $\omega_{\text{min},7} - \omega_1$ при $\Delta\gamma_3 = 0,2$ (рис. 2.8) більше в 1,6 рази в порівнянні із шириною спектра $\omega_{\text{min},1} - \omega_1$ при $\Delta\gamma_4 = 0,4$. Таким чином, зменшення різниці релятивістських факторів приводить до істотного збільшення ширини мультигармонічної ХПЗ. Також з порівняння рис. 2.8 і рис. 2.4 *a* випливає, що рівень насичення при зменшенні різниці релятивістських факторів до $\Delta\gamma_3 = 0,2$ зменшується майже в 3 рази. Також відзначимо, що довжина, при якій відбувається насичення ХПЗ, для пучка зі $\Delta\gamma_3 = 0,2$ збільшується в 1,3 рази.

2.4.4 Спектри мультигармонічної ХПЗ для різних значень парціальної плазмової частоти

На рис. 2.9 представлена залежність інкременту зростання Γ від частоти ω при різних значеннях парціальної плазмової частоти (крива 1 відповідає випадку $\omega_{p1} = 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, крива 2 — випадку $\omega_{p2} = 8 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, крива 3 — випадку $\omega_{p3} = 10 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$). Інші параметри такі ж, як і у випадку рис. 2.5, крива 1.

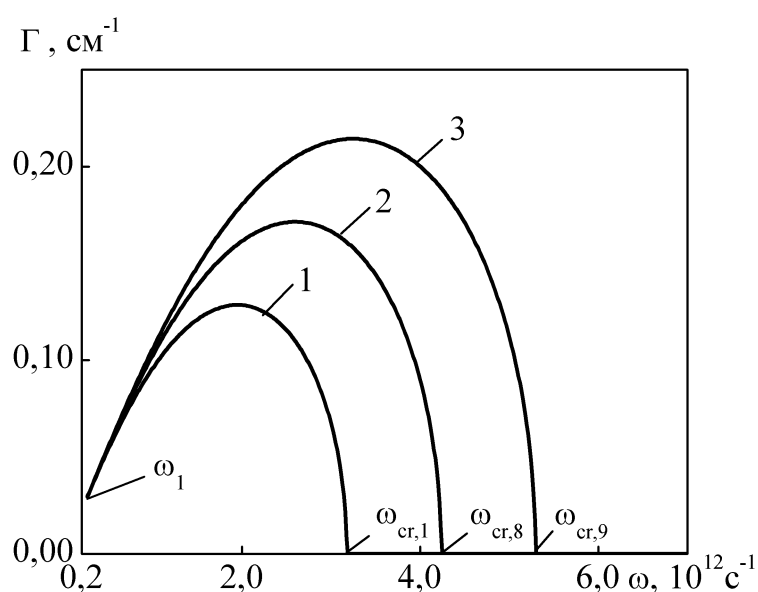


Рисунок 0.9 — Залежність інкременту зростання Γ від частоти ω для двопотового релятивістського пучка при різних парціальних плазмових частотах ω_p . Пучок має наступні параметри: $\gamma_0 = 4$, $\Delta\gamma = 0,4$ кут вльоту $\alpha = 10^\circ$. Частота першої гармоніки $\omega_1 = 2,6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$. Крива 1 відповідає випадку $\omega_{p1} = 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, крива 2 — випадку $\omega_{p2} = 8 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, крива 3 — випадку $\omega_{p3} = 10 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$.

Бачимо, що при збільшенні ω_p відбувається збільшення ширини частотного спектра $\omega_{cr} - \omega_1$ мультигармонічної ХПЗ. Найбільше значення ширини спектра досягається при найбільшому значенні парціальної плазмової частоти, у цьому випадку при $\omega_{p3} = 10 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ (рис. 2.9, крива 3). При цьому, як впливає з рис. 2.9,

інкременти зростання збільшуються, що має приводити до зменшення довжини насичення ХПЗ.

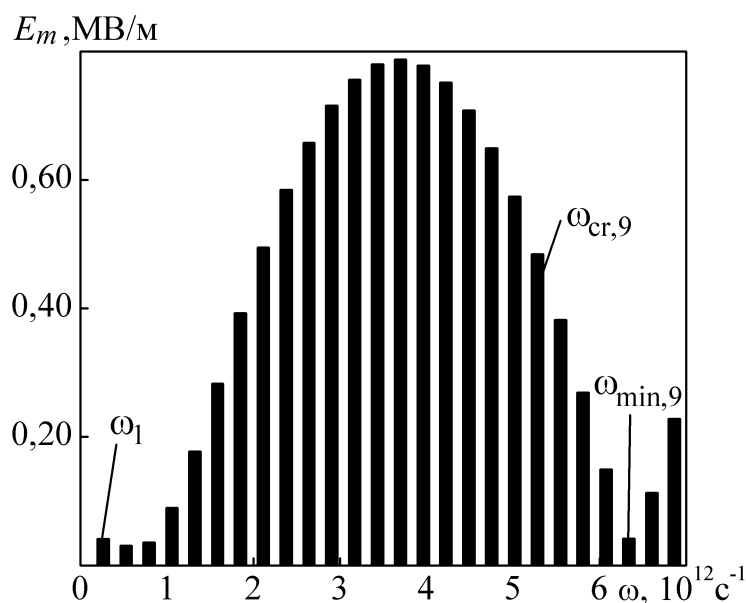


Рисунок 0.10 — Залежність амплітуд гармонік E_m мультигармонічної ХПЗ від частоти ω для двопотокового РЕП із $\omega_{p3} = 10 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ при $z = 149 \text{ см}$, параметри пучка відповідають випадку кривої 3 на рис. 2.9 ($\gamma_0 = 4$, $\Delta\gamma = 0,4$, $\alpha = 10^\circ$, $\omega_1 = 2,6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$).

Спектр мультигармонічної ХПЗ для двопотокового РЕП із $\omega_{p3} = 10 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ при $z = 149 \text{ см}$ представлений на рис. 2.10. Параметри пучка для цього спектра відповідають випадку кривої 3 на рис. 2.9. Спектр мультигармонічної ХПЗ пучка з парціальними частотами $\omega_{p1} = 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ при $z = 162 \text{ см}$ представлений на рис. 2.4 а (параметри пучка відповідають випадку кривої 1 на рис. 2.9). Як і очікувалося, ширина спектра $\omega_{\text{min},9} - \omega_1$ при $\omega_{p3} = 10 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ (рис. 2.10) більше в 1,5 рази в порівнянні із шириною спектра $\omega_{\text{min},1} - \omega_1$ при $\omega_{p1} = 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$. Таким чином, збільшення парціальної плазмової частоти двопотокового РЕП приводить до істотного збільшення ширини спектра мультигармонічної ХПЗ. Також з порівняння рис. 2.10 і рис. 2.4 а випливає, що рівень насичення при збільшенні парціальної

плазмової частоти до $\omega_{p3} = 10 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ збільшується в 1,3 рази. Також відзначимо, що довжина, при якій відбувається насичення ХПЗ, для пучка зі $\omega_{p3} = 10 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ зменшується в 1,1 рази.

2.4.5 Спектри мультигармонічної ХПЗ для різних значень парціальних плазмових частот

На рис. 2.11 представлена залежність інкременту зростання Γ від частоти ω при різних значеннях різниці парціальних плазмових частот (крива 1 відповідає випадку $\Delta\omega_{p1} = 1 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, крива 2 — випадку $\Delta\omega_{p2} = 2 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, крива 3 — випадку $\Delta\omega_{p3} = 3 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$). Бачимо, що при збільшенні $\Delta\omega_p$ пучка відбувається незначне збільшення ширини частотного спектра — при досягненні $\Delta\omega_p$ половини середнього значення плазмової частоти пучка $\omega_{p0} = 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ ширина спектру $\omega_{cr,11} - \omega_1$ збільшується не більш ніж на 10%.

Максимальне значення інкременту зростання залишається майже однаковим, тобто можна очікувати, що форма спектру практично не залежить від різниці парціальних плазмових частот.

Спектр мультигармонічної ХПЗ для двопотокового РЕП із $\Delta\omega_{p3} = 3 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ при $z = 158 \text{ см}$ представлений на рис. 2.12. Параметри пучка для цього спектра відповідають випадку кривої 3 на рис. 2.11. Спектр мультигармонічної ХПЗ пучка з різницею релятивістських факторів $\Delta\gamma_1 = 0,4$ при $z = 162 \text{ см}$ представлена на рис. 2.4 а (параметри пучка відповідають випадку кривої 1 на рис. 2.7).

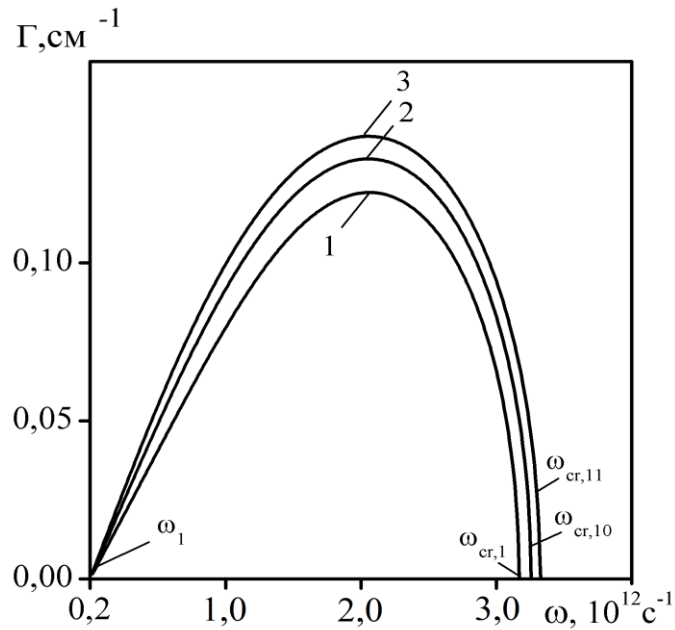


Рисунок 0.11 — Залежність інкременту зростання Γ від частоти ω для двопотокового релятивістського пучка при різних значеннях різниці парціальних плазмових частот ω_p . Пучок має наступні параметри: $\omega_{p0} = 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_0 = 4$, кут вльоту $\alpha = 10^\circ$.

Частота першої гармоніки $\omega_1 = 2,6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$. Крива 1 відповідає випадку $\Delta\omega_{p1} = 1 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, крива 2 — випадку $\Delta\omega_{p2} = 2 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, крива 3 — $\Delta\omega_{p3} = 3 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$.

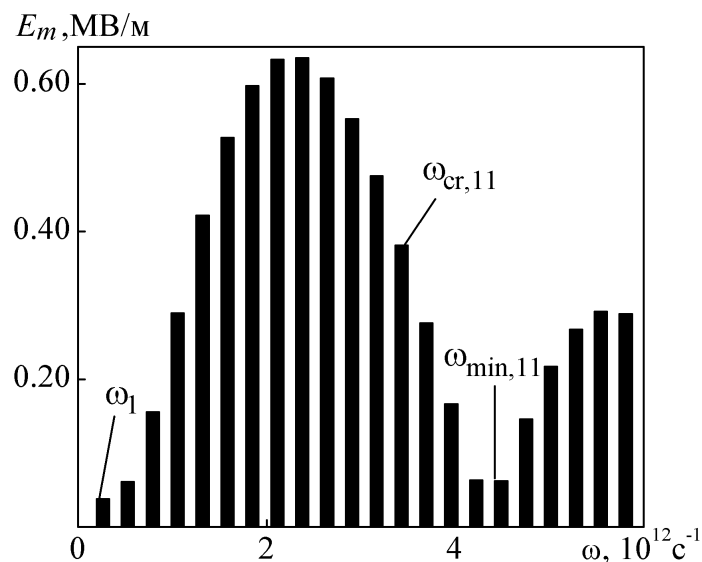


Рисунок 0.12 — Залежність амплітуд гармонік E_m мультигармонічної ХПЗ від частоти ω для двопотокового РЕП із $\Delta\omega_{p3} = 3 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ при $z = 158 \text{ см}$, параметри

пучка відповідають випадку кривої 3 на рис. 2.11 ($\gamma_0 = 4$, $\Delta\gamma = 0,4$, $\alpha = 10^\circ$,

$$\omega_{p0} = 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}, \omega_1 = 2,6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}.$$

Як і очікувалося, ширина спектра $\omega_{cr,11} - \omega_1$ при $\Delta\omega_{p3} = 3 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ (рис. 2.12) залишається практично незмінною в порівнянні із шириною спектра $\omega_{min,1} - \omega_1$ при $\Delta\omega_p = 0$. Таким чином, зміна різниці парціальних плазмових частот не приводить до істотного збільшення ширини спектра мультигармонічної ХПЗ. Також з порівняння рис. 2.12 і рис. 2.4 *a* випливає, що рівень насичення при збільшенні різниці парціальних плазмових частот до $\Delta\omega_{p3} = 3 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ збільшується не більш ніж на 10%. Також відзначимо, що довжина, при якій відбувається насичення ХПЗ, для пучка зі $\Delta\omega_{p3} = 3 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ залишається на тому ж рівні, що й у випадку рівних парціальних плазмових частот. Отже, оптимальним можна назвати режим, коли парціальні плазмові частоти потоків пучка беремо однаковими $\omega_{p,1} = \omega_{p,2} = \omega_p$.

Таким чином, для одержання мультигармонічних хвиль просторового заряду із широким частотним спектром варто використовувати щільні, високоенергетичні парціальні електронні пучки, що характеризуються близькими релятивістськими факторами.

3 ФОРМУВАННЯ МУЛЬТИГАРМОНІЧНИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ СИГНАЛІВ У ДСЛВЕ З ГВИНТОВИМИ ЕЛЕКТРОННИМИ ПУЧКАМИ

3.1 Узагальнена теоретична модель секції модуляції та прикінцевої секції

Розглядаємо наступну модель мультигармонічного ДСЛВЕ Н-убітронного типу із гвинтовими електронними пучками. Схема подібного пристрою може розглядатися як узагальнена теоретична модель прикінцевої секції клістронної моделі, описаної у розділі 1.1. Уздовж осі Z приладу рухається гвинтовий двопотоковий релятивістський електронний пучок 1 (рис. 3.1), що складається із двох парціальних взаємно-проникних гвинтових електронних потоків із близькими за значенням парціальними релятивістськими швидкостями v_1, v_2 ($v_1 - v_2 \ll v_1, v_2$). Швидкості електронів цих пучків спрямовані під кутом α стосовно фокусуєчого магнітного поля \mathbf{V}_0 . Плазмові частоти парціальних електронних потоків приймаємо однаковими $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$; вважаємо, що просторовий заряд пучка скомпенсований іонним фоном, у поперечній площині пучок є однорідним, тепловим розкидом і зіткненнями електронів зневажаємо.

Гвинтовий двопотоковий релятивістський електронний пучок проходить через мультигармонічне циркулярно-поляризоване Н-убітронне магнітне поле з індукцією \mathbf{V}_2 , що створюється періодично реверсивною системою магнітів 2. Період ондуляції першої гармоніки такого поля $\lambda_{2,1}$.

На вхід ДСЛВЕ подається електромагнітний сигнал 3, перша гармоніка якого має частоту $\omega_{1,1}$, хвильове число $k_{1,1}$. Розглядаємо як випадок монохроматичного, так і мультигармонічного вхідного електромагнітного сигналу 3. Внаслідок трихвильового параметричного резонансу між, наприклад, першою гармонікою хвилі сигналу й першою гармонікою хвилі накачування із хвильовим вектором $k_{2,1} = 2\pi/\lambda_{2,1}$ відбувається збудження першої гармоніки хвилі просторового заряду із частотою $\omega_{3,1}$ й хвильовим числом $k_{3,1}$. У випадку мультигармонічного вхідного сигналу в такий же спосіб збуджуються й інші гармоніки ХПЗ.

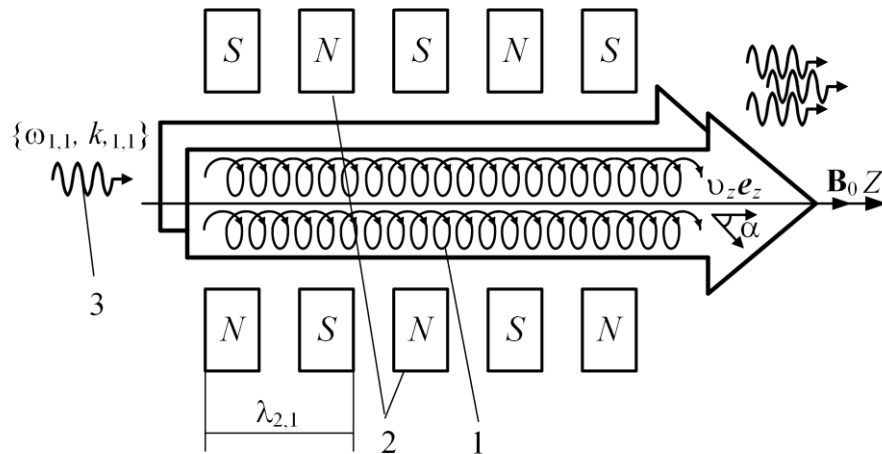


Рисунок 0.1 – Схема мультигармонічного ДСЛВЕ Н-убитронного типу із гвинтовим двопотоківим електронним пучком. Тут: 1 - гвинтовий двопотоківий релятивістський електронний пучок; 2 - система, що створює мультигармонічне Н-убитронне магнітне поле накачування; 3 - вхідний електромагнітний сигнал

Параметри системи підбираємо так, щоб частота першої гармоніки зростаючої хвилі просторового заряду $\omega_{3,1}$ була набагато менше частоти двопотоківої нестійкості ω_{cr} двопотоківого гвинтового РЕП. Тому перша гармоніка ХПЗ буде наростати через двопотоківу нестійкість. Особливістю хвиль просторового заряду, які наростають завдяки двопотоківій нестійкості є те, що такі хвилі характеризуються лінійною дисперсійною залежністю [1, 17, 18, 31, 33, 63, 136, 108]. Внаслідок цього між гармоніками ХПЗ виникають множинні трихвильові параметричні резонансні взаємодії [1, 17, 18, 33, 136, 137, 108]. Це приведе до інтенсивного збудження й посилення вищих гармонік ХПЗ. Збуджені вищі гармоніки ХПЗ також підсилюються й за рахунок двопотоківої нестійкості. Таким чином, у робочій області мультигармонічного ДСЛВЕ відбувається інтенсивна генерація й посилення вищих гармонік ХПЗ як за рахунок трихвильових множинних резонансних взаємодій, так і за рахунок двопотоківої нестійкості. Слід зазначити, що інкремент наростання гармонік ХПЗ, обумовлений двопотоківою нестійкістю,

буде збільшуватися зі збільшенням номера гармоніки аж до оптимальної частоти, що відповідає максимальному інкременту наростання [1, 17, 18, 33, 136, 137, 108].

У робочому об'ємі ДСЛВЕ реалізуються множинні трихвильові параметричні резонансні взаємодії між гармоніками хвилі просторового заряду, гармоніками магнітного поля накачування й гармоніками електромагнітного поля сигналу. Завдяки таким трихвильовим параметричним резонансним взаємодіям відбувається перетворення енергії мультигармонічної хвилі просторового заряду в енергію мультигармонічного електромагнітного сигналу. При цьому для кожної m -й гармоніки мультигармонічної ХПЗ виконується умова параметричного резонансу з відповідними m -й гармонікою магнітного поля накачування й m -й гармонікою електромагнітного сигналу. Відзначимо, що в досліджуваній системі також мають місце трихвильові резонансні взаємодії між гармоніками електромагнітного сигналу. У результаті таких множинних взаємодій на виході мультигармонічного ДСЛВЕ формується потужна мультигармонічна електромагнітна хвиля. Змінюючи параметри системи, наприклад параметри мультигармонічного поля накачування, можемо керувати спектром мультигармонічного електромагнітного сигналу, у тому числі, створювати ультракороткий кластер електромагнітного поля [17, 18].

Побудувавши нелінійну теорію множинних взаємодій хвиль сигналу, накачування й ХПЗ у прикінцевій секції ми можемо її використати для аналізу нелінійних процесів також і в секції модуляції, і в пролітній секції. При цьому в секції модуляції ми приймаємо, що на вхід подається монохроматична електромагнітна хвиля, а хвиля просторового заряду на вході відсутня. У пролітній секції, навпаки, на вході є тільки хвиля ХПЗ, а накачування й хвиля сигналу відсутні.

Як вихідні рівняння для аналізу множинних взаємодій хвиль у прикінцевій секції використовуємо релятивістське квазігідродинамічне рівняння, рівняння неперервності й рівняння Максвелла. Зіткненнями електронів між собою та їх розкидом за швидкостями нехтуємо. Модель уважаємо поперечно однорідною.

3.2 Кубічно-нелінійні вкорочені рівняння

Задачу руху й рівняння неперервності вирішуємо за допомогою модифікованого методу усереднених характеристик, задачу про збудження електромагнітного поля — за допомогою методу повільно змінних амплітуд. При цьому враховуємо особливості множинних трихвильових параметричних резонансних взаємодій хвиль у досліджуваному пристрої, описані у розділі 1.2.

Для вирішення задачі руху перетворимо рівняння до стандартного вигляду [1]. Включимо в таку систему рівняння для швидких фаз $p_{\chi,m}$. Приймаємо, що амплітуди полів повільно змінюються зі зміною поздовжньої координати z . Для опису таких повільних змін амплітуди введемо повільну поздовжню координату $\zeta = z/\xi$, де ξ великий параметр, який визначається відношенням швидкості зміни швидких фаз до швидкості зміни амплітуди. Через те що ми розв'язуємо граничну задачу, то в отриманих рівняннях перейдемо від похідної за часом до похідної за координатою, використовуючи співвідношення $dt = dz/v_z$. У підсумку одержимо систему рівнянь у стандартному вигляді

$$\frac{d\mathbf{v}_q}{dz} = \frac{e}{m_e \gamma_q v_{qz}} \left(\mathbf{E} + \frac{[\mathbf{v}_q \times \mathbf{B}]}{c} - \frac{\mathbf{v}_q (\mathbf{v}_q \mathbf{E})}{c^2} \right), \quad \frac{d\zeta}{dz} = \frac{1}{\xi}, \quad (3.1)$$

$$\frac{dp_{\chi,m}}{dz} = \frac{m\omega_{\chi,1}}{v_{qz}} - k_{\chi,m} \equiv \Omega_{q,\chi,m}. \quad (3.2)$$

У цих рівняннях враховуємо, що амплітуди полів $E_{1,m} = E_{1,m}(\zeta)$, $B_{1,m} = B_{1,m}(\zeta)$, $E_{3,m} = E_{3,m}(\zeta)$ є повільно змінними функціями від поздовжньої координати z .

Порівняємо систему (3.1)-(3.2) зі стандартною [1] і запишемо вектор повільних змінних \mathbf{x} , вектор-функції \mathbf{X} повільних змінних, вектор швидких фаз $\boldsymbol{\psi}$ і вектор фазових швидкостей $\boldsymbol{\Omega}$ у явному виді

$$\mathbf{x} = \{\mathbf{x}_v, x_\zeta\} = \{v_{qz}, v_{qx}, \zeta\}, \quad \frac{1}{\xi} \mathbf{X} = \frac{1}{\xi} \{\mathbf{X}_v, X_\zeta\}, \quad \frac{1}{\xi} X_\zeta = \frac{1}{\xi},$$

$$\frac{1}{\xi} \mathbf{X}_v = \frac{e}{m_e \gamma_q v_{qz}} \left(\mathbf{E} + \frac{[\mathbf{v}_q \times \mathbf{B}]}{c} - \frac{\mathbf{v}_q (\mathbf{v}_q \mathbf{E})}{c^2} \right), \quad (3.3)$$

$$\Psi_1 = \{p_{1,1}, \dots, p_{1,N}, p_{2,1}, \dots, p_{2,N}, p_{3,1}, \dots, p_{3,N}\},$$

$$\Omega_1 = \{\Omega_{q,1,1}, \dots, \Omega_{q,1,N}, \Omega_{2,1}, \dots, \Omega_{2,N}, \Omega_{q,3,1}, \dots, \Omega_{q,3,N}\}. \quad (3.4)$$

Також урахуємо, що електрони гвинтового РЕП окрім осциляторних рухів під дією полів також виконують обертовий рух у поздовжньому фокусувальному магнітному полі \mathbf{B}_0 . Тобто траєкторія незбуреного руху електронів у випадку відсутності сигналу, ХПЗ і накачки є спіраль. Незбурену поперечну швидкість електронів q -го сорту пучка можемо подати у вигляді [144, 145]:

$$v_{qx} = v_{q\perp} \cos p_{q0}, \quad v_{qy} = v_{q\perp} \sin p_{q0}, \quad (3.5)$$

де

$$p_{q0} = -\int_0^z \Omega_{0q} dz', \quad \Omega_{q0} = \frac{dp_{q0}}{dz} = \frac{eB_0}{cm_e \gamma_q v_{qz}} \quad (3.6)$$

– фаза й частота обертання електронів у поздовжньому магнітному полі відповідно; $v_{q\perp}$ – модуль поперечної швидкості частинок q -го сорту пучка. Тому вектор швидкозмінних фаз Ψ_1 і вектор частот Ω_1 (3.4) потрібно доповнити фазою p_{q0} й частотою Ω_{q0} (3.6). Також потрібно врахувати, що за наявності електромагнітних полів електрони пучка в поздовжньому магнітному полі рухаються також і з комбінаційними частотами й фазами:

$$\Psi_2 = \{p_{q,1,1} \pm p_{q0}, \dots, p_{q,1,N} \pm p_{q0}, p_{2,1} \pm p_{q0}, \dots,$$

$$p_{2,N} \pm p_{q0}, p_{q,3,1} \pm p_{q0}, \dots, p_{q,3,N} \pm p_{q0}\},$$

$$\begin{aligned}
\Omega_2 &= \{ \Omega_{q,1,1} \pm \Omega_{q0}, \dots, \Omega_{q,1,N} \pm \Omega_{q0}, \Omega_{2,1} \pm \Omega_{q0}, \dots, \\
&\quad \Omega_{2,N} \pm \Omega_{q0}, \Omega_{q,3,1} \pm \Omega_{q0}, \dots, \Omega_{q,3,N} \pm \Omega_{q0} \}, \\
\Psi_3 &= \{ p_{1,1} \pm 2p_{q0}, \dots, p_{1,N} \pm 2p_{q0}, p_{2,1} \pm 2p_{q0}, \dots, \\
&\quad p_{2,N} \pm 2p_{q0}, p_{3,1} \pm 2p_{q0}, \dots, p_{3,N} \pm 2p_{q0} \}, \\
\Omega_3 &= \{ \Omega_{q,1,1} \pm 2\Omega_{q0}, \dots, \Omega_{q,1,N} \pm 2\Omega_{q0}, \Omega_{2,1} \pm 2\Omega_{q0}, \dots, \\
&\quad \Omega_{2,N} \pm 2\Omega_{q0}, \Omega_{q,3,1} \pm 2\Omega_{q0}, \dots, \Omega_{q,3,N} \pm 2\Omega_{q0} \}. \tag{3.7}
\end{aligned}$$

Необхідність урахування фази $2p_{q0}$ та частоти $2\Omega_{q0}$ викликана наявністю у правій частині рівнянь (3.1) квадрата швидкості. Таким чином, вектор швидких фаз і вектор частот у задачі, що розглядається, набуває вигляду

$$\Psi = \{ \Psi_1, p_{q0}, \Psi_2, \Psi_3 \}, \quad \Omega = \{ \Omega_1, \Omega_{q0}, \Omega_2, \Omega_3 \}. \tag{3.8}$$

Наявність обертового руху електронів у поздовжньому магнітному полі приводить до виникнення додаткових трихвильових параметричних резонансних взаємодій:

$$\begin{aligned}
p_{3,m1} &= p_{3,m2} \pm p_{q0} + p_{3,m3} \mp p_{q0}, \\
p_{3,m1} &= p_{3,m2} \pm 2p_{q0} + p_{3,m3} \mp 2p_{q0}, \\
p_{3,m} &= p_{1,m} \pm p_{q0} + p_{2,m} \mp p_{q0}, \\
p_{3,m} &= p_{1,m} \pm 2p_{q0} + p_{2,m} \mp 2p_{q0}, \\
p_{1,m1} &= p_{1,m2} \pm p_{q0} + p_{1,m3} \mp p_{q0}, \\
p_{1,m1} &= p_{1,m2} \pm 2p_{q0} + p_{1,m3} \mp 2p_{q0}. \tag{3.9}
\end{aligned}$$

Таким чином, у досліджуваній системі реалізуються множинні трихвильові параметричні резонансні взаємодії, які визначені співвідношеннями (1.8), (1.12), (1.13), (3.9). Загальна картина взаємодій виявляється досить складною.

Вплив полів сигналу накачки й ХПЗ на рух електронів будемо розглядати як відхилення від незбурених траєкторій. Для цього використовуємо наступну заміну змінних:

$$v_{qx} = \bar{v}_{q\perp} \cos \bar{p}_{q0} + \tilde{v}_{qx}, \quad v_{qy} = \bar{v}_{q\perp} \sin \bar{p}_{q0} + \tilde{v}_{qy} \quad (3.10)$$

де \tilde{v}_{qx} , \tilde{v}_{qy} — осциляторні x - та y - компоненти вектора швидкості q -го пучка. У цьому випадку, використовуючи заміну (3.10) і алгоритм асимптотичного інтегрування [1, 144, 145], описаний у розділі 2, одержуємо систему рівнянь для усереднених та швидкоосцилюючих величин. Причому всі осциляторні гармоніки, що цікавлять нас, будуть відразу ж враховуватись в \tilde{v}_{qx} та \tilde{v}_{qy} , які далі стандартним чином ураховуються як у рівнянні неперервності, так і рівняннях Максвелла.

Відповідно до алгоритму асимптотичного інтегрування переходимо до усереднених змінних

$$\begin{aligned} v_{qz} &= \bar{v}_{qz} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_{qv_z}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \Psi), \quad v_{qx} = \bar{v}_{q\perp} \cos \bar{p}_{q0} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_{qv_x}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \Psi) \\ v_{qy} &= \bar{v}_{q\perp} \sin \bar{p}_{q0} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_{qv_y}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \Psi), \quad \zeta = \bar{\zeta} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_{\zeta}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \Psi). \end{aligned} \quad (3.11)$$

Рівняння для повільних змінних мають вигляд

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{v}_{qz}}{dz} &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} A_{qv_z}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}), \quad \frac{d\bar{v}_{q\perp}}{dz} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} A_{qv_{\perp}}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}), \\ \frac{d\bar{\zeta}}{dz} &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} A_{\zeta}^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}). \end{aligned} \quad (3.12)$$

Обмежуємося третім наближенням за $1/\xi$. Алгоритм знаходження $\mathbf{u}^{(n)}$ й $\mathbf{A}^{(n)}$ відомий [1]. Із цих формул випливає: $u_{\zeta}^{(n)} = 0$ для будь-яких n ; $A_{\zeta}^{(1)} = 1$, $A_{\zeta}^{(n)} = 0$ для $n > 1$; $A_{v_z}^{(1)} = A_{v_z}^{(2)} = 0$, $A_{v_x}^{(1)} = A_{v_x}^{(2)} = 0$, $A_{v_y}^{(1)} = A_{v_y}^{(2)} = 0$,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\xi} u_{v_z}^{(1)} = & \frac{e}{m_e \bar{v}_{qz} \bar{\gamma}_q} \sum_{m=1}^N \left\{ \exp(i(p_{1,m} + p_0)) \times \right. \\ & \times \frac{\bar{v}_{q\perp}}{2c} \left(\frac{B_{1y,m} + iB_{1x,m} - (E_{1x,m} - iE_{1y,m}) \cdot \bar{v}_{qz}/c}{i(\Omega_{q,1,m} + \Omega_{q,0})} \right) + \\ & + \frac{\bar{v}_{q\perp}}{2c} \left(\frac{B_{1y,m} - iB_{1x,m} - (E_{1x,m} + iE_{1y,m}) \cdot \bar{v}_{qz}/c}{i(\Omega_{q,1,m} - \Omega_{q,0})} \right) \times \\ & \left. \times \exp(i(p_{1,m} - p_0)) + \left(1 - \frac{\bar{v}_{qz}^2}{c^2} \right) \frac{E_{3z,m} \exp(ip_{3,m})}{i\Omega_{q,3,m}} + c.c \right\} \end{aligned}$$

і так далі. У результаті отримуємо рішення як для швидкості (3.11), так і для її постійної складової (3.12).

Розв'язки рівняння неперервності знаходимо аналогічно, як і у випадку задачі руху. Перетворюємо рівняння (2.3) до стандартного вигляду [1, 4, 5, 138]. Швидкість вважаємо відомою функцією (3.11), (3.12) від швидких фаз, постійної складової швидкості і повільно змінних амплітуд електричних і магнітних полів. Включимо в таку систему рівняння для швидких фаз (2.7). У підсумку одержимо систему у стандартному вигляді

$$\frac{dn_q}{dz} = -\frac{n_q}{v_{qz}} \frac{\partial v_{qz}}{\partial z}, \quad \frac{dp_{q,m}}{dz} = \frac{m\omega_1}{v_{qz}} - k_m \equiv \Omega_{q,m} \quad (3.13)$$

Порівняємо систему (2.11) зі стандартною [1, 4, 5, 138] і запишемо вектор повільних змінних \mathbf{x} , вектор-функції \mathbf{X} , вектор швидких фаз $\boldsymbol{\psi}$, вектор фазових швидкостей $\boldsymbol{\Omega}$ в явному вигляді

$$\mathbf{x} = \{x_n\} = \{n_q\}, \quad \frac{1}{\xi} \mathbf{X} = \frac{1}{\xi} \{X_n\} = \left\{ -\frac{n_q}{v_{qz}} \frac{\partial v_{qz}}{\partial z} \right\},$$

$$\boldsymbol{\psi} = \{p_{q,1}, \dots, p_{q,N}\}, \quad \boldsymbol{\Omega} = \{\Omega_{q,1}, \dots, \Omega_{q,N}\} \quad (3.14)$$

Нагадаємо, що швидкість вважається відомою. Далі використовуємо алгоритм модернізованого методу усереднених характеристик і переходимо до усереднених змінних

$$n_q = \bar{n}_q + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} u_n^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}, \boldsymbol{\psi}) \quad (3.15)$$

Рівняння для усередненої концентрації мають вигляд

$$\frac{d\bar{n}_q}{dz} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\xi^n} A_n^{(n)}(\bar{\mathbf{x}}) \quad (3.16)$$

Обмежуємося третім наближенням по $1/\xi$. Алгоритм знаходження $u^{(n)}$ і $A^{(n)}$ описано, наприклад, в [1, 4, 5, 138]. В результаті знаходимо функції $u_n^{(1)}/\xi$, $u_n^{(2)}/\xi^2$, $u_n^{(3)}/\xi^3$, $A_n^{(1)}/\xi$, $A_n^{(2)}/\xi^2$, $A_n^{(3)}/\xi^3$, котрі визначають розв'язки для концентрації (3.15), (3.16) з точністю до кубічних складових по $1/\xi$.

Для розв'язання задачі збудження електромагнітних полів отримані розв'язки для швидкості і концентрації пучків підставляємо в рівняння Максвелла. Ураховуємо, що отримані вирази для швидкості і концентрації пучків, які отримані методом усереднених характеристик, мають вигляд рядів за малим параметром $1/\xi$. Розкладаємо їх також у ряди за гармоніками швидких фаз і отримуємо систему диференціальних рівнянь для амплітуд напруженості електричного поля

електромагнітної хвилі сигналу, хвилі просторового заряду у кубічному нелінійному наближенні

$$\begin{aligned}
K_{2,1,m} \frac{d^2 E_{1x,m}}{dz^2} + K_{1,1,m} \frac{dE_{1x,m}}{dz} + D_{1,m} E_{1x,m} &= K_{3,1,m} E_{3z,m} B_{2y,m} + F_{1x,m}, \\
K_{2,1,m} \frac{d^2 E_{1y,m}}{dz^2} + K_{1,1,m} \frac{dE_{1y,m}}{dz} + D_{1,m} E_{1y,m} &= K_{3,1,m} E_{3z,m} B_{2x,m} + F_{1y,m}, \\
C_{2,3,m} \frac{d^2 E_{3z,m}}{dz^2} + C_{1,3,m} \frac{dE_{3z,m}}{dz} + D_{3,m} E_{3z,m} &= \\
= C_{3,3,m} E_{1x,m} B_{2y,m}^* + C_{4,m} \left\langle \int \mathbf{E}_3 \left(\int \mathbf{E}_3 dp_{3,1} \right) dp_{3,1} \right\rangle_{p_{3,m}} + F_{3,m}. & \quad (3.17)
\end{aligned}$$

У цих рівняннях:

$$\begin{aligned}
D_{1,m}(\omega_{1,m}, k_{1,m}) &= k_{1,m}^2 - \frac{\omega_{1,m}^2}{c^2} + \sum_{q=1}^2 \left[\frac{\omega_p^2}{\bar{\gamma}_q (\Omega_{1,q,m} - \eta_{1,m} \Omega_{q0})^2 c^2} \times \right. \\
&\times \left. \left(\Omega_{1,q,m} (\Omega_{1,q,m} - \eta_{1,m} \Omega_{q0,m}) - \frac{\bar{v}_{q\perp}^2}{2c^2} (\omega_{1,m}^2 - k_{1,m}^2 c^2) \right) \right], \\
D_{3,m}(\omega_{3,m}, k_{3,m}) &= -ik_{3,m} \left(1 - \sum_{q=1}^2 \frac{\omega_p^2 (1 - (\bar{v}_{qz}/c)^2)}{\Omega_{3,m}^2 \bar{\gamma}_q} \right) \quad (3.18)
\end{aligned}$$

дисперсійні функції відповідно електромагнітної хвилі сигналу й хвилі ХПЗ для m -ї

гармоніки; $F_{1,m} = \frac{4\pi e}{c} \left\langle \sum_{q=1}^2 \frac{1}{\xi^3} (\bar{n}_q u_{v_x,q}^{(3)} + u_{n,q}^{(1)} u_{v_x,q}^{(2)} + u_{n,q}^{(2)} u_{v_x,q}^{(1)}) \right\rangle_{p_{1,m}}$, $F_{3,m} = 4\pi e \left\langle \sum_{q=1}^2 \frac{1}{\xi^3} u_{n,q}^{(3)} \right\rangle_{p_{3,m}}$ –

функції, що враховують кубічні нелінійні доданки. Функції $u_{n,q}^{(1)}/\xi$, $u_{n,q}^{(2)}/\xi^2$, $u_{n,q}^{(3)}/\xi^3$ визначають осциляторні складові концентрації парціальних пучків у першому, другому й третьому наближенні відповідно; $u_{v_x,q}^{(1)}/\xi$, $u_{v_x,q}^{(2)}/\xi^2$, $u_{v_x,q}^{(3)}/\xi^3$ – осциляторні компоненти швидкості v_x ;

$$K_{1,1,m} = \frac{\partial D_{1,m}}{\partial(-ik_{1,m})}, \quad K_{2,1,m} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{1,m}}{\partial(-ik_{1,m})^2}, \quad K_{3,m}, \quad C_{1,3,m} = \frac{\partial D_{3,m}}{\partial(-ik_{3,m})},$$

$$C_{2,3,m} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{3,m}}{\partial(-ik_{3,m})^2}, \quad C_{3,m}, \quad C_{4,m} \quad \text{є коефіцієнтами відповідних диференціальних}$$

рівнянь, які залежать від частот, хвильових чисел і параметрів системи. Коефіцієнти системи рівнянь (3.17) також залежать від постійних складових швидкостей \bar{v}_q і концентрацій \bar{n}_q парціальних пучків. Тому систему рівнянь (3.17) доповнимо рівняннями для постійних складових

$$\frac{d\bar{v}_{qz}}{dz} = V_{qz}(\mathbf{E}_1, \mathbf{B}_1, \mathbf{B}_2, \mathbf{E}_3, \bar{v}_q, \bar{n}_q), \quad (3.19)$$

$$\frac{d\bar{v}_{q\perp}}{dz} = V_{q\perp}(\mathbf{E}_1, \mathbf{B}_1, \mathbf{B}_2, \mathbf{E}_3, \bar{v}_q, \bar{n}_q), \quad (3.20)$$

$$\frac{d\bar{n}_q}{dz} = N_q(\mathbf{E}_1, \mathbf{B}_1, \mathbf{B}_2, \mathbf{E}_3, \bar{v}_q, \bar{n}_q). \quad (3.21)$$

Функції $V_{qz} = \sum_{q=1}^2 \frac{1}{\xi^3} A_{qv_z}^{(3)}$, $V_{q\perp} = \sum_{q=1}^2 \frac{1}{\xi^3} A_{qv_\perp}^{(3)}$, $N_q = \sum_{q=1}^2 \frac{1}{\xi^3} A_{qn}^{(3)}$ ураховують кубічні

нелінійні доданки.

Отриману систему кубічно-нелінійних рівнянь (3.17)-(3.21) аналізуємо чисельно. Ця система рівнянь описує нелінійні процеси в ДСЛВЕ клістронного типу.

3.3 Взаємодія хвиль у слабосигнальному наближенні

Проведемо аналіз динаміки хвиль у ДСЛВЕ із гвинтовими двопотоковими пучками у слабосигнальному наближенні. Досліджуємо пристрій з наступними параметрами: $\gamma_1 = 4.8$, $\gamma_2 = 4.2$; плазмова частота кожного з електронних пучків

$\omega_p = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ з}^{-1}$; період ондуляції магнітного поля накачування для першої гармоніки 5 см, індукція фокусувального поздовжнього магнітного поля $B_0 = 2,8 \cdot 10^2 \text{ Гс}$.

Визначимо інкременти наростання хвиль у досліджуваній системі. Для цього використовуємо систему рівнянь (3.17), у якій зневажимо множинними резонансними взаємодіями як між гармоніками електромагнітної хвилі, так і між гармоніками хвилі просторового заряду. Тоді система (3.17) набере вигляду

$$K_1 \frac{dE_{1x}}{dz} = K_3 E_{3z} B_{2x}^*,$$

$$C_2 \frac{d^2 E_{3z}}{dz^2} + C_1 \frac{dE_{3z}}{dz} + DE_{3z} = C_3 (1 + \eta_1 \eta_2) E_{1x} B_{2y}. \quad (3.22)$$

У рівнянні (3.22) індекс m опущений. Шукаємо рішення цієї системи рівнянь у вигляді $E_1, E_3 \sim \exp(\Gamma z)$, де Γ - інкремент наростання хвиль у ДСЛВЕ. Підстановка такого рішення в (3.17) приводить до алгебраїчного рівняння третього ступеня відносно Γ [146]:

$$K_1 \Gamma (C_2 \Gamma^2 + C_1 \Gamma + D) = C_3 K_3 (1 + \eta_1 \eta_2) |B_{2y}|^2. \quad (3.23)$$

Вирішуючи це рівняння чисельно, визначимо залежність інкременту зростання хвиль $\text{Re}(\Gamma)$ у досліджуваному пристрої як функцію частоти сигналу ω_1 для гвинтових електронних пучків з різними кутами вльоту пучка α .

На рис. 3.2 представлені залежності інкрементів наростання в досліджуваному ДСЛВЕ від частоти хвилі сигналу ω_1 при різних кутах вльоту α . Криві 1–4 відповідають залежностям інкрементів наростання електромагнітних хвиль, які певні зі співвідношення (18): крива 1 відповідає куту вльоту $\alpha = 0^\circ$, крива 2 – куту $\alpha = 10^\circ$, крива 3 – $\alpha = 20^\circ$, крива 4 – $\alpha = 30^\circ$. Крива 5 описує залежність інкременту наростання двопотокової нестійкості від частоти, що визначена з

дисперсійного співвідношення (3.18) для кута вльоту $\alpha = 0^\circ$. Амплітуда поля накачування $\sqrt{B_{2y}^2 + B_{2x}^2} = 565$ Гс.

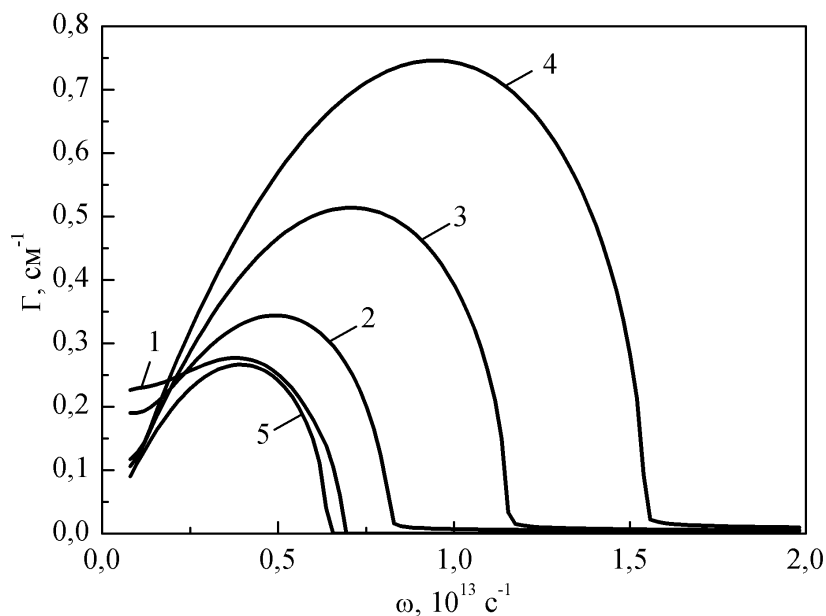


Рисунок 0.2 – Залежності інкрементів наростання від частоти хвилі сигналу ω_1 при різних кутах вльоту α . Криві 1 - 4 відповідають залежностям інкрементів наростання електромагнітних хвиль від частоти ω_1 , які визначені зі співвідношення (18): крива 1 відповідає куту вльоту $\alpha = 0^\circ$, крива 2 – куту $\alpha = 10^\circ$, крива 3 – $\alpha = 20^\circ$, крива 4 – $\alpha = 30^\circ$. Крива 5 описує залежність інкременту наростання двопотокової нестійкості від частоти, що визначена з дисперсійного співвідношення (3.18) для кута вльоту $\alpha = 0^\circ$

Порівняємо залежності інкременту наростання електромагнітної хвилі сигналу (крива 1) і інкременту наростання двопотокової нестійкості (крива 5) від частоти при куті вльоту $\alpha = 0^\circ$. Бачимо, що, у цілому, криві 1 і 5 близькі. Це свідчить про те, що саме двопотокова нестійкість визначає динаміку електромагнітної хвилі в досліджуваному лазері на вільних електронах. Однак, при низьких частотах ($\omega_1 \sim 1 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$) розходження між цими кривими стає істотним. Це пов'язано з тим, що темп наростання електромагнітної хвилі сигналу в ДСЛВЕ визначається не тільки двопотоковою, але й параметричною нестійкістю. Відомо, що при зменшенні

частоти інкремент двопотокової нестійкості зменшується, тоді як інкремент параметричної нестійкості збільшується [1, 100]. Із цієї причини при низьких частотах результуючий інкремент наростання електромагнітної хвилі сигналу (крива 1) стає істотно вище двопотокового інкременту наростання (крива 5). Таким чином, при досить низьких частотах результуючий інкремент наростання електромагнітної хвилі сигналу визначається параметричною нестійкістю.

Зі збільшенням кута вльоту пучка α розходження між інкрементами наростання електромагнітної хвилі сигналу й інкрементом наростання двопотокової нестійкості при низьких частотах зменшується. Причина цього полягає в тому, що при збільшенні кута вльоту α , з одного боку, інкремент двопотокової нестійкості збільшується, а з іншого боку, параметричний інкремент наростання зменшується.

Проведемо аналіз залежностей інкрементів наростання електромагнітної хвилі сигналу (криві 1–4 на рис. 3.2) для кутів вльоту 0° , 10° , 20° і 30° . Як уже згадувалося вище, ці залежності, у цілому, визначаються інкрементами двопотокової нестійкості, а виходить, і мають їх властивості. Бачимо, що зі збільшенням кута вльоту пучка α збільшуються як максимальні значення інкрементів наростання електромагнітної хвилі сигналу $\text{Re}(\Gamma)$, так і критичні частоти ω_{cr} , при яких інкремент наростання стає близьким до нуля. Такими ж властивостями характеризується двопотокова нестійкість у гвинтових двопотокових релятивістських пучках [33, 137]. Таким чином, у мультигармонічних двопотокових супергетеродинних ЛВЕ, які використовують гвинтові двопотокові релятивістські електронні пучки, темпи наростання електромагнітних хвиль будуть набагато вище, ніж у ДСЛВЕ із прямолінійними електронними пучками. Ширина спектра мультигармонічного сигналу визначається різницею між критичною частотою й частотою першої гармоніки. Так як критична частота з підвищенням кута вльоту росте ($\omega_{\text{cr1}} < \omega_{\text{cr2}} < \omega_{\text{cr3}} < \omega_{\text{cr4}}$, див. рис. 3.2), то й ширина частотного спектра буде рости. Тому можемо зробити висновок, що в мультигармонічних ДСЛВЕ із гвинтовими електронними пучками буде формуватися потужна мультигармонічна електромагнітна хвиля з більш широким частотним спектром.

На рис. 3.3 представлені залежності амплітуд напруженості електричного поля п'ятнадцяти гармонік електромагнітної хвилі сигналу від поздовжньої координати z для кута вльоту електронного пучка $\alpha = 0^\circ$ (криві 1) і $\alpha = 30^\circ$ (криві 2). Параметри, при яких проводився розрахунок, такі ж, як і для рис. 3.2, за винятком напруженості магнітного поля накачування, що дорівнює $\sqrt{B_{2y}^2 + B_{2x}^2} = 141$ Гс. На вхід досліджуваного ДСЛВЕ подається монохроматичний сигнал із частотою $\omega_1 = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Розрахунок залежностей проводився за допомогою системи рівнянь для амплітуд гармонік напруженостей електричного поля (3.17).

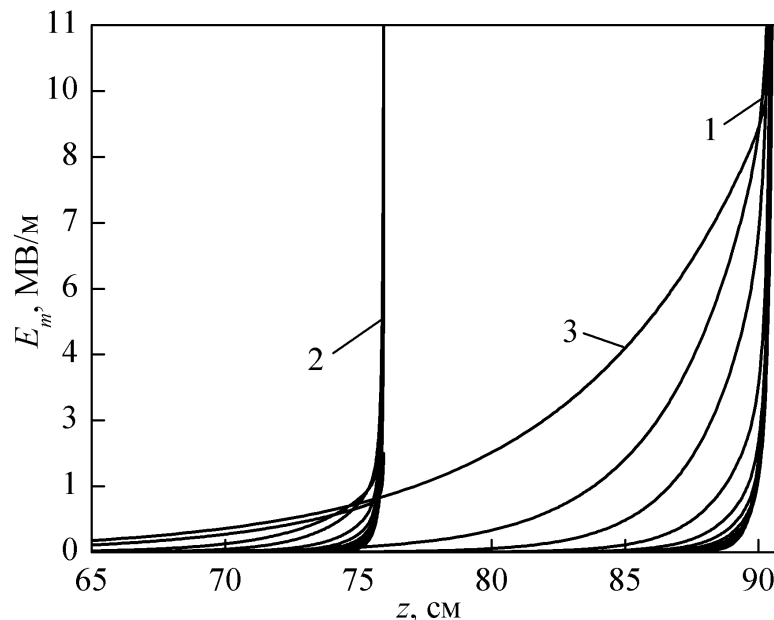


Рисунок 0.3 – Залежності амплітуд напруженості електричного поля гармонік електромагнітної хвилі сигналу від поздовжньої координати z для кута вльоту електронного пучка $\alpha = 0^\circ$ (криві 1) і $\alpha = 30^\circ$ (криві 2) у випадку монохроматичного вхідного сигналу. Крива 3 відповідає залежності амплітуди 1-й гармоніки напруженості електричного поля від поздовжньої координати z для кута вльоту пучка $\alpha = 0^\circ$. Частота першої гармоніки $\omega_1 = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$

Рис. 3.3 підтверджує висновки, отримані при аналізі рис. 3.2. З нього випливає, що темпи посилення гармонік напруженості електричного поля для гвинтового електронного пучка (криві 2) вище, ніж для прямолінійного

електронного пучка (криві 1). Також із цього рисунка випливає, що завдяки множинним трихвильовим параметричним резонансам збуджуються вищі гармоніки, а потім підсилюються завдяки додатковому механізму підсилення (двопотокова нестійкість). У результаті таких процесів формуються мультигармонічні електромагнітні хвилі. На рис. 3.4 представлений спектр такої електромагнітної хвилі сигналу в точці з координатою $z = 75,2$ см, кут вльоту електронного пучка $\alpha = 30^\circ$. Бачимо, що в досліджуваному пристрої відбувається формування мультигармонічної електромагнітної хвилі, у якій амплітуди гармонік мають порівнянні амплітуди в широкому частотному спектрі. Це є необхідною умовою для формування ультракоротких електромагнітних кластерів електромагнітного поля [1, 17, 18]. Відзначимо, що завдяки трихвильовим параметричним резонансам також збуджуються хвилі із частотами, які перевищують критичну частоту $\omega_{cr4} = 1.6 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$.

Розглянемо формування мультигармонічної електромагнітної хвилі в ДСЛВЕ із прямолінійними пучками ($\alpha = 0^\circ$). Як уже було сказано раніше, з рис. 3.2 випливає, що інкремент наростання *першої гармоніки* електромагнітної хвилі сигналу для пучка із $\alpha = 0^\circ$ при низьких частотах ($\omega_1 = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$) є більше високим у порівнянні з інкрементами наростання сигналу в ДСЛВЕ із гвинтовими електронними пучками (порівняйте криву 1 і криві 2 – 4 на рис. 3.2). Це обумовлено, з одного боку, збільшенням впливу параметричного механізму посилення при зниженні частоти, а з іншого боку, при низьких частотах відбувається зменшення інкременту наростання двопотокової нестійкості. У результаті перша гармоніка сигналу для ДСЛВЕ із прямолінійним пучком ($\alpha = 0^\circ$) одержує істотне посилення, як це випливає з рис. 3.3, крива 3. У підсумку, перша гармоніка домінує над вищими гармоніками й формування електромагнітного сигналу із широким спектром у ДСЛВЕ із прямолінійним РЕП ($\alpha = 0^\circ$), у якому гармоніки будуть мати порівнянні амплітуди ставати скрутним. Тому для формування сигналів із широким частотним спектром переважно використовувати саме гвинтові електронні пучки. Також, як випливає з рис. 3.3, у двопотокових ДСЛВЕ, які використовують гвинтові

електронні пучки, через більш високі темпи підсилення насичення буде відбуватися раніше, а виходить, такі пристрої будуть мати менші поздовжні розміри в порівнянні із ДСЛВЕ, що використовують прямолінійні пучки.

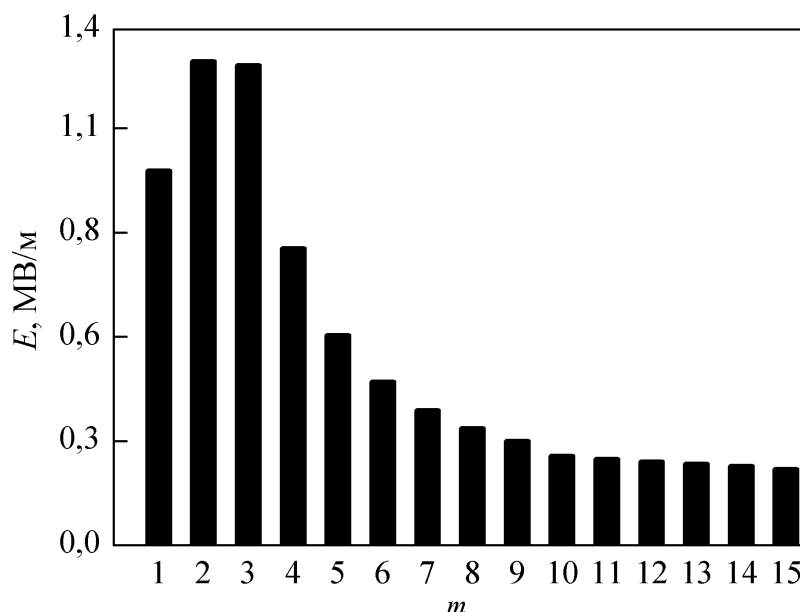


Рисунок 0.4 – Залежність амплітуд напруженості електричного поля гармонік електромагнітної хвилі сигналу від номера гармоніки в точці з координатою $z = 75,2$ см, кут вльоту електронного пучка $\alpha = 30^\circ$, випадок монохроматичного вхідного сигналу. Частота першої гармоніки $\omega_1 = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$

Проведемо аналіз ситуації, коли на вхід досліджуваної системи подається *мультигармонічний* вхідний сигнал, що складається із трьох ненульових перших гармонік електромагнітної хвилі. Для цього випадку залежності амплітуд напруженості електричного поля п'ятнадцяти гармонік електромагнітної хвилі сигналу від поздовжньої координати z для кута вльоту електронного пучка $\alpha = 0^\circ$ (криві 1) і $\alpha = 30^\circ$ (криві 2) представлені на рис. 3.5. Параметри, при яких проводився розрахунок, такі ж, як і для рис. 3.3. Розрахунок залежностей проводився за допомогою системи рівнянь для амплітуд гармонік напруженості електричного поля (3.17). З рис. 3.5 випливає, що у випадку мультигармонічного вхідного сигналу насичення відбувається при куті вльоту $\alpha = 0^\circ$ на довжині $z \sim 45$ см (для монохроматичного вхідного сигналу $z \sim 90$ см, рис. 3.3), при куті

вльоту $\alpha = 30^\circ$ на довжині $z \sim 30$ см (для монохроматичного вхідного сигналу $z \sim 75$ см, рис. 3.3). Таким чином, наявність вхідного мультигармонічного сигналу, що складається з незначної кількості гармонік (три гармоніки) призводить до істотного зниження довжин насичення (у два рази і більше), як для прямолінійного, так і для гвинтового релятивістського електронного пучка. Такий вплив на довжини насичення мультигармонічного вхідного сигналу пояснюється наступними обставинами. По-перше, завдяки використанню мультигармонічного вхідного сигналу відбувається більш швидке збудження вищих гармонік ХПЗ, які фактично визначають формування вихідної мультигармонічної електромагнітної хвилі.

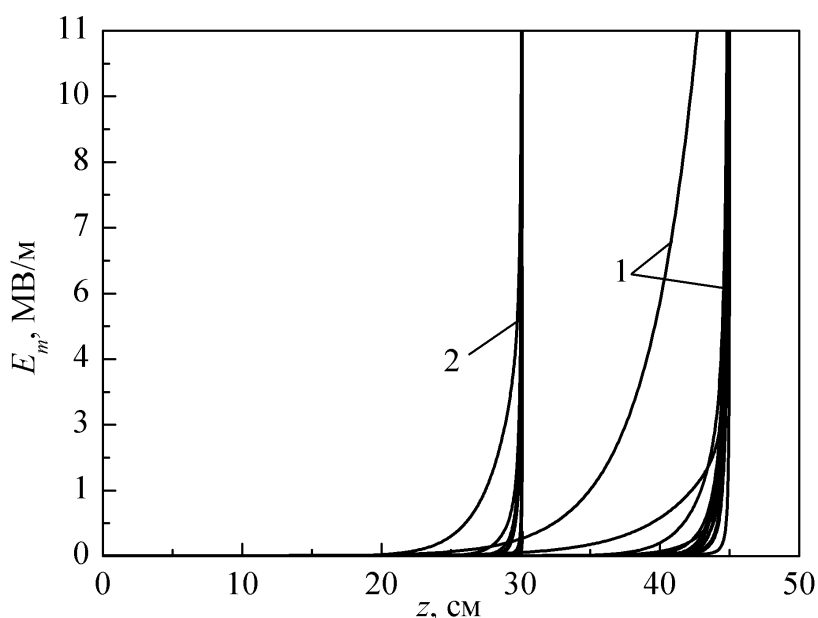


Рисунок 0.5 – Залежності амплітуд напруженості електричного поля гармонік електромагнітної хвилі сигналу від поздовжньої координати z для кута вльоту електронного пучка $\alpha = 0^\circ$ (криві 1) і $\alpha = 30^\circ$ (криві 2) у випадку мультигармонічного вхідного сигналу. Частота першої гармоніки $\omega_1 = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$

По-друге, порушення вищих гармонік ХПЗ відбувається на більш високих частотах, які характеризуються більш високими інкрементами наростання. Таким чином, використання мультигармонічних вхідних сигналів приводить до більш інтенсивного формування потужної електромагнітної хвилі із широким частотним спектром.

3.4 Формування потужної мультигармонічної електромагнітної хвилі

Проведемо дослідження динаміки формування потужної мультигармонічної електромагнітної хвилі з використанням рівнянь (3.17)—(3.18) у ДСЛВЕ з наступними параметрами: середнє значення релятивістського фактора двопотокового гвинтового РП $\gamma_0 = 5,0$, різниця релятивістських факторів парціальних пучків $\Delta\gamma = 0,2$, плазмова частота парціальних пучків $\omega_p = 1,0 \cdot 10^{11} \text{ з}^{-1}$, швидкості електронів у гвинтовому пучку спрямовані під кутом $\alpha = 15^\circ$ відносно осі системи, частота першої гармоніки електромагнітного сигналу $\omega_{1,1} = 7 \cdot 10^{11} \text{ з}^{-1}$, період ондулятора $\lambda_{2,1} = 4,5 \text{ см}$.

Порівнюючи частоту першої гармоніки електромагнітного сигналу $\omega_{1,1} = 7 \cdot 10^{11} \text{ з}^{-1}$ з плазмовою частотою двопотокових пучків $\omega_p = 1,0 \cdot 10^{11} \text{ з}^{-1}$, бачимо, що умова $\omega_{1,1} \gg \omega_p$ виконується. Це означає, що для всіх гармонік хвилі сигналу залежність хвильового числа від частоти є квазілінійною. Тому умови реалізації множинних резонансних взаємодій є виконаними.

Відомо, що всі гармоніки хвилі просторового заряду, частота яких менше за критичну частоту двопотокової нестійкості ($\omega_{cr} = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ з}^{-1}$ для моделі, що розглядається), будуть підсилюватися внаслідок двопотокової нестійкості. Для досліджуваної моделі із гвинтовим електронним пучком у цю область підсилення попадає $\omega_{cr} / \omega_{1,1} \approx 35$ гармонік. Причому, частина з їх, частоти яких менше за оптимальну частоту двопотокової нестійкості ($\omega_{opt} = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ з}^{-1}$), зі збільшенням частоти будуть мати більші інкременти зростання й будуть утворювати аномальний спектр, у якому більш високочастотні гармоніки ХПЗ будуть мати більшу амплітуду. В область аномального спектра в цій моделі попадає $\omega_{opt} / \omega_{1,1} \approx 21$ гармоніка.

Відзначимо, що у випадку використання в ДСЛВЕ замість гвинтового прямолінійного пучка кількість гармонік, які формують мультигармонічний

електромагнітний сигнал, зменшується. У цьому випадку критична частота двопотокової нестійкості стає в ~ 2 рази меншою. Відповідно в ~ 2 рази зменшується й кількість гармонік, які збуджуються в такому ДСЛВЕ. Тому в ДСЛВЕ, які призначені для формування потужних мультигармонічних електромагнітних хвиль потрібно використовувати саме гвинтові двопотокові РЕП.

Розглядаємо модель мультигармонічного ДСЛВЕ, що подана на рис. 1.1, у якій на вхід секції модуляції I подається монохроматичний сигнал із частотою $\omega_{1,1}$. Тут внаслідок трихвильового параметричного резонансу між електромагнітним сигналом 1 і Н-убітронним полем модулятора 2 у двопотоковому електронному пучку 1 збуджується хвиля просторового заряду. Через те, що на вхід модулятора подається монохроматична хвиля сигналу, то і Н-убітронне магнітне поле модулятора вибираємо також монохроматичним. На вхід модулятора подаємо сигнал з амплітудою 100 В/см, інші гармоніки дорівнюють нулю. Індукцію магнітного поля Н-убітронної накачки вибираємо такою, що дорівнює $B_{2,1} = 800$ Гс, період модулятора, як зазначалось вище, $\lambda_{2,1} = 4,5$ см. Тоді на виході із секції модуляції одержуємо ХПЗ, спектр якої подано на рис. 3.6. Як бачимо, на виході з модулятора формується ХПЗ, у якій амплітуда першої гармоніки істотно перевищує амплітуди інших гармонік.

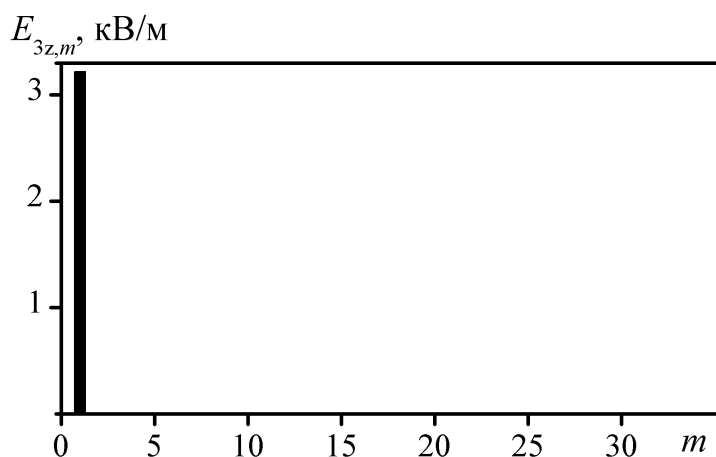


Рисунок 0.6 – Спектр ХПЗ на виході модулятора ($z = 50$ см)

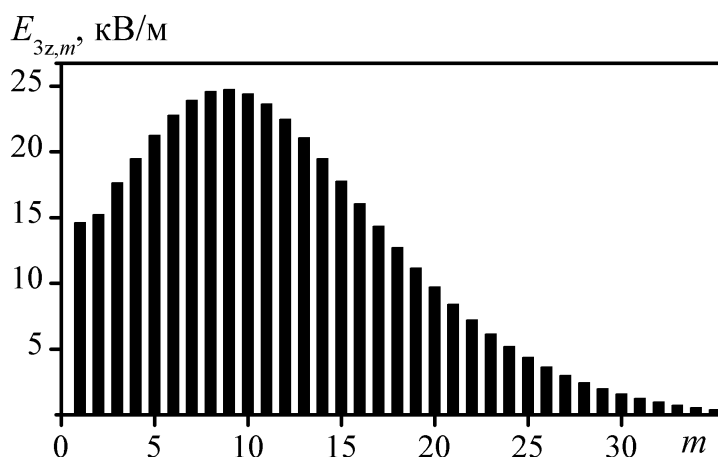


Рисунок 0.7 – Спектр ХПЗ на виході пролітної секції ($z = 125$ см)

Далі збуджена у двопотоковому електронному пучку ХПЗ зростає внаслідок двопотокової нестійкості. Через те, що частота першої гармоніки ХПЗ в 35 разів менша за критичну (і в 21 раз меншою за оптимальну), то інкременти зростання перших 21 гармонік зі збільшенням частоти збільшуються, і всі 35 гармонік підсилюються внаслідок двопотокової нестійкості.

У підсумку на виході із пролітної секції (координата системи $z = 125$ см) починає формуватися аномальний спектр, який подано на рис. 3.7. При цьому максимальною є вже не перша гармоніка, як у випадку рис. 3.6, а десята.

Слід зазначити, що на виході із пролітної секції хвиля просторового заряду з необхідним спектром ще остаточно не сформована. Її формування триває й у прикінцевій секції. Одночасно із цим у прикінцевій секції відбувається збудження мультигармонічної електромагнітної хвилі завдяки множинним трихвильовим параметричним резонансам між мультигармонічною хвилею ХПЗ, мультигармонічним Н-убітронним полем накачування та електромагнітною хвилею сигналу. Параметри гармонік мультигармонічного магнітного поля накачування вибираємо таким чином, щоб у прикінцевій секції сформувати потужну мультигармонічну електромагнітну хвилю. Спектр такого магнітного поля подано на рис. 3.8, а спектр електромагнітної хвилі в точці $z = 165$ см ДСЛВЕ подано на рис. 3.9.

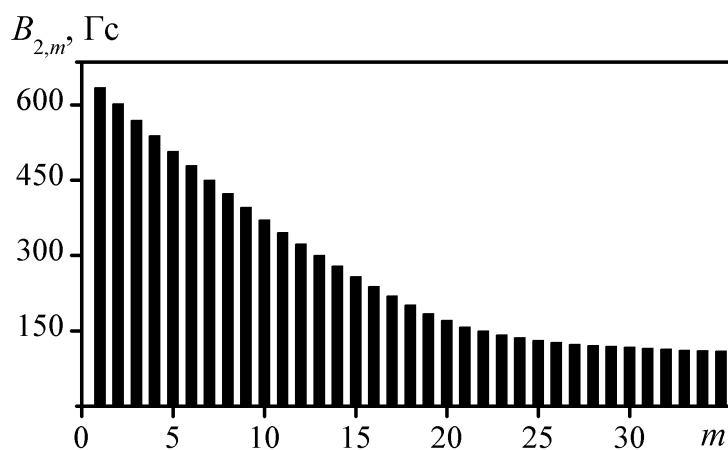


Рисунок 0.8 – Залежність амплітуд гармонік індукції магнітного поля

$B_{1,m} = (B_{1x,m}^2 + B_{1y,m}^2)^{1/2}$ ондулятора прикінцевої секції від номера гармоніки

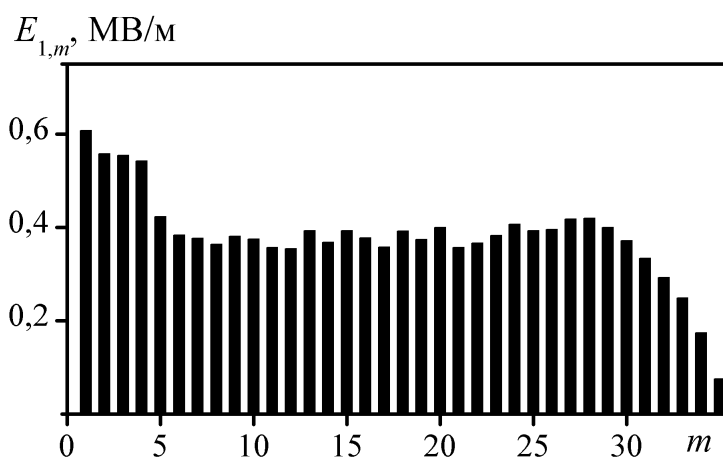


Рисунок 0.9 – Залежність модулів амплітуд гармонік електромагнітного сигналу

$E_{1,m} = (E_{1x,m}^2 + E_{1y,m}^2)^{1/2}$ від номера гармоніки для поздовжньої координати

системи $z = 165$ см

Як випливає з рис. 3.9 на виході мультигармонічного двопотокового супергетеродинного ЛВЕ клістронного типу із гвинтовим електронним пучком ми отримуємо потужну мультигармонічну електромагнітну хвилю із широким частотним спектром, у якому приблизно тридцять гармонік мають практично однакову амплітуду. Використання гвинтових двопотокових РЕП і наявність пролітної секції в клістронній моделі дозволило істотно розширити спектр сформованої хвилі. Також слід зазначити, що інкременти зростання двопотокової

нестійкості у гвинтових двопотокових РЕП істотно вище, ніж у прямолінійних двопотокових РЕП. Це призводить до того, що мультигармонічні ДСЛВЕ із гвинтовими пучками мають менші поздовжні габарити. Так у досліджуваній системі формування мультигармонічної електромагнітної хвилі відбувається в точці з координатою $z = 165$ см, а в аналогічній системі із прямолінійним двопотоковим РЕП це має місце в точці з координатою $z = 257$ см [95]

ВИСНОВКИ

У науково-дослідній роботі теоретично вивчена динаміка електромагнітних хвиль у мультигармонічних двопотокових супергетеродинних лазерів на вільних електронах з гвинтовими релятивістськими електронними пучками. Найбільш важливі результати полягають у наступному.

1. Запропоновано використовувати у мультигармонічних двопотокових супергетеродинних ЛВЕ гвинтові електронні пучки. Показано, що завдяки цьому такі пристрої мають менші повздовжні габарити та здатні формувати потужні мультигармонічні електромагнітні хвилі з більш широким частотним спектром порівняно з двопотоковими супергетеродинними ЛВЕ, які використовують прямолінійні електронні пучки.

2. У кубічно-нелінійному наближенні отримано самоузгоджену систему диференціальних рівнянь для амплітуд гармонік хвиль мультигармонічних двопотокових супергетеродинних ЛВЕ Н-убітронного типу з гвинтовими РЕП. Виявлені та враховані трихвильові резонансні взаємодії різного типу, у тому числі й ті, що пов'язані з обертальним рухом електронів у магнітному полі. Показано, що множинні взаємодії хвиль у таких системах є визначальними для формування електромагнітного сигналу з широким частотним спектром. Визначені умови, за яких має місце формування потужного електромагнітного сигналу з широким частотним спектром.

3. З'ясовано, що інкременти зростання хвиль просторового заряду у двопотокових супергетеродинних ЛВЕ з гвинтовими РЕП зростають за умови збільшення кута вльоту електронного пучка відносно фокусувального магнітного поля. Завдяки цьому в двопотоковому супергетеродинному ЛВЕ має місце збільшення темпів підсилення електромагнітної хвилі сигналу на $\sim 15\%$ при збільшенні кута вльоту електронного пучка відносно поздовжнього фокусувального магнітного поля з 0° до 30° .

4. Показано, що критична частота двопотокової нестійкості у гвинтових двопотокових РЕП зростає зі збільшенням цього кута вльоту. За умови збільшення

кута вльоту пучка з 0° до 20° ширина спектра мультигармонічної хвилі у ДСЛВЕ з гвинтовим РЕП збільшується в $\sim 1,5$ рази.

6. Продемонстровано, що в разі використання мультигармонічного вхідного сигналу з вузьким частотним спектром (три гармоніки) у мультигармонічних ДСЛВЕ-підсилювачах з гвинтовими РЕП формування потужної мультигармонічної електромагнітної хвилі відбувається на довжинах у два і більше разів менших порівняно з системами, на вхід яких подається монохроматичний вхідний сигнал.

7. Отримав подальший розвиток метод усереднених характеристик у частині застосування для систем, які використовують гвинтові двошвидкісні електронні пучки. Для задачі мультигармонічного двошвидкісного супергетеродинного ЛВЕ використана нова заміна змінних, що дозволила суттєво спростити алгоритм асимптотичного інтегрування.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ВИКОРИСТАННЯ

1. Kulish V. V. Hierarchic electrodynamics and free electron lasers: concepts, calculations, and practical applications / V. V. Kulish. — CRC Press, 2011. — 700 p.
2. Кузелев М. В. Плазменная релятивистская свч-электроника / М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе, П. С. Стрелков // М.: изд-во МГТУ им. НЭ Баумана. — 2002. — Vol. 544. — P. 6.
3. Benford J. High power microwaves / J. Benford, J. A. Swegle, E. Schamiloglu. — New York : Taylor & Francis, 2016.
4. Kulish V. V. Hierarchical methods. vol i. hierarchy and hierarchical asymptotic methods in electrodynamics / V. V. Kulish. — Dordrecht : Springer Netherlands, 2004.
5. Kulish V. V. Hierarchical methods. vol. ii. undulative electrodynamic systems / V. V. Kulish. — Dordrecht : Springer, 2004.
6. Kulish V. V. Methods of averaging in non-linear problems of relativistic electrodynamics / V. V. Kulish. — World Federation Publishers, 1998.
7. Коцаренко Н. Я. О возможности супергетеродинного усиления электромагнитных волн в электронных потоках / Н. Я. Коцаренко, В. В. Кулиш // Журн. техн. физики. — 1980. — Vol. 50. — P. 220–222.
8. Коцаренко Н. Я. Об эффекте супергетеродинного усиления электромагнитных волн в системе плазма-пучок / Н. Я. Коцаренко, В. В. Кулиш // Радиотехника и электроника. — 1980. — Vol. 25, No. 11. — P. 2470–2471.
9. Bekefi G. Two-stream, free-electron lasers / G. Bekefi, K. D. Jacobs // Journal of Applied Physics. — 1982. — Vol. 53, No. 6. — P. 4113–4121.
10. Болонин О. Н. Супергетеродинное усиления электромагнитных волн в системе двух релятивистских электронных потоков / О. Н. Болонин. — УФЖ, 1988.
11. Botton M. Two-stream instability in free electron lasers / M. Botton, A. Ron // IEEE Transactions on Plasma Science. — 1990. — Vol. 18, No. 3. — P. 416–423.
12. Botton M. Gain enhancement in a free electron laser by two-stream instability / M. Botton, A. Ron // Journal of Applied Physics. — 1990. — Vol. 67, No. 10. — P. 6583–6585.
13. Кулиш В. В. К теории супергетеродинных лазеров на свободных электронах клистронного типа / В. В. Кулиш // Укр. физ. журн.—1991.—36. — 1991. — No. 1. — P. 28–33.
14. Кулиш В. В. К теории эффекта супергетеродинного усиления электромагнитных волн в плазме двухпучковой релятивистской электронной системы / В. В. Кулиш, В. П. Пугачев // Физика плазмы. — 1991. — Vol. 17, No. 6. — P. 696–705.
15. Wilhelmsson H. Double beam free electron laser / H. Wilhelmsson // Physica Scripta. — 1991. — Vol. 44, No. 6. — P. 603.
16. Kulish V. V. Two-stream free electron lasers: physical and project analysis of the multiharmonical models / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, V. I. Savchenko // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. — 2003. — Vol. 24, No. 4. — P. 501–524.

17. Kulish V. V. The two-stream free-electron laser as a source of electromagnetic femtosecond wave packages / V. V. Kulish, O. V. Lysenko, V. I. Savchenko, I. G. Majornikov // *Laser Physics*. — 2005. — Vol. 15, No. 12. — P. 1629–1633.
18. Kulish V. V. Hierarchical asymptotic methods in the theory of cluster free electron lasers / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, A. J. Brusnik // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. — 2012. — Vol. 33, No. 2. — P. 149–173.
19. Крюков П. Г. Лазеры ультракоротких импульсов и их применения / П. Г. Крюков. — Долгопрудный : Интеллект, 2012. — 248 p.
20. Diels J.-C. Ultrashort laser pulse phenomena / J.-C. Diels, W. Rudolph. — Academic press, 2006.
21. Chin S. L. Femtosecond laser filamentation / S. L. Chin. — Springer, 2010.
22. Sprangle P. Nonlinear analysis of a relativistic beam-plasma cyclotron instability / P. Sprangle, L. Vlahos // *Physical Review A*. — 1986. — Vol. 33, No. 2. — P. 1261–1269.
23. Bekefi G. Double-stream cyclotron maser / G. Bekefi // *Journal of applied physics*. — 1992. — Vol. 71, No. 9. — P. 4128–4131.
24. Mohsenpour T. Instability of wave modes in a two-stream free-electron laser with a helical wiggler and an axial magnetic field / T. Mohsenpour, N. Mehrabi // *Physics of Plasmas (1994-present)*. — 2013. — Vol. 20, No. 8. — P. 82133.
25. Liu W. Instability of two-stream free-electron laser with an axial guiding magnetic field / W. Liu, Z. Yang, Z. Liang // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. — 2007. — Vol. 27, No. 8. — P. 1073–1085.
26. Shokri B. The excitation of extraordinary and ordinary waves in a magnetized plasma medium by a rotating electron beam / B. Shokri, S. M. Khorashadizadeh // *Physics of plasmas*. — 2006. — Vol. 13, No. 5. — P. 52116.
27. Saviz S. Gain enhancement in two-stream free electron laser with a planar wiggler and an axial guide magnetic field / S. Saviz, Z. Rezaei, F. M. Aghamir // *Chinese Physics B*. — 2012. — Vol. 21, No. 9. — P. 94103.
28. Mohsenpour T. The gain equation of a helical wiggler free electron laser with ion-channel guiding and/or an axial magnetic field / T. Mohsenpour, H. E. Amri // *Chinese Physics Letters*. — 2013. — Vol. 30, No. 3. — P. 34102.
29. Ginzburg N. S. Nonlinear theory of a free electron laser with a helical wiggler and an axial guide magnetic field / N. S. Ginzburg, N. Y. Peskov // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. — 2013. — Vol. 16, No. 9.
30. Кулиш В. К теории формирования широкого мультигармонического спектра в двухпоточковом релятивистском электронном пучке / В. Кулиш, А. Лысенко, М. Ромбовский[et al.] // *Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика*. — 2013. — No. 34. — P. 182–188.
31. Kulish V. Forming of space charge wave with broad frequency spectrum in helical relativistic two-stream electron beams / V. Kulish, A. Lysenko, M. Rombovsky, others // *Chinese Phys. Lett.* — 2017. — Vol. 34. — P. 75202.
32. Kulish V. V. Plural interactions of space charge wave harmonics during the development of two-stream instability / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, M. Y. Rombovsky[et al.] // *Chinese Physics B*. — 2015. — Vol. 24, No. 9. — P. 95201.

33. Lysenko A. Influence of two-stream relativistic electron beam parameters on the space-charge wave with broad frequency spectrum formation / A. Lysenko, I. Volk // *Plasma Science and Technology*. — 2018. — Vol. 20, No. 3. — P. 35002.
34. Kulish V. V. Forming of ultrashort electromagnetic clusters by two-stream superheterodyne free electron lasers. / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, M. M. Yu. Rombovsky[et al.] // *Acta Physica Polonica, A*. — 2017. — Vol. 131, No. 2. — P. 213—221.
35. Лысенко А. В. Множественные взаимодействия волн в мультигармонических двухпоточковых суперге-теродинах лазерах на свободных электронах с винтовыми электронными пучками / А. В. Лысенко, Ю. Ю. Волк, Г. А. Алексеенко // *Journal of Nano-& Electronic Physics*. — 2018. — Vol. 10, No. 2.
36. Кулиш В. В. К. А. В. Лысенко, М. Ю. Ромбовский В. В. К теории формирования широкого мультигармонического спектра в двухпоточковом релятивистском электронном пучке / В. В. К. Кулиш А. В. Лысенко, М. Ю. Ромбовский В. В. — ПП «Аутдор-Шарк», 2013.
37. Kulish V. V. The influence of parameters of a two-speed relativistic electron beam on the spectral shape of the growing waves of space charge / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, M. Y. Rombovsky[et al.]. — Видавничо-поліграфічний центр «Київський університет», 2013.
38. Lysenko A. Plural three-wave resonances of space charge wave harmonics in transit section of klystron-type two-stream fel with helical electron beam / A. Lysenko, I. Volk, A. Serozhko, O. Rybalko. — IEEE, 2017.
39. Lysenko A. V. Multiharmonic interactions of space charge wave harmonics during the development of two-stream instability / A. V. Lysenko, M. Y. Rombovsky, V. V. Koval, I. I. Volk. — Київ : КНУ ім. Тараса Шевченка, Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем, 2014.
40. Lysenko A. V. Multiharmonic spectrum forming in transit section of two-stream superheterodyne fel with non-axial beam injection / A. V. Lysenko, I. I. Volk. — Видавничо-поліграфічний центр «Київський університет», 2016.
41. Lysenko A. V. Modelling of space charge wave with broad frequency spectrum forming in helical relativistic two-stream electron beam / A. V. Lysenko, A. S. Serozhko, I. I. Volk. — Lviv, Ukraine : 2017.
42. Lysenko A. V. Helical two-stream relativistic electron beam parameters influence on space charge wave with broad frequency spectrum forming / A. V. Lysenko, I. I. Volk. — Київ : КНУ ім. Тараса Шевченка, Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем, 2017.
43. Lysenko A. V. Ultrashort electromagnetic clusters formation in two-stream superheterodyne free electron lasers / A. V. Lysenko, M. Y. Rombovsky, V. V. Koval, I. I. Volk. — Uzhgorod : International Conference of young scientists and post-graduates IEP-2015 : proceedings, 2015.
44. Kulish V. Two-stream superheterodyne free electron lasers as formers of ultrashort electromagnetic clusters / V. Kulish, A. Lysenko, I. Volk. — 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW), 2016, 2016.

45. Kulish V. V. Ultrashort electromagnetic clusters formation by two-stream superheterodyne free electron lasers / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, I. I. Volk, O. Rybalko. — IEEE, 2016.
46. Лисенко О. В. Множинні резонансні взаємодії в двопотоковому лазері на вільних електронах клістронного типу із гвинтовим електронним пучком / О. В. Лисенко, Ю. Ю. Волк, А. С. Серьожко, О. О. Рибалко. — Odessa, Ukraine : 2017.
47. Lysenko A. V. On multiharmonic signal amplification in two-stream superheterodyne fels with helical electron beams / A. V. Lysenko, I. I. Volk. — Lviv, Ukraine : 2018.
48. Lysenko A. On theory of multiharmonic two-stream superheterodyne fels with helical electron beams / A. Lysenko, I. Volk, O. Rybalko. — Odessa : IEEE International Conference On Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals UWBUSIS 2018.
49. Kulish V. Modification of the method of averaged characteristics for multiharmonic problems in high-current electronics devices / V. Kulish, A. Lysenko, G. Oleksiienko, I. Volk. — IEEE, 2016.
50. Lysenko A. V. Modified scheme of asymptotic integration in theory of multiharmonic devices of high-current electronics using helical relativistic electron beams / A. V. Lysenko, I. I. Volk, G. A. Oleksiienko. — Kiev : IEEE, 2018.
51. Lysenko A. V. Application of modified asymptotic integration scheme in theory of multiharmonic two-stream fels with helical electron beams / A. V. Lysenko, I. I. Volk, G. A. Oleksiienko. — Kiev : IEEE, 2018.
52. Lysenko A. Multiple three-wave resonances in two-stream free-electron laser with a helical electron beam / A. Lysenko, I. Volk, A. Serozhko, O. Rybalko // Information and Telecommunication Sciences. — 2018. — Vol. 0, No. 1. — P. 58–64.
53. Pat. 835259 Н 01 J 25/00 Электронный прибор / В. А. Перекупко, А. А. Силивра, Н. Я. Коцаренко, В. В. Кулиш; .
54. Luchini P. Undulators and free-electron lasers / P. Luchini, H. Motz. — Clarendon Press, 1990.
55. Трубецков Д. И. Лекции по сверхвысококачастотной электронике для физиков:[в 2 т.]. т. 2 / Д. И. Трубецков, А. Е. Храмов // 2004.
56. Кузелев М. В. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме / М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе. — Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990.
57. Кондратенко А. Н. Основы плазменной электроники / А. Н. Кондратенко, В. М. Куклин. — Энергоатомиздат, 1988.
58. Железовский Б. Е. Электроннолучевые параметрические свч-усилители / Б. Е. Железовский. — Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1971.
59. Ахиезер А. И. О взаимодействии пучков заряженных частиц с электронной плазмой / А. И. Ахиезер, Я. Б. Файнберг // ДАН СССР. — 1949. — Vol. 69, No. 4. — P. 555–556.
60. Лопухин В. М. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками / В. М. Лопухин. — Гос. изд-во технико-теорет. лит-ры, 1953.
61. Девидсон Р. Теория заряженной плазмы: пер. с англ / Р. Девидсон, А. В. Агафонова. — Мир, 1978.
62. Ахиезер А. И. Электродинамики плазмы / А. И. Ахиезер. — Наука, 1974.

63. Krall N. A. Principles of plasma physics / N. A. Krall, A. W. Trivelpiece. — San Francisco Press, 1986.
64. Bellan P. M. Fundamentals of plasma physics / P. M. Bellan. — Cambridge : Cambridge Univ. Press, 2008. — 609 p.
65. Александров А. Ф. Радиофизика. физика электронных пучков и основы высокочастотной электроники / А. Ф. Александров, М. В. Кузелев. — КДУ, 2007. — 300 p.
66. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме / Б. Б. Кадомцев. — Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. — 303 p.
67. Krasovitskiĭ V. B. Instabilities of relativistic electron beam in plasma / V. B. Krasovitskiĭ. — New York : Nova Science Publishers, 2008. — 219 p.
68. Timofeev I. V. Exact kinetic theory for the instability of an electron beam in a hot magnetized plasma / I. V. Timofeev, V. V. Annenkov // Physics of Plasmas. — 2013. — Vol. 20, No. 9. — P. 92123.
69. Bret A. Multidimensional electron beam-plasma instabilities in the relativistic regime / A. Bret, L. Gremillet, M. E. Dieckmann // Physics of Plasmas. — 2010. — Vol. 17, No. 12. — P. 120501.
70. Tripathi V. K. Plasma effects in a free electron laser / V. K. Tripathi, C. S. Liu // IEEE transactions on plasma science. — 1990. — Vol. 18, No. 3. — P. 466–471.
71. Sheng L. C. Interaction of electromagnetic waves with electron beams and plasmas / L. C. Sheng, V. K. Tripathi. — World Scientific, 1994.
72. Kartashov I. N. Electromagnetic beam-plasma interactions in a magnetic field / I. N. Kartashov, M. V. Kuzelev, A. A. Rukhadze // Plasma physics reports. — 2009. — Vol. 35, No. 2. — P. 169–176.
73. Kulish V. V. Cubic-nonlinear theory of a plasma-beam superheterodyne free electron laser with h-ubitron pumping / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, V. V. Koval // Telecommunications and Radio Engineering. — 2010. — Vol. 69, No. 20. — P. 1859–1869.
74. Kulish V. V. Multiharmonic cubic-nonlinear theory of plasma-beam superheterodyne free-electron lasers of the dopplertron type / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, V. V. Koval // Plasma Physics Reports. — 2010. — Vol. 36, No. 13. — P. 1185–1190.
75. Chunyi W. Double-stream electron cyclotron maser / W. Chunyi, L. Shenggang // International Journal of Electronics. — 1984. — Vol. 57, No. 6. — P. 1191–1204.
76. Hemsing E. Helical electron-beam microbunching by harmonic coupling in a helical undulator / E. Hemsing, P. Musumeci, S. Reiche[et al.] // Physical Review Letters. — 2009. — Vol. 102, No. 17.
77. Arzhannikov A. V. Experimental and theoretical investigations of high power sub-millimeter wave emission at two-stream instability of high-current reb / A. V. Arzhannikov, A. V. Burdakov, V. S. Burmasov[et al.] // Fusion Science and Technology. — 2013. — Vol. 63, No. 1T. — P. 82–87.
78. Saviz S. The effect of beam and plasma parameters on the four modes of plasma-loaded traveling-wave tube with tape helix / S. Saviz // Journal of Theoretical and Applied Physics. — 2014. — Vol. 8, No. 3. — P. 1–35.
79. Кузелев М. Методы теории волн в средах с дисперсией / М. Кузелев, А. Рухадзе. — Litres, 2017.

80. Мирошниченко В. И. Вынужденное когерентное рассеяние электромагнитной волны релятивистским электронным пучком в магнитном поле/мирошниченко ви / В. И. Мирошниченко // Физика плазмы. — 1976. — Vol. 2, No. 5. — P. 789–794.
81. Kulish V. V. On the theory of a plasma-beam superheterodyne free-electron laser with h-ubitron pumping / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, V. V. Koval // Technical Physics Letters. — 2009. — Vol. 35, No. 8. — P. 696–699.
82. Кулиш В. В. Активные лсэ-клистроны как формирователи фемтосекундных кластеров электромагнитного поля. общее описание / В. В. Кулиш, А. В. Лысенко, А. Ю. Брусник // Журнал нано- та електронної фізики. — 2010. — Vol. 2, No. 2. — P. 50—78.
83. Кулиш В. В. Активные лсэ-клистроны как формирователи фемтосекундных кластеров электромагнитного поля. описание моделей на базе секций «обыкновенного» лсэ / В. В. Кулиш, А. В. Лысенко, А. Ю. Брусник // Журнал нано- та електронної фізики. — 2010. — Vol. 2, No. 3. — P. 54—70.
84. Кулиш В. В. Мультигармонические формирователи фемтосекундных электромагнитных кластеров на базе «обыкновенных» лсэ. анализ / В. В. Кулиш, А. В. Лысенко, А. Ю. Брусник // Журнал нано- та електронної фізики. — 2011. — Vol. 3, No. 3. — P. 100–113.
85. Куліш В. В. Підсилення мультигармонічних хвиль просторового заряду в системах з повздовжнім електростатичним ондулятором / В. В. Куліш, А. Ю. Брусник, О. В. Лисенко // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія: Фізика. — 2011. — No. 30. — P. 326–330.
86. Кулиш В. В. Активные лсэ-клистроны как формирователи фемтосекундных кластеров электромагнитного поля. системы на базе двухпотоковой неустойчивости / В. В. Кулиш, А. В. Лысенко, А. Ю. Брусник // Журнал нано- та електронної фізики. — 2012. — Vol. 4, No. 2. — P. 02015(7).
87. Кулиш В. В. Активные лсэ-клистроны как формирователи фемтосекундных кластеров электромагнитного поля. нелинейная физика пролетной секции / В. В. Кулиш, А. В. Лысенко, А. Ю. Брусник // Журнал нано- та електронної фізики. — 2012. — Vol. 4, No. 2, ч. II. — P. 02037(7).
88. Кулиш В. В. Кубически-нелинейная теория мультигармонических взаимодействий в секции усиления продольных волн супергетеродинного лсэ / В. В. Кулиш, А. В. Лысенко, А. Ю. Брусник // ВАНТ. Серия: Ядерно-физические исследования. — 2014. — No. 3 (91). — P. 49—53.
89. Svimonishvili T. Thz radiation source based on two-stream instability / T. Svimonishvili, K. Bishofberger, R. J. Faehl, B. E. Carlsten. — San Diego, CA, USA : IEEE, 2009.
90. Bishofberger K. Generation of millimeter and sub-millimeter radiation in a compact oscillator utilizing the two-stream instability / K. Bishofberger, B. E. Carlsten, R. Faehl. — Monterey, CA, USA : IEEE, 2008.
91. Svimonishvili T. Modeling of a compact terahertz source based on the two-stream instability / T. Svimonishvili. — 2016.

92. Aghamir F. M. Effects of beam temperature and density variation on the growth rate of a two-stream free electron laser / F. M. Aghamir, N. Mahdizadeh // *Physics of Plasmas* (1994-present). — 2012. — Vol. 19, No. 3. — P. 32114.
93. Gao D.-N. Effects of the relative motion of different particles on the wave instability in dusty plasmas / D.-N. Gao, X.-R. Hong, M. Lin[et al.] // *Physics of Plasmas*. — 2014. — Vol. 21, No. 6. — P. 62110.
94. Amri H. E. Effects of electromagnetic wiggler and ion channel guiding on equilibrium orbits and waves propagation in a free electron laser / H. E. Amri, T. Mohsenpour // *Physics of Plasmas*. — 2016. — Vol. 23, No. 2. — P. 22101.
95. Mohsenpour T. Self-field effects on instability of wave modes in a two-stream free-electron laser with an axial magnetic field / T. Mohsenpour, O. K. Rezaee Rami // *Physics of Plasmas*. — 2014. — Vol. 21, No. 7. — P. 72113.
96. Mehdian H. Kinetic description of a free electron laser with an electromagnetic-wave wiggler and ion-channel guiding by using the einstein coefficient technique / H. Mehdian, S. AbasiRostami, A. Hasanbeigi // *Laser Physics*. — 2016. — Vol. 26, No. 4. — P. 45003.
97. Mahdizadeh N. Thermal effect on electron trajectory and growth rate in a two-stream free electron laser with a guide field / N. Mahdizadeh // *AIP Advances*. — 2018. — Vol. 8, No. 7. — P. 75220.
98. Mahdizadeh N. Effect of two-stream instability on the saturation mechanism of a two-stream free-electron laser with a helical wiggler pump / N. Mahdizadeh, F. M. Aghamir // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2012. — Vol. 688. — P. 51–54.
99. Marshall T. C. *Free-electron lasers* / T. C. Marshall. — Columbia Univ., 1985.
100. Saldin E. L. *The physics of free electron lasers* / E. L. Saldin, E. V. Schneidmiller, M. V. Yurkov. — Springer Science & Business Media, 2013. — 470 p.
101. Кулиш В. В. Метод усредненного кинетического уравнения и его применение в нелинейных задачах электродинамики плазмы / В. В. Кулиш, А. В. Лысенко // *Физика плазмы*. — 1993. — Vol. 19, No. 2. — P. 216–227.
102. Kulish V. V. Nonlinear self-consistent theory of superheterodyne and parametric free electron lasers / V. V. Kulish, S. A. Kuleshov, A. V. Lysenko // *International journal of infrared and millimeter waves*. — 1993. — Vol. 14, No. 3. — P. 451–567.
103. Куліш В. В. Застосування методу усередненого квазігідродинамічного рівняння у нелінійних задачах теорії двопотокових лазерів на вільних електронах / В. В. Куліш, О. В. Лисенко, В. І. Савченко // *Вісник Київського університету. Серія: Фізико-математичні науки*. — 2000. — No. 4. — P. 471–480.
104. Кулиш В. В. Нелінійна мультигармонічна теорія ефекту супергетеродинного підсилення у моделях клістронного типу / В. В. Кулиш, О. В. Лисенко, В. І. Савченко // *Вісник Київського університету. Серія: Фізико-математичні науки*. — 2002. — No. 4. — P. 61–67.
105. Куліш В. В. Нелінійна ієрархічна теорія двопотокової нестійкості у релятивістських плазмоподібних системах / В. В. Куліш, О. В. Лисенко, В. І.

- Савченко // Вісник Сумського державного університету. Серія: Фізика, математика, механіка. — 2001. — No. 3 (24)–4 (25). — P. 12–17.
106. Куліш В. В. Метод асимптотичного інтегрування систем нелінійних диференціальних рівнянь в частинкових похідних та застосування в задачах руху заряджених часток в заданих електромагнітних полях / В. В. Куліш, О. В. Лисенко, В. І. Савченко // Вісник Сумського державного університету. Серія: Фізика, математика, механіка. — 2001. — No. 3 (24)–4 (25). — P. 5–12.
 107. Kulish V. V. The two-stream multi-harmonic fel as a powerful source of femto-second wave packages / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, I. G. Majornikov // Вісник Національного авіаційного університету. — 2005. — No. 2. — P. 131–134.
 108. Kulish V. V. Effect of parametric resonance on the formation of waves with a broad multiharmonic spectrum during the development of two-stream instability / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, M. Y. Rombovsky // Plasma physics reports. — 2010. — Vol. 36, No. 7. — P. 594–600.
 109. Freund H. P. Multiple-beam free-electron lasers / H. P. Freund, D. Douglas, P. G. O'Shea // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 507, No. 1–2. — P. 373–377.
 110. Kulish V. V. Two-stream free electron laser as a source of electromagnetic femto-second wave packages / V. V. Kulish, O. V. Lysenko, I. G. Majornikov. — IEEE, 2005.
 111. Madey J. M. J. Stimulated emission of bremsstrahlung in a periodic magnetic field / J. M. J. Madey // Journal of Applied Physics. — 1971. — Vol. 42, No. 5. — P. 1906–1913.
 112. Hopf F. A. Strong-signal theory of a free-electron laser / F. A. Hopf, P. Meystre, M. O. Scully, W. H. Louisell // Physical Review Letters. — 1976. — Vol. 37, No. 20. — P. 1342–1345.
 113. Dattoli G. Free-electron laser theory / G. Dattoli, A. Torre. — European Organization for Nuclear Research, 1989.
 114. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей: неустойчивости однородной плазмы / А. Б. Михайловский. — Москва : Атомиздат, 1975. — 272 p.
 115. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей: неустойчивости неоднородной плазмы / А. Б. Михайловский. — Москва : Атомиздат, 1977. — 360 p.
 116. Mishra P. K. A comparative study of the full dispersion relation, compton dispersion relation, and raman dispersion relation of a free-electron laser in helical wiggler and guiding magnetic fields / P. K. Mishra // Laser Physics. — 2006. — Vol. 16, No. 7. — P. 1050–1053.
 117. Mishra P. K. Kinetic description of microwave raman regime free-electron laser in the presence of helical wiggler and guiding magnetic fields / P. K. Mishra // Optica Applicata. — 2007. — No. Vol. 37, nr 1-2. — P. 195–204.
 118. Bahmani M. Influence of finite radial geometry on the growth rate of ion-channel free electron laser / M. Bahmani, A. Hasanbeigi, H. Hamzehpour // Physics of Plasmas. — 2013. — Vol. 20, No. 11. — P. 113114.

119. Mehdian H. Self-fields in a free-electron laser with electromagnetic-wave wiggler and ion-channel guiding / H. Mehdian, A. Hasanbeigi, S. Jafari // *Physics of Plasmas*. — 2008. — Vol. 15, No. 12. — P. 123101.
120. Mehdian H. Free-electron laser harmonic generation in an electromagnetic-wave wiggler and ion channel guiding / H. Mehdian, A. Hasanbeigi, S. Jafari // *Physics of Plasmas*. — 2010. — Vol. 17, No. 2. — P. 23112.
121. Hopf F. A. Classical theory of a free-electron laser / F. A. Hopf, P. Meystre, M. O. Scully, W. H. Louisell // *Physical Review Letters*. — 1976. — Vol. 37, No. 18. — P. 1215–1218.
122. Hopf F. A. The free-electron laser from a laser-physics perspective / F. A. Hopf, T. G. Kuper, G. T. Moore, M. O. Scully. — 1980.
123. Федоров М. В. Электрон в сильном световом поле / М. В. Федоров. — Москва : Наука, 1991. — 223 p.
124. Colson W. B. One-body analysis of free electron lasers / W. B. Colson // *Novel Sources of Coherent Radiation*. — 1978. — P. 157–196.
125. Colson W. B. Fundamental free electron laser theory and new principles for advanced devices / W. B. Colson. — Los Angeles, CA : 1988.
126. Colson W. B. The free-electron laser - maxwell's equations driven by single-particle currents / W. B. Colson, S. K. Ride. — 1980.
127. Davidson R. C. Stochastic particle instability for electron motion in combined helical wiggler, radiation, and longitudinal wave fields / R. C. Davidson, W. A. McMullin // *Physical Review A*. — 1982. — Vol. 26, No. 1. — P. 410–422.
128. Birdsall C. K. Plasma physics via computer simulation / C. K. Birdsall, A. B. Langdon, Institute of Physics (Great Britain). — New York : Taylor & Francis, 2005.
129. Samarskii A. A. Numerical methods for solving inverse problems of mathematical physics / A. A. Samarskii, P. N. Vabishchevich. — Walter de Gruyter, 2008.
130. Куліш В. В. Ієрархічний метод та технічні особливості його застосування у нелінійних задачах електродинаміки. загальна теорія / В. В. Куліш // *Укр. фіз. журн.* — 1998. — Vol. 43, No. 4. — P. 483–499.
131. Куліш В. В. Ієрархічний підхід до нелінійно-резонансних проблем електродинаміки / В. В. Куліш // *Вісник Сумського державного університету*. — 1997. — No. 6. — P. 2–10.
132. Kulish V. V. Hierarchic theory of oscillations and waves and its application to nonlinear problems of relativistic electrodynamics / V. V. Kulish // *Causality and Locality in Modern Physics* / G. Hunter, S. Jeffers, J.-P. Vigièr. — Dordrecht : Springer Netherlands, 1998. — P. 97–103.
133. Kulish V. V. Hierarchic oscillations and averaging methods in nonlinear problems of relativistic electronics / V. V. Kulish // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. — 1997. — Vol. 18, No. 5. — P. 1053–1117.
134. Кулиш В. В. Применение метода усредненного кинетического уравнения в задачах теории трех волнового параметрического резонанса в плазме релятивистских электронных пучков / В. В. Кулиш, А. В. Лысенко, С. А. Кулешов // *Физика плазмы*. — 1993. — Vol. 19, No. 2. — P. 199–216.

135. Савченко В. І. Метод усереднених характеристик та його застосування у нелінійних задачах релятивістської електродинаміки: дис.... канд. фіз.-мат. наук: 01.04. 02/савченко валерій іванович / В. І. Савченко. — Київ, 2005.
136. Kulish V. Plural interactions of space charge wave harmonics during the development of two-stream instability / V. Kulish, A. Lysenko, M. Rombovsky[et al.] // *Chinese Physics B*. — 2015. — Vol. 24, No. 9. — P. 95201.
137. Lysenko A. Forming of space charge wave with broad frequency spectrum in helical relativistic two-stream electron beams / A. Lysenko, I. Volk, A. Serozhko, O. Rybalko // *Chinese Physics Letters*. — 2017. — Vol. 34, No. 7. — P. 75202.
138. Kulish V. V. Modernized method of averaged characteristics for problem solving of multiharmonic resonant interactions in devices of high-current electronics / V. V. Kulish, A. V. Lysenko, G. A. Oleksienko[et al.] // *Journal of Nano-and Electronic Physics*. — 2015. — Vol. 7, No. 2.
139. Briggs R. J. *Electron-stream interaction with plasmas* / R. J. Briggs. — Cambridge, Mass : MIT-Press, 1964.
140. Kuzelev M. V. *Methods of wave theory in dispersive media* / M. V. Kuzelev, A. A. Rukhadze. — Hackensack, NJ ; London : World Scientific, 2010. — 258 p.
141. Ng K.-Y. *Physics of intensity dependent beam instabilities* / K.-Y. Ng. — World Scientific, 2006.
142. Mahdizadeh N. Saturation mechanism in a two-stream free-electron laser / N. Mahdizadeh // *Journal of Plasma Physics*. — 2015. — Vol. 81, No. 6.
143. Lysenko A. V. Plural interactions of waves in multiharmonic two-stream superheterodyne free-electron lasers with helical electron beams / A. V. Lysenko, I. I. Volk, G. A. Oleksienko // *Journal of Nano- and Electronic Physics*. — 2018. — Vol. 10, No. 2. — P. 2014-1-2014-9.
144. Куліш В. В. Модернізований метод усереднених характеристик для розв'язування задач мультигармонічних резонансних взаємодій у пристроях сильнострумової електроніки / В. В. Куліш, О. В. Лисенко, Г. А. Олексієнко[et al.] // *Журнал нано- та електронної фізики*. — 2015. — Vol. 7, No. 2. — P. 02015(8).
145. Лисенко О. В. Застосування модернізованого методу усереднених характеристик в задачах теорії плазмово-пучкових супергетеродинних лазерів на вільних електронах / О. В. Лисенко, Г. А. Олексієнко, М. О. Феденко // *Журнал нано-та електронної фізики*. — 2015. — No. 7, № 4. — P. 4083-1.
146. Лисенко О.В. Формування потужної мультигармонічної електромагнітної хвилі двопотоковим супергетеродинним лазером на вільних електронах клістронного типу з гвинтовим електронним пучком / О.В. Лисенко, Ю.Ю. Волк, Г.А. Олексієнко, А.Ю. Брусник // *Журнал нано- та електронної фізики*. — 2018. — Т. 10, № 5. — С. 05002(8pp).