

ІНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЇ ФІЗИКИ НАН УКРАЇНИ

**Дяченко Михайло Михайлович**

УДК 530.145:539.1.01

**РЕЗОНАНСНІ ЕФЕКТИ ПРИ РОЗПОВСЮДЖЕННІ  
ФОТОНІВ В МАГНІТНОМУ ПОЛІ**

01.04.02 – теоретична фізика

**АВТОРЕФЕРАТ**

дисертації на здобуття наукового ступеня  
кандидата фізико-математичних наук

Суми – 2016

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Інституті прикладної фізики НАН України.

**Науковий керівник:** кандидат фізико-математичних наук,  
старший науковий співробітник, доцент  
**Холодов Роман Іванович,**  
заступник директора з наукової роботи,  
завідувач лабораторії квантової електродинаміки  
в сильних магнітних полях  
Інституту прикладної фізики НАН України.

**Офіційні опоненти:** доктор фізико-математичних наук,  
старший науковий співробітник  
**Корчин Олександр Юрійович,**  
завідувач відділу квантово-електродинамічних  
явищ та електродинаміки адронів  
Інституту теоретичної фізики ім. О. І. Ахієзера  
ННЦ “Харківський фізико-технічний інститут”  
НАН України;

доктор фізико-математичних наук, доцент  
**Лисенко Олександр Володимирович,**  
завідувач кафедри моделювання складних систем  
Сумського державного університету МОН України.

Захист відбудеться “13” жовтня 2016 року о 14<sup>00</sup> на засіданні спеціалізованої вченої ради К 55.250.01 при Інституті прикладної фізики НАН України за адресою: м. Суми, вул. Петропавлівська 58, конференц-зал.

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці Інституту прикладної фізики НАН України за адресою: 40000, м. Суми, вул. Петропавлівська, 58.

Автореферат розісланий “12” вересня 2016 р.

Учений секретар  
спеціалізованої вченої ради

Недорешта В. М.

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** Вивчення фундаментальних задач квантової електродинаміки в сильних магнітних полях, зокрема процесів другого порядку по сталій тонкої структури, є досить актуальними. Це зумовлено тим, що перерізи даних процесів в магнітному полі можуть мати резонансну структуру. Поява резонансів пов'язана з можливістю виходу проміжної частинки на масову поверхню, іншими словами виконується загальне релятивістське співвідношення між енергією та імпульсом частинки, внаслідок чого переріз може істотно зростати. Тому теоретичне вивчення резонансних процесів у присутності сильного магнітного поля значення, якого наближається до критичного  $H_c \approx 4.41 \cdot 10^{13}$  Гс, поза сумнівом, є актуальними. В мега-проекті FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) планується широкий спектр наукових досліджень, серед яких у рамках колаборації SPARC (Stored Particles Atomic Physics Research Collaboration) буде проведено дослідження, присвячені перевірці квантової електродинаміки в надсильних електромагнітних полях важких іонів при їх зіткненні. Велика маса та заряд ядер дозволяють розглядати їх поле як потік еквівалентних фотонів, що робить можливим дослідження різноманітних квантово-електродинамічних (КЕД) процесів в зовнішньому полі. Зокрема, малодослідженим є вплив магнітного поля рухомих іонів, яке може досягати критичного значення вже при енергії зіткнення поблизу кулонівського бар'єру. Час життя цього поля може значно збільшуватися внаслідок його взаємодії з утвореними парами. Потреба в детальних теоретичних розрахунках при плануванні та аналізі експериментів робить дослідження КЕД процесів в зовнішньому магнітному полі актуальними. Також слід відмітити, що ареною для протікання квантово-електродинамічних процесів у сильному магнітному полі є магнітосфера нейтронних зірок.

Методи квантової теорії поля (КТП), а саме діаграмна техніка Фейнмана, оптична теорема можуть використовуватися також у задачі проходження важкої зарядженої частинки крізь замагнічений електронний газ в електронному охолоджувачі (метод електронного охолодження). Зокрема, втрати енергії зарядженої частинки в першому борнівському наближенні визначаються уявною частиною поляризаційного оператора. Слід зазначити, що не дивлячись на широке застосування методу електронного охолодження у прискорювальній техніці, сьогодні існує теоретична проблема відмінності втрат енергії різнойменно заряджених частинок, оскільки аналітичні вирази для гальмівної здатності електронного газу залежать лише від квадрату заряду зовнішньої частинки. Вперше цей ефект був досліджений експериментально на установці МОСОЛ в Новосибірську [1\*]. Також ця проблема буде актуальною для експериментів, які плануються на накопичувачі антипротонів HESR (High Energy Storage Ring), де планується вивчення проблеми протон-антипротонних взаємодій. Електронний охолоджувач є важливим елементом цього кільця, який буде забезпечувати отримання якісних пучків антипротонів з розкидом за імпульсами  $10^{-5}$ , і проблема охолодження антипротонів для цього проекту є надзвичайно актуальною.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дисертаційна робота виконана в лабораторії №41 “Квантової електродинаміки в сильних магнітних полях” відділу №40 “Квантової електродинаміки сильних полів” Інституту прикладної фізики НАН України і є частиною досліджень, які проводилися за темою “Квантово-електродинамічні і колективні процеси в надсильних полях, зокрема при зіткненнях важких іонів та в задачі електронного охолодження” (державний реєстраційний №389-12, термін виконання 2012-2016 рр.).

**Мета і завдання дослідження.** Метою роботи є побудова теорії резонансного перебігу процесів поширення фотона довільної поляризації з народженням і подальшою анігіляцією електрон-позитронної пари в один фотон в сильному магнітному полі та двофотонного народження пари на збуджені рівні Ландау, а також дослідження процесу проходження антипротона крізь електронний газ з урахуванням другого борнівського наближення.

Для досягнення поставленої мети в дисертації вирішуються наступні завдання:

- визначається зміна поляризації фотона при резонансному і нерезонансному поширенні в сильному магнітному полі;
- досліджується вплив поляризації частинок на резонансний переріз процесу народження пари двома фотонами в сильному магнітному полі;
- вивчається вплив резонансного процесу двофотонного народження  $e^-e^+$  пари на генерацію електрон-позитронної плазми в магнітосфері нейтронних зірок;
- встановлюється залежність втрат енергії зарядженої частинки в електронному газі від знаку заряду з урахуванням другого борнівського наближення.

**Об'єктом дослідження** є процеси поширення фотонів в сильному магнітному полі та процес руху антипротона крізь електронний газ.

**Предметом дослідження** є вивчення впливу резонансних ефектів на процеси поширення поляризованого фотона і народження електрон-позитронної пари двома фотонами в сильному магнітному полі, а також вплив знаку заряду на втрати енергії зарядженої частинки в електронному газі.

**Методи дослідження.** При виконанні роботи використовується математичний апарат квантової електродинаміки, методи теоретичної фізики в присутності сильного магнітного поля.

**Наукова новизна отриманих результатів:**

- вперше знайдено резонансну ймовірність процесу розповсюдження поляризованого фотона з послідовним народженням та анігіляцією електрон-позитронної пари в один фотон та показано, що кінцевий фотон майже завжди аномально лінійно поляризований, за винятком випадку нормальної лінійної поляризації;
- вперше знайдено резонансні частоти фотонів в процесі народження електрон-позитронної пари двома фотонами в сильному магнітному полі та показано, що в резонансі енергія одного з фотонів перевищує поріг однофотонного народження пари, а частота іншого кратна циклотронній;
- вперше одержано аналітичні вирази для резонансного перерізу процесу двофотонного народження електрон-позитронної пари з довільними поляризаціями частинок в ультраквантовому наближенні та знайдено, що

переріз максимальний для додатних проекцій магнітних моментів електрона та позитрона та аномальної лінійної поляризації жорсткого фотона;

- проведено порівняння  $1\gamma$  та резонансного  $2\gamma$  процесів народження електрон-позитронної пари для характерних параметрів магнітосфери нейтронних зірок та знайдено, що останній домінує у полі  $H = 10^{12}$  Гс при концентрації циклотронних фотонів більше  $10^{24} \text{ см}^{-3}$  (характерне значення  $10^{25} \text{ см}^{-3}$  [2\*]);
- отримано залежність втрат енергії зарядженої частинки в електронному газі від знаку заряду та показано, що поправка до ймовірності у другому борнівському наближенні пропорційна малому параметру задачі  $\alpha = qe/\hbar V$ .

**Практичне значення отриманих результатів.** Здобуті в дисертації аналітичні вирази для ймовірностей процесів розповсюдження фотона з послідовним народженням та анігіляцією електрон-позитронної пари, двофотонного народження пари в сильному магнітному полі та для втрат енергії зарядженої частинки в електронному газі є простими для розуміння й аналізу, а розвинута в роботі теорія в цілому може бути застосована для опису широкого кола задач, зокрема для вирішення проблеми відмінності втрат енергії різнойменно заряджених частинок при русі крізь замагнічений електронний газ та для опису механізму генерації електрон-позитронної плазми в магнітосфері пульсару.

Результати дисертаційної роботи можуть бути використані в ІПФ НАН України, ІТФ НАН України, ННЦ “ХФТІ” НАН України, Київському національному університеті ім. Тараса Шевченка, Харківському національному університеті ім. В.Н. Каразіна, FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research), SPARC (Stored Particles Atomic Physics Research Collaboration) та інших наукових центрах.

**Особистий внесок здобувача.** Усі результати дисертаційної роботи отримані здобувачем самостійно або при його безпосередній участі.

У роботі [1] розраховано загальну амплітуду та знайдено ймовірність процесу розповсюдження фотона в наближенні низьких рівнів Ландау (резонансний та нерезонансний випадки). Проведено порівняння цих виразів, а також знайдено поляризацію кінцевого фотона в сильному магнітному полі. В роботі [2] проведено порівняння конкуруючих процесів однофотонного та резонансного двофотонного народження  $e^-e^+$  пари в магнітосфері пульсара. У роботах [3, 11, 12] досліджено резонансну кінематику процесу народження пари двома фотонами в магнітному полі та знайдено аналітичні вирази перерізу для довільно поляризованих частинок. У роботі [4] знайдено загальну амплітуду  $2\gamma$  процесу народження електрон-позитронної пари та показано, що даний процес факторизується для випадку, коли магнітні моменти електрона та позитрона позитивні. В [5-7] методами квантової теорії поля знайдено електричну сприйнятливність замагніченого електронного газу з врахуванням анізотропії температури. У роботах [8-10] знайдено втрати енергії зарядженої частинки з урахуванням другого борнівського наближення.

З науковим керівником обговорювалися задачі в плані постановки, методів розв’язку, способів обчислення конкретних величин і аналізу отриманих результатів.

**Апробація результатів дисертації.** Матеріали дисертаційної роботи доповідалися і обговорювалися на наукових семінарах в Інституті прикладної

фізики НАН України, на 4 науково-технічних конференціях: Trans-European School of High Energy Physics, Petnica, Serbia; 12-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Network Modeling, Sudak, Crimea, Ukraine; 11-th Topical Workshop of the Stored Particles Atomic Physics Research Collaboration, Worms, Germany; Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики, Суми, Україна.

**Публікації.** Основні результати дисертації опубліковані в 12 наукових роботах, з яких 5 статей опубліковано в спеціалізованих наукових журналах, що входять до переліку ДАК МОН України, і 7 у вигляді тез доповідей у збірниках наукових праць міжнародних та вітчизняних конференцій.

**Структура та об'єм дисертації.** Дисертаційна робота складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків і списку використаних джерел. Повний об'єм дисертаційної роботи складає 125 сторінок і включає 26 рисунків, 2 таблиці, список використаних джерел містить 136 найменувань на 15 сторінках.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ

**У вступі** обґрунтовується актуальність вибраної теми, формулюється мета і визначаються основні завдання дослідження, відображається новизна отриманих результатів, їх наукове, практичне значення та апробація, визначається особистий внесок здобувача.

**У першому розділі** “Квантово-електродинамічні процеси в сильному магнітному полі та втрати енергії зарядженої частинки в електронному газі” здійснено аналіз сучасного стану досліджуваних проблем. Проведено огляд літератури, який присвячений вивченню елементарних квантових процесів першого та другого порядків за постійною тонкою структури в присутності зовнішнього магнітного поля і також розглядається задача взаємодії зарядженої частинки з електронним газом.

Детально проаналізовані роботи, присвячені вивченню процесів народження електрон-позитронної пари одним та двома фотонами в сильному магнітному полі, а також процесу взаємодії зарядженої частинки з замагніченим електронним газом методами квантової теорії поля.

**У другому розділі** “Розповсюдження поляризованого фотона в сильному магнітному полі” теоретично вивчається процес народження електрон-позитронної пари фотоном та послідовної анігіляції в один фотон у присутності зовнішнього магнітного поля.

У параграфі 2.1 розраховано загальну амплітуду процесу розповсюдження поляризованого фотона в магнітному полі та проведено її регуляризація.

Досліджуваний процес розглянуто в однорідному магнітному полі з калібрування електромагнітного 4-потенціала  $(0;0,xH,0)$ . Діаграма Фейнмана цього процесу зображена на рис. 1. Хвилястим лініям відповідає хвильова функція фотона, внутрішнім подвійним лініям – функції Гріна проміжного електрона та позитрона в магнітному полі.

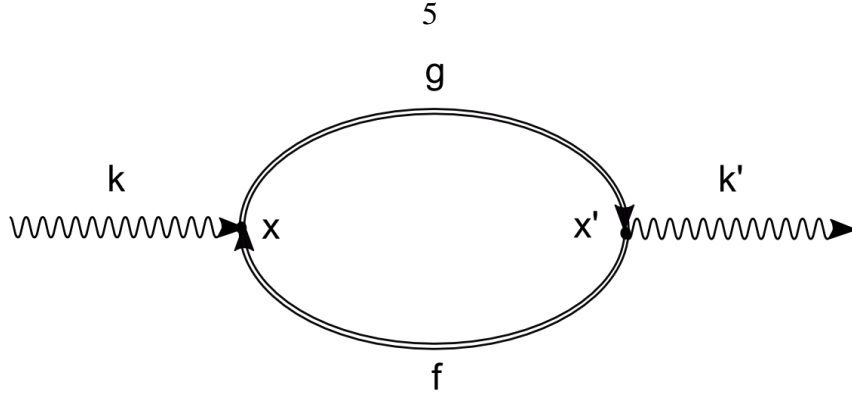


Рис. 1. Діаграма Фейнмана процесу розповсюдження фотона в магнітному полі з послідовним народженням та анігіляцією електрон-позитронної пари.

Розглянуто без втрати загальності система відліку, в якій відсутня повздовжня компонента імпульсу початкового фотона по відношенню до напрямку магнітного поля:

$$k_z = 0, \quad (1)$$

оскільки перетворення Лоренца вздовж магнітного поля не змінюють саме поле.

Відомо, що амплітуда даного процесу має розбіжність. Тому була проведена процедура регуляризації або перенормування. Для цього використано метод регуляризації Боголюбова, згідно якого знаменник у виразі для функції Гріна можна записати так:

$$\left(g_0^2 - E_g^2 + i\varepsilon\right)^{-1} \rightarrow \left(g_0^2 - E_g^2 + i\varepsilon\right)^{-1} - \left(g_0^2 - E_g^2 - M^2 + m^2 + i\varepsilon\right)^{-1}, \quad (2)$$

де  $M$  – додаткова маса, яка прямує до нескінченності при знятті регуляризації,  $\varepsilon$  – мала додатна величина.

Після проведення процедури регуляризації, загальна амплітуда процесу визначається формулою

$$S_{fi} = i \frac{8\pi^3 e^2 h m^2 \delta^4(k - k')}{V \omega} \times \sum_{n_g, n_f=0}^{\infty} \int_0^1 d\zeta \left[ a - \frac{b}{2} \ln \left| \frac{m^2 \zeta (1 - \zeta)}{\omega^2 (\zeta - \zeta_1)(\zeta - \zeta_2)} \right| - \frac{m^2}{\omega^2} \frac{c(\zeta)}{(\zeta - \zeta_1)(\zeta - \zeta_2) - i \frac{\varepsilon}{\omega^2}} \right], \quad (3)$$

де введені такі позначення:

$$a = e_1 e_2 \left( J_{n_f, n_g}^2 + J_{n_f-1, n_g-1}^2 \right) + T_1^- T_2^+ \left( J_{n_f-1, n_g}^2 + J_{n_f, n_g-1}^2 \right),$$

$$b = 2 T_1^- T_2^+ \left( J_{n_f-1, n_g}^2 + J_{n_f, n_g-1}^2 \right),$$

$$c(\zeta) = a + 4 e_1 e_2 h \sqrt{n_g n_f} J_{n_f, n_g} J_{n_f-1, n_g-1} + a(1 + 2n_f h) + 2 h a N_- \zeta,$$

$$\zeta_{1,2} = \frac{1}{2} - \frac{m^2}{\omega^2} h N_- \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{m^2} \left( \frac{\omega^2}{m^2} - 4[1 + N_+ h] \right) + 4 h^2 N_-^2},$$

$h$  – магнітне поле в одиницях критичного поля Швінгера  $H_c = m^2 c^3 / e \hbar$ ,  $e_{1,2}$  –  $z$ -компоненти векторів поляризації фотонів,  $N_{\pm} = n_g \pm n_f$ ,  $n_{g,f}$  – номери рівнів Ландау

відповідних частинок,  $T_{1,2}^{\pm}$  – функції, які визначають поляризаційні властивості, функції  $J_{n_f, n_g}$  є характерними для задач КЕД в магнітному полі,  $\omega$  – частота початкового фотона.

У параграфі 2.2 розглянуто резонансний випадок, коли віртуальні частинки виходять на масову поверхню. Процес другого порядку за постійною тонкої структури розпадається на два процеси першого порядку: народження та анігіляцію електрон-позитронної пари. Діаграма Фейнмана резонансного процесу зображена на рис. 2. При цьому два полюси першого порядку у виразі для амплітуди (3) співпадають між собою:

$$\zeta_1 = \zeta_2 = \zeta_{res}. \quad (4)$$

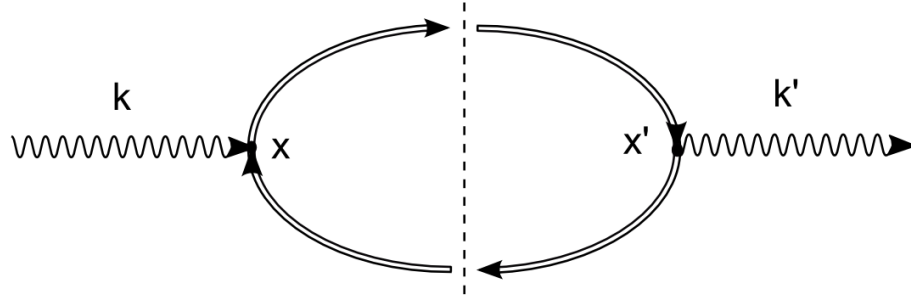


Рис. 2. Резонансна діаграма Фейнмана процесу розповсюдження фотона в магнітному полі.

Виходячи з умови резонансу (4), частота фотона має такий вигляд:

$$\omega_{res} = m \left( \sqrt{1 + 2n_g h} + \sqrt{1 + 2n_f h} \right). \quad (5)$$

З виразу (5) видно, що резонансна частота фотона є сумою енергій електрона та позитрона на фіксованих рівнях Ландау  $n_g$  та  $n_f$  за відсутності повздовжнього імпульсу відносно магнітного поля.

Було також застосовано ультраквантове наближення або наближення низьких рівнів Ландау:

$$n_{g,f} \sim 1, \quad h n_{g,f} \ll 1. \quad (6)$$

Такі умови виконуються, коли величина напруженості магнітного поля наближається до критичного значення  $H_c$ .

Слід зазначити, що для процесу проходження фотона з послідовним народженням та анігіляцією електрон-позитронної пари в присутності магнітного поля виконується оптична теорема, другими словами ймовірність народження електрон-позитронної пари одним фотоном визначається уявною частиною амплітуди досліджуваного процесу. У випадку неполяризованого фотона, оптична теорема має вигляд:

$$W_{pair} = -\frac{2\Gamma}{\sqrt{m\delta\omega}} \text{Im} S_{fi}^{res}, \quad (7)$$

де  $W_{pair}$  – ймовірність фотонародження електрон-позитронної пари в магнітному полі,  $\delta\omega$  – відстройка від порогу процесу народження пари одним фотоном.



Підкреслимо, що відстройка у виразі (7) прямує до нуля, коли електрон-позитронна пара народжується на фіксованих рівнях Ландау з відсутніми повздовжніми імпульсами.

У відповідності з добре відомими правилами КЕД, диференційну ймовірність в резонансі можна записати з лінійною точністю по  $h$  у вигляді:

$$W_{res} = \frac{\pi h^2 m^4 e^4}{2^5 \Gamma^2} T \delta(\omega - \omega') J^4 \times \left\{ (1 + \xi_3)(1 + \xi_3') \left[ 1 + (N_+ - 2n_g n_f) h \right] + (\xi_1 \xi_1' + \xi_2 \xi_2') N_+ h \right\} \quad (8)$$

де  $T$  – час,  $\xi_{1,2,3}$  – параметри Стокса фотона (штрихом позначені параметри кінцевого фотона).

З формули (8) видно, що резонансна ймовірність процесу суттєво залежить від поляризації початкового фотона, зокрема у випадку нормальної лінійної поляризації ( $\xi_3 = -1$ ) ймовірність (8) дорівнює нулю і необхідно у цьому випадку враховувати доданки з більш високою точністю по малому параметру  $h$ . На рис. 3 показано залежність безрозмірної ймовірності процесу від магнітного поля в одиницях критичного поля для різних значень поляризації початкового фотона.

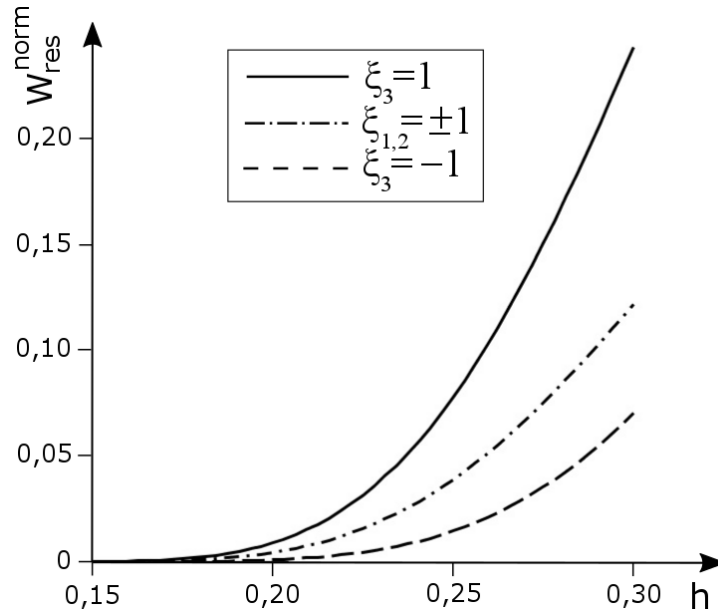


Рис. 3. Залежність ймовірності процесу від магнітного поля в одиницях критичного поля Швінгера ( $n_g = 2$ ,  $n_f = 1$ ).

В параграфі 2.3 знайдено ймовірність нерезонансного процесу, коли частота початкового фотона:

$$\omega = \omega_{res} + \kappa m h, \quad (9)$$

де  $\kappa$  належить інтервалу  $(0,1)$ .

Враховуючи (9), ймовірність у першому неznикаючому наближенні по  $h$  можна записати:

$$W_{nres} = \frac{\pi h m^2 e^4 T \delta(\omega - \omega')}{2^{11} \kappa} J^4 (1 + \xi_3)(1 + \xi_3'). \quad (10)$$

Тоді для відношення між резонансною та нерезонансною ймовірностями процесу справедливе таке співвідношення:

$$\frac{W_{res}}{W_{nres}} = \frac{144\kappa}{e^4 h^3}. \quad (11)$$

З виразу (11) слідує, що ймовірність резонансного процесу суттєво більша від ймовірності в нерезонансному випадку. Наприклад, коли  $h=0.1$  та  $\kappa=0.1$  маємо  $W_{res}/W_{nres} \sim 10^8$ .

У параграфі 2.4 визначено поляризацію кінцевого фотона:

$$\xi'_3 = 1, \quad \xi'_1 = \frac{\xi_1}{1 + \xi_3} N_+ h, \quad \xi'_2 = \frac{\xi_2}{1 + \xi_3} N_+ h. \quad (12)$$

Виходячи з (12) кінцевий фотон майже завжди аномально лінійно поляризований за винятком випадку, коли  $\xi_3 = -1$ . Також слід зазначити, що степінь поляризації у цьому випадку наближено рівна одиниці, тому кінцевий фотон повністю поляризований. У випадку ( $\xi_3 = -1$ ) кінцевий фотон нормально лінійно поляризований ( $\xi'_3 = -1$ ). Виходячи з вище наведеного, вакуум в магнітному полі перестає бути активним середовищем для фотона, коли  $\xi_3 = \pm 1$ , тобто він розповсюджується без зміни своєї поляризації.

У третьому розділі “Резонансе двофотонне народження електрон-позитронної пари в сильному магнітному полі” проведено дослідження резонансного процесу народження пари двома фотонами на збудженні рівні Ландау для довільно поляризованих частинок.

У параграфі 3.1 знайдено загальну амплітуду процесу народження електрон-позитронної пари двома фотонами в магнітному полі. На рис. 4 зображені діаграми Фейнмана даного процесу.

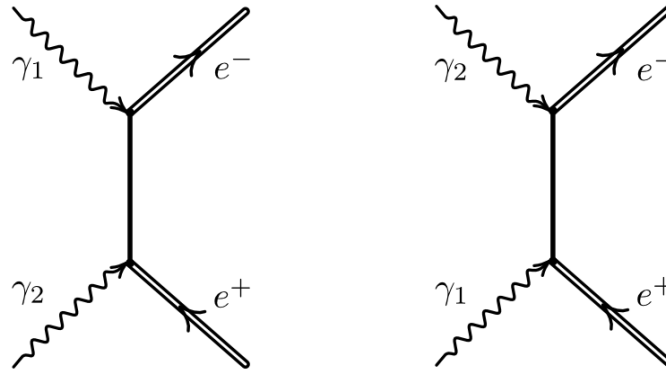


Рис. 4. Діаграми Фейнмана процесу народження електрон-позитронної пари двома фотонами.

У параграфі 3.2 проведено дослідження кінематики та знайдені резонансні умови процесу. Отримано за допомогою функції  $f(p) = \omega - E_e - E_p$  поріг процесу:

$$\omega_{tr}^2 - k_{tr}^2 = (\tilde{m}_e + \tilde{m}_p)^2, \quad (13)$$

де  $\tilde{m}_{e,p} = m\sqrt{1 + 2l_{e,p}h}$ .

На рис. (5, 6) зображені функції  $f(p)/m$  для різних кутів першого та другого фотонів по відношенню до магнітного поля. Як видно з рис. 6, процес народження електрон-позитронної пари неможливий, коли обидва фотони рухаються в одному напрямку вздовж магнітного поля.

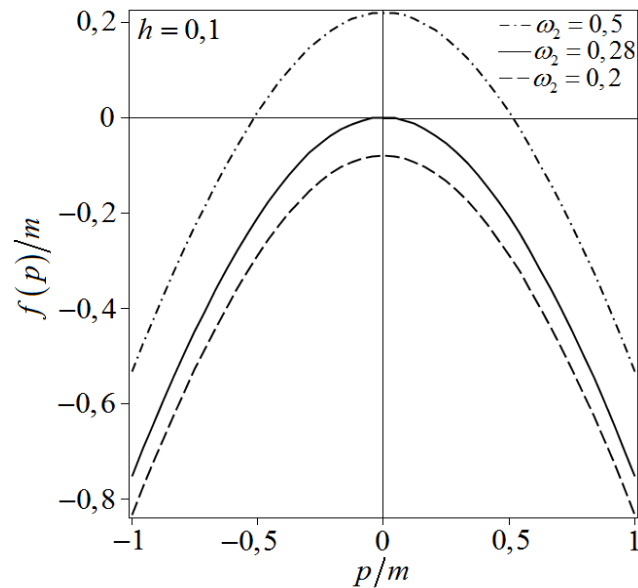


Рис. 5. Залежність функції  $f(p)/m$  від імпульсу електрона для номерів рівнів Ландау  $l_e = 2$ ,  $l_p = 1$ , частоти першого фотона в одиницях маси електрона  $\omega_1 = 2$  та  $\theta_{1,2} = \pi/2$ .

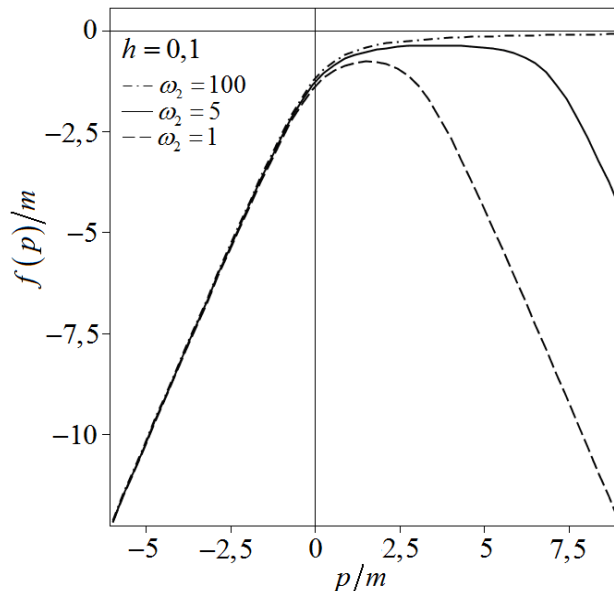


Рис. 6. Залежність функції  $f(p)/m$  від імпульсу електрона для номерів рівнів Ландау  $l_e = 2$ ,  $l_p = 1$ , частота першого фотона в одиницях маси електрона  $\omega_1 = 2$  та  $\theta_{1,2} = 0$ .

Без втрати загальності обрано систему відліку, де відсутній сумарний поздовжній імпульс фотонів:

$$k_{1z} + k_{2z} = 0. \quad (14)$$

Тоді порогова умова (13) спрощується і приймає вигляд

$$\omega_{tr} = \tilde{m}_e + \tilde{m}_p. \quad (15)$$

Якщо ж частоти перевищують порогове значення, то імпульс електрона у вказаній системі відліку визначається як

$$p_{ez} = \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{4} - m^2 \left[ 1 + h(l_e + l_p) \right] + \frac{m^4 h^2}{\omega^2} (l_e - l_p)^2}. \quad (16)$$

Даний процес розглянуто в ультраквантовому, або LLL-наближенні (Lowest Landau Levels), коли виконуються умови

$$l_{e,p} \sim 1, \quad h l_{e,p} \ll 1. \quad (17)$$

Тоді значення імпульсу електрона за умови, що вістрійка від порогу процесу  $\delta\omega \leq mh$ , можна наближено записати:

$$p_{ez} = \pm \sqrt{m\delta\omega}. \quad (18)$$

Перебіг процесу набуває резонансного характеру, коли віртуальний електрон займає деякий рівень Ландау, а його енергія та імпульс задовольняють звичайному релятивістському співвідношенню в магнітному полі:

$$E_n = \sqrt{m^2 + g_z^2 + 2nh}. \quad (19)$$

При цьому в одному з доданків суми в функції Гріна з'являється полюс, і внеском інших доданків можна знехтувати.

Таким чином, умовою резонансу є рівність нулю знаменника в пропагаторі віртуальної частинки. Для першої діаграми умова резонансного перебігу процесу має вигляд:

$$g_0^2 - E_n^2 = 0, \quad (20)$$

а величини  $g_0$ ,  $g_z$  визначаються згідно законів збереження енергії та імпульсу в вершинах діаграми.

Даний процес було розглянуто в області де відсутня інтерференція діаграм Фейнмана, коли результуюча енергія однієї з частинок пари менша за енергію м'якого фотона, а віртуальною частинкою є електрон. При цьому в найнижчому незникаючому наближенні по малому параметру  $h$  резонансні частоти дорівнюють

$$\begin{aligned} \omega_1^{res} &\approx mh(l_e - n_g), \\ \omega_2^{res} &\approx 2m + mh(l_p + n_g) + \delta\omega. \end{aligned} \quad (21)$$

Як відомо, в резонансі процес другого порядку за постійною тонкої структури може бути зображений як послідовність процесів першого порядку, в даному випадку однофотонного народження пари та абсорбції фотона в магнітному полі. З рівнянь (21) випливає, що один з фотонів (у даному випадку другий) утворює пару і повинен мати енергію, що перевищує поріг однофотонного народження. Інший фотон (перший) поглинається електроном, і його частота повинна дорівнювати енергії переходу між рівнями Ландау.

Як видно з рівнянь (21), в найнижчому наближенні резонансні частоти не залежать від кутів падіння фотонів. Щоб дослідити таку залежність, необхідно врахувати наступну поправку за малим параметром задачі  $h$ .

Відповідний розрахунок дає наступний результат:

$$\omega_1^{res} \approx mh(l_p - n_g) \left( 1 \pm u_1 \sqrt{\frac{\delta\omega}{m}} \right), \quad (22)$$

$$\omega_2^{res} \approx 2m + mh(l_e + n_g) + \delta\omega \mp mh(l_e - n_g) u_1 \sqrt{\frac{\delta\omega}{m}}.$$

Зазначимо, що в резонансі жорсткий фотон направлений майже перпендикулярно магнітному полю внаслідок вибору системи відліку (14), а також значної різниці в енергіях фотонів,  $\omega_2^{res} \gg \omega_1^{res}$ . Враховуючи (14) та (21), маємо:

$$\cos \theta_2 \approx -\frac{hN}{2} \cos \theta_1. \quad (23)$$

Знак перед косинусом полярного кута в  $\omega_1^{res}$  співпадає зі знаком поздовжнього імпульсу електрона (16). Таким чином, в резонансі поза межами області інтерференції напрям поздовжнього руху утворених частинок може бути заданий вибором кутів падіння та частот фотонів.

В частинному випадку  $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$ , тобто коли фотони поширюються перпендикулярно магнітному полю, можна одержати просту формулу для резонансної частоти і для випадку довільної відстройки частот від порогу реакції,  $\delta\omega \geq m$ . Тоді з точністю до  $o(h^2)$  можна записати:

$$\omega_1^{res} = \frac{2mh(l_e - n_g)}{(2 + \delta\omega)^3} \left[ 4 + 4\delta\omega + \delta\omega^2 - h(l_p + l_e)\delta\omega - 2h(l_e + n_g) \right]. \quad (24)$$

На рис. (7, 8) наведено графіки точних залежностей резонансної частоти м'якого фотона від полярного кута та відстройки від порогу  $\delta\omega$ , одержані чисельно як графіки неявно заданої функції  $g_0(\omega_1, u_1, \delta\omega) - E_n(\omega_1, u_1, \delta\omega) = 0$ .

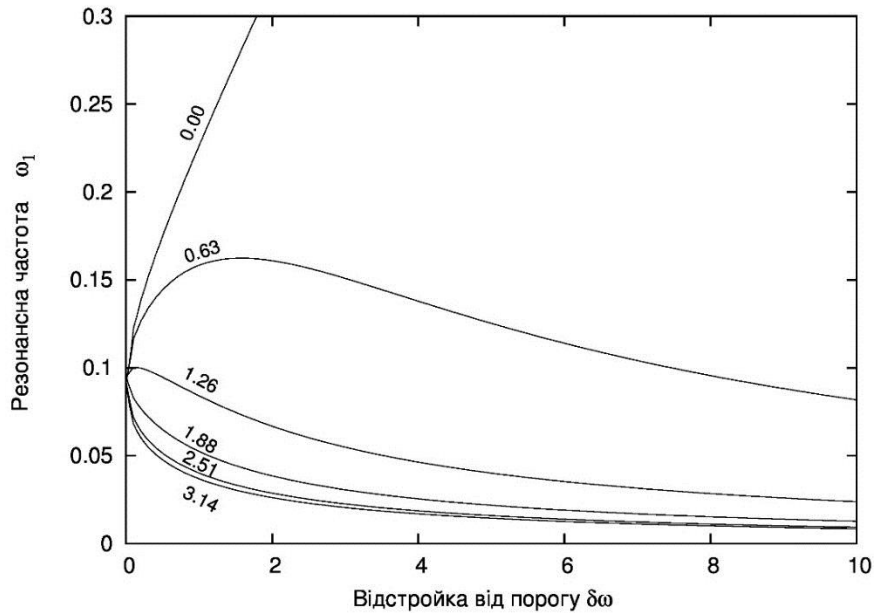


Рис. 7. Точна залежність резонансної частоти м'якого фотону  $\omega_1$  від відстройки частот від порогу процесу  $\delta\omega$  для різних значень кута  $\theta_1$ . Напруженість магнітного поля  $h = 0.1$ .

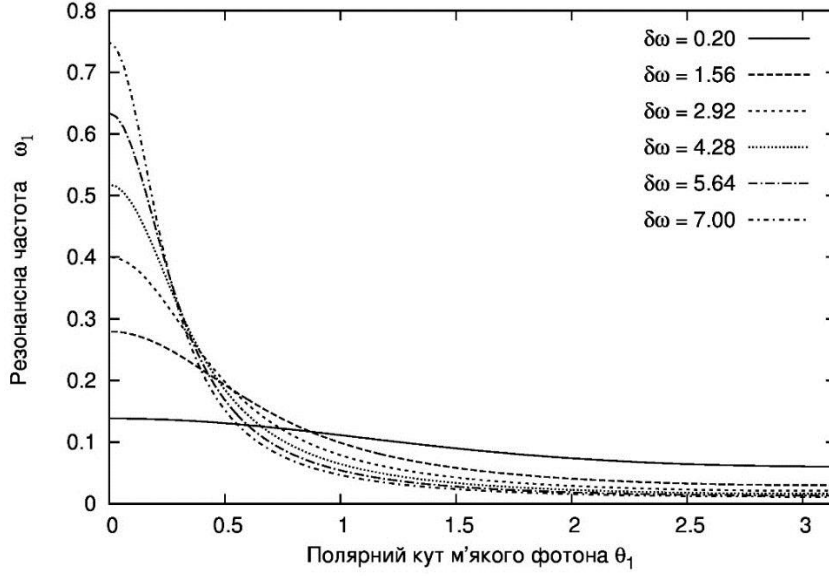


Рис. 8. Точна кутова залежність резонансної частоти м'якого фотону  $\omega_1$  для різних значень відстройки частот від порогу процесу  $\delta\omega$ . Напруженість магнітного поля  $h = 0.1$ .

У параграфі 3.3 знайдено повний резонансний переріз процесу двофотонного народження електрон-позитронної пари в сильному магнітному полі з урахуванням спінів та поляризацій частинок:

$$\sigma_{+-} = \sigma_0(1 + \Xi_3) \left[ 1 + u^2 + 2u\xi_2 - s^2\xi_3 \right], \quad (25)$$

$$\sigma_{--} = \sigma_0 \frac{h}{2l_e} (1 - \Xi_3) \left[ 1 + u^2 + 2u\xi_2 - s^2\xi_3 \right], \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{++} = \sigma_0 \frac{hl_e}{2} \{ & (N^2\Xi_+ + n^2\Xi_-)(1 + u^2 + 2u\xi_2) + (N^2\Xi_+ - n^2\Xi_-)\xi_3s^2 + \\ & + 2Nn\Xi_2(2u + (1 + u^2)\xi_2) - 2Nn\Xi_1\xi_1s^2 \}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\sigma_{+-} = \sigma_0 \frac{h^2l_p}{4l_e} (1 - \Xi_3) \left[ 1 + u^2 + 2u\xi_2 + s^2\xi_3 \right], \quad (28)$$

де  $\Xi_{\pm} = 1 \pm \Xi_3$ ,

$$\begin{aligned} \sigma_0 = \frac{\alpha^2\pi}{m^2} \sqrt{\frac{m}{\delta\omega}} \left( \frac{m}{\Gamma} \right)^2 \frac{e^{-q_2} q_1^N q_2^{l^++n}}{s^2(1 - \cos\chi)} \frac{l_e! / l_p!}{N(N!n!)^2}, \\ u = \cos\theta_1, \quad s = \sin\theta_1, \end{aligned} \quad (29)$$

$N = l_e - n$ , великими літерами  $\Xi$  позначено параметри Стокса жорсткого фотону, малими літерами  $\xi$  – м'якого (резонансного) фотону, перший індекс в (25)-(28) позначає знак проекції спіну електрона, другий – позитрона.

Як видно з формул (25)-(28), переріз є найбільшим за порядком величини для народження пари з проекціями спінів  $s_{ez} = -1/2$ ,  $s_{pz} = +1/2$ . Даний спіновий стан відповідає мінімальній енергії магнітних моментів частинок в магнітному полі.

Зміна проекції спіну кожної частинки відповідно зменшує переріз на один порядок за малим параметром  $h$ .

Слід відмітити сильну залежність перерізу від поляризації жорсткого фотона. Зокрема, для нормальної лінійної поляризації ( $\Xi_3 = -1$ ) формула (25) дає  $\sigma_{\pm} = 0$ . Зауважимо, однак, що для коректного порівняння перерізу  $\sigma_{\pm}$  з іншими випадками необхідно проводити його розрахунок з поправками порядку  $h$  та  $h^2$ . У випадку лінійної поляризації фотонів вирази (25)-(28) симетричні відносно значення полярного кута  $\theta_1 = \pi/2$ . На рис. 9 зображено графіки залежності резонансного перерізу процесу народження  $e^-e^+$  пари від напруженості магнітного поля.

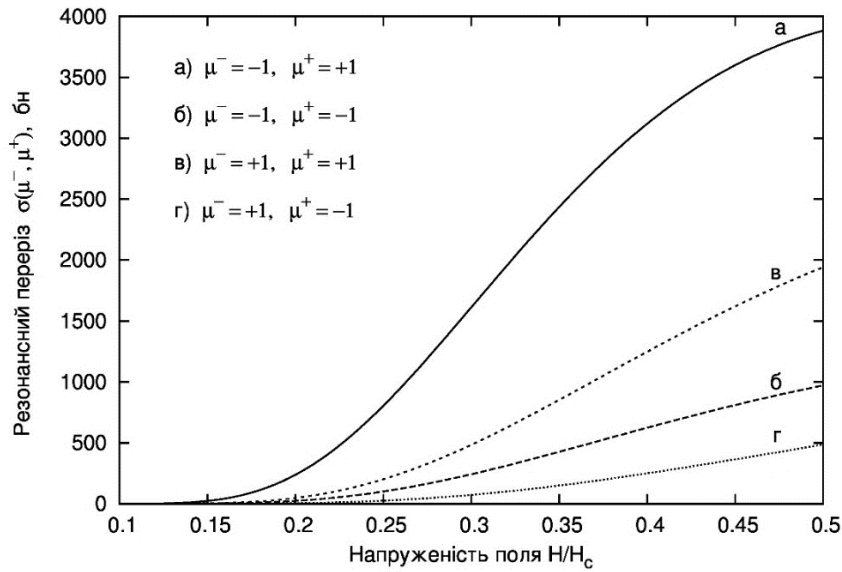


Рис. 9. Залежність перерізу народження пари на рівні Ландау  $l_e = 2, l_p = 1$  від напруженості поля в одиницях критичного  $H_c = 4.41 \cdot 10^{13}$  Гс. Неполаризовані фотони,  $\omega_1 = 2\omega_H, \delta\omega = \omega_H$ .

У параграфі 3.4 проведене порівняння  $1\gamma$  та резонансного  $2\gamma$  процесів у присутності магнітного поля значення, якого характерні для магнітосфери пульсарів.

Утворення електрон-позитронних пар фотонами в сильному магнітному полі є важливим елементом в моделях пульсарів, оскільки присутність в магнітосфері електрон-позитронної плазми вважається необхідною умовою генерації випромінювання. Вважається, що основним механізмом генерації такої плазми є однофотонний процес  $\gamma \rightarrow e^- + e^+$ , оскільки довжина вільного пробігу для двофотонного процесу зазвичай значно перевищує відповідну довжину для однофотонного.

Проте необхідно зазначити, що раніше не бралась до уваги можливість резонансного перебігу процесу другого порядку в зовнішньому магнітному полі. В резонансі переріз процесу значно зростає і його ефективність може бути порівняною з ефективністю однофотонного процесу. Таким чином, народження пари двома

фотонами може зробити істотний внесок в генерацію плазми в магнітосфері пульсару.

Одержані вирази (25)-(28) дозволяють провести оцінку можливої ролі резонансного двофотонного процесу. Згідно відомих моделей, біля поверхні нейтронної зірки присутні паралельні електричне та магнітне поля. Електричне поле прискорює початкові частинки атмосфери, які продовжують рухатися вздовж силових ліній магнітного поля і випромінюють гама-кванти з характерною енергією:

$$E_\gamma \sim \frac{1}{R} \left( \frac{E}{m} \right)^3 \quad (30)$$

де  $R$  – радіус кривизни траєкторії. Механізм магнітодрейфового випромінювання цілком подібний до синхротронного випромінювання.

Під час поширення гама-кванту у викривленому магнітному полі нейтронної зірки кут з силовою лінією поступово збільшується, доки не буде виконуватися умова народження пари. Вторинні частинки народжуються на ненульових рівнях Ландау і випромінювані ними синхрофотони здатні самі утворювати пари. В результаті виникає каскадне збільшення числа вторинних частинок (рис. 10).

Можна знайти кількість пар  $\nu_{2\gamma}$ , які утворюються в одиницю часу жорстким фотоном частотою  $\omega_2 \approx 2m + \delta\omega$ , що рухається в магнітосфері з магнітним полем напруженістю  $h$  та концентрацією вторинних фотонів  $n_\gamma$  у вигляді:

$$\nu_{2\gamma} = n_\gamma \sigma (1 - \cos \chi), \quad (31)$$

де  $\sigma$  визначається підсумовуванням виразів (25)-(28) за проєкціями спінів частинок. Для зручності вважається, що фотони неполяризовані і поширюються перпендикулярно магнітному полю, а вторинні мають частоту  $\omega_1 = m\hbar$ . Номера рівнів Ландау беруться рівними  $l^- = 1$ ,  $n = l^+ = 0$ . Тоді

$$\nu_{2\gamma} = n_\gamma \frac{\alpha^2 \pi \hbar}{2m^2} e^{-\frac{2}{h}} \sqrt{\frac{m}{\Gamma}} \left( \frac{m}{\Gamma} \right)^2. \quad (32)$$

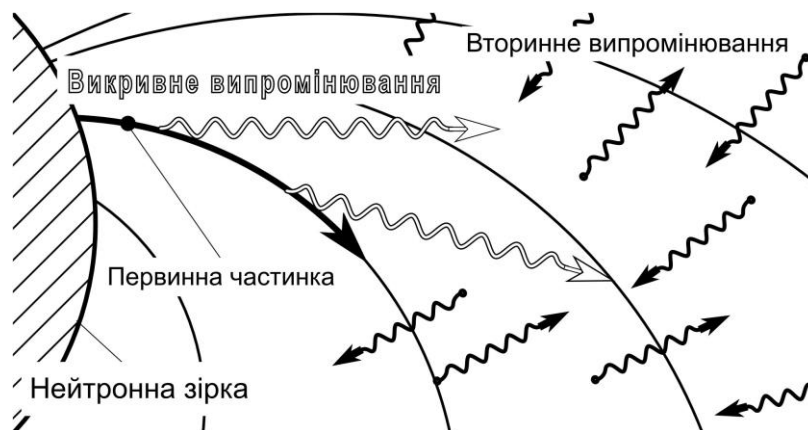


Рис. 10. Механізм генерації  $e^- e^+$  плазми в магнітосфері пульсару. Жорсткі викривні (магнітодрейфові) фотони поширюються в магнітосфері, заповненій вторинним синхротронним випромінюванням.

Радіаційна ширина становить при цьому



$$\Gamma \approx \frac{2}{3} \alpha m h^2. \quad (33)$$

Відповідна величина  $\nu_{1\gamma}$  для однофотонного процесу має вигляд:

$$\nu_{1\gamma} \approx \frac{\alpha m h}{4 \sqrt{\delta\omega / m}} e^{\frac{2}{h}}. \quad (34)$$

Приймаючи для оцінки  $\delta\omega \sim mh$ , знаходимо, що двофотонний процес домінує, коли концентрація вторинних фотонів в магнітосфері перевищує критичне значення

$$n_{\gamma c} = \frac{2}{9\pi} \frac{\alpha h^4}{\tilde{\lambda}_c^3}, \quad (35)$$

де  $\tilde{\lambda}_c$  – комптонівська довжина хвилі електрона. В магнітному полі напруженістю  $h = 0.1$  критична концентрація складає  $n_{\gamma c} \sim 10^{24} \text{ см}^{-3}$ . Зазначимо, що дане значення критичної концентрації та її сильна залежність від напруженості поля узгоджуються з чисельними розрахунками, проведеними в попередніх роботах [2\*].

**У четвертому розділі** “Втрати енергії антипротона в електронному газі з урахуванням другого борнівського наближення” проведено дослідження взаємодії зарядженої частинки з електронним газом методами квантової теорії поля.

У параграфі 4.1 розглянуто перше борнівське наближення в задачі проходження зарядженої частинки крізь електронний газ. При цьому втрати енергії визначаються:

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\omega_{pe}^2 q^2}{V} \ln \frac{2mV^2}{\hbar\omega_{pe}}. \quad (36)$$

Як видно з (36) вираз для втрат енергії не містить феноменологічних параметрів як у випадку теорії парних зіткнень та в методі фізики плазми (діелектрична модель) [3\*]. Також слід підкреслити, що втрати енергії не залежать від знаку заряду зовнішньої частинки.

У параграфі 4.2 досліджено поляризаційний оператор та знайдено електричну сприйнятливість замагніченого електронного газу з врахуванням анізотропії температури методами квантової теорії поля.

Знайдено, що електрична сприйнятливість має вигляд:

$$\chi(\omega, \vec{k}, T) = \chi(\omega, \vec{k}, 0) + AT_{\parallel} + BT_{\perp} + C, \quad (37)$$

де

$$\begin{aligned} \chi(\omega, \vec{k}, 0) &= -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \left( \frac{k_z^2}{\omega^2} + \frac{k_{\perp}^2}{\omega^2 - \eta^2} \right), \quad A = -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \frac{k_z^2}{m} \left( \frac{3k_z^2}{\omega^4} + k_{\perp}^2 \frac{3\omega^2 + \eta^2}{(\omega^2 - \eta^2)^3} \right), \\ B &= -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \frac{k_{\perp}^2}{m} \left( \frac{3k_{\perp}^2}{(\omega^2 - 4\eta^2)(\omega^2 - \eta^2)} + \frac{k_z^2}{\omega^2} \frac{3\omega^2 - \eta^2}{(\omega^2 - \eta^2)^2} \right), \\ C &= -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \left( \frac{3\hbar k_{\perp}^4 k_z^2 T_{\perp}}{8m^2 \omega^2 \eta^3} + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^4 k_z^2}{8m^2 \omega^2 \eta^2} + \frac{\hbar^2 k_z^6}{4m^2 \omega^4} + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2 k_z^4}{4m^2} \frac{3\omega^2 + \eta^2}{(\omega^2 - \eta^2)^3} \right). \end{aligned}$$

Показано, що вираз (37) добре узгоджується в граничних випадках (без магнітного поля, ізотропний розподіл та інші) з добре відомими виразами з фізики плазми.

У параграфі 4.3 розглянуто наближення великих переданих імпульсів в рамках першого борнівського наближення.

У цьому наближенні ймовірність процесу можна записати так:

$$W_{\vec{k}}^{(0)} = 2\pi V_{\vec{k}}^2 \Phi_0(\vec{k}, \omega), \quad (38)$$

де

$$\Phi_0(\vec{k}, \omega) = \frac{\text{Im} K_0(\vec{k}, \omega)}{\pi(1 - e^{-\beta\omega})}. \quad (39)$$

Двочастинкова корельована функція Гріна для системи невзаємодіючих між собою електронів має вигляд:

$$K_0(1, 2) = i\Theta(t) \langle \psi_1^+ \psi_1 \psi_2^+ \psi_2 - \psi_1^+ \psi_1 \psi_2^+ \psi_2 \rangle_0. \quad (40)$$

Тут  $\langle \dots \rangle_0$  позначає усереднення по системі електронів з гамільтоніаном  $H_0 = \sum_{\vec{p}} \varepsilon_{\vec{p}} a_{\vec{p}}^+ a_{\vec{p}}$ . На рис. 11 схематично зображена функція Гріна (40).

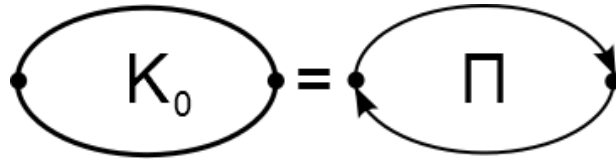


Рис. 11. Діаграма Фейнмана для функції Гріна  $K_0(\vec{k}, \omega)$ .

Ймовірність процесу у цьому випадку можна переписати у такому вигляді:

$$W_{\vec{k}}^{(0)} = \frac{2V_{\vec{k}}^2}{1 - e^{-\beta\omega}} \text{Im} \Pi(\vec{k}, \omega). \quad (41)$$

Також з виразу (41) видно, що виконується у даному наближенні оптична теорема, тобто ймовірність досліджуваного процесу визначається уявною частиною поляризаційного оператора, так само як і у процесах квантової електродинаміки, зокрема у процесі розповсюдження фотона з послідовним народженням та анігіляцією електрон-позитронної пари у присутності магнітного поля. На рис. 12 зображено оптичну теорему для даного процесу.

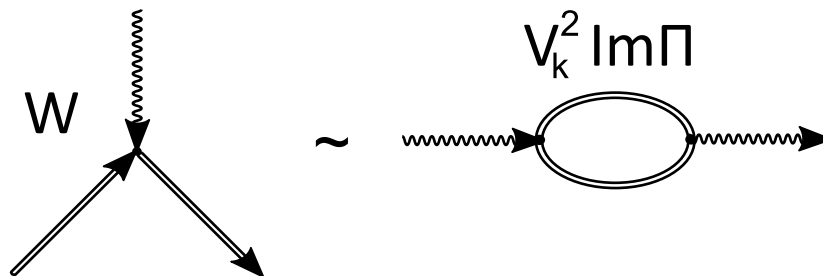


Рис. 12. Оптична теорема для процесу проходження зарядженої частинки крізь електронний газ.

Після перетворень, вираз для втрат енергії зарядженої частинки в області близьких зіткнень для випадку швидкої частинки має вигляд:

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\omega_{pe}^2 q^2}{V} \ln \frac{2V}{k_{tr}}. \quad (42)$$

Вираз (42) узгоджується з попередніми роботами [4\*, 5\*], але він отриманий значно простішим методом, який не потребує складного математичного апарату та дає можливість отримати аналітичні вирази для ймовірності досліджуваного процесу з врахуванням другого борнівського наближення.

У параграфі 4.4 розглянуто проходження антипротону крізь електронний газ з врахуванням другого борнівського наближення.

Розглянуто в наближенні великих переданих імпульсів (усереднення проводиться по системі невзаємодіючих електронів) поправку до ймовірності процесу, яка враховує залежність від знаку заряду зовнішньої зарядженої частинки, яка має вигляд

$$W_{2,\vec{k}}^{(0)} = 4V_{\vec{k}} \int \frac{d^3k'}{(2\pi)^3} V_{\vec{k}'} V_{\vec{k}-\vec{k}'} \text{Im} G_0(\vec{k}, \vec{k}', \omega, \omega'). \quad (43)$$

На рис. 13 зображено схематично тричастинкова функція Гріна  $G_0(\vec{k}, \vec{k}', \omega, \omega')$ .

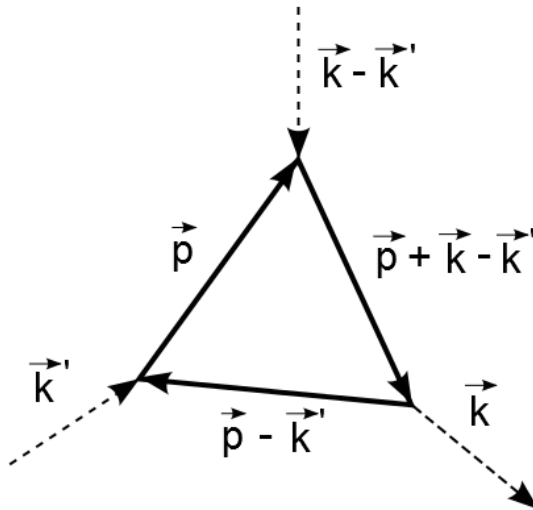


Рис.13. Тричастинкова функція Гріна

Тоді враховуючи (43) можна записати таке співвідношення:

$$\frac{W_{2,\vec{k}}^{(0)}}{W_{1,\vec{k}}^{(0)}} = \frac{q}{\sqrt{2\pi V}} \text{erfi}[\delta(x-a)]. \quad (44)$$

З виразу (44) видно, що відношення ймовірностей пропорційне малому параметру задачі  $\alpha = qe/\hbar V$ .

Знайдено також поправку до втрат енергії антипротона пов'язану з другим наближенням:

$$-\frac{d\varepsilon^{(2)}}{dt} \approx \pm \frac{\omega_{pe}^2}{V} \frac{\alpha}{\pi\delta}, \quad (45)$$

де знак + відповідає поправці для антипротонів, а знак – для протонів.

В логарифмічному наближенні для достатньо швидкої частинки ( $\delta^2 \gg 1$ ) можна отримати таке співвідношення:

$$-\frac{d\varepsilon^{(2)}}{dt} \approx \pm \frac{\alpha}{\pi\delta} \left( -\frac{d\varepsilon^{(1)}}{dt} \right). \quad (46)$$

## ВИСНОВКИ

В результаті проведеної роботи з метою побудови теорії резонансних ефектів при розповсюдженні фотонів в сильному магнітному полі можна зробити наступні висновки:

1. Вперше побудовано релятивістську теорію резонансного розповсюдження поляризованого фотона з послідовним народженням та анігіляцією електрон-позитронної пари у присутності сильного магнітного поля. Досліджено зміну поляризації фотона у резонансному та нерезонансному випадках та показано, що у більшості випадках фотон має аномальну лінійну поляризацію ( $\xi'_3 = 1$ ). Винятком є випадок нормальної лінійної поляризації початкового фотона ( $\xi_3 = -1$ ), коли він розповсюджується без зміни своєї поляризації. Таким чином, вакуум в магнітному полі не проявляє оптичної активності, коли поляризація початкового фотона  $\xi_3 = \pm 1$ .
2. Вперше побудовано теорію резонансного народження електрон-позитронної пари двома фотонами на збудженні рівні Ландау для довільно поляризованих частинок. Показано, що переріз є найбільшим по порядку величини для народженої пари з напрямками спінів  $\mu^- = -1$ ,  $\mu^+ = +1$ , як і у випадку однофотонного народження пари. Зміна проекції спінів кожної частинки на протилежну зменшує переріз на один порядок по малому параметру  $h$ . Також встановлено істотну залежність перерізу від поляризації жорсткого фотона. Зокрема, для нормальної лінійної поляризації  $\Xi_3 = -1$ , переріз процесу наближається до нуля.
3. Вперше показано, що резонансний процес  $2\gamma$  народження пари в магнітосфері пульсара домінує над  $1\gamma$  процесом при концентрації циклотронних фотонів більше  $10^{24} \text{ см}^{-3}$  (характерні значення  $10^{25} \text{ см}^{-3}$ ).
4. Отримано залежність втрат енергії зарядженої частинки в електронному газі від знаку заряду в рамках другого борнівського наближення. Показано, що відношення поправки у другому борнівському наближенні до першого пропорційне малому параметру  $\alpha = qe/\hbar V$ .

## ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

- 1\*. Dikanskii N. S. Influence of the sign of the charge of an ion on the friction force in electron cooling / N. S. Dikanskii, N. K. Kot, V. I. Kudelainen et al. // JETP. –1988. – Vol. 94, №1. – P. 65.
- 2\*. Burns M. L. Pair production rates in mildly relativistic, magnetized plasmas / M. L. Burns, A. K. Harding // The Astrophysical Journal. – 1984. – Vol. 285. – P. 747.

- 3\*. Nersisyan H. B. Interaction Between Charged Particles in a Magnetic Field / H. B. Nersisyan, C. Toepffer, G. Zwicknagel. – Berlin: Springer, 2007. – 187 p.
- 4\*. Ларкин А. И. Прохождение частиц через плазму / А. И. Ларкин // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 37, № 1. – С. 264 – 272.
- 5\*. Ахиезер И. А. К теории взаимодействия заряженной частицы с плазмой в магнитном поле / И. А. Ахиезер // ЖЭТФ. – 1961. – Т. 40, № 3. – С. 954 – 962.

### СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ РОБІТ

1. **Diachenko M. M.** A cascade of e-e+ pair production by a photon with subsequent annihilation to a single photon in a strong magnetic field / M. M. Diachenko, O. P. Novak, R. I. Kholodov // Laser Physics. – 2016. – Vol.26. – P. 066001-1 – 066001-6.
2. **Diachenko M. M.** Pair production in a magnetic and radiation field in a pulsar magnetosphere / M. M. Diachenko, O. P. Novak, R. I. Kholodov // Mod. Phys. Lett. A. – 2015. – Vol.30. – P. 1550111-1 – 1550111-10.
3. **Дяченко М. М.** Резонансное рождение электрон-позитронной пары двумя фотонами на возбужденные уровни Ландау / М. М. Дяченко, О. П. Новак, Р. И. Холодов // ЖЭТФ. – 2015. – 148. – № 5. – С. 931 – 936.
4. **Дяченко М. М.** Порогове резонансне двофотонне народження e-e+ пари в сильному магнітному полі на найнижчі рівні Ландау / М. М. Дяченко, О. П. Новак, Р. І. Холодов // УФЖ. – 2014. – №59. – С. 849 – 855.
5. **Дяченко М. М.** Електрична сприйнятливість замагніченої електронної плазми з урахуванням анізотропії температури в рамках квантової теорії поля / М. М. Дяченко, В. І. Мирошніченко, Р. І. Холодов // Доповіді НАН України. – 2012. – №10. – С. 70 – 76.
6. **Дяченко М. М.** Електрична сприйнятливість замагніченої електронної плазми в лінійному наближенні за температурою / М. М. Дяченко // Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики (СПЕТФ'2012), 19-20 квітня 2012: тези. – Суми, Україна, 2012. – С. 48 – 50.
7. **Diachenko M. M.** Electric susceptibility of magnetized electron plasma in the frame of quantum field theory / M. M. Diachenko // Trans-European School of High Energy Physics – TESHER'2012, 13-20 July 2012: abstract. – Petnica, Serbia, 2012. – P. 183 – 185.
8. **Diachenko M. M.** Energy loss of a charged particle in an electron gas in the second Born approximation / M. M. Diachenko // 12-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Network Modeling (LFNM), 2-4 October 2013: proceedings. – Sudak, Crimea, Ukraine, 2013. – P. 53 – 54.
9. **Дяченко М. М.** Втрати енергії зарядженої частинки в електронному газі методом КТП у другому борнівському наближенні / М. М. Дяченко // Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики (СПЕТФ'2014), 16-17 квітня 2014: тези. – Суми, Україна, 2014. – С. 37 – 41.
10. **Diachenko M. M.** Electron cooling of antiprotons with the second Born approximation / M. M. Diachenko, R. I. Kholodov // 11-th Topical Workshop of the Stored Particles Atomic Physics Research Collaboration, 13-17 October 2014: proceedings. – Worms, Germany, 2014. – P. 5.

11. **Diachenko M. M.** Two photon electron-positron pair production in magnetic field of colliding nuclei / M. M. Diachenko, O. P. Novak, R. I. Kholodov // 11-th Topical Workshop of the Stored Particles Atomic Physics Research Collaboration, 13-17 October 2014: proceedings. – Worms, Germany, 2014. – P. 4.
12. **Дяченко М. М.** Резонансне народження електрон-позитронної пари двома фотонами в сильному магнітному полі / М. М. Дяченко, О. П. Новак, Р. І. Холодов // Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики (СПЕТФ'2015), 15-16 квітня 2015: тези. – Суми, Україна, 2015. – С. 25 – 27.

## АНОТАЦІЯ

**Дяченко М. М. Резонансні ефекти при розповсюдженні фотонів в магнітному полі. – Рукопис.**

Дисертація на здобуття вченого ступеня кандидата фізико-математичних наук за фахом 01.04.02 – теоретична фізика. – Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми, 2016.

Дисертація присвячена теоретичному дослідженню резонансного розповсюдження фотонів у сильному магнітному полі та взаємодії зарядженої частинки з електронним газом методами квантової теорії поля.

Розглянуто резонансне розповсюдження поляризованого фотона з послідовним народженням та анігіляцією електрон-позитронної пари у присутності сильного магнітного поля. Досліджено зміну поляризації фотона у резонансному та нерезонансному випадках та показано, що у більшості випадках фотон має аномальну лінійну поляризацію ( $\xi'_3 = 1$ ). Винятком є нормальна лінійна поляризація початкового фотона ( $\xi_3 = -1$ ), коли фотон розповсюджується без зміни поляризації.

Досліджено резонансне двофотонне народження електрон-позитронної пари у ультраквантовому наближенні для довільно поляризованих частинок. Показано, що переріз є найбільшим по порядку величини для народженої пари з напрямками спінів  $\mu^- = -1$ ,  $\mu^+ = +1$ , як і у випадку однофотонного народження пари. Зміна проекції спінів кожної частинки на протилежну зменшує переріз на один порядок по малому параметру  $h$ .

Проведено порівняння процесів  $1\gamma$  та резонансного  $2\gamma$  народження пари в магнітосфері пульсара. Показано, що другий процес домінує над першим при концентрації циклотронних фотонів більше  $10^{24} \text{ см}^{-3}$ .

В рамках квантово-польового підходу розглянуто проходження зарядженої частинки крізь електронний газ. Отримано залежність втрат енергії зарядженої частинки в електронному газі від знаку заряду з врахуванням другого борнівського наближення. Показано, що відношення поправки у другому борнівському наближенні до першого пропорційна малому параметру  $\alpha = qe/\hbar V$ .

**Ключові слова:** резонанс, магнітне поле, електрон-позитронна пара, квантово-польові методи.

## АННОТАЦИЯ

**Дяченко М. М. Резонансные эффекты при распространении фотонов в магнитном поле. – Рукопись.**

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.02 – теоретическая физика. – Институт прикладной физики НАН Украины, г. Сумы, 2016.

Диссертация посвящена теоретическому исследованию резонансного распространения фотонов в сильном магнитном поле и взаимодействия заряженной частицы с электронным газом методами квантовой теории поля.

Рассмотрено резонансное распространение поляризованного фотона с

последовательным рождением и аннигиляцией электрон-позитронной пары в присутствии сильного магнитного поля. Исследовано изменение поляризации фотона в резонансном и нерезонансном случаях и показано, что в большинстве случаев фотон имеет аномальную линейную поляризацию ( $\xi'_3 = 1$ ). Исключением является случай нормальной линейной поляризации начального фотона ( $\xi_3 = -1$ ), когда фотон распространяется без изменения поляризации.

Исследовано резонансное двухфотонное рождение электрон-позитронной пары в ультраквантовом приближении для произвольно поляризованных частиц. Показано, что сечение является наибольшим по порядку величины для рожденной пары с направлениями спинов  $\mu^- = -1$ ,  $\mu^+ = +1$ , как и в случае однофотонного рождения пары. Изменение проекции спинов каждой частицы на противоположную уменьшает сечение на один порядок по малому параметру  $\hbar$ .

Проведено сравнение  $1\gamma$  и резонансного  $2\gamma$  процессов рождения пары в магнитосфере пульсара. Показано, что второй процесс доминирует над первым при концентрации циклотронных фотонов больше  $10^{24} \text{ см}^{-3}$ .

В рамках квантово-полевого подхода рассмотрено прохождение заряженной частицы через электронный газ. Получена зависимость потерь энергии заряженной частицы в электронном газе от знака заряда с учетом второго борновского приближения. Показано, что отношение поправки во втором борновском приближении к первому пропорционально малому параметру  $\alpha = qe/\hbar V$ .

**Ключевые слова:** резонанс, магнитное поле, электрон-позитронная пара, квантово-полевые методы.

## ABSTRACT

**Diachenko M. M. Resonance effects in the propagation of photons in a magnetic field. – The manuscript.**

Thesis for a candidate degree in physics and mathematics, speciality 01.04.02 – theoretical physics. – Institute of Applied Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Sumy, 2016.

The thesis is devoted to theoretical investigation of resonant photon propagation in a strong magnetic field and interaction of a charged particle with an electron gas by quantum field theory methods.

Resonant propagation of a polarized photon with consecutive creation and annihilation of electron-positron pair in the presence of a strong magnetic field has been considered. Changing the polarization of a photon in a resonant and non-resonant cases has been investigated and it has been shown that in most cases the photon has an anomalous linear polarization ( $\xi'_3 = 1$ ). An exception is the case of the normal linear polarized of initial photon ( $\xi_3 = -1$ ), when the photon propagates without changing the polarization.

The resonant two-photon production of electron-positron pairs in the ultraquantum approximation for arbitrarily polarized particles has been investigated. It has been shown that the cross section is the largest in order of magnitude for spin direction of electron-



positron pair  $\mu^- = -1$ ,  $\mu^+ = +1$ , as in the case of pair production by single photon. Changing the spin projections of each particle to the opposite reduces the cross section in the one order in the small parameter  $h$ .

The comparison between  $1\gamma$  and the resonance  $2\gamma$  processes of pair production in the pulsar magnetosphere has been done. It has been shown that the second process dominates the first at a concentration of the cyclotron photons greater than  $10^{24} \text{ sm}^{-3}$ .

The passage of charged particles through an electron gas has been considered in the frame of quantum field approach. Taking into account the second Born approximation the dependence of the energy loss of a charged particle in the electron gas on the sign of the charge has been found. It has been shown that the ratio of the second correction to the first Born approximation is proportional to the small parameter  $\alpha = qe/\hbar V$ .

**Keywords:** resonance, magnetic field, electron-positron pair, quantum field methods.



Підписано до друку 19.08.2016.  
Формат 60x84/16. Обл.-вид. арк. 1,3.  
Гарнітура Times. Тираж 100 пр. Вид. № 39.

Віддруковано у ВВП «Мрія-1». 40000,  
м. Суми, вул. Кузнечна, 2.  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи:  
серія ДК, № 36 від 19.04.2000.