

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР  
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»**

**Кузьмін Володимир Валеріанович**



УДК 621.384.6.01

**ПРИСКОРЕННЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ  
ПОЛЯХ ВЕЛИКОЇ ІНТЕНСИВНОСТІ**

01.04.20 – фізика пучків заряджених частинок

**АВТОРЕФЕРАТ**

дисертації на здобуття наукового ступеня  
кандидата фізико-математичних наук

Харків – 2020

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» Національної академії наук України.

**Науковий керівник:** доктор фізико-математичних наук, професор, **Буц Вячеслав Олександрович**, Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України, начальник лабораторії нелінійної динаміки взаємодії хвиль і частинок у пучково-плазмових системах.

**Офіційні опоненти:** доктор фізико-математичних наук, професор, **Лукін Костянтин Олександрович**, Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я.Усикова НАН України, завідувач відділу Нелінійної динаміки електронних систем.

доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, **Одаренко Євген Миколайович**, Харківський національний університет радіоелектроніки МОН України, професор кафедри Фізичних основ електронної техніки.

Захист дисертації відбудеться « \_\_ » \_\_\_\_\_ 2020 р. о \_\_ на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 64.845.01 у Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України за адресою: 61108, м. Харків, вул. Академічна, 1.

З дисертацією можна ознайомитись у науковій бібліотеці Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України за адресою: 61108, м. Харків, вул. Академічна, 1.

Автореферат розісланий « \_\_ » \_\_\_\_\_ 2020 р.

Вчений секретар  
спеціалізованої вченої ради Д 64.845.01



Мануйленко О. В.

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** Одним з основних процесів фізики плазми та фізики пучків заряджених частинок є процес взаємодії хвиля-частинка. Одним з основних параметрів, що характеризує таку взаємодію є параметр  $a = eE_0 / mc\omega$ . Цей параметр називається параметром сили хвилі або параметром нелінійності.

У переважній більшості випадків реальних застосувань цей параметр малий. Для 10 см діапазону довжин хвиль, цей параметр дорівнює одиниці, якщо напруженість електричного поля досягає величини  $10^5$  В/см, відповідно для оптичного діапазону ( $\lambda = 10^{-4}$  см) ця напруженість становитиме  $10^{10}$  В/см. Такі напруженості полів призводять до руйнування структур, в яких вони ж і створювалися. Тому до недавнього часу практично вся електродинаміка була побудована для випадку, коли параметр нелінійності малий. Малість цього параметра призводить до того, що для ефективного обміну енергій заряджених частинок і хвиль необхідно створювати умови їх тривалої синхронної взаємодії. Така синхронна взаємодія реалізується при виконанні однієї з резонансних умов: черенковський резонанс, циклотронний резонанс, резонанс на нормальному і аномальному ефектах Доплера, параметричний та інші.

На даний час, в основному завдяки успіхам лазерної технології, отримані поля, напруженість яких така, що параметр нелінійності може бути значно більше одиниці. З такими полями відкриваються можливості створення нових схем прискорення заряджених частинок. Причому таке прискорення може відбуватися у вакуумі, і не вимагає виконання резонансних умов. Дійсно, коли параметр сили хвилі великий, порядку або більший за одиницю, то заряджена частинка в полі таких хвиль набуває швидкість близьку до швидкості світла за час порядку періоду високочастотної хвилі. В результаті умови синхронізму між частинкою і хвилею можуть зберігатися протягом досить тривалого часу і на великій відстані без необхідності виконання умов резонансу. Крім цього, у полях такої інтенсивності легко виникають режими з динамічним хаосом. Для цілей прискорення заряджених частинок такі режими мають бути пригнічені. Однак вони можуть бути корисними для інших прикладних цілей. Наприклад, для нагріву заряджених частинок, стохастичного прискорення, а також для збудження стохастичного випромінювання.

У цих умовах, коли параметр сили хвилі, порядку або більше одиниці, необхідно визначити нові (відмінні від резонансних) умови для ефективного обміну енергії між частинками і хвилями. Темою запропонованих досліджень є вивчення динаміки заряджених частинок у полі інтенсивних електромагнітних хвиль. Побудова нових схем прискорення заряджених частинок у вакуумі, в яких не буде необхідності у створенні резонансних умов взаємодії хвиля-частинка. У зв'язку з вищесказаним, тема дисертаційної роботи, безумовно, **являється актуальною.**

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Результати, що становлять основу дисертаційної роботи отримані в ННЦ «ХФТІ» НАНУ в рамках виконання планових бюджетних науково-дослідних робіт:

«Програма фундаментальних досліджень ННЦ «ХФТІ» по атомній науці і техніці до 2010 р.», № д/р 080906UP0010 у рамках теми: «Теоретичні дослідження фізичних принципів і концепцій плазмової НВЧ-електроніки, кільватерних методів прискорення частинок в плазмі та діелектрику, інерціального термоядерного синтезу на базі лінійного індукційного прискорювача іонів» (шифр теми III-2-06), ІПЕНМП ННЦ «ХФТІ» (2005–2010р.).

«Програма фундаментальних досліджень ННЦ «ХФТІ» по атомній науці і техніці до 2015 р.», № д/р 0112U002026 у рамках теми: «Розробка основ плазмової НВЧ-електроніки, нових методів прискорення заряджених частинок, інерціального термоядерного синтезу, основанийого на пучках важких іонів» (шифр теми III-2-11), ІПЕНМП ННЦ «ХФТІ» (2011–2015р.).

«Програма фундаментальних досліджень ННЦ «ХФТІ» по атомній науці і техніці до 2020 р.», № д/р 0116U006486 в рамках теми: «Теоретичні дослідження проблем плазмової НВЧ-електроніки, нерівноважної плазмохімії та нових принципів прискорення для отримання і використання пучків заряджених частинок в інерціальному термоядерному синтезі та фізиці високих енергій», шифр теми III-3-16, (ІПЕНМП), виконується за Постановою Бюро ВЯФЕ НАН України від 01.07.2015 р. протокол № 4 (110), п. 2.

Дисертант у зазначених роботах виступав у якості виконавця.

**Мета і задачі дослідження.** Метою дослідження є знаходження нових умов прискорення заряджених частинок, при їх русі у електромагнітному полі великої напруженості, коли заряджена частинка на відстані довжини хвилі набуває енергію, яка дорівнює або є більшою за енергію спокою цієї частинки. Особливу увагу приділено умовам, при яких регулярна динаміка взаємодії заряджених частинок з полем електромагнітних хвиль переходить у хаотичну динаміку цих частинок.

Для досягнення поставленої мети необхідно розв'язати наступні задачі:

1. Визначити вплив резонансних умов на прискорення частинок у полях, коли параметр сили хвилі стає більше одиниці ( $a > 1$ ). Для цього дослідити рух заряджених частинок (електронів) у зовнішньому постійному магнітному полі величини  $H_0$ , яке направлене уздовж осі  $z$ , і у полі електромагнітної хвилі довільної поляризації.

2. Визначити значення густини пучка, за якою має місце регулярна або тільки хаотична динаміка частинок пучка у самоузгоджених електромагнітних полях, що збуджуються цим пучком. В останньому випадку будуть випромінюватися електромагнітні хвилі з широким спектром.

3. З метою підвищення якості згустку прискорених частинок розглянути динаміку частинок у постійному магнітному полі і у полі хвилі, амплітуда якої змінюється із заданою частотою.

4. Розглянути схему оберненого лазера на вільних електронах (ОЛВЕ) та визначити максимальні значення напруженості полів, при яких стохастична нестійкість не відіграє істотну роль і при яких нею не можна нехтувати.

5. Визначити вид траєкторії частинки в полі хвилі довільної поляризації та в полях довільної амплітуди. Визначити найбільш ефективні для прискорення заряджених частинок просторові та часові характеристики полів. Для цього розглянути задачу руху зарядженої частинки в полі плоскої електромагнітної хвилі довільної поляризації.

6. Визначити найбільш ефективні схеми стохастичного прискорення й нагрівання частинок. Для цього провести порівняння схем при взаємодії частинок з полем хвилі, фаза якої випадково змінюється і з полем регулярної хвилі в умовах перекриття нелінійних резонансів.

*Об'єкт дослідження.* Регулярна і хаотична динаміка заряджених частинок у сильних електромагнітних полях.

*Предмет дослідження.* Закономірності та особливості динаміки заряджених частинок у зовнішніх електромагнітних полях.

**Методи дослідження.** Добре апробовані аналітичні методи теоретичної фізики, фізики пучків заряджених частинок, методи числового розв'язку звичайних диференціальних рівнянь.

**Наукова новизна одержаних результатів** полягає в тому, що вперше:

1. Показано, що при взаємодії типу хвиля-частинка, коли параметр сили хвилі стає більше одиниці ( $a > 1$ ), то резонансні умови не є необхідними для обміну енергією між частинками та хвилями: набір енергії частинками в умовах циклотронного резонансу, а також у відсутності цього резонансу однаковий. У цьому випадку обмін енергії реалізується за короткий час, який може дорівнювати всього одному періоду високочастотної хвилі.

2. Показано, що для визначення динаміки електромагнітних полів, що збуджуються моноенергетичним пучком осциляторів, можливо використовувати одночасткове наближення.

3. Вперше знайдено, що електронний пучок може збуджувати регулярні коливання в умовах циклотронного резонансу, коли частота хвилі, що збуджується, є у декілька разів меншою, ніж пучкова частота, а саме  $\omega_b^2 \approx 2\omega^2$ . Відзначимо, що нелінійні коливання амплітуди поля, що збуджуються, можуть досягати ста відсотків.

4. Запропоновано застосування додаткового параметричного прискорення заряджених частинок, що дозволяє зменшити розкид енергій прискорених частинок захоплених у резонанс. Також визначена така модуляція амплітуди хвилі, яка значно перевершує частоту баунс-коливань частинок та яка не дозволяє розпливатися частинкам згустків у фазовому просторі.

5. Показано, що в схемі ОЛВЕ, коли параметр сили хвилі досягає значень більше 0,3, динаміка частинок стає стохастично нестійкою, що призводить до руйнування схеми прискорення.

6. Показано, що в сильних ( $a > 1$ ) поперечних електромагнітних полях основну роль у динаміці заряджених частинок відіграє нелінійна магнітна сила Лоренца (вона пропорційна  $a^2 > a$ ). Тому поздовжній, по відношенню до хвильового вектору, рух заряджених частинок значно більш суттєвий ніж поперечний рух. Відзначимо, що у полях малої інтенсивності основний рух відбувається у поперечному до хвильового вектору напрямку.

7. Вперше показано, що у полі лазерного імпульсу з круговою поляризацією, за відсутності зовнішнього магнітного поля, форма зміни поздовжнього (по відношенню до хвильового вектору) імпульсу зарядженої частинки повторює форму огинаючу імпульсу поля. Завдяки цьому саме лазерний імпульс з круговою поляризацією найбільш ефективно можна використати для прискорення заряджених частинок. У цьому випадку прискорені частинки можуть бути легко виведені з області взаємодії.

8. Вперше проведено порівняння двох схем нагрівання частинок плазми, а саме нагріванням частинок зовнішнім хаотичним полем (з широким спектром  $\Delta\omega \sim \omega$ ) та нагрівання частинок зовнішнім регулярним полем (з вузьким спектром  $\Delta\omega \ll \omega$ ) в режимах з динамічним хаосом. Доведено, що нагрівання регулярними хвилями є значно більш ефективним, ніж хаотичними полями.

**Практичне значення одержаних результатів.** Для практичного використання найбільш важливим результатом є той факт, що показана істотна відмінність динаміки заряджених частинок у полях малої і великої інтенсивності. Зокрема, у полях великої інтенсивності, найбільш значною є нелінійна магнітна сила Лоренца. Вона пропорційна квадрату параметру сили хвилі ( $a^2 > a > 1$ ). Крім цього, вона спрямована вздовж хвильового вектору хвилі, що прискорює частинки. Таким чином, в полях поперечних електромагнітних хвиль великої інтенсивності основним є поздовжній рух зарядженої частинки по відношенню до хвильового вектору, а не поперечний. При цьому з'являється можливість використовувати цю особливість динаміки частинок в сильних полях для нових схем прискорення. Ці нові схеми прискорення не вимагають електродинамічних структур і не вимагають наявності середовища. Така особливість цих схем прискорення дозволяє використовувати сучасні досягнення лазерних технологій, а саме максимальні напруженості лазерних полів, які можуть перевершувати  $10^9$  В/см. При цьому знімається одна з основних проблем, яка пов'язана з лазерним прискоренням - пробій середовища, з яким взаємодіє лазерне випромінювання. Запропоновані схеми прискорення особливо корисні у схемах доприскорення. Як приклад можна вказати на можливість збільшити енергію заряджених частинок з початковою енергією  $\gamma_0 = 10$  в 10 разів на

відстані 0,4 см полем лазерного випромінювання, параметр сили хвилі якого дорівнює 3.

**Особистий внесок здобувача.** Автор брав участь в усіх етапах проведених робіт: він брав участь у постановці проблем; у формулюванні теоретичних моделей, які адекватно відображають суть проблеми, і які можуть дати відповіді на питання, що вирішуються; він проводив аналітичні та чисельні дослідження; брав участь в аналізі отриманих результатів і у формулюванні висновків.

Основні результати, що виносяться на захист, отримано дисертантом особисто. Особистий вклад здобувача у роботах, опублікованих у співавторстві, полягає у наступному.

У роботах [1-3, 9, 13, 14, 18] здобувачем проведені дослідження динаміки заряджених частинок у однорідному постійному магнітному полі та у полі плоскої хвилі довільної напруженості і поляризації. Досліджено динаміку заряджених частинок у полі лазерного імпульсу великої амплітуди з лінійною та еліптичною поляризацією.

У роботах [4-7, 15, 16] автором отримано результати аналітичного та числового досліджень руху заряджених частинок у схемі прискорення типу ОЛВЕ в інтенсивних електромагнітних хвилях.

У роботах [8, 17] дисертантом проведені дослідження динаміки частинок у постійному магнітному полі та в полі хвилі, амплітуда якої змінюється з заданою частотою.

У роботах [10, 11, 19, 20] автором проведено порівняння двох схем нагрівання (стохастичного прискорення) заряджених частинок – при взаємодії з полем хвилі, фаза якої випадково змінюється, та з полем регулярної хвилі в умовах перекриття нелінійних резонансів.

У роботі [12] дисертантом розглянута задача про збуджування електромагнітного поля моноенергетичним пучком осциляторів.

Здобувач брав участь у аналізі результатів досліджень та їх оформленні у вигляді журнальних публікацій та доповідей на семінарах і конференціях.

Автором було проведене числове моделювання, яке базувалося на апробованих числових алгоритмах, що дозволяють моделювати динаміку заряджених частинок у полях великої напруженості.

**Апробація результатів дисертації.** Основні результати дисертації доповідалися, обговорювалися і отримали позитивну оцінку на таких наукових конференціях: 10<sup>th</sup> International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion (Alushta Crimea, Ukraine, September 13-18, 2004) [13]; XIX Международный семинар по ускорителям заряженных частиц. (Алушта, Крым, Украина, 12-18 сентября 2005) [14]; 11<sup>th</sup> International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and 2-

nd International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokomaks. (Alushta Crimea, Ukraine, September 11-16, 2006) [15]; XX Міжнародний семінар по ускорителям заряджених частиц. (Алушта, Крим, Україна, 2-6 вересня 2007) [16]; XXI International Workshop on Charge Particle Accelerators (Alushta Crimea, Ukraine, September 2-6, 2009) [17]; IX Конференція по фізиці високих енергій, ядерної фізиці і ускорителям (Харьков, Україна, 21-25 лютого 2011) [18]; International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion (Alushta, Crimea, Ukraine, September 17-22, 2012) [19]; XXIII Міжнародний семінар по ускорителям заряджених частиц. (Алушта, Крим, Україна, 8-14 вересня 2013) [20].

**Публікації.** За темою дисертаційної роботи опубліковано всього 12 статей у спеціалізованих фахових наукових виданнях. З них 10 статей [1-4, 6, 8-12] задовольняють вимогам до публікацій, на яких ґрунтується дисертаційна робота, 2 статті у науково-технічних журналах [5, 7] додатково характеризують дисертацію. Статті [1, 2, 4, 5, 7-12] включені до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science ([1, 2, 4, 5, 7-11] - Q3, [12] – Q2 за Scimago Journal & Country Rank, www.scimagojr.com), 3 статті опубліковано у спеціалізованих фахових наукових виданнях іноземних держав [3, 6, 12]; 8 робіт у збірниках наукових праць, в матеріалах та тезах доповідей на наукових конференціях [13-20].

**Структура і об'єм дисертації.** Дисертація складається зі вступу, шести розділів, висновків, списку використаних літературних джерел та двох додатків. В дисертації пронумеровано 170 сторінок, з них основний текст становить 135 сторінок. Дисертація містить 71 рисунок. Бібліографія включає 112 найменувань.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ ДИСЕРТАЦІЇ

У **Вступі** обґрунтовано актуальність теми дисертації і необхідність проведення досліджень, сформульовано мета роботи, а також сформульовано задачі, що необхідно розв'язати для досягнення поставленої мети дослідження. Сформульовано основні наукові результати, їх наукова новизна, практичне значення та області їх можливого застосування. Висвітлено особистий внесок автора, висвітлено апробацію роботи, її зміст і структуру.

У **першому розділі** дисертації представлено аналітичний огляд літератури. В ньому розглядається сучасний стан проблем, що стосується реалізації різноманітних схем прискорення заряджених частинок інтенсивним лазерним полем. Розглянуто складності реалізації даних схем прискорення.

Основна мета, яка стоїть при розробці прискорювачів заряджених частинок, це створення умов, при яких досягається максимальний темп прискорення. Якщо мова йде про лазерне випромінювання, то бажано використовувати напруженості полів



сучасних лазерів, які можуть перевершувати  $10^9$  В/см. Відзначимо, що поля всередині атома становлять  $\sim 5 \cdot 10^9$  В/см. При цьому виникає основне ускладнення - пробиття середовища, в якому відбувається прискорення. Тому найбільший інтерес представляє розробка схем прискорення, в яких пробиття середовища пригнічене (не встигає проявитися) або, в яких середовище не використовується. Тобто схеми прискорення у вакуумі.

На даний час запропоновано ряд способів вирішення проблеми досягнення максимального темпу прискорення. Найбільш відомі - це методи, які засновані на використанні додаткового середовища для отримання поздовжньої хвилі, яка прискорює заряджені частинки. Багато лабораторних схем використовується для отримання інтенсивної плазмової хвилі, в якій можна прискорити заряджені частинки. Зокрема, за допомогою лазерного випромінювання (Plasma Beat - Wave Acceleration (PBWA) і Laser Wake - Field Acceleration (LWFA)) і його більш сучасна модифікація, заснована на само модуляції лазерного імпульсу (Self- Modulation Wake - Field Acceleration (SMWFA)) , а так само за допомогою коротких електронних згустків або їх періодичної послідовності (Plasma Wake - Field Acceleration (PWFA)). На цей час у таких схемах отримано електронний пучок з енергією більш ніж 100 МеВ на відстанях приблизно 1 мм. При реалізації цих схем прискорення був досягнутий темп прискорення порядку 1 ГеВ/см.

Прискорення на основі оберненого ефекту Черенкова, коли уповільнення електромагнітної хвилі досягається за допомогою середовища з позитивним показником заломлення, а резонансний характер взаємодії частинки з хвилею забезпечується вибором кута між хвильовим вектором хвилі і швидкістю частинки.

Ще однією схемою є обернений лазер на вільних електронах. У цій схемі рух частинок відбувається в полі двох електромагнітних хвиль з заданими параметрами. При цьому нелінійна взаємодія зарядженої частинки з полем цих двох поперечних електромагнітних хвиль еквівалентна взаємодії зарядженої частинки з повільною електромагнітною хвилею, яка має фазову швидкість близьку до середньої швидкості частинок. Крім того, ця еквівалентна хвиля (хвиля биття, комбінаційна хвиля) має поздовжню компоненту електричного поля. Практично мова йде про черенковську взаємодію прискорених заряджених частинок з комбінаційною хвилею. Перевагою ОЛВЕ є відсутність необхідності в створенні (наявності) середовища, так як прискорення відбувається у вакуумі. Отже, в ОЛВЕ не виникає проблем, пов'язаних з руйнуванням середовища. Однак і в цьому випадку є обмеження на інтенсивність поля хвилі, і вони пов'язані з нелінійністю руху частинок.

Доведено, що у вакуумі у необмеженому просторі електромагнітними силами, що є лінійно пропорційні електромагнітним полям, прискорювати частинки не вдасться.

Однак, як показано в наших роботах, якщо область взаємодії частинок з полем обмежена, то таке прискорення можливе.

Таким чином, огляд існуючих схем прискорення показав, що прискорення лазерним полем можливе в разі виконання однієї з резонансних умов (черенковського, доплерівського, параметричного) або в разі обмеження області взаємодії частинок з полем у вакуумі.

Обмеження області взаємодії можливо організувати, припустимо, введенням структур, що обмежують область проникнення поля, і отже, обмежують область взаємодії з ним частинок.

У другому розділі «Формулювання проблеми, моделі і рівняння. Інтегрالي» розглянута загальна постановка задачі про рух частинки у зовнішньому, постійному, однорідному магнітному полі і у полі інтенсивної, плоскої електромагнітної хвилі. Також розглянута задача про збудження електромагнітного поля моноенергетичним пучком осциляторів. Сформульовані основні рівняння та інтеграли, на основі яких розглянуто окремі випадки динаміки заряджених частинок.

Для цього розглянуто заряджену частинку (електрон), що рухається у зовнішньому постійному магнітному полі величини  $H_0$ , яке направлене уздовж осі  $z$  і у полі електромагнітної хвилі довільної поляризації. Ця хвиля має наступні компоненти:

$$\begin{aligned}\vec{a} &= \text{Re} \vec{E} \exp(i\vec{k}\vec{r} - i\omega t) \\ \vec{H} &= \text{Re} \frac{c}{\omega} [\vec{k}\vec{E}] \exp(i\vec{k}\vec{r} - i\omega t) \quad , \\ \vec{E} &\equiv \{E_0(\vec{\alpha})\}\end{aligned}\tag{1}$$

де:  $\vec{\alpha} \equiv \{\alpha_x, i\alpha_y, \alpha_z\}$  - вектор поляризації хвилі.

Без обмеження загальності вважаємо, що вектор  $\mathbf{k}$  має тільки дві відмінні від нуля компоненти  $k_x$  та  $k_z$ . Якщо час вимірювати у  $\omega^{-1}$ , швидкість у  $c$ , де  $c$  - швидкість світла у вакуумі, величину хвильового вектора  $k$  у  $\omega/c$ , імпульс у  $mc$  та ввести безрозмірну амплітуду поля  $a = eE_0 / mc\omega$ , то рівняння руху частинки можна привести до вигляду:

$$\begin{aligned}\dot{\vec{p}} &= \left(1 - \frac{\vec{k}\vec{p}}{\gamma}\right) \text{Re}(\vec{a}e^{i\psi}) + \frac{\omega_H}{\gamma} [\vec{p}\vec{e}] + \frac{\vec{k}}{\gamma} \text{Re}(\vec{p}\vec{a})e^{i\psi} \\ \dot{\vec{r}} &= \vec{p} / \gamma; \dot{\psi} = \vec{k}\vec{p} / \gamma - 1,\end{aligned}\tag{2}$$

де:  $\tau \equiv \omega t$ ,  $\vec{e} \equiv \vec{H} / H_0$ ;  $\omega_H \equiv eH_0 / mc\omega$ ;  $\psi = \vec{k}\vec{r} - \tau$ .

На підставі аналітичних і числових досліджень динаміки заряджених частинок що рухаються у зовнішньому постійному магнітному полі і у полі електромагнітної

хвилі довільної поляризації, показано, що у разі взаємодії з інтенсивною електромагнітною хвилею ( $a \geq 1$ ) умови циклотронного резонансу не є необхідними для ефективного обміну енергією між частинками та хвилями. При цьому у середньому набір енергії частинкою відбувається по дифузійному закону -  $\gamma \sim \gamma_0 \sqrt{\tau}$ . Це продемонстровано на (рис. 1, 2), де визначена усереднена енергія, яку набирає частинка (рис. 1), коли виконуються та (рис. 2), коли не виконуються умови циклотронного резонансу. В обох випадках усереднена енергія є практично однаковою.

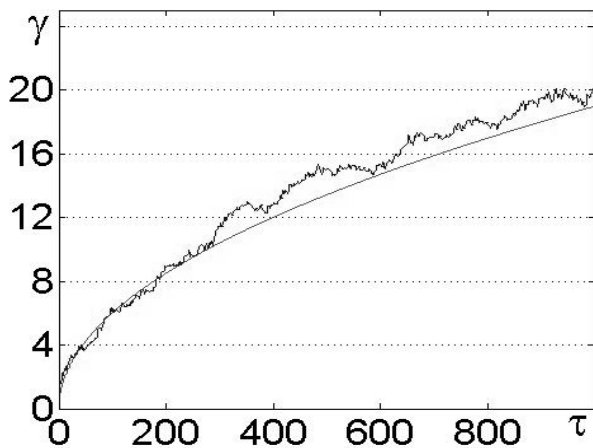


Рис. 1. Усереднена енергія що набирає частинка.  $a = 1$ ,  $\omega = \omega_H$

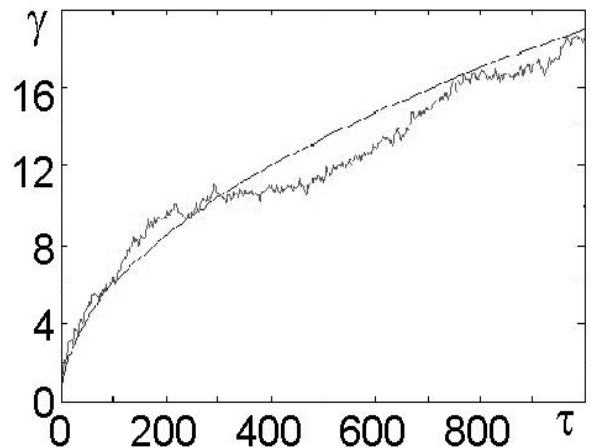


Рис. 2. Усереднена енергія що набирає частинка.  $a = 1$ ,  $\omega = 0.5\omega_H$

Для розгляду задачі про збудження електромагнітного поля моноенергетичним пучком осциляторів досліджено пучок осциляторів з функцією розподілу:

$$f_0 = \frac{n_b}{2\pi p_\perp} \delta(p_\perp - p_{\perp 0}) \delta(p_\parallel) \quad (3)$$

де:  $p_\perp$ ,  $p_\parallel$  – перпендикулярна та паралельна осі  $z$  складова імпульсу,  $n_b$  – рівноважна густина пучка.

Розглянуто збудження хвилі, котра розповсюджується перпендикулярно магнітному полю пучком, що рухається у постійному магнітному полі, яке направлено вздовж осі  $z$ . Самоузгоджена система рівнянь, котра описує динаміку збуджених полів і динаміку заряджених частинок складається з рівнянь Максвела та рівнянь руху окремих частинок. Використовуючи метод усереднення Боголюбова – Митропольського, систему рівнянь, що описує динаміку руху частинок та полів у ізолюваному циклотронному резонансі з номером  $s$ , можна представити у вигляді:

$$\frac{dp_\perp}{d\tau} = iJ'_s(\mu) e^{i\theta_s} a,$$

$$\frac{d\theta_s}{d\tau} = \frac{s\omega_H}{\gamma} - 1 + \frac{1}{\omega_H} \left( 1 - \frac{s^2}{\mu^2} \right) J_s(\mu) e^{i\theta_s} a, \quad (4)$$

$$\frac{da}{d\tau} = i \frac{\omega_b^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta_{s0} \frac{p_{\perp}}{\gamma} J'_s(\mu) e^{-i\theta_s}$$

де:  $p_{\perp} = p_{\perp} / mc$ ,  $\mu = p_{\perp} / \omega_H$ ,  $\gamma = \sqrt{1 + \mu^2 \omega_H^2}$ ,  $J_s \equiv J_s(\mu)$ ,  $J'_s \equiv \frac{d}{d\mu} J_s(\mu)$ ,  $\omega_H = eH_0 / mc\omega$ ,  $\omega_b^2 = 4\pi e^2 n_b / m_e \omega$ .  $\theta_s$  – резонансна фаза.

У рівняннях (4) основним чинником, котрий призводить до виникнення стохастичності, є останній доданок у правій частині рівняння для фази. Саме він для нерелятивістських частинок призводить до виникнення режиму з динамічним хаосом, який є відмінним від сценарію з перекриттям нелінійних циклотронних резонансів.

За допомогою числового моделювання було досліджено самоузгоджену динаміку частинок і полів, що збуджуються цими частинками. При цьому у випадку, коли густина частинок пучка не занадто велика, то динаміка частинок і полів подібна динаміці частинок та полів при плазмово-пучковій взаємодії рис. 3.

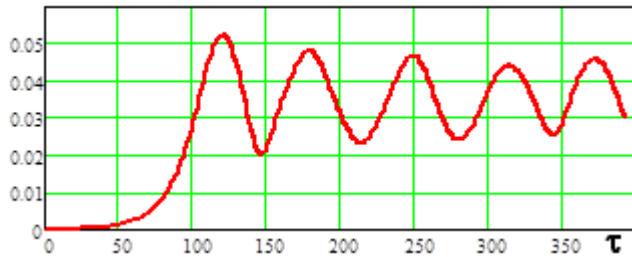


Рис. 3. Амплітуда поля збуджуваної хвилі у залежності від часу при густині пучка:  $\omega_b^2 = 0.02$

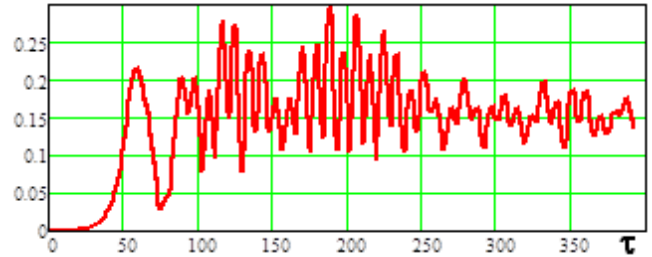


Рис. 4. Амплітуда поля від часу при густині пучка:  $\omega_b^2 = 1$

Збільшення густини пучка призводить до того, що рівень збуджуваних коливань, у результаті розвитку локальної нестійкості руху частинок у самоузгоджених електромагнітних полях, обмежується значенням рівня поля, котре задає поріг розвитку локальної нестійкості (рис. 4). Така поведінка зберігається до значень  $\omega_b^2 = 1$ . Слід відзначити, що цей рівень може бути визначений при розгляді одночасткової задачі. Це дозволяє значно спростити розгляд багатьох пучкових і плазмово-пучкових задач.

Збільшення густини пучка до значень  $\omega_b^2 \approx 2$  призводить до того, що глибина модуляції збуджуваного поля хвилі може досягнути ста відсотків. При цьому відбувається повна модуляція поля збуджуваної хвилі, рис. 5. Слід зазначити, що у цьому випадку коливання можуть збуджуватися, однак вони носять релаксаційний

характер. Це пов'язано з тим, що збуджувані коливання не є власними. Тобто, такі коливання в стаціонарному режимі не можуть існувати. Вони можуть збуджуватись зовнішніми силами і існувати короткий проміжок часу.

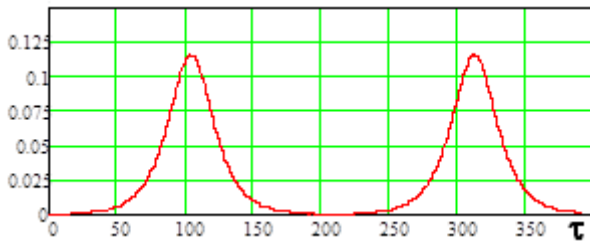


Рис. 5. Амплітуда поля від часу при густині пучка:  $\omega_b^2 = 2$

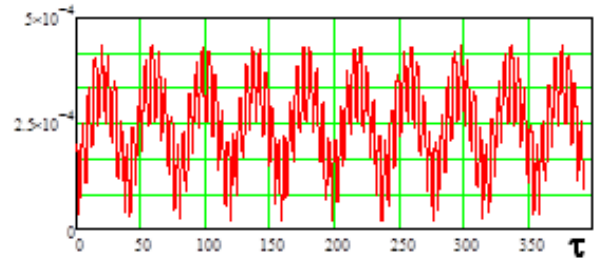


Рис. 6. Амплітуда поля від часу при густині пучка:  $\omega_b^2 = 5$

Подальше ж збільшення густини пучка призводить до того, що пучок перестає ефективно передавати енергію збуджуваній електромагнітній хвилі (рис. 6).

Основна частина матеріалів цього розділу була опублікована у роботах [3, 10, 12].

**У третьому розділі** «Параметричне прискорення заряджених частинок полем зовнішньої електромагнітної хвилі» досліджено динаміку частинок у постійному магнітному полі і у полі хвилі, амплітуда якої змінюється із заданою частотою.

Запропоновано для підвищення якості згустку прискорених частинок використати модуляцію амплітуди хвилі, що прискорює частинки. При цьому, якщо ця частота буде близька до подвоєної частоти баунс-коливань частинок захоплених полем хвилі, то виникають умови для реалізації параметричної нестійкості. Енергія захоплених частинок при цьому зростає. Причому, швидше набирають енергію ті частинки, які знаходяться поблизу особливої точки типу «центр». Для цих частинок виконуються умови параметричного резонансу. Частинки, розташовані далі від точки типу «центр», набирають енергію повільніше. У кінцевому рахунку, всі частинки, захоплені полем хвилі, набирають енергію і зосереджуються в околиці сепаратриси. У цьому випадку вони вже вийшли з умов параметричного резонансу, і модуляція амплітуди хвилі на них практично не діє. Таким чином, зовнішня модуляція амплітуди хвилі з частотою, яка близька до подвоєної частоти баунс-коливань частинок, призводить до зростання енергії частинок (рис. 7, 8).

Числові дослідження повністю підтвердили описану динаміку частинок (рис. 7, 8). Досліджувались частинки, котрі спочатку знаходились не дуже далеко від особливої точки  $\gamma = 1,33$ ,  $\theta = 1,5$ . Частота модуляції амплітуди хвилі дорівнювала подвоєній баунс-частоті, захоплених у резонанс частинок. З цих рисунків можна бачити, що енергія частинок росте.

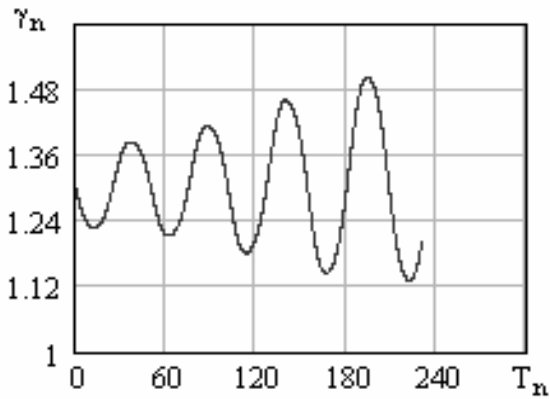


Рис. 7. Залежність енергії частинок від часу

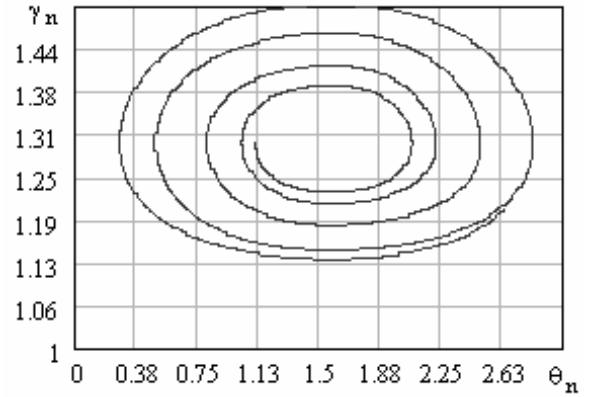


Рис. 8. Фазовий портрет руху частинок

Для керування характеристиками прискорюваних електронних згустків запропоновано використовувати таку модуляцію амплітуди хвилі, яка значно перевершує частоту баунс-коливань частинок. У цьому випадку на фазовому портреті з'являються нові особливі точки. Зокрема, нами показано, що нестійка сідлова точка може стати стійкою. Ця особливість аналогічна особливості маятника Капіци (маятника з перевернутим підвісом). Наявність додаткових стійких точок призводить до істотної зміни всієї динаміки частинок у полі хвилі, зокрема, до утворення додаткових згустків. Ці згустки будуть відповідати тим частинкам, які потрапили в околицю стійких особливих точок.

Основна частина матеріалів цього розділу була опублікована у роботі [8].

У **четвертому розділі** «Прискорення заряджених частинок полем двох електромагнітних хвиль різних частот» розглянуто схему ОЛВЕ та показано, що при великих напруженостях поля відбувається руйнування таких схем прискорення.

У цій схемі заряджені частинки рухаються у полі двох електромагнітних хвиль з заданими параметрами. Нелінійна взаємодія зарядженої частинки з полем цих двох поперечних електромагнітних хвиль еквівалентна взаємодії зарядженої частинки з повільною електромагнітною хвилею, яка має фазову швидкість, близьку до середньої швидкості частинок. Крім того, ця еквівалентна хвиля має поздовжню компоненту електричного поля. Практично мова йде про черенковську взаємодію прискорених заряджених частинок з комбінаційною хвилею. Прискорення у цій схемі відбувається у вакуумі поперечними електромагнітними хвилями. Необхідно відзначити, що у більшості випадків лазерне випромінювання являє собою багатомодове випромінювання. При цьому у схемі прискорення ОЛВЕ розвивається стохастична нестійкість. Тому для реалізації схеми ОЛВЕ необхідно використовувати одномодове лазерне випромінювання. Прискорення у ОЛВЕ відбувається силами пропорційними  $E^2$ , тому у такій схемі прискорення треба використовувати лазерні поля якомога більшої інтенсивності.

Однак, як показано у дисертаційній роботі, навіть у разі одномодових лазерів, при досить великій напруженості лазерного випромінювання, у схемі ОЛВЕ розвивається стохастична нестійкість. На рис. 9 наведено розрахунки максимального показника Ляпунова для схеми ОЛВЕ у залежності від напруженості хвиль. Так, при напруженості полів менших за 0,3, область фазового простору зі стохастичними траєкторіями займає незначну область в околі сепаратриси. І тільки при напруженості полів більше за 0,3 ця область може займати практично весь фазовий простір. При цих значеннях напруженості полів стохастична нестійкість відіграє істотну роль і нею не можна нехтувати.

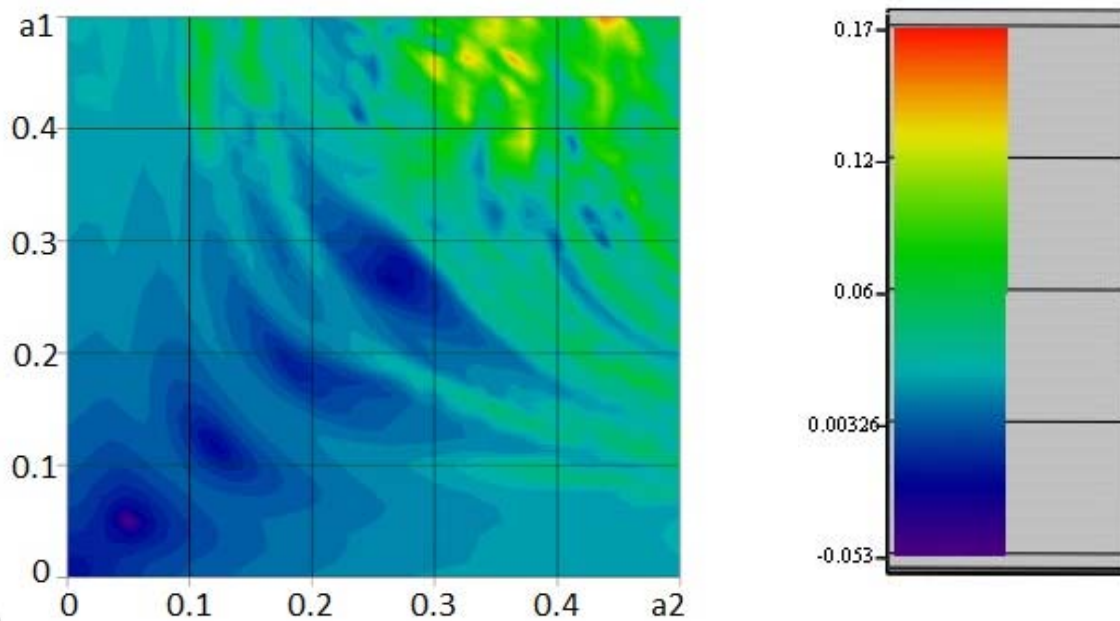


Рис. 9. Карта показників Ляпунова у залежності від напруженості хвиль

Основна частина матеріалів цього розділу була опублікована у роботах [4-7].

**У п'ятому розділі** «Прискорення заряджених частинок у полі плоскої електромагнітної хвилі довільної поляризації» досліджено задачу руху зарядженої частинки у полі плоскої електромагнітної хвилі довільної поляризації.

За відсутності постійного магнітного поля аналіз динаміки частинок можливий аналітичними методами. Визначено вид траєкторії частинки у хвилі довільної поляризації та амплітуди. При цьому частинка може бути захоплена полем хвилі. Таке захоплення означає, що середній поздовжній імпульс прискорених частинок не дорівнює нулю (рис. 10).

При дослідженні динаміки частинки у полі плоскополяризованої плоскої хвилі було показано, що динаміка частинок суттєво залежить від початкового положення частинок щодо фази хвилі. Так, якщо частинки спочатку знаходилися у фазах  $\pi n$ , то вони тільки захоплюються хвилею у поздовжньому напрямку. У поперечному

напрямку вони осцилюють. Середній поперечний імпульс їх дорівнює нулю. Такі частинки зміщуються тільки у поздовжньому напрямку. Частинки, що знаходяться в інших фазах, набувають нерівний нулю середній поперечний імпульс. Величина цього середнього імпульсу і напрямок залежать від фази частинок відносно хвилі. При цьому частинки розбігаються у різних напрямках (рис. 11, 12).

Була вивчена динаміка частинок у полі хвилі з круговою (еліптичною) поляризацією. Головною відмінністю динаміки частинок у полі хвилі з круговою поляризацією є незалежність поздовжнього імпульсу частинки від її початкової фази (рис. 13).

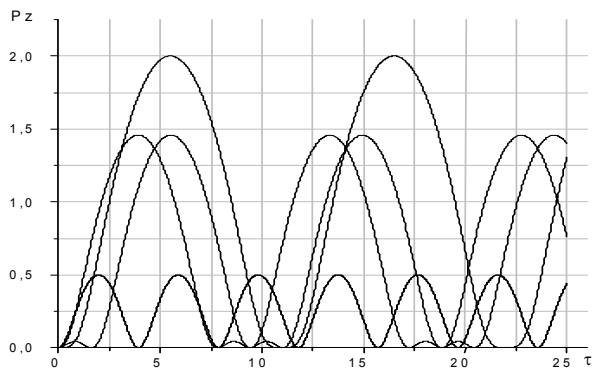


Рис. 10. Повздовжній імпульс частинок у залежності від початкового розташування  $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$  при  $a = 1$

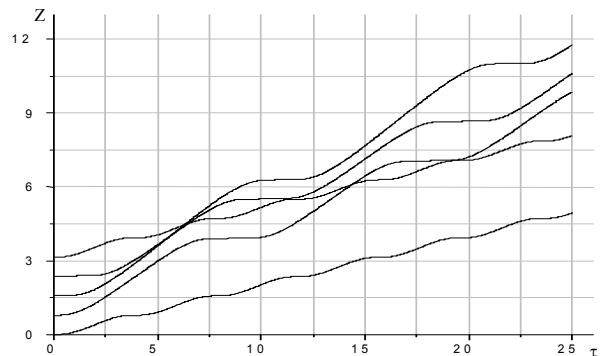


Рис. 11. Захоплювання частинок у поздовжньому напрямку в залежності від початкового розташування  $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$  при  $a = 1$

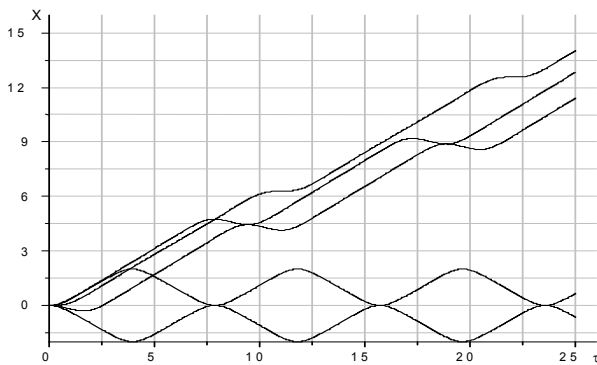


Рис. 12. Захоплювання частинок у поперечному напрямку в залежності від початкового розташування  $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, 2\pi$  при  $a = 1$

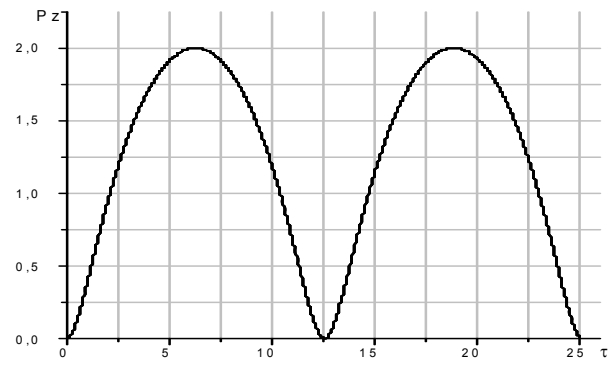


Рис. 13. Повздовжній імпульс частинок у залежності від початкового розташування  $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$  при  $a = 1$

Розглянуто рух зарядженої частинки в полі імпульсу плоскої електромагнітної хвилі, яка характеризується векторним потенціалом  $\vec{A} = \vec{A}(\omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \equiv \vec{A}(\psi)$ . Чисельними методами отримано рішення для частинок, на які впливає поперечне електромагнітне поле з компонентами, які визначаються співвідношенням



$\vec{A} = a \exp[-\beta(\psi - \psi_0)^2 + i\psi]$ . Головною особливістю динаміки у цьому випадку, є той факт, що ця динаміка практично не залежить від первісного розташування частинок у просторі. Їх траєкторії подібні. Всі вони захоплюються у поздовжньому напрямку і осцилюють у поперечному напрямку, причому частинки рухаються по спіральній траєкторії. Цікавою особливістю руху частинок у полі високочастотного імпульсу, що має кругову поляризацію, є той факт, що поздовжній імпульс частинок повторює форму обвідної імпульсу, залишаючись позитивним.

Як приклад можливості прискорення згустку заряджених частинок було розглянуто згусток, частинки якого мають початкову енергію  $\gamma_0 = 10$ . Коли на такий згусток діє імпульс з амплітудою  $a = 3$ , то зручно виділити два варіанти взаємодії лазерного імпульсу з зарядженими частинками.

У першому випадку вважаємо, що імпульс знаходиться досить далеко від заряджених частинок. При цьому в області, де знаходяться частинки, напруженість поля імпульсу повільно зростає. Цей випадок відповідає великим значенням  $\psi_0$ . Частинки при цьому мають практично однакові траєкторії. У поперечному напрямку частинки не розбігаються. Такий лазерний імпульс зручно використовувати для прискорення. При цьому, в результаті взаємодії частинок згустку з полем такого імпульсу, частинки згустку прискорюються до енергій  $\gamma \approx 100$ , причому прискорення відбувається на відстані 0,4 см (рис. 14)

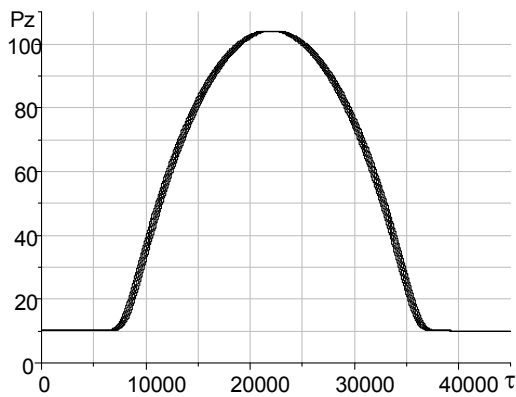


Рис. 14. Залежність поздовжнього імпульсу від часу  $\psi_0 = 50$

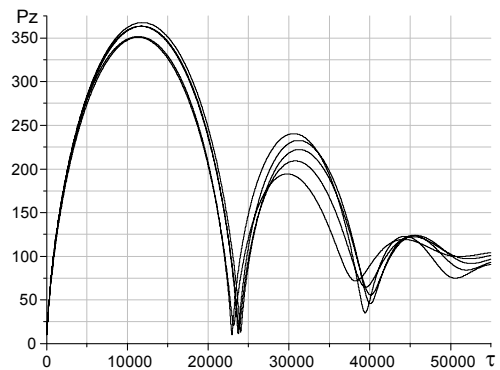


Рис. 15. Залежність поздовжнього імпульсу від часу.  $\psi_0 = 0$

У другому випадку - початок взаємодії відповідає максимальному значенню амплітуди імпульсу. Це означає, що величина  $\psi_0$  дорівнює нулю. У результаті взаємодії частинок згустку з полем такого імпульсу вони прискорюються до значно більших енергій ( $\gamma \approx 350$ ). При цьому прискорення відбувається на відстані 0,8 см (рис 15). Нажаль, при цьому відбувається деяке розбігання частинок згустку у

поперечному напрямку. Так, при  $\lambda \approx 10^{-4}$  поперечний розмір згустків становитиме  $\Delta x \approx 3 \cdot 10^{-3}$  см.

Основна частина матеріалів цього розділу була опублікована в роботах [1-3, 9].

**У шостому розділі** «Стохастичне прискорення заряджених частинок» проведено порівняння двох схем стохастичного прискорення заряджених частинок: при взаємодії з полем хвилі, фаза якої випадково змінюється і з полем регулярної хвилі в умовах перекриття нелінійних резонансів.

У відсутності умов перекриття резонансів знайдені спектральні області випадкового поля, які найбільш ефективно віддають свою енергію частинкам. У всіх досліджених випадках наявність перекриття нелінійних резонансів призводило до більш ефективних схем стохастичного прискорення й нагрівання частинок у порівнянні зі схемами за участю випадкових полів.

У полях великої напруженості (релятивістський випадок) аналітичні вирази отримати важко. Тому динаміка заряджених частинок у зовнішніх полях великої напруженості розглянута чисельними методами. За основу моделювання хвилі, фаза якої випадково змінюється, взята гармонійна хвиля, яка має вигляд  $f(t, \vec{r}) = a \cos(\omega_0 t - \vec{k}\vec{r} + \varphi_0)$  (надалі ми її будемо називати регулярною хвилею), до фази якої додано випадкову функцію часу  $\xi(t)$  з щільністю ймовірності, що має рівномірний розподіл. Для чисельного аналізу реалізована схема розрахунку, яка дозволяє варіювати величину інтервалу фаз  $-\pi < \Delta\varphi_0 < \pi$ , в якому відбувається стрибкоподібна зміна фази. Також реалізована можливість вибору інтервалу часу, у якому у випадковий момент часу і відбувається стрибок фази. Час стрибка є значно меншим за період хвилі.

Для більш детального аналізу впливу різних частин спектра на динаміку обміну енергією заряджених частинок з полем хвилі, фаза якої випадково змінюється, із спектру цієї хвилі виділялися три основні області спектра: низької, основної і область високої частоти. При цьому відсутні ділянки частотного спектра доповнювалися нульовими значеннями.

При малих амплітудах поля, параметр сили хвилі  $a \leq 0,01$ , основний внесок у енергообмін між полем і частинкою відбувається у низькочастотній області спектра. При великих значеннях амплітуди поля  $a \geq 1$  динаміка набору енергії якісно змінюється. Основний внесок у енергообмін вносить основна частина спектру.

Проведено порівняння ефективності набору енергії частинками у випадковому полі і у полі регулярної хвилі (в умовах перекриття резонансів). При такому порівнянні будемо виходити з рівності енергії у хвилі, фаза якої випадково змінюється і у регулярній хвилі. Якщо амплітуди регулярної хвилі і випадкової однакові, то набір енергії частинками, як це доведено в дисертаційній роботі, в

таких полях приблизно однаковий  $\Delta\gamma_R \approx \Delta\gamma_N$ . В цих умовах ефективність передачі енергії від поля частинкам значно вища при використанні регулярних полів. Дійсно, енергія шумової хвилі  $W_N = a_N^2 \Delta\omega_N$ ,  $\Delta\omega_N \sim 0,4$ . Енергія регулярної хвилі  $W_R = a_R^2 \Delta\omega_R$ ,  $\Delta\omega_R \sim 1/Q$ ,  $Q$  - добротність. Так як  $1/Q = 10^{-2} \div 10^{-7}$ , то для досягнення одного рівня енергії частинок, у полі хвилі зі стрибками фази необхідний більш високий рівень енергії хвилі. Велика ефективність стохастичного набору енергії зарядженими частинками у полі регулярної хвилі в умовах перекриття нелінійних резонансів обумовлена вузькою спектральною лінією такого випромінювання, а також наявністю циклотронних резонансів.

Основна частина матеріалів цього розділу була опублікована в роботах [10, 11].

## ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі розв'язано важливе наукове завдання – встановлено нові умови прискорення заряджених частинок, при їх русі у електромагнітному полі великої напруженості. Знайдено умови, при яких регулярна динаміка взаємодії заряджених частинок з полем електромагнітних хвиль переходить у хаотичну динаміку цих частинок.

Основні результати та висновки, що отримано в дисертаційній роботі, полягають у наступному:

1 Вперше показано, що при  $a \geq 1$  умови циклотронного резонансу у задачі руху заряджених частинок (електронів) у зовнішньому постійному магнітному полі величини  $H_0$ , яке направлене уздовж осі  $z$  і в полі електромагнітної хвилі довільної поляризації, не є необхідними для обміну енергією між зарядженими частинками і хвилями. В таких полях завжди виконуються умови перекриття нелінійних циклотронних резонансів, окрім випадку авторезонансу. У цьому випадку обмін енергії реалізується за короткий час, який може дорівнювати всього одному періоду високочастотної хвилі. При цьому динаміка частинок стає хаотичною і в середньому набір енергії відбувається по дифузійному закону -  $\gamma \sim \gamma_0 \sqrt{\tau}$ .

2 Показано, що до значень  $\omega_b^2 = 1$  у задачі про збуджування електромагнітного поля моноенергетичним пучком осциляторів, для визначення динаміки полів, що збуджуються, можливо використовувати одночасткове наближення.

3 Вперше знайдено, що електронний пучок може збуджувати коливання в умовах циклотронного резонансу, коли частота хвилі, що збуджується, у декілька разів менша, ніж пучкова частота ( $2\omega^2 = \omega_b^2$ ). В цих умовах глибина нелінійної модуляції збуджуваного поля хвилі може досягнути ста відсотків.

4 Вперше запропоновано схеми параметричного, додаткового прискорення заряджених частинок, у фазовому просторі нелінійного циклотронного резонансу.

Це додаткове прискорення реалізується модуляцією амплітуди хвилі, яка прискорює частинки. Цей механізм можливо використовувати для зменшення розкиду енергій прискорених частинок, захоплених у резонанс.

5 Показано, що коли параметр сили хвилі  $a > 0,3$ , в схемі оберненого лазера на вільних електронах, розвивається стохастична нестійкість руху частинок, яка руйнує схему прискорення. Тільки частинки, розташовані в околиці нульових фаз комбінаційної хвилі, не беруть участь у хаотичній динаміці, вони знаходяться у острівцях стійкості. Проте зі збільшенням амплітуди хвиль таких частинок стає все менше.

6 Показано, що в сильних ( $a > 1$ ) поперечних електромагнітних полях, поздовжній, по відношенню до хвильового вектору, рух заряджених частинок стає значно більш суттєвий, ніж поперечний рух. Це стає можливим завдяки тому, що у динаміці заряджених частинок нелінійна магнітна сила Лоренца (пропорційна  $a^2 > a$ ) починає відігравати основну роль. Крім цього, вона спрямована вздовж хвильового вектору хвилі, що прискорює частинки. Така особливість динаміки частинок в сильних полях, дає можливість використовувати її для побудови нових схем прискорення.

7 Визначено вид траєкторії частинки та найбільш ефективні просторові та часові характеристики полів для прискорення заряджених частинок у задачі руху зарядженої частинки в полі плоскої електромагнітної хвилі довільної поляризації, коли параметр сили хвилі стає більше одиниці ( $a > 1$ ). Найбільш привабливим для прискорення заряджених частинок є лазерний імпульс з круговою поляризацією, завдяки тому, що форма зміни поздовжнього імпульсу заряджених частинок і їх енергія повторюють форму обвідної лазерного імпульсу, що дозволяє легше обмежити область взаємодії.

8 Порівняння схем стохастичного прискорення й нагрівання частинок, при взаємодії частинок з полем хвилі, фаза якої випадково змінюється, і з полем регулярної хвилі в умовах перекриття нелінійних резонансів показала, що ефективність передачі енергії від поля частинкам значно вища при використанні регулярних полів. Більша ефективність стохастичного набору енергії зарядженими частинками в полі регулярної хвилі, порівняно з ефективністю набору енергії в хаотичних полях, обумовлена більшою напруженістю поля, що діє на частинки (як результат більш вузькою спектральною лінією такого випромінювання), а також наявністю циклотронних резонансів.

Таким чином, з'ясована динаміка заряджених частинок у полі інтенсивних електромагнітних хвиль. В умовах, коли параметр сили хвилі порядку або більше одиниці, визначено нові умови (в тому числі і при відсутності відомих резонансних умов) для ефективного обміну енергії між частинками і хвилями. Побудовані нові

схеми прискорення заряджених частинок у вакуумі, в яких не має необхідності у використанні резонансних умов.

### **СПИСОК ПРАЦЬ, ОПУБЛІКОВАНИХ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ**

1. Buts A.V., Buts V.A., Kuzmin V.V. Acceleration of charged particles by elliptic polarized waves of large amplitude // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigation (43). 2004. № 2. P.144-146.
2. Buts V.A., Kuzmin V.V. Features of the motion of charged particles in the field of the high-frequency impulse of large intensity // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (11). 2005. № 2. P.137-139.
3. Буц В.А., Кузьмин В.В. Динамика частиц в полях большой интенсивности // Успехи современной радиоэлектроники. 2005. № 11. С.5-20.
4. Буц В.А., Кузьмин В.В. Стохастическая неустойчивость движения частиц в схемах обращенного лазера на свободных электронах // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения (5). 2006. № 5. С.3-6.
5. Buts V.A., Kuzmin V.V. Dynamics of the charged particles in a field of intensive electromagnetic waves // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (13). 2007. № 1. P.127-129.
6. Буц В.А., Кузьмин В.В. Ускорение заряженных частиц интенсивным лазерным излучением // Успехи современной радиоэлектроники. 2007. № 6. С.68-75
7. Буц В.А., Кузьмин В.В. Ускорение заряженных частиц в вакууме интенсивными электромагнитными волнами // Вопросы Атомной Науки и Техники. Серия: Ядерно–физические исследования (50). 2008. № 5. С.116-120.
8. Буц В.А., Кузьмин В.В. Особенности динамики заряженных частиц в постоянном магнитном поле и в поле волны с меняющейся амплитудой // Вопросы Атомной Науки и Техники. Серия: Ядерно–физические исследования (53). 2010. № 2(66). С.111-113.
9. Буц В.А., Кузьмин В.В., Толстолужский А.П. Ускорение заряженных частиц полем интенсивного лазерного импульса // Вопросы Атомной Науки и Техники. Серия: Ядерно–физические исследования (59). 2012. № 4(80). С.117-121.
10. Buts V.A., Kuzmin V.V., Tolstoluzhsky A.P. Stochastic heating of charged particles // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (19). 2013. № 1(83). P.137-139.
11. Buts V.A., Kuzmin V.V., Tolstoluzhsky A.P. Stochastic acceleration of charged particles // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations (63). 2014. № 5(93). P.143-149.
12. Buts V.A., Kuzmin V.V., Tolstoluzhsky A.P. Features of the dynamics of particles and fields at cyclotron resonances // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2017. T. 125. № 4. С.651–662.
13. Buts V.A., Kuzmin V.V. Peculiarities of charged particles moving in the field of high frequency pulse of large intensity // 10<sup>th</sup> International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, September 13-18, 2004, Alushta: Book of abstracts. NSC KIPT Kharkov, 2004. P. 153.

14. Буц В.А., Кузьмин В.В. Динамика заряженных частиц в поле электромагнитных импульсов большой напряженности // XIX Международного семинара по ускорителям заряженных частиц, 12-18 сентября 2005, Алушта: труды / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2005. С. 61–62.
15. Buts V.A., Kuzmin V.V. Dynamics of the charged particles in a field of intensive electromagnetic waves // 11<sup>th</sup> International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and 2-nd International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokomaks. September 11-16, 2006, Alushta: Book of abstracts NSC KIPT Kharkov, 2006. P. 136.
16. Буц В.А., Кузьмин В.В. Ускорение заряженных частиц в вакууме полями интенсивных электромагнитных волн // XX Международного семинара по ускорителям заряженных частиц. 9-15 сентября 2007 Алушта: труды / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2007. С. 49–50.
17. Buts V.A., Kuzmin V.V. Features of dynamics of the charged particles in the constant magnetic field and in the field of the wave with varying amplitude // XXI International Workshop on Charge Particle Accelerators September 2-6, 2009 Alushta: Book of abstracts NSC KIPT Kharkov, 2009. P. 136.
18. Буц В.А., Кузьмин В.В., Толстолужский А.П. Ускорение заряженных частиц полем лазерного импульса // IX конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям 21-25 февраля 2011 Харьков труды / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2011. С. 119.
19. Buts V.A., Kuzmin V.V., Tolstoluzhsky A.P. Stochastic heating and stochastic acceleration of charged particles // International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion September 17-22, 2012 Alushta: Book of abstracts NSC KIPT Kharkov, 2012. P. 131.
20. Буц В.А., Кузьмин В.В., Толстолужский А.П. Стохастическое ускорение заряженных частиц // XXIII Международного семинара по ускорителям заряженных частиц 08-14 сентября 2013 Алушта: труды / ННЦ ХФТИ. Харьков 2013. С. 40.

### АНОТАЦІЯ

Кузьмин В.В. Прискорення заряджених частинок в електромагнітних полях великої інтенсивності. – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико–математичних наук за спеціальністю 01.04.20 – фізика пучків заряджених частинок. – Національний науковий центр «Харківський фізико–технічний інститут», Харків, 2020.

В дослідженнях розглянуті особливості динаміки заряджених частинок в однорідному постійному зовнішньому магнітному полі та в полі плоскої електромагнітної хвилі довільної поляризації та напруженості. Зокрема, коли параметр сили хвилі  $a$  стає більшим за одиницю. Показано, що в сильних поперечних електромагнітних полях основну роль починає відігравати поздовжній до хвильового вектору рух заряджених частинок, та показано, що в цьому випадку

резонансні умови втрачають свою винятковість – ефективний обмін енергією між частинками та хвилею може спостерігатися у відсутності умов для резонансів.

Доведено, що в полі хвилі лазерного імпульсу з круговою поляризацією, характер зміни поздовжнього імпульсу зарядженої частинки повторює огинаючу імпульсу поля.

Запропоновані та вивчені різноманітні схеми прискорення, що дозволяють прискорювати частинки в вакуумі та керувати їх характеристиками. Зокрема, доведено, що схеми ОЛВЕ при великих напруженостях ( $a > 0.3$ ) стохастично нестійкі.

Ключові слова: електромагнітна хвиля, частинки, лазерне прискорення, прискорення в вакуумі, стохастичність.

### ABSTRACT

Kuzmin V.V. Acceleration of charged particles in electromagnetic fields of high intensity. – Manuscript.

Thesis for a Candidate's degree in Physics and Mathematics by specialty 01.04.20 – physics of charged particle beams. – National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Kharkov, 2017.

In studies the features of the dynamics of charged particles in a homogeneous constant external magnetic field and the field of a plane electromagnetic wave of arbitrary polarization and tension. In particular when setting the wave force is greater than one. It is shown that in strong electromagnetic fields cross the main role is played by the longitudinal wave vector to the motion of charged particles, and shows that in this case the resonance conditions lose its exclusivity - effective energy exchange between particles and waves can be observed in the absence of conditions for resonances.

It is proved that in the field of laser pulse waves with circular polarization, the longitudinal nature of the change of momentum of a charged particle follows the envelope of the pulse field.

Proposed and studied various schemes that allow acceleration accelerate particles in a vacuum and manage their characteristics. In particular, it is proved that the scheme OLVE at high strengths ( $a > 0.3$ ) stochastically unstable

Key words: electromagnetic waves, particles, laser acceleration, acceleration in a vacuum, stochastics.

### АННОТАЦИЯ

Кузьмин В.В. Ускорение заряженных частиц в электромагнитных полях большой интенсивности.- Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.20 – физика пучков заряженных частиц. – Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”, Харьков, 2020.

В работе рассмотрены особенности динамики заряженных частиц в однородном постоянном внешнем магнитном поле и в поле плоской электромагнитной волны произвольной поляризации. Рассматривались случаи, когда параметр силы волны становится равным или больше единицы ( $a > 1$ ). Показано, что в этом случае основную роль начинает играть продольное к волновому вектору движение заряженных частиц, в отличие от полей малой интенсивности, основное движение в которых происходит в поперечном к волновому вектору направлении.

Показано, что в поле однородной волны траектории частиц, находящихся в разных фазах волны, существенно различаются. При этом сгусток, который ускоряется, разваливается.

Показано, что в поле волны лазерного импульса с круговой поляризацией характер изменения продольного импульса заряженной частицы повторяет огибающую импульса поля. Показано, что лазерный импульс поля с круговой поляризацией может быть наиболее эффективно использован для ускорения заряженных частиц. Особенно в схемах доускорения.

Изложены результаты исследования динамики заряженных частиц в однородном, постоянном, внешнем магнитном поле и в поле плоской поляризованной волны произвольной напряженности. Показано, что есть условия, при выполнении которых частицы могут эффективно ускоряться полем волны. Показано, что при большой напряженности поля динамика частиц всегда хаотична. Показано, что когда параметр силы волны становится больше единицы, резонансные условия теряют свою исключительность – эффективный обмен энергией между частицами и волной может наблюдаться в отсутствии условий для резонансов.

Изложены результаты исследований динамики частиц в постоянном магнитном поле и в поле волны, амплитуда которой меняется с заданной частотой. Доказано, если частота внешней модуляции амплитуды волны будет близка к удвоенной частоте баунс-колебаний захваченных полем волны частиц, то возникают условия для реализации параметрической неустойчивости. Предложенные схемы параметрического дополнительного ускорения заряженных частиц, позволяют уменьшить разброс энергий ускоренных частиц, захваченных в резонанс.

Кроме того, показано, что в схеме ОЛСЭ, когда параметр силы волны достигает значений более 0.3, то динамика частиц становится стохастической неустойчивой, что приводит к разрушению схемы ускорения



Ключевые слова: электромагнитная волна, частицы, лазерное ускорение, ускорение в вакууме, стохастичность.