

МОДЕЛЮВАННЯ НАРОДЖЕННЯ АКсіОНОПОДІБНИХ ЧАСТИНОК В ЕКСПЕРИМЕНТІ SHiP

Я. І. Хохлов^{1,a}, В. М. Горкавенко², П. О. Наказной^{1,b}

¹ Навчально-науковий Фізико-технічний інститут

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Анотація

В роботі розглядається моделювання народження аксіоноподібних частинок в експерименті Cern SHiP з пошуку частинок нової фізики. За результатами моделювання будується функція розподілу народжених аксіонів.

Ключові слова: аксіон, ALP, SHiP, ефект Прімакова

1. Аксіони та аксіоноподібні частинки

Аксіон це гіпотетична легка псевдоскалярна частинка, яка вкрай слабо взаємодіє із звичайною матерією, була запропонована для розв'язання проблеми сильного CP-порушення у квантовій хромодинаміці та, як наслідку, баріонної асиметрії у Всесвіті [1, 2]. Останнім часом з'явилися свідчення про те що вона може слугувати успішним кандидатом для пояснення ефектів темної матерії.

Темна матерія, як відомо (див., наприклад, [3]), вводиться як феноменологічна субстанція, яка проявляє себе виключно за рахунок гравітаційної взаємодії із звичайною (баріонною) речовиною. Прояви її існування різноманітні: від формування кривих обертань галактик, до пояснення анізотропії реліктового випромінювання. До недавня основним кандидатом на її пояснення були, так звані, вимпи – масивні повільні частинки. Однак, моделювання ефекту гравітаційного лінзування на основі вимпової та аксіонної моделей, а також співставлення результатів із спостереженнями квазару HS 0810+2554, свідчить про перевагу гіпотези аксіонів [4]. Інша проблема спостережень, яку принципово дозволяє пояснити аксіонна модель – проблема великого оптичного фону за межами орбіти Плутона. Космічний зонд New Horizons зареєстрував за межами планетарної частини Сонячної системи удвічі більшу яскравість космічного випромінювання в оптичному діапазоні, ніж має бути виходячи з відомих моделей [5]. Ця проблема також знаходить пояснення в аксіонній моделі: надлишок випромінювання утворюється завдяки розпаду аксіонів у потужному магнітному полі [6].

Узагальненням аксіонів є аксіоноподібні частинки (axion-like particle, ALP): легкі псевдоскаляри, для

яких не працює механізм порушення CP-симетрії, однак їх існування впливає з багатьох розширень стандартної моделі [7]. Незважаючи на те, що їх маси будуть значно більші ніж маса аксіонів (сотні MeV проти eV!), вони також можуть розглядатись як кандидати для пояснень темної матерії [8]. Концептуальною перевагою таких частинок, що отримали назву WISPy, полягає у відносній легкості спостережень.

2. Пошук ALP на експерименті SHiP

На майбутньому експерименті SHiP (Search for Hidden Particles) в CERN, який повністю присвячений пошуку нової фізики за межами стандартної моделі, планується пошук ALP [9]. Пучок протонів, що прискорений за допомогою протонного суперсинхротрона SPS (Super Proton Synchrotron) до енергій 400 GeV зупиняється мішенню з молібдену товщиною 120 см. При цьому, внаслідок взаємодії протонів з пучками із ядрами та електронами у мішені, народжується багато частинок (див., наприклад, сайт експерименту), зокрема піони та η - мезони. При розпаді останніх утворюються фотони, які згідно ефекту Прімакова, перебуваючи у магнітному полі ядра, можуть перетворюватись в ALP (див. рис. 1, надалі не розрізнятимемо ALP та аксіони).

Диференціальний переріз народження аксіона обчислюється за формулою [9]:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_a} = -\frac{\alpha g_{a\gamma}^2 4E_a^2 t + m_a^4}{16 t^2} Z^2 F(|t|)^2, \quad (1)$$

де θ_a – кут між напрямками пучка та імпульсу народженого аксіону, $\alpha = 1/137$ – стала тонкої структури, $g_{a\gamma}$ – двохфотонна константа зв'язку, E_a, m_a – енергія аксіона відповідно,

$$t = q^2 = -\frac{m_a^2}{4E_a^2} - p_i^2 + 2E_a p_i \theta_a \cos(\varphi_a - \varphi_\gamma) \quad (2)$$

^ayaroslavhohol21@gmail.com

^bp.nakaznoy@kpi.ua

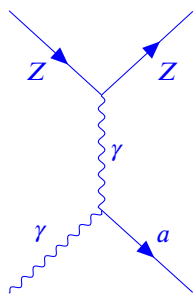


Рис. 1. Діаграма Фейнмана, що відповідає ефекту Примакова

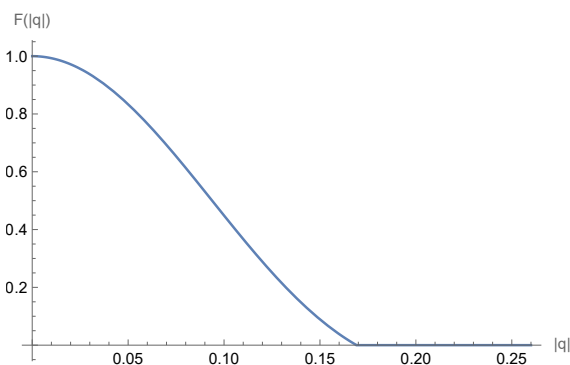


Рис. 2. Форм-фактор Хелма для ядра молібдена

– величина переданого імпульсу ($q \equiv |q| = \sqrt{-t}$), $\varphi_\gamma, \varphi_a$ – полярні кути фотона та аксіона відповідно, p_t – поперечний імпульс фотона, $Z = 42$ – атомний номер молібдену,

$$F(t) = \frac{3j_1(\sqrt{-t}R_1)}{\sqrt{-t}R_1} \exp\left(-\frac{(\sqrt{-t}s)^2}{2}\right) \quad (3)$$

– форм-фактор Хелма для ядра, $j_1(x)$ – сферична функція Бесселя I-ого порядку,

$$R_1 = \sqrt{(1.23A^{1/3} - 0.6)^2 + \frac{7}{3}\pi^2 0.52^2 - 5s^2} \quad (4)$$

– розмір ядра, $A = 96$ – масове число, $s = 0.9$ фм, причому аргумент $j_1(x)$ обираємо меншим за положення її першого нуля $x < x_0 = 4.49$, тобто множимо (3) на функцію Хевісайда $\eta(x_0/R_1 - q)$ (див. рис. 2).

3. Моделювання народження аксіону

Метою роботи було побудувати функцію розподілу аксіону $f_a(E_a, \theta_a)$, що народжується в наведеному експерименті у залежності від його енергії E_a та азимутального кута θ_a . Для цього у програмі RUTHIA було сгенеровано¹ розподіл фотонів, що утворюються при розпаді піонів та η -мезонів, за енергіями та у залежності від аксіального кута θ_γ .

Розрахунки проводились у програмному середовищі Wolfram Mathematica. Інтерполяція та візуалізація сгенерованого розподілу фотонів $f_\gamma(\theta_\gamma, E_\gamma)$

¹Цей розподіл було люб'язно надано членом колаборації SHiP Максимом Овчинниковим

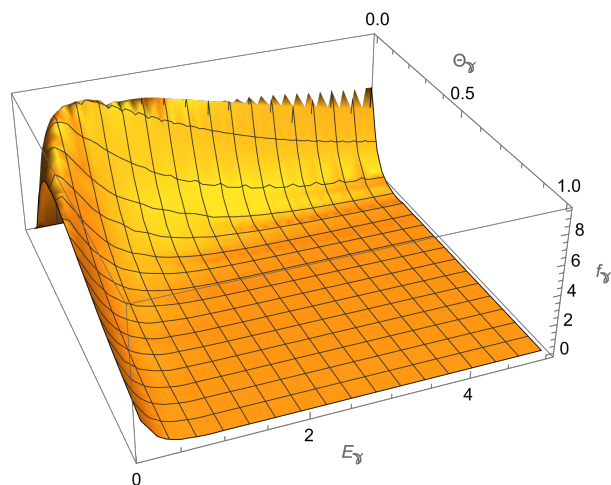


Рис. 3. Функція розподілу фотонів f_γ , що утворюються при розпаді мезонів у залежності від енергії E_γ та аксіального кута θ_γ

свідчить про локалізацію функції розподілу в областях малих кутів та енергій (див. рис. 3). Її чисельне інтегрування узгоджується з експериментальним фактом: при одному протон-протонному зіткненні в експерименті SHiP народжується близько 9 фотонів за рахунок розпаду вторинних π^0, η мезонів.

Для отримання $f_a(E_a, \theta_a)$ усереднимо диференціальний переріз (1) за кутами фотона φ_γ та θ_γ , а також кутом аксіона φ_a (енергія та азимутальний кут аксіона лишаються як параметри!):

$$f(E_a, \theta_a) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} d\varphi_\gamma \int_0^{2\pi} d\varphi_a \int_0^\pi d\theta_\gamma f_\gamma(\theta, E) \frac{d\sigma}{d\cos\theta_a} \quad (5)$$

Інтерполюємо (5). Для цього використаємо початковий розподіл фотонів за енергіями та кутами, в якому вважатимемо що енергія фотона, з якого народжується аксіон, співпадає з енергією утвореного аксіона, а для масиву значень кута θ_a скористаємось стовпцем θ фотона, з якого лишимо значення $\theta_a < 0.25$ із-за обмежень моделі, в якій був отриманий вираз (2). Результатом буде функція розподілу, що візуалізована на рис.4.

4. Обговорення результатів

В роботі розглянуто процес народження аксіонів на експерименті SHiP. Із використанням функції розподілу фотонів, яка є продуктом числової симуляції, отримано функцію розподілу аксіонів, які народжуються при перетворенні фотонів внаслідок ефекту Примакова в аксіон, у залежності від енергії та азимутального кута аксіона. Отримані результати можуть бути використані для налаштування чутливості у майбутньому експерименті SHiP.

Перелік використаних джерел

1. Peccei R. D., Quinn H. R. CP conservation in the presence of pseudoparticles // PhysRevLett. — 1977. — Vol. 38, no. 25. — P. 1440–1443.

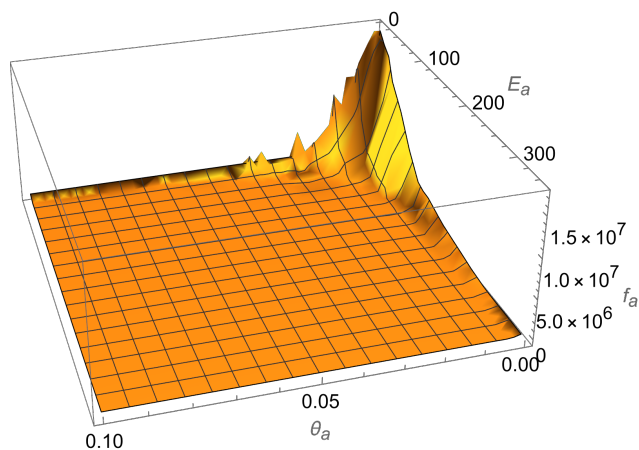


Рис. 4. Графік функції розподілу аксіонів, що народжуються внаслідок ефекту Примакова в магнітному полі ядер молібдену на експерименті SHiP, у залежності від їх енергії та азимутального кута

2. *Peccei R. D., Quinn H. R.* Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles // *Phys. Rev. D.* — 1977. — Vol. 16, no. 6. — P. 1791–1797.
3. *Weinberg S.* *Cosmology.* — OUP. — Oxford University Press, USA, 2008. — 612 p.
4. Einstein rings modulated by wavelike dark matter from anomalies in gravitationally lensed images / A. Amruth [et al.] // *Nature Astronomy.* — 2023.
5. Anomalous Flux in the Cosmic Optical Background Detected with New Horizons Observations / T. R. Lauer [et al.] // *The Astrophysical Journal Letters.* — 2022. — Vol. 927, no. 1. — P. L8.
6. *Bernal J. L., Sato-Polito G., Kamionkowski M.* Cosmic Optical Background Excess, Dark Matter, and Line-Intensity Mapping // *Phys. Rev. Lett.* — 2022. — Vol. 129, issue 23. — P. 231301.
7. *Jaeckel J., Ringwald A.* The Low-Energy Frontier of Particle Physics // *Annual Review of Nuclear and Particle Science.* — 2010. — Vol. 60, no. 1. — P. 405–437.
8. WISPy cold dark matter / P. Arias, D. Cadamuro, M. Goodsell, J. Jaeckel, J. Redondo, A. Ringwald // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics.* — 2012. — Vol. 2012, no. 06. — P. 013–013.
9. ALPtraum: ALP production in proton beam dump experiments / B. Döbrich, J. Jaeckel, F. Kahlhoefer, A. Ringwald, K. Schmidt-Hoberg // *Journal of High Energy Physics.* — 2016. — Vol. 2016, no. 2.