

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР  
“ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ”**

**Лебедь Олександр Анатолійович**

УДК 530.145; 539.12; 535-4

**НЕЛІНІЙНІ ЕФЕКТИ  
В ПРОЦЕСАХ КВАНТОВОЇ ЕЛЕКТРОДИНАМІКИ  
В СИЛЬНОМУ ІМПУЛЬСНОМУ ПОЛІ ЛАЗЕРА**

01.04.02 — теоретична фізика

**АВТОРЕФЕРАТ**

дисертації на здобуття наукового ступеня  
доктора фізико-математичних наук

Харків — 2021

**Дисертацією є рукопис.**

Робота виконана в Інституті прикладної фізики Національної академії наук України, м. Суми.

**Офіційні опоненти:** доктор фізико-математичних наук,  
член-кореспондент НАН України  
**Гусинін Валерій Павлович**,  
Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, завідувач відділу астрофізики і елементарних частинок;  
доктор фізико-математичних наук, професор  
**Скалозуб Володимир Васильович**,  
Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара МОН України, завідувач кафедри теоретичної фізики;  
доктор фізико-математичних наук,  
старший науковий співробітник  
**Меренков Микола Петрович**,  
Інститут теоретичної фізики ім. О.І. Ахієзера ННЦ ХФТІ НАН України, провідний науковий співробітник.

**Захист відбудеться** “13” квітня 2021 р. о 15 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 64.845.02 Національного наукового центру “Харківський фізико-технічний інститут” НАН України за адресою: 61108, м. Харків, вул. Академічна, 1

Із дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Національного наукового центру “Харківський фізико-технічний інститут” НАН України за адресою: 61108, м. Харків, вул. Академічна, 1 та на офіційному веб-сайті ННЦ ХФТІ.

Автореферат розісланий “\_\_” березня 2021 р.

Вчений секретар  
спеціалізованої вченої ради Д 64.845.02,  
кандидат фізико-математичних наук \_\_\_\_\_

А.І. Кірдін

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** Джерела лазерного випромінювання знайшли широке застосування в прикладних і фундаментальних дослідженнях завдяки своїм унікальним властивостям: вузькому спектру випромінювання, когерентності, малій кутовій розбіжності, високій інтенсивності тощо. Науковий інтерес викликаний великою кількістю раніше невідомих явищ, які виникають при дії потужного лазерного випромінювання на фізичні процеси. Ці явища мають величезне практичне значення і дозволяють проникнути в суть атомарної і молекулярної будови речовини.

З моменту появи перших лазерів досягнуто величезного прогресу в збільшенні їх потужності, що значною мірою пов'язано зі скороченням тривалості лазерних імпульсів [1\*]. Величезні інтенсивності в сфокусованих пучках і пов'язані з ними напруженості електричних і магнітних полів дають можливість вивчати процеси взаємодії світла з речовиною в режимах, раніше недоступних для експериментальної фізики. За допомогою таких лазерів досліджуються ефекти квантової електродинаміки (КЕД), наприклад, що виникають при взаємодії коротких імпульсів з електронними пучками; проведені експерименти з релятивістською плазмою; продемонстрована можливість ініціювання ядерних реакцій; розробляються різні системи лазерного охолодження пучків; лазерного прискорення заряджених частинок; розглядаються можливості здійснення за допомогою лазерів керованого термоядерного синтезу та багато іншого. Наразі розробляються та реалізовані схеми генерації направлених пучків рентгеновського і гамма випромінювання при взаємодії коротких імпульсів з пучками швидких електронів. Таким чином, дослідження різних аспектів впливу електромагнітного поля на фізичні процеси є одним з найбільш актуальних питань сучасної прикладної і фундаментальної фізики.

Знаковими можна назвати експерименти на прискорювальному комплексі SLAC (SLAC National Accelerator Laboratory, Stanford, USA) з ультрарелятивістським електронним пучком енергії 46.6 GeV та інтенсивним зовнішнім полем. Були досліджені процеси розсіювання фотонів лазерного поля на швидких електронах (нелінійний Комптон ефект) і подальше народження електрон-позитронних пар (процес Брейта-Віллера). У рамках точності вимірювань було показано узгодження експериментальних даних та теоретичних розрахунків. На сьогоднішній день експериментальна перевірка нелінійних ефектів КЕД в зовнішніх лазерних полях є відкритим і актуальним питанням. Такі дослідження включено в наукові програми ряду міжнародних проектів: ELI (Extreme Light Infrastructure, European), FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research, GSI, Darmstadt, Germany) на базі лазерної системи PHELIX (Petawatt High-Energy Laser for heavy Ion eXperiments), XFEL (European X-ray free-electron laser, DESY, Germany) та інші [1\*].

Розвиток лазерних систем стимулює вивчення фізичних процесів в імпульсних лазерних полях різних конфігурацій. Нові експериментальні умови ставлять все нові задачі для теоретичної фізики відносно вивчення процесів у потужних імпульсних полях та розвитку моделі описання імпульсного лазерного випромінювання. В потужних полях стають все більш суттєвими нелінійні ефекти КЕД в силових полях, які є основним об'єктом досліджень в поданій роботі.

Дія зовнішнього лазерного поля на процеси квантової електродинаміки зумовлена тим, що в процесі взаємодії частинки можуть вимушено випромінювати і поглинати фотони зовнішнього поля [2\*]. У результаті кутові та енергетичні розподіли для частинок у кінцевому стані можуть суттєво змінюватися. Кількісні характеристики впливу лазерного поля на процес залежать від інтенсивності поля, кінематики і характеру досліджуваного процесу. Характерною особливістю електродинамічних процесів другого порядку за постійною тонкою структури є можливість їх резонансного протікання. Це зумовлено тим, що в полі хвилі дозволені процеси першого порядку за постійною тонкою структури, такі як спонтанне випромінювання електроном, однофотонне народження та анігіляція електрон-позитронних пар. Отже, в деякій області значень енергії й імпульсу частинка в проміжному стані може стати реальною (вийти на масову оболонку), і даний процес вищого порядку ефективно зводиться до двох послідовних процесів нижчих порядків. Крім того, за умов резонансу істотно змінюються кінематичні й енергетичні характеристики процесів, а поперечні перерізи процесів розсіювання частинок у зовнішньому лазерному полі можуть зростати на декілька порядків за величиною [3\*], що може мати різне прикладне застосування. Виникнення резонансів у процесах у зовнішньому лазерному полі належить до фундаментальних проблем квантової електродинаміки сильних полів.

Становить науковий інтерес вивчення процесів КЕД в полі двох однаково направлених лазерних хвиль [3\*]. При певній кінематиці процесу (інтерференційна кінематика) вимушене випромінювання і поглинання фотонів першої та другої лазерної хвилі відбувається корельованим чином, а ймовірність цих парціальних процесів зазвичай вища, ніж в інших кінематичних областях. Даний ефект за своєю природою належить до нелінійних ефектів КЕД в зовнішніх полях, оскільки кількісно визначається добутком напруженостей поля першої та другої хвилі та пов'язаний з їхньою інтерференцією.

Зазначимо, що врахування імпульсного характеру лазерного поля приводить до виконання закону збереження енергії лише в певному наближенні. У цьому випадку вплив поля на резонансні та інтерференційні властивості диференціальних перерізів процесів суттєво різний у порівнянні з випадком монохроматичного лазерного поля. Слід виділити випадок,

коли кінетична енергія частинок більша або одного порядку за величиною з роботою зовнішнього поля над частинками на довжині хвилі. Тоді вплив зовнішнього поля на кутові та енергетичні розподіли частинок у кінцевих станах суттєвий навіть для нерезонансної кінематики процесу. Цікавий також випадок розсіювання на малі кути, який має ключове значення для процесів з частинками ультрарелятивістських енергій та для малих переданих імпульсів.

Отже, дослідження різних аспектів впливу лазерного поля на кінематичні характеристики процесів квантової електродинаміки є актуальним питанням сучасної експериментальної та теоретичної фізики. Навіть враховуючи значний науковий доробок у теоретичному дослідженні фізичних процесів в лазерному полі, слід зазначити, що низка цікавих питань у цьому напрямі на сьогодні залишається відкритою. Застосування та розвинення нових підходів при вивченні процесів в імпульсних полях представляє інтерес, оскільки аналітичні результати більш наглядно демонструють фізичні властивості процесів під впливом лазерного поля, що дозволяє досліджувати нові явища, закономірності та властивості процесів. Мало дослідженими залишаються процеси саме в імпульсному лазерному полі, потреба у вивченні яких виникає для сучасних експериментальних умов. Зокрема, системний аналіз фізичних процесів в імпульсному полі: за резонансних умов; у випадку двох хвиль при кореляції випромінювання та поглинання фотонів лазерного поля; при розсіюванні швидких частинок на малі кути за малих переданих імпульсів; коли енергія поля, що поглинається чи випромінюється частинкою, одного порядку за величиною з початковою кінетичною енергією частинок.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дисертаційна робота виконана в теоретичному відділі «Квантової електродинаміки сильних полів» Інституту прикладної фізики НАН України в місті Суми. Основні наукові результати були отримані в рамках наукових робіт: «Когерентні і резонансні квантово-електродинамічні явища в сильних лазерних полях» (№0107U000315, термін виконання 01.2007–12.2011 рр.), «Квантово-електродинамічні явища в сильних електромагнітних полях» (№0111U010613, термін виконання 01.2012–12.2016 рр.), «Квантова електродинаміка лептонів в двошмодовому імпульсному лазерному полі» (№0113U006189, термін виконання 10.2013–12.2013 рр.), «Квантовопольові підходи в задачах зіткнення важких іонів і електронів в електромагнітних полях» (№0116U005848, термін виконання 01.2017–12.2021 рр.), де здобувач був **виконавцем**, та «Когерентні ефекти процесів квантової електродинаміки в імпульсних світлових полях» (№0111U008365, термін виконання 07.2011–12.2012 рр.), «Процеси квантової електродинаміки в інтенсивних силових полях» (№0118U006946, тер. вик. 10.2018–12.2018 рр.), де здобувач виступав **науковим керівником**.

**Мета і завдання дослідження.** Метою роботи є послідовне теоретичне дослідження впливу імпульсного лазерного поля на фізичні процеси: розсіювання електрона на ядрі, гальмівного випромінювання електрона на ядрі, фотонародження електрон-позитронних пар на ядрі, розсіювання електрона на електроні, вивчення нелінійних ефектів та кінематичних особливостей протікання процесів КЕД в імпульсних полях.

Для досягнення поставленої мети слід виконати наступні завдання:

- розвинути теорію процесів в імпульсному лазерному полі: розсіювання електрона на ядрі, гальмівного випромінювання та фотонародження електрон - позитронних пар на ядрі, розсіювання електрона на електроні;
- дослідити властивості цих процесів під впливом двох співнапрямлених імпульсних хвиль, зокрема в кінематичній області, де вимушене випромінювання і поглинання фотонів першої та другої лазерної хвилі відбувається корельованим чином; отримати явні вирази для амплітуди переходу та диференціального перерізу розсіювання; дослідити енергетичні та кутові розподіли частинок в кінцевому стані та провести порівняльний аналіз для моделей монохроматичної та імпульсної лазерної хвилі;
- визначити та дослідити кінематичні області для процесів гальмівного випромінювання електрона на ядрі, фотонародження електрон - позитронних пар на ядрі та розсіювання електрона на електроні, де вони можуть мати резонансний характер за рахунок виходу частинки в проміжному стані на масову поверхню;
- розвинути методіку дослідження фізичних процесів другого порядку за постійною тонкої структури в полі імпульсного лазера за резонансних умов в рамках підходів квантової електродинаміки; отримати аналітичні вирази для амплітуд переходу та диференціальних перерізів розсіювання цих процесів в умовах резонансу;
- дослідити властивості нерезонансних процесів гальмівного випромінювання електрона на ядрі, фотонародження електрон - позитронних пар на ядрі та розсіювання електрона на електроні для випадку, коли енергія поля, що поглинається чи випромінюється частинкою, одного порядку за величиною з початковою кінетичною енергією частинок;
- теоретично вивчити процеси розсіювання електрона на ядрі та електрона на електроні в імпульсному лазерному полі при малих кутах розсіювання, визначити ймовірності вимушеного випромінювання і поглинання в процесі розсіювання електрона.

*Об'єкт дослідження* – фізичні процеси розсіювання, випромінювання та народження електрон-позитронних пар під впливом поля однієї та двох імпульсних лазерних хвиль.

*Предмет дослідження* – нелінійні ефекти та кінематичні особливості протікання фізичних процесів у лазерних полях однієї та двох імпульсних лазерних хвиль.

**Методи дослідження.** При виконанні роботи використовується математичний апарат квантової електродинаміки (діаграмна техніка Фейнмана, формалізм S-матриці), загальноприйняті методи теоретичної фізики з вивчення впливу зовнішнього поля (картина Фаррі), коли лазерне поле враховується точно і розглядається як класичне поле. Взаємодія електронів між собою та з полем ядра розглядається квантово-механічно в рамках борнівського наближення. Імпульсне лазерне поля описується в рамках моделі плоскої квазімонохроматичної хвилі, коли характерне число осциляцій напруженості поля в лазерному імпульсі набагато більше за одиницю. Використання стандартних методів дозволяє в граничних випадках одержати відомі результати. Результати відповідають загальним положенням квантової теорії поля і сучасної теоретичної фізики. Використовується релятивістська система одиниць та стандартна метрика.

**Наукова новизна отриманих результатів.** Наукова новизна полягає у вивченні нових закономірностей та кінематичних ефектів у процесах квантової електродинаміки, що виникають за присутності однієї та двох лазерних хвиль з урахуванням імпульсного характеру зовнішнього поля.

1 Розвинуто теорію процесів розсіювання електрона на ядрі, гальмівного випромінювання електрона на ядрі, фотонародження електрон - позитронних пар на ядрі, розсіювання електрона на електроні в імпульсному лазерному полі; отримано нові явні вирази для амплітуд переходу та диференціальних перерізів розсіювання, досліджено енергетичні та кутові розподіли частинок в кінцевому стані та проведено порівняльний аналіз для моделей монохроматичної та імпульсної лазерної хвилі.

2 Визначено та досліджено резонансні властивості процесів гальмівного випромінювання електрона на ядрі, фотонародження електрон - позитронних пар на ядрі та розсіювання електрона на електроні в імпульсному лазерному полі, що пов'язані з можливістю виходу частинки в проміжному стані на масову поверхню. Встановлено, що резонансні властивості перерізу визначаються характеристиками зовнішньої імпульсної хвилі та початковою кінематикою процесу. Показано, що за умов резонансу переріз процесу в імпульсному лазерному полі може на кілька порядків величини перевищувати відповідний переріз за відсутності зовнішнього поля, а з ростом енергії частинок резонансний переріз зменшується.

3 Розвинуто методику дослідження фізичних процесів другого порядку за постійною тонкої структури в полі імпульсного лазера за резонансних умов у рамках підходів КЕД, зокрема усунення резонансної розбіжності амплітуди та перерізу процесу в рамках математичного формалізму без застосування феноменологічної процедури Брейта-Вігнера.

4 Уперше вивчено процес розсіювання електрона на ядрі в імпульсному полі лазера в області малих кутів. Установлено, що переріз розсіювання має максимум поблизу виділеного напрямку розсіювання електрона, що

відповідає мінімальним значенням переданого імпульсу для кожного парціального процесу вимушеного випромінювання і поглинання. Підсилення перерізу може складати до двох порядків величини.

5 Передбачено параметричний інтерференційний ефект для процесів у полі двох імпульсних лазерних хвиль у кінематичній області, коли хвильовий вектор та імпульси частинок у початкових та кінцевих станах лежать в одній площині (інтерференційна область). Показано, що в цій області встановлюється зв'язок між енергією та кутом вильоту частинки, а процеси вимушеного випромінювання і поглинання фотонів обох хвиль відбуваються корельованим чином. Показано, що ймовірність парціального процесу з корельованим випромінюванням (поглинанням) електроном рівного числа фотонів обох хвиль на 2-3 порядки величини перевищує відповідну ймовірність у будь-якій іншій кінематиці розсіювання.

6 Уперше досліджено енергетичні розподіли частинок у кінцевому стані для процесів розсіювання електрона на ядрі, гальмівного випромінювання електрона на ядрі, фотонародження електрон-позитронних пар на ядрі в полі двох імпульсних лазерних хвиль. Показано, що розподіл по енергії в інтерференційній області якісно відрізняється від розподілу для іншої геометрії процесу. Параметричний інтерференційний ефект проявляється в перерозподілі ймовірностей парціальних процесів і енергетичний спектр електрона має смугастий вигляд. Уперше показано, що для процесів другого порядку за сталою тонкою структури в полі двох імпульсних хвиль можлива одночасна реалізація резонансних та інтерференційних умов.

7 Показано, що для лазер-модифікованих процесів переріз просумований по всіх парціальних процесах найбільш суттєво відрізняється від перерізу процесу за відсутності поля, коли енергія поля, що поглинається чи випромінюється частинкою, одного порядку за величиною з початковою кінетичною енергією частинок.

8 Уперше вивчено резонансний переріз розсіювання ультрарелятивістських електронів у сильному лазерному полі. Досліджено залежність резонансного перерізу від поляризації зовнішньої лазерної хвилі. Знайдено область малих кутів вильоту електронів в системі центра інерції, коли теорія збурень по впливу поля може бути застосована навіть при високій інтенсивності. Показано, що резонансний переріз може перевищувати переріз процесу за відсутності лазерного поля на декілька порядків величини.

**Практичне значення одержаних результатів.** Отримані в роботі аналітичні вирази для перерізів досліджуваних процесів у полі імпульсного лазера мають компактну, зручну для подальшого аналізу структуру. Кількісні розрахунки в роботі виконувалися для характеристик зовнішнього лазерного поля та геометрії процесів, що відповідають раніше проведеним та запланованим експериментам з перевірки нелінійних ефектів КЕД та дослідження лазер-модифікованих процесів. Отримані загальні



аналітичні закономірності для процесів в зовнішньому полі можуть бути поширені на рентгенівський діапазон випромінювання. Наближення, що були використанні в дослідженні, добре узгоджуються з параметрами сучасних джерел рентгенівського випромінювання. Результати дослідження будуть корисні при виконанні наукових програм міжнародних проєктів, наприклад: ELI , FAIR, XFEL та ін.

Результати теоретичних досліджень процесу резонансного гальмівного випромінювання були використані для пояснення експериментальних спектрів випромінювання при взаємодії імпульсного лазера з кластерами.

Результати робіт можуть бути використані в ряді наукових інститутів та центрів як в Україні, так і за її межами: Інститут прикладної фізики НАН України, Інститут теоретичної фізики НАН України, Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Національний науковий центр “ХФТР” НАН України, Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Брукгейвенська національна лабораторія (США), Стенфордський прискорювальний комплекс SLAC, Інститут фізики Чеської академії наук (Прага, Чехія), Лабораторії лінійних прискорювачів (Орсе, Франція) та інші.

**Особистий внесок здобувача.** Основні результати досліджень, що ввійшли в дисертаційну роботу, виконані автором самостійно або за його безпосередньої участі. Здобувач брав участь у постановці задач, виборі методів дослідження, проведенні аналітичних і чисельних розрахунків.

У роботах [1,2] по вивченню процесу фотонародження пар автором було виконано основну частину аналітичних та чисельних розрахунків, детально досліджено резонансну кінематику в області ультрарелятивістських енергій електрон-позитронної пари, проведено аналіз відношення підсумованого по парціальних процесах нерезонансного перерізу ФНП до перерізу процесу за відсутності поля. У роботах [3-5] за участі автора систематизовано та проаналізовано загальні властивості фізичних процесів в імпульсному лазерному полі за умов резонансного та нерезонансного протікання процесів, за винятком розділів, що стосуються процесу лазермодифікованого розсіювання Комптона (виконав Ворошило О.І.). Розроблена методика усунення нефізичних розбіжностей в перерізах процесів в рамках моделі квазімонохроматичної хвилі. У монографії [6] автором виконана основна робота з оформлення результатів. У роботі [7] проведено аналіз кінцевих виразів для перерізу процесу розсіювання електрона на електроні в полі двох хвиль та проведено основні чисельні розрахунки.

У роботі [8] за участі здобувача вперше отримано аналітичні вирази для процесу розсіювання електрона на ядрі в полі двох імпульсних хвиль. Дослідження були продовжені автором у роботах [9-10], де детально вивчені енергетичні спектри електрона в кінцевому стані та проведено порівняльний аналіз для різних моделей зовнішнього поля і різних кі-

нематичних областей. Робота [12], що присвячена лазер-модифікованому розсіюванню електрона на ядрі в області малих кутів, була виконана здобувачем самостійно.

У роботі [11] для перерізу процесу розсіювання в сильному лазерному полі автором було знайдено особливу область значень кутів вольту електронів, де може бути застосована теорія збурень по впливу навіть сильного поля. Були виконані відповідні аналітичні та чисельні розрахунки. У роботі [13] за участі здобувача досліджено основні властивості нерезонансного перерізу процесу гальмівного випромінювання в інтерференційній кінематичній області. Автором виконано чисельні розрахунки для енергетичних спектрів електрона в кінцевому стані. Подібні дослідження були проведені за участі автора в роботі [14] вже для процесу фотонародження електрон-позитронних пар на ядрі в полі двох імпульсних лазерних хвиль. У роботі [15] для процесу гальмівного випромінювання автор виконав аналітичний пошук області кутів розсіювання та вольту гальмівного фотону, в якій зберігається резонансний характер при корельованому випромінюванні та поглинанні фотонів обох хвиль. Автором було показано, що за таких умов переріз процесу суттєво зростає.

**Апробація результатів дисертації.** Основні наукові результати дисертаційної роботи були оприлюднені та обговорені на наступних конференціях: 10th, 12th, 13th International Conferences Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (LFNM), що проходили в Севастополі в 2010 році, у Судаку в 2013 році та Одесі в 2016 році, відповідно; XIV, XVI, XVII конференції з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, ННЦ ХФТІ, Харків, 2016, 2018, 2019 роки; International Conference Laser Optics (ICLO 2018), St. Petersburg, Russia, 2018. Результати також регулярно обговорювалися на семінарах відділу «Квантової електродинаміки сильних полів», засіданнях Вченої ради та конференціях молодих науковців Інституту прикладної фізики НАН України.

**Публікації.** Результати дисертаційної роботи опубліковані у 27 наукових працях, із них: 1 монографія; 1 розділ в монографії зарубіжного видавництва; 13 статей у провідних фахових журналах, 12 статей індексуються наукометричними базами Scopus та Web of Science; 5 статей у матеріалах Міжнародних наукових конференцій та 7 тез доповідей.

**Структура та обсяг роботи.** Дисертаційна робота складається із вступу, п'яти розділів, висновків, переліку використаних джерел та додатків. Зміст дисертації викладено на 302 сторінках друкованого тексту, з яких 219 сторінок основного тексту. Робота містить 42 рисунки, 11 з яких займають всю сторінку, та 1 таблицю. Список використаних джерел складається із 314 найменувань, розмічених на 39 сторінках. Робота містить 4 додатки на 14 сторінках.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обґрунтовано актуальність теми дисертаційної роботи, її зв'язок з науковими програмами, планами та темами, поставлена мета та завдання наукового дослідження, окреслені об'єкт, предмет та методи дослідження. Вказана наукова новизна та практичне значення одержаних результатів, наведено особистий внесок дисертанта у наукову роботу, а також дані стосовно опублікованих матеріалів, структури та змісту дисертаційної роботи.

У першому розділі “Опис фізичних процесів в лазерних полях” представлено літературний огляд провідних досліджень по темі дисертаційної роботи. Зважаючи на виконані раніше дослідження, виділено низку відкритих питань, вирішенню яких і присвячена дисертаційна робота. Також описано основні підходи, моделі та методи дослідження, що використовуються в дисертації.

Амплітуда поля потужного короткого лазерного імпульсу швидко змінюється в просторі та часі, тому використання моделі плоскої монохроматичної хвилі для опису такого поля є досить проблематичним. Потужне імпульсне поле опишемо як плоску немонахроматичну хвилю з 4-потенціалом в вигляді:

$$A^\mu(\varphi) = F_0 c \omega^{-1} \cdot g(\varphi/\omega\tau) \cdot (e_x^\mu \cos \varphi + \delta e_y^\mu \sin \varphi). \quad (1)$$

Тут,  $\varphi = (k^\nu x_\nu)$  – фаза хвилі;  $\tau$  – характерна тривалість лазерного імпульсу;  $F_0$  – напруженість електричного поля імпульсу;  $\omega$  – характерна частота лазерної хвилі;  $c$  – швидкість світла у вакуумі;  $\delta$  – параметр еліптичності поляризації хвилі, ( $\delta = 0$  – відповідає лінійній поляризації,  $\delta = \pm 1$  – циркулярній поляризації);  $k = (\omega, \mathbf{k})$  – 4-хвильовий вектор;  $e_x^\mu = (0, \mathbf{e}_x)$ ,  $e_y^\mu = (0, \mathbf{e}_y)$  – 4-вектори поляризації хвилі, які задовольняють умови:

$$e_{x,y}^2 = -1, \quad (e_{x,y}^\mu k_\mu) = 0. \quad (2)$$

У виразі (1) функція  $g(\varphi/\omega\tau)$  – огибаюча функція потенціалу зовнішньої хвилі, яка дозволяє врахувати імпульсний характер лазерного поля. Зручно вибрати її рівною одиниці в центрі імпульсу:  $g(0) = 1$ , та затухаючою по експоненціальному закону за умови:  $|\varphi| \gg \omega\tau$ . У такому випадку величину  $\tau$  можна розглядати як характерну тривалість лазерного імпульсу.

В роботі використовується модель плоскої квазімонохроматичної хвилі, коли за час імпульсу поле здійснює велику кількість осциляцій

$$\omega\tau/2\pi \gg 1. \quad (3)$$

З огляду на умову (3) можна розглядати такі поняття як: частота зовнішньої імпульсної хвилі, хвильовий вектор, поляризація імпульсної хвилі.

Поле двох лазерних хвиль описується як суперпозиція двох плоских немонохроматичних хвиль з 4-потенціалом:

$$A(\varphi) = A_1(\varphi_1) + A_2(\varphi_2). \quad (4)$$

У виразі (4) кожен із доданків має вигляд (1) із додаванням індексів до відповідних параметрів:

$$A_j(\varphi_j) = F_{0j} c \omega_j^{-1} \cdot g_j(\varphi_j / \omega_j \tau_j) (e_{jx} \cos \varphi_j + \delta_j e_{jy} \sin \varphi_j), \quad j = 1, 2. \quad (5)$$

Слід підкреслити, що опис поля через потенціал (4) не враховує можливий фазовий зсув між світловими хвилями та передбачає, що максимумами лазерних імпульсів співпадають.

Ймовірності багатофотонних процесів за участю заряджених частинок в полі електромагнітної хвилі характеризуються двома параметрами. Один з них це класичний релятивістський інваріантний параметр

$$\eta_0 = eF_0 \lambda / mc^2, \quad (6)$$

кількісно рівний відношенню роботи поля на довжині хвилі до енергії спокою електрона. Другий – квантовий параметр багатофотонності Бункіна-Федорова

$$\gamma_i = eF_0 v_i \omega^{-1} / \hbar \omega = \eta_0 m v_i c / \hbar \omega, \quad (7)$$

що дорівнює відношенню роботи поля на відстані, яку проходить електрон за час осциляції хвилі ( $\omega^{-1}$ ), до енергії фотона зовнішнього поля. Тут  $\hbar$  – стала Планка;  $e$  та  $m$  – заряд та маса електрона;  $\lambda = c/\omega$  – характерна довжина хвилі;  $v_i$  – початкова швидкість електрона. Слід підкреслити, що в області оптичних частот ( $\omega \sim 10^{15} \text{с}^{-1}$ ) параметри  $\eta_0$  і  $\gamma_i$  суттєво відрізняються за порядком величини. Так, область інтенсивностей, де

$$\eta_0 \ll 1, \quad \gamma_i \gtrsim 1, \quad (8)$$

називатимемо областю помірно сильних полів ( $10^5 \text{В/см} \lesssim F_0 \ll 10^{11} \text{В/см}$ ).

Для фізичних процесів у полі двох співнаправлених лазерних хвиль можна виділити особливу кінематичну область (інтерференційну область), у якій основну роль відіграють квантові інтерференційні параметри:

$$\alpha_{0\pm} = \eta_{01} \eta_{02} \frac{m v_i c}{\hbar (\omega_1 \pm \omega_2)}. \quad (9)$$

Параметри  $\alpha_{0\pm}$  визначають вимушені процеси при корельованому поглинанні та випромінюванні електроном фотонів першої та другої хвилі.

В роботі використовується релятивістська система одиниць ( $\hbar = c = 1$ ) та стандартна метрика  $(ab) = a_0 b^0 - \mathbf{ab}$ .

В **другому розділі** вивчається розсіювання електрона в полі ядра та імпульсного лазерного поля. Взаємодія електрона з полем ядра розглядається в першому борнівському наближенні  $v_{i,f} \gg Z\alpha_0$ . Тут  $v_i$  та  $v_f$  – швидкості електрона до та після розсіювання, відповідно;  $Z$  – номер заряду ядра;  $\alpha_0$  – постійна тонкої структури. Процес розсіювання електрона на ядрі в полі лазерної хвилі відноситься до типу лазер-модифікованих процесів, оскільки може протікати і за відсутності зовнішнього поля.

У підрозділі 2.1 розглянуто розсіювання електрона на ядрі в полі імпульсної лазерної хвилі при малих кутах розсіювання в екранованому кулонівському потенціалі. Зовнішнє поле лазера опишемо як плоску немонхроматичну хвилю з 4-потенціалом в вигляді (1). Сферично симетричне поле ядра опишемо екранованим кулонівським потенціалом з довжиною екранування  $d$ :

$$A_C(|\mathbf{x}|) = Ze/|\mathbf{x}| \cdot \exp(-|\mathbf{x}|/d). \quad (10)$$

Пружне розсіювання електрона в постійному кулонівському полі ядра є процес, що існує вже в першому наближенні теорії збурень. Йому відповідає діаграма Фейнмана з однією вершиною (див. рис. 1). Подвійні вхідні та вихідні лінії відповідають хвильовим функціям електрона (функціям Волкова) в початковому й кінцевому станах, хвиляста лінія фотону віддачі ядра (переданому імпульсу).

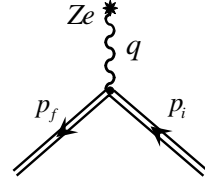


Рис. 1.

Використовуючи методику наближеного розвинення амплітуди в ряди Фур'є та виконавши необхідні математичні перетворення амплітуду процесу розсіювання електрона на ядрі в імпульсному лазерному полі можна отримати у виді суми по парціальним компонентам:

$$S_{fi} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} S_l, \quad S_l = -i \frac{Ze^2 \tau}{\sqrt{E_i E_f}} \cdot \frac{2\pi (\bar{u}_f \Delta_l(q_0) u_i)}{q_{d\perp}^2 + (q_0 - q_{\parallel})^2}, \quad (11)$$

де  $S_l$  – парціальна амплітуда, яка відповідає процесу з випромінюванням чи поглинанням  $|l|$  фотонів зовнішнього поля.

$$\Delta_l(q_0) = \int_{-\infty}^{\infty} d\phi \cdot H_l(\phi) \exp\{i\tau(q_0\phi + \omega\lambda(\phi))\}, \quad \phi \equiv \frac{\varphi}{\omega\tau}, \quad (12)$$

$$q = (q_0, \mathbf{q}) = p_f - p_i + lk, \quad q_{\parallel} = q_z, \quad q_{d\perp} = \sqrt{q_x^2 + q_y^2 + d^{-2}}. \quad (13)$$

Тут  $p_i = (E_i, \mathbf{p}_i)$  та  $p_f = (E_f, \mathbf{p}_f)$  – 4-імпульси електрона в початковому і кінцевому станах, відповідно;  $u_i, \bar{u}_f$  – біспінори Дірака вільного електронного поля; 4-вектор  $q$  визначає переданий ядру 4-імпульс. У виразі (12) поправки  $\lambda(\varphi/\omega\tau) \sim \eta_0^2$  пов'язані з пондеромоторними силами, які діють на електрон в зовнішньому імпульсному полі (1) [2\*].

Зазначимо, що функція  $H_l$  в загальному випадку має досить громіздку форму і виражається через функції  $J_l$ . Вони визначають ймовірність вимушеного випромінювання і поглинання фотонів хвилі та можуть бути представлені у вигляді розвинення в ряди по функціях Бесселя з цілим показником  $J_l$ . Для випадку циркулярної поляризації лазерної хвилі ( $\delta = \pm 1$ ) та помірно сильної інтенсивності (8) функція  $H_l$  набуває вигляду

$$H_l(\phi) \cdot e^{i\chi} = \tilde{\gamma}^0 J_l(\phi) + \eta(\phi) \frac{m}{2\kappa_i} (\hat{\varepsilon}^* e^{i\chi} J_{l-1}(\phi) + \hat{\varepsilon} e^{-i\chi} J_{l+1}(\phi)), \quad (14)$$

$$\tan \chi = \delta \frac{(e_y q_{if})}{(e_x q_{if})}, \quad q_{if} = \frac{p_f}{\kappa_f} - \frac{p_i}{\kappa_i}, \quad (15)$$

$$\gamma(\phi) = \gamma_0 \cdot g(\phi), \quad \gamma_0 = \eta_0 \frac{m}{\omega} \sqrt{(e_x q_{if})^2 + \delta^2 (e_y q_{if})^2}, \quad (16)$$

$$\kappa_{i,f} = E_{i,f} - |\mathbf{p}_{i,f}| \cos \theta_{i,f}, \quad \theta_{i,f} = \angle(\mathbf{k}, \mathbf{p}_{i,f}), \quad \varepsilon = e_x + i\delta e_y, \quad (17)$$

тут величини  $\theta_{i,f}$  – полярні кути вльоту-вильоту електрона;  $\kappa_{i,f}$  – згортки одиничного 4-вектора вздовж напрямку поширення хвилі та відповідних 4-імпульсів електрона,  $\tilde{\gamma}$  – матриці Дірака,  $\hat{\varepsilon} \equiv (\tilde{\gamma}\varepsilon)$ .

Звернемося до випадку розсіювання електрона на ядрі в полі імпульсної лазерної хвилі на малі кути, якому відповідають процеси розсіювання з малими переданими імпульсами і переріз розсіювання більший

$$|\mathbf{q}| \sim \omega \Leftrightarrow \theta = \theta_f - \theta_i \sim \theta_{lm}, \quad \theta_{lm} = l\theta_m = l\omega/|\mathbf{p}_i| \cdot \sin \theta_i, \quad (18)$$

$$\mathbf{q}^2 = \mathbf{p}_i^2 \theta^2 - 2\theta l\omega |\mathbf{p}_i| \sin \theta_i + l^2 \omega^2 (\kappa_i^2/\mathbf{p}_i^2 + \sin^2 \theta_i). \quad (19)$$

Як слідує з виразу (19), випадок малих переданих імпульсів відповідає ультрарелятивістським енергіям і малим кутам вльоту електрона

$$E_i \gg m, \quad \theta_i^2 \ll 1. \quad (20)$$

В цій області знаходимо характерні кути розсіювання, коли переданий імпульс та його поперечна компонента мінімальні:

$$\theta_m = \frac{\omega m}{|\mathbf{p}_i| E_i} \delta_i, \quad \theta_{\perp} = \frac{\omega m}{\mathbf{p}_i^2} \delta_i, \quad \delta_i = E_i \theta_i / m. \quad (21)$$

Переріз розсіювання для неполяризованого електрона знаходимо з амплітуди переходу (11) стандартним методом – шляхом усереднення по початкових і підсумовування по кінцевих поляризаціях електрона. Після необхідних перетворень отримаємо парціальний диференціальний переріз

розсіювання електрона на ядрі в області малих кутів у вигляді

$$\frac{d\sigma_l}{d\Omega_f} = \frac{4(Ze^2)^2 E_i^2}{(\mathbf{q}^2 + d^{-2})^2} \left( 1 - \frac{|\mathbf{p}_i|}{E_i} \frac{1 + \delta_i^2}{2 + (\delta_i^2 - 1)\theta/\theta_m} \right)^2 W_l, \quad (22)$$

$$W_l = \frac{1}{\rho} \int_0^\rho d\phi J_l(\phi) \int_{-\infty}^\infty d\phi' J_l(\phi + \phi') f_\delta(\phi'). \quad (23)$$

Функція  $W_l$  (23) визначає парціальні ймовірності випромінювання та поглинання  $|l|$  фотонів зовнішнього поля. У виразі (23) введений інтервал усереднення по лазерному імпульсу  $\rho$ , який залежить від умов конкретного експерименту. У випадку, коли зовнішнє поле є низкою послідовних лазерних імпульсів, параметр  $\rho$  є відношенням часу між піками сусідніх імпульсів до характерної тривалості одного лазерного імпульсу. Було використано рекурентне співвідношення для функцій Бесселя з близькими цілими показниками. Функція  $f_\delta(\phi')$  у виразі (23) має максимум у точці  $\phi' = 0$  і досить швидко спадає при збільшенні аргументу. При цьому вона симетрична, нормована та переходить у дельта-функцію Дірака  $\delta(\phi')$  при граничних переходах до випадку монохроматичної хвилі,  $\omega\tau \rightarrow \infty$ , та випадку немалих кутів розсіювання  $q_{d\perp} \gg 1$ . Таким чином, вираз для парціального перерізу розсіювання електрона на ядрі в полі імпульсної лазерної хвилі (22) переходить у відомий вираз для відповідного перерізу у випадку монохроматичної хвилі.

Параметр багатифотонності (16) в кінематичній області (20):

$$\gamma_0 = 4l\eta_0\delta_i(1 + \delta_i^2)^{-2} (1 - (1 - \delta_i^2)\theta/2\theta_m) \ll 1. \quad (24)$$

Отже, параметр  $\gamma_0$  при малих кутах стає класичним і набагато меншим одиниці, тому основний внесок у переріз процесу розсіювання електрона на ядрі в області малих кутів розсіювання даватимуть парціальний процес з  $l = 0$  ( $d\sigma_0 = d\sigma_{Mott}$ ) і вимушені процеси випромінювання або поглинання одного фотона зовнішнього поля  $l = \pm 1$ . Функції Бесселя в (23) можуть бути розкладені по малому аргументу (24) для парціальних процесів  $l = \pm 1$ , а інтеграли (23) обчислені аналітично.

Отримаємо відношення перерізу розсіювання електрона на ядрі в полі імпульсної хвилі (1) і перерізу за відсутності зовнішнього поля в області малих кутів для ультрарелятивістських енергій (20) у вигляді

$$R = \sum_l \frac{d\sigma_l}{d\sigma_{Mott}} \approx 1 + \frac{d\sigma_{+1}}{d\sigma_{Mott}} + \frac{d\sigma_{-1}}{d\sigma_{Mott}}, \quad (25)$$

$$\frac{d\sigma_{\pm 1}}{d\sigma_{Mott}} = \frac{\eta_0^2 \omega \tau (\mathbf{p}_i^2 \theta^2 + d^{-2})^2}{\omega (\mathbf{p}_i^2 (\theta \mp \theta_\perp)^2 + d^{-2})^{3/2}} \frac{m^4}{E_i^4} K_{\pm 1} P_{\pm 1}. \quad (26)$$

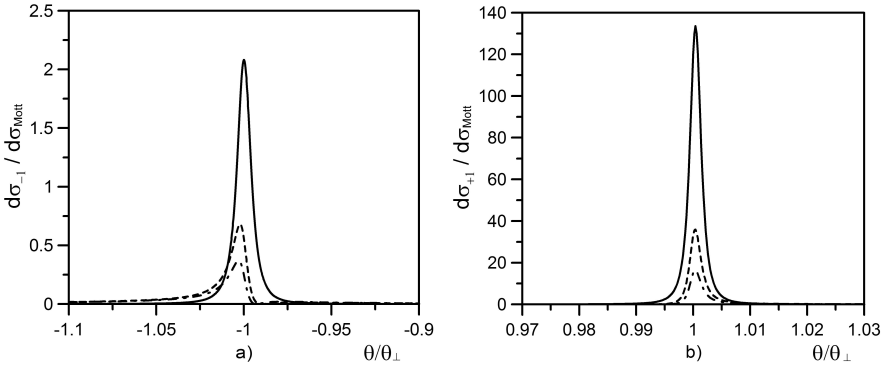


Рис. 2. Парціальні перерізи розсіювання електрона на ядрі в полі імпульсної лазерної хвилі (26) як функція кута розсіювання для різних енергій електрона ( $\theta_i = 5,73^\circ$ ). Параметри лазерного поля:  $\eta_0 = 0,05$ ,  $\omega\tau = 50$ ,  $\rho = 2$ ,  $d^{-1} = 0,3$  eV. Рисунок а) відповідає процесам вимушеного поглинання одного фотона  $l = -1$  лазерного поля з енергією  $\omega = 0,5$  кеВ, рисунок б) процесам вимушеного випромінювання  $l = +1$ ,  $\omega = 2$  кеВ. Суцільні криві відповідають енергії  $E_i = 5,1$  МеВ, пунктирні  $E_i = 10,2$  МеВ, штрих-пунктирні  $E_i = 15,3$  МеВ.

Функції  $K_{\pm 1}$ ,  $P_{\pm 1}$  та знаменник у виразі (26) описують пік із максимумом на куті розсіювання  $\theta_{\perp}$  (21). Висота і ширина піку визначається початковою енергією електрона, енергією фотона зовнішнього поля, значенням довжини екранування. Оцінки показують, що для оптичних частот зовнішньої хвилі  $R \approx 1$ , тому в чисельному аналізі звернімося до полів із енергією фотону порядку кеВ. Такі поля стали доступні завдяки розвитку джерел рентгенівського випромінювання високої інтенсивності з вузьким енергетичним спектром, яке може бути описано в рамках моделі плоскої квазімонохроматичної хвилі та області помірно сильних полів. Для розрахунків виберемо огинаючу функцію для 4-потенціалу імпульсної лазерної хвилі (1) у вигляді функції Гауса  $g(\phi) = \exp(-\phi^2)$ .

Результати кількісного рахунку представлені на рисунку 2. Як бачимо з рис. а) та б), при розсіюванні електрона на ядрі наявні виділені напрями розсіювання, коли переданий імпульс малий і переріз розсіювання максимальний. Характерні значення кутів розсіювання:  $\theta \sim \theta_{\perp} \sim 10^{-5}$ . Рис. 2 а) та б) відрізняються значенням енергії фотона зовнішнього поля. При зростанні енергії електрона максимальне значення відношення перерізів зменшується, але збільшується при зростанні енергії фотонів зовнішнього поля. Так, для значень енергії  $\omega = 0,5$  кеВ переріз розсіювання електрона на ядрі в імпульсному лазерному полі поблизу виділеного кута  $\theta_{\perp}$  в 2-3 рази перевищує переріз розсіювання за відсутності зовнішнього поля. Для енергій фотона  $\omega = 2$  кеВ відношення перерізів досягає двох порядків величини, проте для більш вузької області кутів розсіювання.



У підрозділі 2.2 детально досліджувався процес розсіювання електрона на ядрі в полі двох імпульсних хвиль одного напрямку. Для поля зовнішнього лазерного імпульсу у виді суперпозиції двох співнаправлених плоских немонохроматичних хвиль (4)-(5) у діапазоні помірно сильних полів (8) диференціальний переріз процесу розсіювання неполяризованого електрона на ядрі отримано у виді суми по парціальних компонентах:

$$d\sigma = \sum_{n_1, n_2} d\sigma_{n_1 n_2}, \quad \frac{d\sigma_{n_1 n_2}}{d\Omega_f} = Z^2 e^4 \frac{|\mathbf{p}_f|}{|\mathbf{p}_i|} \frac{m^2 + E_i E_f + \mathbf{p}_f \mathbf{p}_i}{[q_1^2 + (q_0 - q_z)^2]^2} |\Lambda(q_0)|^2 \frac{dE_f}{\pi T}, \quad (27)$$

$$\Lambda(q_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\phi I_{n_1 n_2}(\phi) \exp\{iq_0 \phi\}, \quad q = p_f - p_i + n_1 k_1 + n_2 k_2. \quad (28)$$

Тут  $d\sigma_{n_1 n_2}$  – парціальний диференціальний переріз розсіювання електрона на ядрі в полі двох імпульсних лазерних хвиль з випромінюванням чи поглинанням визначеної кількості фотонів першої та другої хвилі,  $T$  – деякий порівняно великий ( $\omega_j T \gtrsim \omega_j \tau_j \gg 1$ ) час спостереження, 4-вектор  $q$  – переданий ядру 4-імпульс. Зазначимо, що для діапазону помірно сильних полів амплітуда процесу може бути проінтегрована по просторових компонентах і має вид подібний до (11).

У загальному випадку спеціальні функції  $I_{n_1 n_2}$  у виразі (28) мають досить складний вид і залежать від аргументів (15)-(16), які відповідають кожній з хвиль, та аргументів, що пов'язані з інтерференцією першої та другої хвилі (9). Функції можуть бути розвинені в ряди по функціях Бесселя з цілими показниками та спрощуються у випадку циркулярної поляризації обох лазерних хвиль  $\delta_1^2 = \delta_2^2 = 1$ :

$$I_{n_1 n_2} = e^{-i(n_1 \chi_1 + n_2 \chi_2)} \sum_{s=-\infty}^{\infty} e^{-is(\chi_1 \pm \chi_2 - \Delta)} J_s(\alpha_{\pm}) J_{n_1-s}(\gamma_1) J_{n_2 \mp s}(\gamma_2), \quad (29)$$

$$\alpha_{\pm}(\phi) = \frac{m^2 \eta_1(\phi) \eta_2(\phi)}{\omega_1 \pm \omega_2} \left( \frac{1}{\kappa_i} - \frac{1}{\kappa_f} \right). \quad (30)$$

При цьому реалізується тільки одне з двох можливих значень інтерференційного параметра  $\alpha_{\pm}$ . Наприклад, знак «+» відповідає значенням  $\delta_{1,2}$  різного знаку, коли вектори напруженості поля обертаються в протилежних напрямках.

У випадку імпульсного зовнішнього поля закон збереження енергії чітко не виконується та набуває вигляду

$$q_0 = E_f - E_i + n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2 \sim \tau_{1,2}^{-1} \ll \omega_{1,2}, \quad dE_f = dq_0. \quad (31)$$

Проте умова квазімонохроматичності хвиль (3) дозволяє аналітично ви-

конати інтегрування диференціального перерізу розсіювання по енергії:

$$\frac{d\sigma_{n_1 n_2}}{d\Omega_f} = \frac{d\sigma_{n_1 n_2}^{(*)}}{d\Omega_f} \cdot W_{n_1 n_2}, \quad W_{n_1 n_2} = \frac{1}{2\rho} \int_{-\rho}^{\rho} d\phi \cdot |I_{n_1 n_2}(\phi)|^2. \quad (32)$$

Тут переріз  $d\sigma_{n_1 n_2}^{(*)}$  переходить у переріз розсіювання електрона на ядрі за відсутності зовнішнього поля (переріз Мотта), якщо знехтувати енергетичними поправками по зовнішньому лазерному полю. Функція  $W_{n_1 n_2}$  визначає ймовірності вимушених процесів випромінювання та поглинання  $n_1$  фотонів першої та  $n_2$  фотонів другої хвиль. Для циркулярної поляризації лазерних хвиль,  $\delta_1 = -\delta_2 = 1$ , ймовірність вимушених процесів  $W_{n_1 n_2}$  з урахуванням (29) набуває вигляду

$$W_{n_1 n_2} = \sum_s \frac{1}{2\rho} \int_{-\rho}^{\rho} d\phi \cdot J_s^2(\alpha_+(\phi)) \cdot J_{n_1-s}^2(\gamma_1(\phi)) \cdot J_{n_2-s}^2(\gamma_2(\phi)). \quad (33)$$

Зазначимо, що у виразі (33) аргументи  $\gamma_{1,2}$  та  $\alpha_+$  відіграють роль параметрів багатофотонності, а їх величина суттєво залежить від кінематики процесу. Таким чином, для процесів в полі двох хвиль виділяють різні кінематичні області: інтерференційна область, коли суттєвий параметр  $\alpha_+$  (30), та область Бункіна-Федорова, коли однойменний квантовий параметр багатофотонності є головним.

Визначимо кінематичні умови, коли  $\gamma_{1,2} \rightarrow 0$  і  $\alpha_+ \gtrsim 1$ . З виразу (16) легко бачити, що це відбувається при розсіюванні електрона, коли вектор  $q_{fi}$  виявляється спрямованим уздовж хвильового вектора, тобто

$$(e_{1,2x} q_{fi}) = (e_{1,2y} q_{fi}) = 0. \quad (34)$$

Дані умови можуть виконуватися при розсіюванні електрона в площині, що утворюється початковим імпульсом електрона та хвильовим вектором однієї з хвиль. При цьому азимутальні кути початкового та кінцевого електрона співпадають, а полярні кути та енергія електрона в початковому та кінцевому станах у такому випадку пов'язані співвідношенням

$$\varphi_i = \varphi_f, \quad a_i = a_f, \quad a_{i,f} \equiv |\mathbf{p}_i|/\kappa_i \cdot \sin \theta_i. \quad (35)$$

В інтерференційній області (35), ймовірності вимушених процесів (33) суттєво спрощується, суми по індексу  $s$  та одному із індексів  $n_{1,2}$  згортаються. Найбільший внесок дають процеси з поглинанням або випромінюванням рівного числа фотонів обох хвиль ( $n_1 = n_2$ ), тобто відбувається кореляція між випромінюванням і поглинанням фотонів однієї хвилі відносно іншої:

$$W_{n_1 n_2} \rightarrow W_{n_+} = \frac{1}{2\rho} \int_{-\rho}^{\rho} d\phi \cdot J_{n_+}^2(\alpha_+(\phi)), \quad n_+ = n_1 = n_2. \quad (36)$$

Звідси випливає, що в інтерференційній області для циркулярної поляризації обох хвиль процес формально виглядає як процес розсіювання електрона на ядрі в полі однієї хвилі. Таким чином, для процесів у полі двох співнапрямлених хвиль в особливій кінематичній області виникає параметричний інтерференційний ефект, що проявляється в кореляції між випромінюванням і поглинанням фотонів однієї хвилі відносно іншої.

Розглянемо розподіл парціальних перерізів по куту вильоту при виході із інтерференційної області (див. рис. 3). Використаємо загальний вираз для парціальної ймовірності (33).

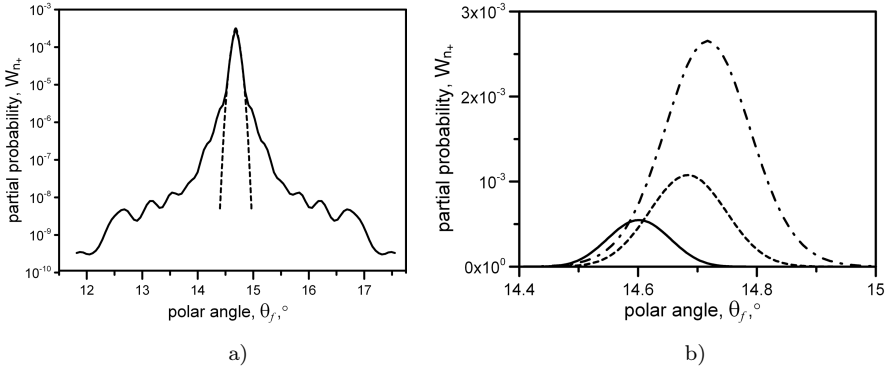


Рис. 3. Парціальна ймовірність для вимушених процесів поглинання при розсіюванні електрона на ядрі в полі двох імпульсних хвиль як функція полярного кута вильоту електрона. Пунктирна крива на рис. а) відповідає інтерференційній області. На рис. б) суцільна крива відповідає парціальному процесу з  $n_+ = -10$ , пунктирна –  $n_+ = -5$ , штрих-пунктирна –  $n_+ = -3$ .

На рис. 3 а) представлена парціальна ймовірність для вимушеного процесу поглинання  $n_+ = -5$  при розсіюванні електрона з кінетичною енергією  $E_i^{\text{kin}} = 2.55$  кеВ ( $\theta_i = 162^\circ$ ,  $\varphi_i = \varphi_f$ ) на ядрі в полі двох імпульсних хвиль ( $\omega_1 = 2.1$  еВ,  $\omega_2 = 3$  еВ,  $\rho = \sqrt{2}$ ) з інтенсивностями: а)  $I_{01} = 7.1 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_{02} = 1.7 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\eta_{01,02} = 0.1$ ); б)  $I_{01} = 2.85 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_{02} = 6.8 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\eta_{01,02} = 0.02$ ) як функція полярного кута вильоту електрона (суцільна крива). Як видно з рисунка, парціальна ймовірність в інтерференційній області на п'ять порядків величини може перевищувати ймовірність в іншій геометрії розсіювання.

На рис. 3 б) представлена парціальна ймовірність з урахуванням розширення в інтерференційній області (36). Як видно з рис. 3 б), для різних значень числа поглинутих фотонів піки перекриваються. Отже, фіксованому куту вильоту відповідають вклади декількох парціальних процесів. При виході з інтерференційної області залежність між енергією й кутом вильоту електрона зникає, що відображено на рис. 3 б).

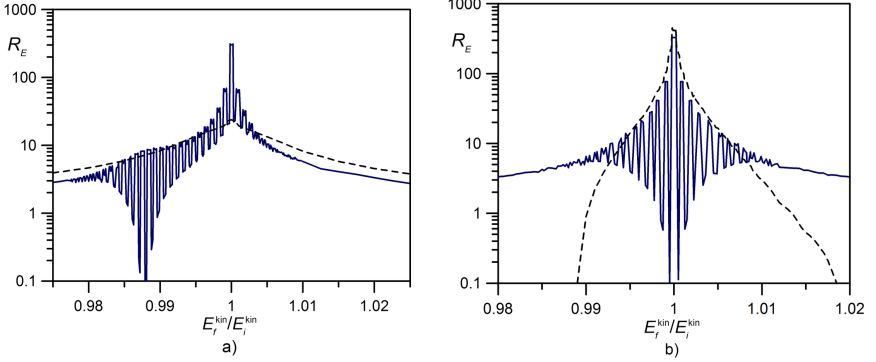


Рис. 4. Розподіл диференціального перерізу від енергії електрона (38) для розсіювання електрона з кінетичною енергією  $E_i^{\text{kin}} = 5.74$  кеВ ( $\theta_i = 163^\circ$ ,  $\theta = 178^\circ$ ,  $\varphi_i = \varphi_f$ ) на ядрі в полі двох імпульсних лазерних хвиль ( $I_{01} = 7.1 \cdot 10^{16}$  Вт/см $^2$ ,  $I_{02} = 1.7 \cdot 10^{17}$  Вт/см $^2$ , ( $\eta_{01,02} = 0.1$ ),  $\omega_1 = 2.1$  еВ,  $\omega_2 = 3$  еВ,  $\rho = 2$ ). Суцільні лінії відповідають інтерференційній області: а)  $\theta_f = 12.7^\circ$ ; б)  $\theta_f = 12.6072^\circ$ . Пунктирні лінії відповідають області Бункіна-Федорова: а)  $\theta_f = 19^\circ$ ; б)  $\theta_f = 162.65^\circ$ .

Розглянемо відношення диференціального перерізу розсіювання електрона на ядрі в полі двох імпульсних хвиль для помірно сильних полів і перерізу за відсутності зовнішнього поля:

$$R = \sum_{n_1, n_2} \frac{d\sigma_{n_1 n_2}^{(*)}}{d\sigma_{\text{Mott}}} \cdot W_{n_1 n_2}. \quad (37)$$

Перейдемо від дискретного розподілу по одному з індексів  $n_2$  до неперервного розподілу по відношенню кінетичних енергій електрона  $\varepsilon = E_f^{\text{kin}}/E_i^{\text{kin}}$ :

$$R = \int d\varepsilon \frac{E_i^{\text{kin}}}{\omega_2} \cdot R_E(\varepsilon), \quad R_E(\varepsilon) = \frac{d\sigma_{n_1 n_2}^{(*)}(\varepsilon)}{d\sigma_{\text{Mott}}} \cdot W_{n_1 n_2}(\varepsilon). \quad (38)$$

Функція  $R_E$  (38) визначає розподіл диференціального перерізу по енергії кінцевого електрона для процесу розсіювання електрона на ядрі в полі двох імпульсних хвиль (рис. 4 а)-б)).

Особливістю розподілу по енергії кінцевого електрона для розсіювання електрона на ядрі в полі двох імпульсних лазерних хвиль якісний різний характер розподілу для області, де проявляється параметричний інтерференційний ефект, і області Бункіна-Федорова. Так, в інтерференційній області розподіл по енергії кінцевого електрона містить швидкі осциляції. Полярні кути розсіювання електрона вибрані так, щоб інтерференційна область знаходилась в центральній частині спектру. Кількісна різниця в розподілі по енергії в інтерференційній кінематичній області і

області Бункіна-Федорова для вибраного кута розсіювання на окремих значеннях енергії електрона може складати порядок величини. Важливо відзначити, що кількісна різниця, обумовлена параметричним інтерференційним ефектом, може бути перевірена експериментально при вимірюванні енергетичного спектру кінцевих електронів і фіксованої геометрії процесу розсіювання електрона на ядрі в полі двох імпульсних лазерних хвиль при використанні обладнання з високою роздільною здатністю.

Важливо підкреслити, що осциляторний характер енергетичного спектру електрона в кінцевому стані безпосередньо пов'язаний з параметричним інтерференційним ефектом. Так, ефект проявляється в кореляції між випромінюванням фотонів першої та другої хвилі, що з однієї сторони збільшує ймовірність парціальних процесів з рівним числом фотонів (в деяких випадках процесів з числами, що відрізняються на одиницю), а з другої сторони пригнічує ймовірності інших процесів в інтерференційній кінематиці. Це відповідно приводить до перерозподілу ймовірностей і енергетичний спектр електрона має смугастий вигляд, де максимумами відповідають процесам з випромінюванням чи поглинанням рівного числа фотонів першої та другої хвилі. Як бачимо, загальний переріз процесу суттєво не змінюється, тому мова йде саме про перерозподіл ймовірностей. Можемо легко провести аналогію зі звичайним явищем інтерференції, оскільки смугастий вигляд та перерозподіл сигналу характерні для звичайних інтерференційних картин від накладання двох хвиль.

У **третьому** розділі досліджено процес спонтанного гальмівного випромінювання (СГВ) електрона при розсіюванні на ядрі в полі двох імпульсних помірно сильних хвиль. Зовнішнє імпульсне вибрано як суперпозиція двох плоских немонахроматичних хвиль, що поширюються в одному напрямку уздовж вісі  $z$  із площиною поляризації  $(xy)$  (4)-(5). Це процес другого порядку за постійною тонкої структури і описується двома діаграмами Фейнмана (рис. 5).

$$\begin{cases} q_i = p_i - k' - l'k_1 - s'k_2, \\ q_f = p_f + k' + (l - l')k_1 + (s - s')k_2, \\ q = p_f - p_i + k' + lk_1 + sk_2. \end{cases} \quad (39)$$

Тут 4-вектор  $q_i$  – це 4-імпульс проміжного електрона для першої діаграми на рис. 5а),  $q_f$  – 4-імпульс проміжного електрона для другої діаграми на рис. 5б). Переданий 4-імпульс  $q$  визначається сумою  $lk_1 + sk_2$ , яка вказує скільки фотонів зовнішнього поля, які було вимушено поглинуто або випромінено електроном у процесі розсіювання на ядрі.

Узагальнивши методику дослідження на випадок процесів другого порядку, амплітуда та переріз процесу СГВ електрона на ядрі в полі двох імпульсних помірно сильних лазерних хвиль може бути представлена у виді суми по парціальних компонентах. Було досліджено процес нерезонансного СГВ при розсіюванні нерелятивістського електрона на ядрі в

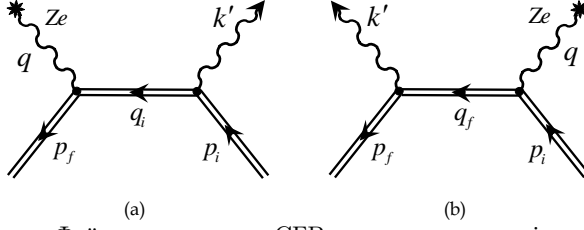


Рис. 5. Діаграми Фейнмана процесу СГВ електрона на ядрі в лазерному полі двох. Подвійні вхідні й вихідні лінії відповідають функціям Волкова електрона в початковому й кінцевому станах, внутрішня лінія відповідає функції Гріна електрона в полі двох імпульсних хвиль. Хвилясті лінії відповідають 4-імпульсам спонтанного фотона та фотона віддачі ядра.

інтерференційній області (35), (41) в помірно сильному полі двох імпульсних хвиль (8) циркулярної поляризації. При цьому швидкість осцилюючої електрона в піку імпульсу кожної із хвиль більша або одного порядку зі швидкістю їх поступального руху

$$\eta_{01,02} \gtrsim v_{i,f} \ll 1. \quad (40)$$

Інтерференційна кінематична область для процесу СГВ визначається умовами (35) для розсіювання електрона на ядрі та для спонтанного випромінювання фотона умовою:

$$\cot(\theta'/2) = a_i, \quad \theta' = \angle(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}'). \quad (41)$$

У випадку нерелятивістських енергій електрона вирази для кута вильоту спонтанно випроміненого фотона (41) та кута розсіювання електрона спрощуються до вигляду

$$\theta' = \pi - 2v_i \sin \theta_i, \quad \sin \theta_{f(\text{int})} = v_f/v_i \cdot \sin \theta_i, \quad (42)$$

тобто, в інтерференційній області фотон вилітає у вузькому конусі в протилежному напрямку відносно поширення хвилі. Відзначимо, що інтерференційний параметр відмінний від нуля тільки з урахуванням релятивістських поправок по  $v_i$ , тобто поза рамками дипольного наближення:

$$\alpha_{\pm}^{(v_i \ll 1)}(p_f, p_i) = \eta_1 \eta_2 \frac{mv_i}{2(\omega_1 \pm \omega_2)} (\cos \theta_i - \rho_{l_{\pm}} \cos \theta_f), \quad (43)$$

$$\rho_{l_{\pm}} \equiv \frac{|\mathbf{p}_f|}{|\mathbf{p}_i|} = \sqrt{1 - \frac{2(\omega' + l_{\pm}(\omega_1 \pm \omega_2))}{mv_i^2}}. \quad (44)$$

Тут через параметр  $\rho_{l_{\pm}}$  позначено величину, що залежить від рівної кількості фотонів обох хвиль, які випромінюються чи поглинаються електроном в інтерференційній області  $l_{\pm} = l = \pm s$ . Верхній знак відповідає циркулярній поляризації  $\delta_1 = -\delta_2$ , нижній -  $\delta_1 = \delta_2$ .

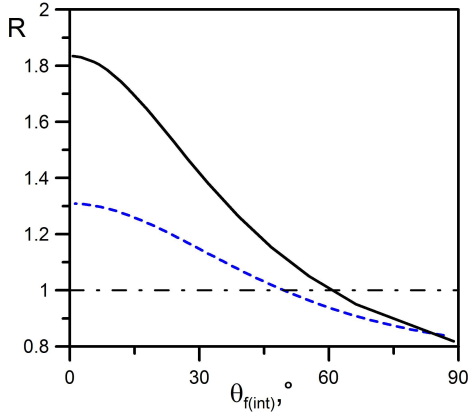


Рис. 6. Відношення диференціального перерізу СГВ електрона на ядрі в полі двох імпульсних хвиль, підсумованого по всіх парціальних процесах, до перерізу процесу за відсутності поля (45) як функція інтерференційного кута вильоту  $\theta_{f(\text{int})}$ . Параметри лазерних хвиль:  $\eta_{01} = \eta_{02} = 0.2$ ,  $\omega_1 = 2.35$  еВ,  $\omega_2 = 1$  еВ,  $\tau_1 = \tau_2$ ,  $\rho = 2$ ; початкова швидкість електрона  $v_i = 0.05$ ; енергія випроміненого фотона: суцільна крива –  $\omega' = 0.5$  кеВ; пунктирна крива –  $\omega' = 0.3$  кеВ.

На рис. 6 представлено відношення диференціального перерізу СГВ нерелятивістського електрона на ядрі в полі двох імпульсних хвиль, підсумованого по всіх парціальних процесах поглинання і випромінювання, до перерізу гальмівного випромінювання за відсутності зовнішнього поля як функція інтерференційного кута вильоту електрона  $\theta_{f(\text{int})}$  (42):

$$R = \frac{\sum_{l_{\pm}} d\sigma_{\pm}^{(v_i \ll 1)}}{d\sigma_{\text{ВН}}^{(v_i \ll 1)}} = \sum_{l_{\pm}} \rho_{l_{\pm}}^3 \frac{\mathbf{q}_{l_{\pm}=0}^4}{\mathbf{q}_{l_{\pm}}^4} \cdot W_{l_{\pm}}^{(v_i \ll 1)}. \quad (45)$$

Як видно з рисунку 6, на відміну від випадку релятивістських енергій електрона переріз процесу, підсумований по парціальних процесах, може суттєво відрізнятись від перерізу гальмівного випромінювання за відсутності зовнішнього поля. В інтерференційній області маємо діапазон кутів вильоту електрона, для якого відношення перерізів (45) більше одиниці. Так, для енергій спонтанно випроміненого фотона  $\omega' = 0.3$  кеВ, для невеликих кутів вильоту (кути вильоту близькі  $\pi$ ) підсумований по всіх процесах випромінювання-поглинання фотонів зовнішніх хвиль переріз на 30% перевищує переріз процесу без зовнішнього поля. З ростом енергії спонтанно випроміненого фотона дане відношення зростає. Так, для  $\omega' = 0.5$  кеВ підсумований переріз перевищує звичайний майже в 2 рази. Однак зі збільшенням інтерференційного кута вильоту  $\theta_{f(\text{int})}$  відношення перерізів (45) падає, а, починаючи з деякого кута, переріз у зовнішньому імпульсному полі стає меншим за переріз без зовнішнього поля.

Зауважмо, що параметричний інтерференційний ефект проявляється у визначеній кінематичній області. Отже, експериментальна перевірка результатів на рис. 6 можлива тільки при вимірюванні диференціальних характеристик поперечного перерізу СГВ електрона на ядрі в полі двох імпульсних хвиль. Для цієї мети процес гальмівного випромінювання повинен розглядатися в площині, яка визначається початковим імпульсом електрона і хвильовим вектором лазерного поля. Спонтанний фотон повинен спостерігатися при полярному куті (41). Для лазерних систем з напруженістю поля  $\sim 10^{17}$  В·см $^{-2}$  значний ефект передбачається для нерелятивістської енергії електронів і енергій спонтанного фотона  $\sim 0.1$  кеВ.

У підрозділі 3.2 досліджено процес резонансного спонтанного гальмівного випромінювання електрона при розсіюванні на ядрі в полі двох імпульсних лазерних хвиль. Разом з інтерференційною кінематикою в процесі СГВ електрона на ядрі в полі лазера можна виділити резонансну кінематику, що пов'язана з можливістю виходу електрона в проміжному стані на масову поверхню і зумовлена виконанням закону збереження енергії-імпульсу для складових процесу другого порядку за постійною електромагнітної взаємодії:

$$q_{i,f}^2 - m^2 \lesssim (k_1 q_{i,f})(\omega_1 \tau_1)^{-1}. \quad (46)$$

Енергія спонтанного фотона в умовах резонансу для діапазону помірно сильних полів з точністю до нульового порядку по малому параметру  $(\omega_1 \tau_1)^{-1}$  визначається так:

$$\omega'_{res} \equiv \omega'_i \frac{1}{1 + d_i}, \quad \omega'_i = \omega_{ab} \frac{(np_i)}{(n'p_i)}, \quad d_i = \omega_{ab} \frac{(nn')}{(n'p_i)}, \quad n \equiv \frac{k}{\omega}, \quad n' \equiv \frac{k'}{\omega'}, \quad (47)$$

де  $\omega_{ab}$  – енергія, яка поглинається електроном із зовнішнього лазерного поля при спонтанному випромінюванні фотона. Процес резонансного СГВ ефективно зводиться до двох послідовних процесів першого порядку за постійною тонкої структури: випромінювання фотона електроном і розсіювання електрона на ядрі в полі двох імпульсних хвиль. При паралельному русі спонтанно випроміненого фотона і фотонів зовнішніх імпульсних хвиль резонансний процес СГВ не спостерігається.

Процес характеризується наявністю специфічної кінематичної області, де проявляються резонансні властивості процесу та спостерігається ефект кореляції у вимушеному випромінюванні та поглинанні, викликані інтерференцією першої та другої хвиль. Було показано, що в цій особливій кінематиці найбільший внесок дають парціальні процеси спонтанного випромінювання фотона з ймовірністю поглинання одного фотона першої хвилі  $dW'_{1,0}$  або другої хвилі  $dW'_{0,1}$ . Резонансний переріз набуває вигляду

$$\frac{d\sigma}{d\Omega' d\Omega_f} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{E_i \tau}{(nq_i)^2 \omega_{ab}} \frac{d\sigma_{\text{Mott}}}{d\Omega_f} \left( \omega_1'^2 \frac{dW'_{1,0}}{d\Omega'} + \omega_2'^2 \frac{dW'_{0,1}}{d\Omega'} \right). \quad (48)$$



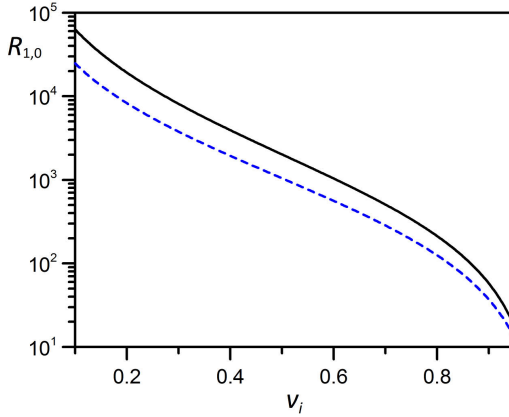


Рис. 7. Залежність відношення резонансного перерізу СГВ електрона на ядрі в полі двох імпульсних хвиль до перерізу гальмівного випромінювання за відсутності зовнішнього поля (50) як функція енергії початкового електрона ( $\theta_i = 163^\circ$ ). Параметри зовнішнього поля:  $\eta_{01} = \eta_{02} = 0.1$ ,  $\omega_1 = 2.35$  еВ,  $\omega_2 = 1$  еВ,  $\tau = 0.1$  пс. Суцільна крива відповідає значенню кута вильоту електрона  $\theta_f = 10^\circ$ , пунктирна крива –  $\theta_f = 30^\circ$ .

Зазначимо, що в інтерференційній області ймовірність спонтанного випромінювання фотона за рахунок поглинання одного фотона значно більша, ніж ймовірність при поглинанні по одному фотону з кожної хвилі:

$$\frac{dW'_{1,0}}{dW'_{1,1}} \sim \frac{m^2}{\eta_{01}^2 \omega_1^2} \gg 1. \quad (49)$$

За межами інтерференційної області відношення (49) не настільки велике:  $\sim \eta_{01}^{-2}$ . Відношення резонансного перерізу процесу СГВ електрона на ядрі в полі двох лазерних хвиль при спонтанному випромінюванні фотона в інтерференційній області до перерізу гальмівного випромінювання за відсутності зовнішнього поля (переріз Бете-Гайтлера  $d\sigma_{\text{BH}}$ ) має вигляд

$$R_{\text{res}} = R_{1,0} + R_{0,1}, \quad R_{1,0} = \frac{d\sigma_{\text{res}}^{(1,0)}}{d\sigma_{\text{BH}}} = \frac{\pi\sqrt{2\pi}}{8} \eta_{01}^2 (\omega_1 \tau)^2 \frac{\omega'_{\text{res}} m^2}{\omega_1 \mathbf{p}_i^2} \cdot f_{1,0}. \quad (50)$$

Тут функція  $f_{1,0} \sim 1$ . На рис. 7 представлена величина  $R_{1,0}$  (50) як функція початкової швидкості електрона. В області релятивістських енергій електронів резонансний диференціальний переріз СГВ електрона на ядрі з одночасною реєстрацією кутів вильоту розсіяного електрона і спонтанного фотона може на 4-5 порядків величини перевищувати відповідний переріз за відсутності зовнішнього поля. В області ультрарелятивістських енергій електрона це відношення різко падає.

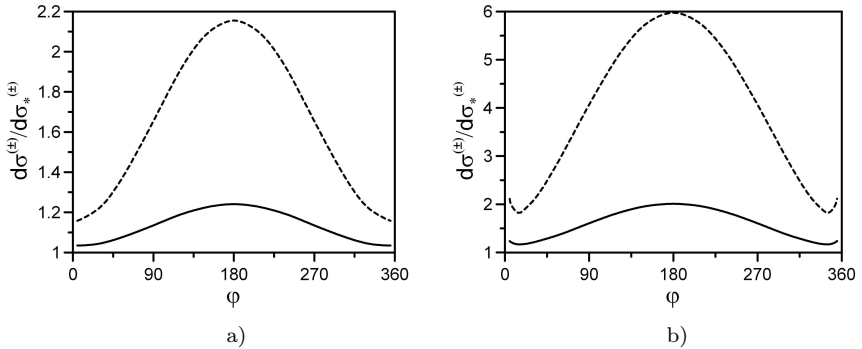


Рис. 8. Залежність від азимутального кута відношення перерізу підсумованого по парціальних процесах до перерізу за відсутності поля. Енергія початкового фотона  $\omega_i = 1,027$  MeV; електрон і позитрон вилітають з рівними полярними кутами: а)  $\theta_{\pm} = 30^\circ$ ; б)  $\theta_{\pm} = 90^\circ$ ; швидкість позитрона  $v_+ = 0.1$ ; інтенсивність поля в центрі лазерного імпульсу  $\eta_0 = 0.1$ ; енергія фотона лазерного поля  $\omega = 2.35$  eV. Суцільна лінія відповідає випадку імпульсної хвилі ( $\rho = 3$ ), пунктирна лінія – випадку монохроматичної хвилі.

У **четвертому** розділі досліджено процес народження пари електрон та позитрон фотонем (ФНП) на ядрі в полі однієї та двох імпульсних лазерних хвиль. Добре відомо, що процес ФНП на ядрі є крос-каналом процесу гальмівного випромінювання електрона на ядрі. Проведено аналіз відношення підсумованого по парціальних процесах перерізу народження пари на ядрі в полі лазерної хвилі до перерізу процесу за відсутності поля для моделі плоскої монохроматичної хвилі та моделі імпульсної хвилі. Досліджено залежність від азимутального кута (кут між проекціями напрямків вильоту електрона та позитрона на площину, що перпендикулярна напрямку поширення хвилі) (рис. 8).

Як видно з рисунка 8, що підсумований переріз більший за звичайний переріз для усіх значень азимутального кута. Максимум відношення перерізів відповідає вильоту електрона і позитрона в одній площині з фотонем зовнішнього поля і початковим фотонем. У випадку, коли електрон і позитрон народжуються з імпульсами в площині, яка перпендикулярна напрямку вильоту початкового фотона, максимум розподілу відповідає вильоту електрона і позитрона вздовж однієї лінії в протилежних напрямках ( $\varphi = 180^\circ$ ). У цьому випадку в процесі народження електрон і позитрон поглинає з хвилі найбільшу кількість енергії. У цьому випадку підсумований по парціальних процесах нерезонансний переріз удвічі перевищує відповідний переріз за відсутності зовнішнього поля.

Вивчено процес резонансного фотонародження електрон-позитронної пари на ядрі в полі імпульсної лазерної хвилі. Показано, що резонанс має місце, коли енергія початкового фотона перевищує граничне значення,

яке значно більше за дві енергії спокою електрона:

$$\omega_i^{th} = \frac{2m^2}{\omega(1 - \cos\theta_i)}, \quad \theta_i = \angle(\mathbf{k}, \mathbf{k}_i). \quad (51)$$

В лабораторній системі відліку народжені електрон і позитрон мають ультррелятивістські енергії та рухаються у вузькому конусі відносно напрямку руху початкового фотона. Було отримано наступний вираз для резонансного диференціального перерізу ФНП на ядрі в імпульсному лазерному полі:

$$d\sigma_{1res}^{(\pm)} = \sqrt{\frac{\pi}{4}} \cdot \frac{\omega\tau}{2} \cdot \frac{\omega_i}{(kk_i)} \cdot d\sigma_s dW_{pair}^{(1)}. \quad (52)$$

Тут  $d\sigma_s$  є диференціальний переріз розсіювання на ядрі електрона, а функція  $dW_{pair}^{(1)}$  виражає ймовірність народження початковим фотоном пари електрон-позитрон за рахунок поглинання одного фотона зовнішнього поля. У логарифмічному наближенні відношення перерізу (52) до перерізу процесу ФНП за відсутності поля набуває компактного вигляду:

$$R_{res} = \frac{\pi}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \eta_0^2 \omega\tau \cdot \left[ \ln \frac{E_+}{m} \right]^{-1}. \quad (53)$$

Оцінка показує, що для пікосекундного лазера оптичної частоти резонансний переріз фотонародження пари на порядок величини може перевищувати відповідний переріз за відсутності зовнішнього поля.

Досліджено процес ФНП на ядрі в полі двох імпульсних лазерних хвиль, який характеризується наявністю інтерференційної кінематичної області, де переважають процеси корельованого випромінювання та поглинання фотонів обох хвиль. У цій області встановлюється відповідність між кутом вильоту й енергією народжених частинок. Кут падіння початкового фотона визначає мінімальну енергію народженої пари. Парціальна ймовірність вимушеного випромінювання і поглинання рівного числа фотонів обох хвиль в інтерференційній області може на два порядки величини перевищувати відповідну ймовірність в іншій геометрії процесу.

Для кількісного аналізу розглянуто відношення диференціального перерізу ФНП в полі двох лазерних хвиль до перерізу процесу за відсутності зовнішнього поля:

$$\frac{d\sigma(\varepsilon_{kin})}{d\sigma_{BH}} = \frac{mT_i}{\omega_2} \sqrt{\frac{2T_i\varepsilon_{kin} - v_-^2}{2T_i - v_-^2} \frac{(2T_i\varepsilon_{kin} - v_-^2)\sin^2\theta_+ + v_-^2 \sin^2\theta_-}{(2T_i - v_-^2)\sin^2\theta_+ + v_-^2 \sin^2\theta_-}} W(\varepsilon_{kin}), \quad (54)$$

$$W(\varepsilon_{kin}) = \sum_{l_1} W_{l_1 l_2}, \quad T_i \equiv \frac{\omega_i - 2m}{m}, \quad \varepsilon_{kin} \equiv \frac{v_+^2 + v_-^2}{2T_i} = \frac{mv_+^2/2 + mv_-^2/2}{\omega_i - 2m}. \quad (55)$$

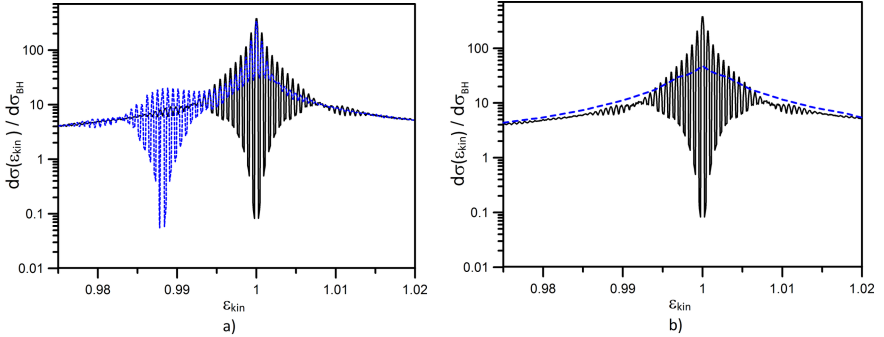


Рис. 9. Розподіл диференціального перерізу процесу фотонародження електрон-позитронних пар на ядрі в полі двох лазерних хвиль (54) від кінетичної енергії пари при фіксованій геометрії процесу народження. Початковий фотон з енергією  $\omega_i = 1.025$  MeV ( $T_i = 0.01$ ) стикається з лазерним імпульсом під кутом  $5^\circ$  ( $\theta_i = 175^\circ$ ). Параметри поля:  $\eta_{01} = \eta_{02} = 0.02$ ,  $\omega_1 = 2.35$  eV,  $\omega_2 = 1$  eV,  $\rho = \sqrt{3}$ . Кут вильоту і швидкість електрона фіксовані ( $v_- = 0.1$ ,  $\theta_- = 27.12^\circ$ ). Кут вильоту позитрона для суцільної кривої на рис а) і б)  $\theta_+ = 147.15^\circ$ , для пунктирної кривої на рис а)  $\theta_+ = 146.74^\circ$ , на рис б)  $\theta_+ = 158.61^\circ$ .

На рис. 9 представлено розподіл диференціального перерізу (54) по кінетичній енергії пари. Рис. 9 а) подає порівняння розподілів при різних кутах вильоту позитрона в межах інтерференційної області. У той час як, рис. 9 б) дає порівняння для інтерференційної області та області Бункіна-Федорова. Розподіл по кінетичній енергії пари характеризується наявністю коливань у межах інтерференційної області. Кожний з максимумів відповідає певному парціальному процесу з випромінюванням чи поглинанням рівної кількості фотонів обох хвиль. При невеликій зміні кута вильоту позитрона (пунктирна крива на рисунку 9 а)) інтерференційна область зміщується. У цьому випадку висота максимумів в інтерференційній області менша і визначається як значенням кута вильоту позитрона, так і кількістю фотонів. При народженні пари в кінематичній області Бункіна-Федорова (пунктирна крива на рисунку 9 б)) розподіл диференціального перерізу процесу фотонародження електрон-позитронних пар на ядрі в полі двох лазерних хвиль (54) по енергії пари змінюється плавно і має один максимум, який відповідає парціальним процесам з числом фотонів  $l_1 = l_2 = 0$ . Як видно з рис. 9, диференціальний переріз в інтерференційній області для окремих значень енергії пари може на два порядки величини перевищувати переріз процесу в іншій кінематиці процесу.

Зауважимо, що умови народження пари можуть бути реалізовані при зіткненні ультрарелятивістського пучка іонів та рентгенівських фотонів. У цьому випадку, слід зважати на зміни енергії та напрямів руху частинок відповідно до перетворень Лоренца.

У п'ятому розділі досліджено процес розсіювання електрона на електроні в сильному лазерному полі для ультрарелятивістських енергій  $1 \ll E_i/m \ll m/\omega$ . Резонанс спостерігається, коли 4-імпульс проміжного фотона знаходиться поблизу масової оболонки  $q'^2 \lesssim (kq')(\omega\tau)^{-1} \ll \omega^2$  (див. рис. 10). За умов на початковий кут вльоту електрона відносно лазерного поля та інтенсивність:

$$\delta_i \ll m/E_i \rightarrow \theta_i \ll m^2/E_i^2, \quad \eta_0(m/E_i) \gtrsim 1, \quad (56)$$

резонансний кут розсіювання в ультрарелятивістському випадку набуває вигляду:

$$\theta_{\text{res}} = (l + 2r) \delta_i \omega m / E_i^2, \quad (57)$$

де  $r$  кількість фотонів, що поглинається з лазерного поля.

Після математичних перетворень резонансний диференціальний переріз розсіювання неполяризованих електронів в сильному лазерному полі за умов (56), отримуємо у формі:

$$\frac{d\sigma_{\text{res}}}{d\Omega_f} = \frac{r_e^2 m^2}{E_i^2 \theta_{\text{res}}^4} \left( \frac{\eta_0 m}{E_i} \right) \frac{(\omega\tau)^2}{8} (1 + \delta_{\text{ell}}^2)^2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} P_{\text{res}}. \quad (58)$$

Як легко бачити, резонансний переріз процесу визначається відношенням роботи поля над електроном на довжині хвилі до початкової енергії електрона. Величина резонансного перерізу істотно залежить від поляризації зовнішнього поля  $\delta_{\text{ell}}$ . Так, переріз для циркулярної поляризації в чотири рази перевищує відповідний переріз для випадку лінійної поляризації. Функція  $P_{\text{res}}$  описує профіль резонансного піку і може бути приведена до наступного вигляду:

$$P_{\text{res}} \approx a_1 (1 - a_2 \beta^2) \approx \frac{a_1}{1 + a_2 \beta^2} = \frac{1}{2\rho} \frac{\Gamma_\theta^2}{(\theta - \theta_{\text{res}})^2 + \Gamma_\theta^2}, \quad \Gamma_\theta = \frac{2\theta_{\text{res}}}{\omega\tau}. \quad (59)$$

Величина  $\Gamma_\theta$  – пролітна кутова ширина резонансу, яка зумовлена кінцевим часом взаємодії частинок з зовнішнім лазерним полем.

Резонансний переріз розсіювання електрона на електроні (59) може бути аналітично проінтегрований по куту розсіювання  $\theta$ . Тоді, відношення резонансного перерізу до відповідного поперечного перерізу процесу за відсутності зовнішнього поля має вигляд:

$$R = \frac{d\sigma_{\text{res}}}{d\sigma_{\text{Moller}}} = \frac{\pi^2}{128\rho} \left( \frac{\eta_0 m}{E_i} \right)^4 (\omega\tau)^2 (1 + \delta_{\text{ell}}^2)^2. \quad (60)$$

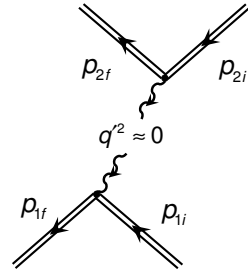


Рис. 10.

Таб. 1. Основні характеристики лазерних систем

Лазерна система	Тривалість, ( $\omega\tau$ )	Інтенсивність, ( $\eta_0$ )
PHELIX	500 фс (900)	$2 \cdot 10^{20}$ Вт/см <sup>2</sup> (9)
Vulcan	500 фс (900)	$10^{21}$ Вт/см <sup>2</sup> (20)
Vulcan10	30 фс (60)	$10^{23}$ Вт/см <sup>2</sup> (170)
ELI	15 фс (35)	$10^{24}$ Вт/см <sup>2</sup> (500)

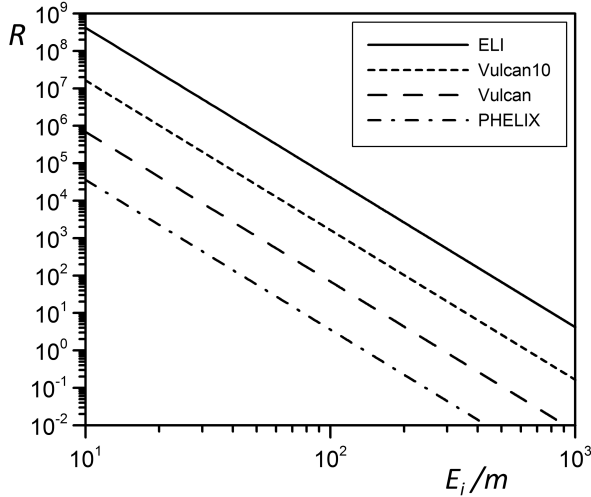


Рис. 11. Відношення резонансного перерізу розсіювання електрона на електроні в сильному імпульсному лазерному полі до перерізу процесу за відсутності зовнішнього поля в залежності від початкової енергії для конкретних лазерних систем (Табл. 1),  $\theta_i = 10^{-6}$ ,  $\rho = 10$ ,  $\delta_{\text{ell}}^2 = 1$ .

Рис. 11 представляє відношення (60) як функцію початкової енергії у одиницях енергії спокою електрона для конкретних лазерних систем (див. Табл. 1). Вхідний полярний кут вльоту:  $\theta_i = 10^{-6}$ . Незважно помітити, що дана залежність лінійна для логарифмічних масштабів. Так, для випадку електронів МеВ-них енергій та петаваттних оптичних лазерів, відношення (60) досягає 5-6 порядків величини. У тому ж випадку, для мультипетаваттних лазерів, що генерують випромінювання у фемтосекундному діапазоні, відношення перерізів може досягати 8-9 порядків по величині. Резонансний поперечний переріз розсіювання електрона на електроні в лазерному полі стає одного порядку з перерізом процесу за відсутності зовнішнього поля для енергій електронів порядку  $10^2$  МеВ для діапазону інтенсивностей лазерного поля 1 ПВт, а для енергій електронів до 1 ГеВ для мультипетаваттного діапазону.

## ВИСНОВКИ

У поданій роботі застосовано та розвинено нові аналітичні підходи при вивченні фізичних процесів в імпульсних полях, що дозволяє досліджувати нові явища, закономірності та властивості процесів та більш наглядно продемонструвати фізичні властивості процесів під впливом лазерного поля. Виконано системний аналіз фізичних процесів в імпульсному полі: за резонансних умов; у випадку двох хвиль при кореляції випромінювання та поглинання фотонів лазерного поля; при розсіюванні швидких частинок на малі кути за малих переданих між частинками імпульсів; за умов, коли енергія поля, що поглинається чи випромінюється частинкою, одного порядку за величиною з початковою кінетичною енергією частинок. За результатами досліджень можна зробити наступні висновки:

1. Теоретично досліджено кінематичні особливості процесів розсіювання електрона на ядрі, електрона на електроні, гальмівного випромінювання та народження електрон-позитронної пари фотоном на ядрі в присутності зовнішнього імпульсного поля лазера різних конфігурацій. В процесі взаємодії частинки можуть вимушено випромінювати і поглинати фотони зовнішнього поля. Амплітуда переходу та переріз процесів має вид суми по парціальних компонентах, кожна з яких відповідає процесам за участі певної кількості фотонів зовнішнього поля. Для процесів КЕД в полі двох лазерних хвиль проявляється параметричний інтерференційний ефект, коли при певній кінематиці процесу вимушене випромінювання і поглинання фотонів першої та другої хвилі відбувається корельованим чином. При цьому спостерігається сильна кореляція між кутом вильоту та енергією частинок в кінцевому стані, що істотно відрізняє процес в інтерференційній області від процесу в будь-якій іншій геометрії.

2. При розсіюванні електрона на ядрі в області малих кутів спостерігаються виділені напрями розсіювання. При зростанні енергії електрона максимальне значення відношення перерізу розсіювання електрона на ядрі в полі імпульсної хвилі і перерізу розсіювання за відсутності поля в області малих кутів зменшується. Навпаки, при зростанні енергії фотонів зовнішнього лазерного поля відношення перерізів збільшується. Так, наприклад, для енергії 0.5 кеВ переріз розсіювання електрона на ядрі в імпульсному лазерному полі поблизу виділеного кута в 2-3 рази перевищує переріз розсіювання за відсутності зовнішнього поля. Для енергій фотона 2 кеВ відношення перерізів досягає двох порядків величини.

3. Процес розсіювання електрона на ядрі в полі двох імпульсних лазерних хвиль може домінувати в інтерференційній кінематичній області. Показано, що ймовірність парціальних процесів в інтерференційній області на кілька порядків величини може перевищувати відповідну ймовірність в області Бункіна-Федорова. Параметричним інтерференційний ефект приводить до перерозподілу ймовірностей і енергетичний спектр

електрона має смугастий вигляд. Для окремих значень енергії кінцевого електрона, переріз розсіювання електрона на ядрі в полі двох імпульсних лазерних хвиль в інтерференційній області на порядок величини перевищує переріз процесу в області Бункіна-Федорова.

4. Для процесу спонтанного гальмівного випромінювання електрона при розсіюванні на ядрі в полі двох імпульсних помірно сильних хвиль детально вивчено параметричний інтерференційний ефект. При цьому процес розсіювання електрона і випромінювання спонтанного фотона відбуваються в одній площині, що утворюється імпульсом початкового електрона і напрямком поширення обох хвиль. Показано, що парціальна ймовірність процесу в інтерференційній області на порядок величини перевищує відповідну ймовірність в іншій кінематичі розсіювання. Для нерелятивістських енергій електронів в інтерференційній області існує область кутів вильоту кінцевого електрона, для яких переріз нерезонансного процесу СГВ електрона на ядрі, просумований по всім процесам випромінювання і поглинання фотонів, більший ніж переріз процесу за відсутності зовнішнього поля. Для енергії випроміненого фотона 0.5 keV просумований переріз перевищує звичайний майже в 2 рази.

5. Процес спонтанного гальмівного випромінювання електрона на ядрі в зовнішньому лазерному полі двох імпульсних хвиль характеризується наявністю особливої кінематичної області, де переріз процесу має резонансний характер і процеси вимушеного випромінювання і поглинання фотонів першої і другої хвилі протікають корельованим чином. Резонансний диференціальний переріз процесу СГВ з одночасною реєстрацією кутів випромінювання спонтанного фотона та розсіяного електрона може перевищувати на кілька порядків величини відповідний переріз за відсутності зовнішнього поля. Найбільше значення (п'ять порядків) це відношення має у випадку нерелятивістських енергій електронів і різко зменшується для ультрарелятивістських енергій електронів.

6. Досліджено відношення підсумованого по парціальних процесах перерізу ФНП на ядрі в полі лазерної хвилі до перерізу ФНП за відсутності поля як функція азимутального кута для моделі плоскої монохроматичної хвилі та моделі імпульсної хвилі. Показано, що підсумований по парціальних процесах переріз більший за звичайний переріз для усіх значень азимутального кута. Максимум відношення перерізів відповідає вильоту електрона і позитрона в одній площині з фотоном зовнішнього поля і початковим фотоном. Показано, що резонанс має місце, коли енергія початкового фотона більша граничного значення, яке значно більше за дві енергії спокою електрона. Народжені електрон і позитрон мають ультрарелятивістські енергії. Оцінка показує, що резонансний переріз фотонародження пари на порядок величини може перевищувати відповідний переріз за відсутності зовнішнього поля.



7. Парціальна ймовірність вимушених процесів для народження електрон-позитронної пари фотоном на ядрі в інтерференційній області може на два порядки величини перевищувати відповідну ймовірність в іншій геометрії розсіяння. При цьому при фіксованих енергіях електрона і позитрона максимум розподілу ймовірності по куту вильоту кожної з частинок відповідає інтерференційному куту вильоту. Розподіл диференціального перерізу процесу на ядрі в полі двох лазерних хвиль від кінетичної енергії пари в інтерференційній області характеризується наявністю осциляцій. Кожен з максимумів відповідає певному парціальному процесу з випромінюванням-поглинанням рівного числа фотонів обох хвиль. При цьому диференціальний переріз в інтерференційній області для окремих значень енергії пари може на два порядки величини перевищувати переріз процесу в іншій кінематиці процесу.

8. Величина резонансного поперечного перерізу розсіювання ультрарелятивістських електронів у зовнішньому лазерному полі істотно залежить від відношення роботи, виконаної полем над електроном до початкової енергії електрона, та різко спадає зі збільшенням енергії електрона для слабких та помірно сильних полів ( $\lesssim 10^{18}$  Вт см<sup>-2</sup>). Резонансний поперечний переріз для лазер-модифікованого процесу для малих кутів вильоту електрона може перевищувати відповідний поперечний переріз процесу за відсутності зовнішнього поля на декілька порядків величини. Так, дане відношення досягає 5-6 порядків величини для електронів MeV-них енергій та петаваттних оптичних лазерів (PHELIX, Vulcan). Відношення може досягати 8-9 порядків величини для мультипетаваттних інтенсивностей лазерного поля у фемтосекундному діапазоні (Vulcan 10, ELI).

Таким чином, поставлені поставлені в дисертаційному дослідженні завдання можна вважати виконаними. В роботі підкреслено наукову новизну отриманих результатів, їх практичну значимість та можливість експериментальної перевірки передбачених ефектів та нових закономірностей в фізичних процесах в імпульсному полі лазера в рамках міжнародних проєктів.

## СПИСОК ЦИТОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1\*. Di Piazza A., Muller C., Hatsagortsyan K. Z., Keitel C. H. Extremely highintensity laser interactions with fundamental quantum systems. *Reviews of Modern Physics*. 2012. Vol. 84, No. 3. P. 1177–1228.

2\*. Ритус В.И., Никишов А.И. Квантовая электродинамика явлений в интенсивном поле. *Труды ФИАН / Под ред. Гинзбург В.Л.* Москва: Наука, 1979. Т. 111. С. 1–278.

3\*. Рошупкин С.П., Ворошило А.И. Резонансные и когерентные эффекты квантовой электродинамики в световом поле. Киев: Наукова думка (Проект "Наукова книга"), 2008. С. 398.

## СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

**Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати:**

- 1 **Лебедь А.А.**, Рошчупкин С.П. Резонансное фоторождение электрон-позитронной пары на ядре в импульсном световом поле. *ЖЭТФ*. 2011. том 140, вып. 1(7), С. 56-65. Квартиль Q2.
- 2 **Lebed' A.A.**, Roshchupkin S.P. Nonresonant Photocreation of Electron-Positron Pair on a Nucleus in the Field of a Pulsed Light Wave. *Las. Phys.* 2011. Vol. 21, P. 1613-1620. Квартиль Q2.
- 3 Roshchupkin S.P., **Lebed' A.A.**, Padusenko E.A., Voroshilo A.I. Resonant effects of quantum electrodynamics in the pulsed light field. *Розділ у монографії «Quantum Optics and Laser Experiments»* (видавництво InTech, Хорватія) 2012. P. 107-156.
- 4 Roshchupkin S.P., **Lebed' A.A.**, Padusenko E.A., Voroshilo A.I. Quantum electrodynamics resonances in a pulsed laser field. *Las. Phys.* 2012. Vol. 22. № 6, P. 1113-1144. Квартиль Q1.
- 5 Roshchupkin S.P., **Lebed' A.A.**, Padusenko E.A. Nonresonant quantum electrodynamics processes in a pulsed laser field. *Las. Phys.* 2012. Vol. 22. № 10, P. 1513-1546. Квартиль Q1.
- 6 Рошчупкин С.П., **Лебедь А.А.** Эффекты квантовой электродинамики в сильных импульсных лазерных полях. Київ: Наукова думка. 2013. 192 с. (Проект "Наукова книга").
- 7 Padusenko E.A., **Lebed' A.A.**, Roshchupkin S.P. Resonant Interference Effect in Scattering of an Electron by an Electron in the Field of Two Pulsed Laser Waves. *Universal J. of Phys. and Appl.* 2013. Vol. 1, P. 274-285.
- 8 **Lebed' A.A.**, Roshchupkin S.P. The interference effect in electron scattering on a nucleus in the field of two pulsed laser waves of circular polarization. *Las. Phys.* 2013. Vol. 23, P. 125301. Квартиль Q2.
- 9 Roshchupkin S.P., **Lebed' A.A.** Parametric interference effect in electron-nucleus scattering in the field of two pulsed laser waves. *Phys. Rev. A* 2014. Vol. 90, P. 035403. Квартиль Q1.
- 10 **Lebed' A.A.** Mott scattering in a field of two pulsed laser waves. *Las. Phys.* 2015. Vol. 25, P. 055301. Квартиль Q2.
- 11 **Lebed' A.A.**, Padusenko E.A., Roshchupkin S.P. Resonant scattering of ultrarelativistic electrons in the strong field of a pulsed laser wave. *Las. Phys.* 2016. Vol. 26, P. 025302. Квартиль Q3.
- 12 **Lebed' A.A.** Electron-nucleus scattering at small angles in the field of a pulsed laser wave. *Las. Phys. Lett.* 2016. Vol. 13, P. 045401. Квартиль Q1.
- 13 **Lebed' A.A.**, Padusenko E.A., Roshchupkin S.P., Dubov V.V. Parametric interference effect in nonresonant spontaneous bremsstrahlung of an electron in the field of a nucleus and two pulsed laser waves. *Phys. Rev. A* 2016. Vol. 94, P. 013424. Квартиль Q1.

14 **Lebed' A.A.**, Padusenko E.A., Roshchupkin S.P., Dubov V.V. Parametric interference effect in nonresonant pair photoproduction on a nucleus in the field of two pulsed light waves. *Phys. Rev. A* 2017. Vol. 95, P. 043406. Квартиль Q1.

15 **Lebed' A.A.**, Padusenko E.A., Roshchupkin S.P., Dubov V.V. Resonant parametric interference effect in spontaneous bremsstrahlung of an electron in the field of a nucleus and two pulsed laser waves. *Phys. Rev. A* 2018. Vol. 97, P. 043404. Квартиль Q1.

### **Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:**

1 **Lebed' A.A.**, Roshchupkin S.P. Resonant bremsstrahlung of an electron scattered by a nucleus in a pulsed light field. *IEEE 10th International Conference Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (LFNM 2010)*, September 12-14, 2010: Book of abs. Sevastopol. Ukraine. 2010. P. 217-219.

2 **Лебедь А.А.**, Рошчупкин С.П. Резонансное фоторождение электрон-позитронной пары на ядре в импульсном световом поле. *IX конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів*, ННЦ ХФТІ, 21-25 лютого, 2011: тези доповідей. Харків. Україна. 2011, ст. 77.

3 **Lebed' A.A.**, Roshchupkin S.P. The influence of a strong pulsed laser field on the processes of nonrelativistic electron scattering by a nucleus. *3. International Conference on Quantum Electrodynamics and Statistical Physics*, August 29 – September 2, 2011: Book of abs. Kharkiv. Ukraine. 2011. P. 74.

4 **Lebed' A.A.**, Roshchupkin S.P. Nonrelativistic electron scattering on a nucleus in the field of a bichromatic laser pulse. *IEEE 12th International Conference Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (LFNM 2013)*, September 11-13, 2013: Book of abstracts. Sudak. Ukraine. 2013. P. 26-28.

5 Padusenko E.A., Roshchupkin S.P., **Lebed' A.A.** Resonance interference scattering of a lepton by a lepton in the bichromatic pulsed laser field. *IEEE 12th International Conference Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (LFNM 2013)*, September 11-13, 2013: Book of abstracts. Sudak. Ukraine. 2013. P. 58-60.

6 **Лебедь О.А.** Рассеяние электрона на ядре на малые углы в поле импульсного лазера. *XIV конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів*, ННЦ ХФТІ, 22-25 березня, 2016: тези доповідей. Харків. Україна. 2016, ст. 22.

7 Падусенко О.О., **Лебедь О.А.**, Рошчупкін С.П. Резонансное рассеяние ультрарелятивистских электронов в поле двух сильных импульсных лазерных волн. *XIV конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів*, ННЦ ХФТІ, 22-25 березня, 2016: тези доповідей. Харків. Україна. 2016. ст. 22.

8 Padusenko E.A., **Lebed' A.A.**, Roshchupkin S.P., Dubov V.V. Nonresonant electron-nucleus spontaneous bremsstrahlung in the field of two pulsed

laser waves. *13th International Conference Laser and Fiber-Optical Networks Modeling* (LFNM 2016), September 13-15, 2016: Book of abstracts. Odessa. Ukraine. 2016. P. 18-20.

9 **Lebed' A.A.**, Padusenko E.A., Roshchupkin S.P., Dubov V.V. Resonant laser-modified electron-electron scattering by a strong bichromatic pulsed field. *13th International Conference Laser and Fiber-Optical Networks Modeling* (LFNM 2016), September 13-15, 2016: Book of abstracts. Odessa. Ukraine. 2016. P. 21-23.

10 **Лебедь О.А.** Резонансне гальмівне випромінювання електрона на ядрі в полі двох лазерних хвиль. *XVI конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів*, ННЦ ХФТІ, 20-23 березня, 2018: тези доповідей. Харків. Україна. 2018.

11 Roshchupkin S.P., Dubov V.V., **Lebed' A.A.**, Padusenko E.A. Resonant parametric interference effect at quantum electrodynamics processes in the field of two pulsed laser waves. *Internat. Confer. Laser Optics* (ICLO 2018), June 4-8, 2018: Book of abs. St. Petersburg. Russia. 2018. P. 243.

12 **Лебедь О.А.** Вплив характеристик лазерного імпульсу на параметри рентгенівського випромінювання в джерелах на зворотному розсіюванні Компотна. *XVII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів*, ННЦ ХФТІ, 26-29 березня, 2019: тези доповідей. Харків. Україна. 2019. ст. 106.

## АНОТАЦІЯ

**Лебедь О.А. Нелінійні ефекти в процесах квантової електродинаміки в сильному імпульсному полі лазера. – Рукопис.**

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико - математичних наук за спеціальністю 01.04.02 – «Теоретична фізика» (104 – Фізика та астрономія). – Інститут прикладної фізики Національної академії наук України, – Національний науковий центр «Харківський фізикотехнічний інститут» Національної академії наук України, – Суми, 2020.

Дисертаційна робота присвячена теоретичному дослідженню фізичних процесів в імпульсному лазерному полі методами квантової електродинаміки. Вивчаються кінематичні особливості процесів розсіювання електрона на ядрі, електрона на електроні, гальмівного випромінювання електрона та народження електрон-позитронної пари фотоном на ядрі в присутності зовнішнього імпульсного поля однієї та двох лазерних хвиль. Розвинуто теорію цих процесів, отримано явні вирази для амплітуд переходу та диференціальних перерізів, досліджено енергетичні та кутові розподіли частинок в кінцевому стані та проведено порівняльний аналіз для моделей монохроматичної та імпульсної лазерної хвилі. Проведено системний аналіз фізичних процесів в імпульсному полі за резонансних умов, у випадку двох хвиль при кореляції випромінювання та поглинання фотонів лазерного поля, при розсіюванні швидких частинок на малі кути

за малих переданих імпульсів, у випадку коли енергія поля, що поглинається чи випромінюється частинкою, одного порядку за величиною з початковою кінетичною енергією частинок. Розвинуто методику усунення нефізичної резонансної розбіжності амплітуди та перерізу процесів в полі імпульсного лазера. Показано, що за особливих кінематичних умов нелінійні ефекти можуть приводити до суттєвого зростання перерізів процесів квантової електродинаміки в зовнішньому лазерному полі.

**Ключові слова:** квантова електродинаміка, імпульсний лазер, вимушене випромінювання та поглинання, розсіювання на малі кути, енергетичний спектр, розподіл по куту розсіювання, резонансний процес, когерентні процеси, поле двох хвиль, корельоване випромінювання.

## АННОТАЦІЯ

**Лебедь А.А. Нелинейные эффекты в процессах квантовой электродинамики в сильном импульсном поле лазера. - Рукопись.**

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико - математических наук по специальности 01.04.02 - «Теоретическая физика» (104 - Физика и астрономия). - Институт прикладной физики Национальной академии наук Украина - Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт» Национальной академии наук Украины, - Сумы, 2020

Диссертационная работа посвящена теоретическому исследованию физических процессов в импульсном лазерном поле методами квантовой электродинамики. Изучаются кинематические особенности процессов рассеяния электрона на ядре, электрона на электроне, тормозного излучения электрона и рождения электрон-позитронной пары фотоном на ядре в присутствии внешнего импульсного поля одной и двух лазерных волн. Развито теорию этих процессов, получено явные выражения для амплитуд перехода и дифференциальных сечений, исследованы энергетические и угловые распределения частиц в конечном состоянии и проведен сравнительный анализ для моделей монохроматической и импульсной лазерной волны. Проведен системный анализ физических процессов в импульсном поле в резонансных условиях, в случае двух волн при корреляции излучения и поглощения фотонов лазерного поля, при рассеивании быстрых частиц на малые углы при малых переданных импульсах, в случае когда энергия поля, которая поглощается или излучается частицей, одного порядка по величине с начальной кинетической энергией частиц. Развита методика устранения нефизической резонансной расходимости амплитуды и сечения процессов в поле импульсного лазера. Показано, что при особых кинематических условиях нелинейные эффекты могут приводить к существенному росту сечений процессов квантовой электродинамики во внешнем лазерном поле.

**Ключевые слова:** квантовая электродинамика, импульсный лазер, вынужденное излучение и поглощение, рассеяние на малые углы, распределение по энергии, распределение по углах рассеяния, резонансный процесс, когерентные процессы, поле двух волн, коррелированное излучение.

## ABSTRACT

***Lebed O.A. Nonlinear effects in quantum electrodynamics processes in a strong pulsed laser field. - Manuscript.***

The dissertation on competition of a scientific degree of the doctor of physical and mathematical sciences on a specialty 01.04.02 - «Theoretical physics» (104 -Physics and Astronomy). – Institute of Applied Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, – National Science Center Kharkov Institute of Physics and Technology of the National Academy of Sciences of Ukraine, – Sumy, 2020.

This thesis includes the theoretical study of physical processes in a pulsed laser field by the quantum-electrodynamics methods. The kinematic features of the processes of scattering of an electron by a nucleus, an electron on an electron, bremsstrahlung of an electron and the production of an electron-positron pair by a photon on a nucleus in the presence of an external pulsed field of one and two laser waves are studied. A theory of these processes is developed. Explicit expressions are obtained for the transition amplitudes and differential cross sections. The energy and angular distributions for the particles in the final state are investigated. A comparative analysis is carried out for models of a monochromatic and pulsed laser wave. A systematic analysis of physical processes in a pulsed field is carried out under resonant conditions, in the case of two waves with correlation of radiation and absorption of photons of the laser field, with scattering of fast particles at small angles and small transferred momenta, in the case when the energy of the field, which is absorbed or emitted by a particle, is one of the order of magnitude with the initial kinetic energy of the particles. A method was developed regard to elimination of the nonphysical resonance divergence in the amplitude and cross-section of the processes in a pulsed laser field. It is shown that under special kinematic conditions, nonlinear effects can lead to a significant increase of the cross sections of quantum electrodynamics processes in an external laser field.

**Keywords:** quantum electrodynamics, pulsed laser, induced emission and absorption, scattering at small angles, energy distribution, scattering-angle distribution, resonant process, coherent processes, two-wave field, correlated radiation.

Формат  $60 \times 84/16$ . Папір офсетний.  
Ум. друк. арк. 0,9. Наклад 100 прим. Вид. № 39.