

УДК 539.12; 530.145

Барабаш О. В.¹, к.ф.-м.н., доц.

O. V. Barabash¹, PhD.

Обрахунок перерізу народження BSM бозона в реакції фотонного злиття

Calculation the production cross-section of the BSM boson via photon fusion reaction

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка, 01601, м. Київ, вул. Володимирська 64/13, e-mail: obar@univ.kiev

¹Taras Shevchenko National University of Kyiv, 01601, Kyiv, Volodymyrska st. 64/13, e-mail: obar@univ.kiev

Розглянуто процес народження скалярного BSM (Beyond the Standard Model) бозона (*S*-бозона) в експерименті SHiP (Search for Hidden Particles) на LHC в результаті глибоко-непружного зіткнення зарядженої частинки (електрона або протона) з важким ядром через реакцію фотонного злиття. Обраховано амплітуду та переріз цієї реакції без використання наближення еквівалентних фотонів. Отриманий переріз було проаналізовано для випадку розсіяння протона на ядрі свинцю та порівняно з перерізом народження *S*-бозона при розпаді *Ds* мезону. Було знайдено, що реакція фотонного злиття є ефективною лише при масі *S*-бозона меншій за 0.1 кеВ.

Ключові слова: SHiP, переріз народження, скалярний BSM бозон, реакція фотонного злиття.

The production cross-section of the beyond the standard model (BSM) scalar boson (*S*-boson) have been considered in the article. Scalar boson produced via photon fusion reaction in the deep inelastic scattering of a charged particle (proton or electron) on heavy nucleus of the target. This process is one of the possible mechanisms of BSM boson production at the SHiP (Search for Hidden Particles) experiment at the CERN LHC and may be dominating among others processes due to large nuclear charge. In a low-energy case for which virtual photon wavelength similar or bigger nuclear size one can consider nucleus as an elementary particle with the charge *Z*. Corresponding amplitude is proportional to *Z* and the cross-section proportional to *Z*². Due to this the α_{EM}^2 suppression of the production cross-section is approximately compensated by the charge number factor *Z*². The mass of boson cannot exceed 4 MeV for the incident proton (or less than 80 MeV for electron). We calculated amplitude and the production cross-section of this reaction directly without using equivalent photon approximation. Interaction between photon and neutral boson is described by triangular diagrams with the loop containing all charged leptons, quarks and *W*-bosons. For this interaction we used effective lagrangian. The found cross-section was analyzed for the case of proton scattering on the lead nucleus and compared with the production cross-section in the decay of *Ds* mesons. It was found that the photon fusion reaction becomes effective only with a *S*-boson mass less than 0.1 keV.

Key Words: SHiP, production cross-section, BSM scalar boson, photon fusion reaction.

Статтю представив д.ф.-м.н., проф. Єжов С. М.

Вступ

Розширення стандартної моделі (СМ) можливо в трьох основних напрямках: так звані скалярний, векторний та нейтринний портали [1]. Скалярний сектор моделі включає в себе хігсopodobний бозон (*S*-бозон). В даній роботі розглядається один із можливих каналів народження *S*-бозону при кулонівському розсіянні зарядженої частинки (протона або електрона) на важкому ядрі мішені (для конкретності будемо казати про ядро свинцю).

Якщо імпульс частинки, що налітає малий (в ЛС $E < 100$ МеВ), то віртуальний фотон буде мати довжину хвилі $\lambda > 10^{-14}$ м, що перевищує розміри ядра. При цьому ядро можна розглядати

як одну частинку з зарядом Ze . Амплітуда такого процесу буде пропорційна Z , а переріз Z^2 . Оскільки $Z \approx 100$, то множник Z^2 компенсує малий фактор $(\alpha_{EM})^2$, що з'являється внаслідок взаємодії фотона з зарядженими частинками. В результаті, ця реакція може бути привабливою як перспективний кандидат для пошуку *S*-бозона на LHC. Зазначимо, що маса *S*-бозона повинна бути достатньо малою ($m_s \leq 80$ МеВ, якщо частинка, що налітає, електрон, та $m_s \leq 4$ МеВ для протона).

Ефективний лагранжіан

Переріз народження *S*-бозона будемо обраховувати безпосередньо, без використання наближення еквівалентних фотонів, яке

використовувалось в [2]. Діаграма реакції представлена на Рис. 1. Скрізь по тексту великі літери ($P_{i,f}$, Q , $\Phi_{i,f}$, M та ін.) відповідають ядру, маленькі ($p_{i,f}$, e , $u_{i,f}$, m) – протону.

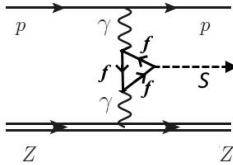


Рис. 1. Діаграма реакції $p + Z \rightarrow p + Z + S$.

Оскільки S -бозон електро-нейтральний, то він безпосередньо не взаємодіє з фотоном. Найпростіший механізм народження S -бозону фотоном – це реакція фотонного злиття (photon fusion), яка описується трикутною діаграмою (Рис.2), де в петлі можуть бути будь-які зарядженні фундаментальні частинки (зарядженні лептони, кварки, W^\pm -бозони).

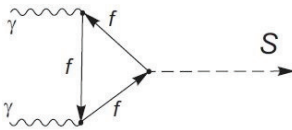


Рис.2. Трикутна діаграма «photon fusion».

Трикутна діаграма вивчалась в роботах [3,4]. Ефективний лагранжіан взаємодії має вигляд

$$\mathcal{L}_{eff} = \theta \chi S F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1)$$

де θ – мала константа (так званий кут змішування), яка характеризує інтенсивність взаємодії S -бозона з частинками стандартної моделі і є невідомим параметром теорії,

$$\chi = \frac{\alpha F(m_S)}{8\pi V_h}$$

$\alpha = 1/137$ – постійна тонкої структури, $V_h = 246$ Гев – енергія хігсівського конденсату, $F(m_S)$ – безрозмірна величина, значення якої залежить від маси S -бозона m_S . Залежність $F(m_S)$

$$S_{fi} = -ie^2 Z \chi \int d^4x d^4y d^4z \langle p_f | \bar{\psi}(x) \gamma^\mu \psi(x) | p_i \rangle \langle P_f | \bar{\Phi}(y) \gamma^\nu \Phi(y) | P_i \rangle \cdot \\ \langle k | S(z) | 0 \rangle \langle 0 | T A_\mu(x) A_\mu(y) F_{\alpha\beta}(z) F^{\alpha\beta}(z) | 0 \rangle \quad (2)$$

Останній множник обраховуємо за теоремою Віка

$$\langle 0 | T A_\mu(x) A_\mu(y) F_{\alpha\beta}(z) F^{\alpha\beta}(z) | 0 \rangle = 2 \langle 0 | T A_\mu(x) F_{\alpha\beta}(z) | 0 \rangle \langle 0 | T A_\nu(y) F^{\alpha\beta}(z) | 0 \rangle$$

Обрахунок згортки $\langle 0 | T A_\mu(x) F_{\alpha\beta}(z) | 0 \rangle$ дає

$$\langle 0 | T A_\mu(x) F_{\alpha\beta}(z) | 0 \rangle = - \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{g_{\mu\alpha} k_\beta - g_{\mu\beta} k_\alpha}{k^2 + i0} e^{-ik(x-z)}$$

Після підстановки цього виразу в (2) та інтегрування по x , y , z , отримуємо

представлена на Рис.3, [5]. Для легких бозонів ($m_S < 80$ МеВ) $F \approx 10$. В результаті, для константи χ отримуємо значення $\chi = 1.18 \cdot 10^{-5} \text{ Гев}^{-1}$

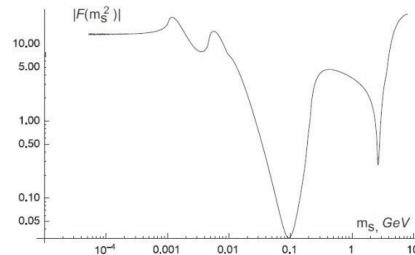


Рис.3. Залежність параметра F від маси S -бозона.

В наближенні (1) діаграма процесу (Рис. 1) зводиться до діаграми, зображеної на Рис. 4.

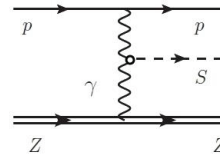


Рис.4. Ефективна діаграма народження S -бозона.

Кружок на діаграмі позначає ефективну взаємодію, що дається лагранжіаном (1).

Обрахунок амплітуди

Амплітуда народження S -бозону дається матричним елементом

$$S_{fi} = \langle P_f p_f k | T e^{i \int \mathcal{L}_{int} d^4x} | P_i p_i \rangle$$

де

$$\mathcal{L}_{int} = -e A_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi - Z e A_\mu \bar{\Phi} \gamma^\mu \Phi - \chi \theta S F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

В найнижчому порядку теорії збурень (якому відповідає діаграма на Рис. 4), маємо

$$S_{fi} = -i(2\pi)^4 4e^2 Z\chi \frac{\delta(P_f + p_f + k - P_i - p_i) (\bar{u}_f \gamma^\mu u_i) (\bar{U}_f \gamma^\nu U_i)}{\Pi \sqrt{2V\varepsilon_i} \Pi \sqrt{2V\varepsilon_f} (\Delta p)^2 (\Delta P)^2} G_{\mu\nu}$$

де $G_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\Delta p \Delta P) - \Delta p_\nu \Delta P_\mu$, $\Delta p = p_f - p_i$, $\Delta P = P_f - P_i$. Відповідно, для інваріантної амплітуди \mathcal{M}_{fi} знаходимо вираз

$$\mathcal{M}_{fi} = -4e^2 Z\chi \frac{(\bar{u}_f \gamma^\mu u_i) (\bar{U}_f \gamma^\nu U_i)}{(\Delta p)^2 (\Delta P)^2} G_{\mu\nu}$$

Переріз розсіяння в СЦМ дається формулою

$$d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{|\mathcal{M}_{fi}|^2}{32E_{tot}|p_i|} d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 da d\cos\beta d\gamma \quad (3)$$

де $\varepsilon_{1,2}$ – енергії будь-яких двох кінцевих частинок в СЦМ, α, β, γ – кути Ейлера, що задають орієнтацію трикутника імпульсів кінцевих частинок, E_{tot} та $|p_i|$ – повна енергія в СЦМ та початковий імпульс протона.

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}_{fi}}|^2 = & \frac{128e^4 Z^2 \chi^2}{(\Delta p)^4 (\Delta P)^4} [(\Delta p \Delta P)^2 ((p_i p_i)(p_f p_f) + (p_i p_f)(p_f p_i)) + 2(\Delta p p_i)(\Delta p p_f)(p_i \Delta P)(p_f \Delta P) - \\ & - (\Delta p \Delta P)((\Delta p p_f)(p_i p_i)(p_f \Delta P) + (\Delta p p_i)(p_i p_f)(p_f \Delta P) + (\Delta p p_f)(p_f p_i)(p_i \Delta P) + (\Delta p p_i)(p_f p_f)(p_i \Delta P)) \\ & - a((\Delta p \Delta P)^2 M^2 + (\Delta P)^2 (\Delta p p_i)(\Delta p p_f)) - A((\Delta p \Delta P)^2 m^2 + (\Delta p)^2 (\Delta p p_i)(\Delta p p_f)) + aA((\Delta p \Delta P) + \\ & + \frac{1}{2}(\Delta p)^2 (\Delta P)^2)] \end{aligned} \quad (5)$$

Аналіз отриманого результату

Проаналізуємо отриманий результат для випадку, коли в якості частинки, що налігає, береться протон. В цьому випадку протон має бути нерелятивістським (в ЛС $v_p < 0.02 c$). Зробимо оцінку виразу (5). Найбільш просто обрахунки проводити в ЛС. З усіх доданків в квадратних дужках в (5) лідоючими є перші два, що пропорційні $(\Delta p \Delta P)^2$. Ці доданки дають

$$2m^6 M^2 (\Delta \vec{v})^4 \quad (6)$$

де $\Delta \vec{v} = \vec{v}_f - \vec{v}_i$ – зміна швидкості протона в ЛС. Усі інші доданки мають порядок $m^6 M^2 (\Delta \vec{v})^6$, $m^6 M^2 (\Delta \vec{v})^8$, $m^6 M^2 (\Delta \vec{v})^8$, $m^8 (\Delta \vec{v})^6$ та $m^8 (\Delta \vec{v})^8$ і принаймні на три порядки менші за (6). В результаті, для амплітуди (5) будемо мати

$$|\overline{\mathcal{M}_{fi}}|^2 = \frac{64e^4 Z^2 \chi^2 m^2}{E_\pi^2}$$

де E_π – енергія ядра після реакції в ЛС.

Формула (3) приймає вигляд

$$d\sigma = \sigma_0 \frac{m^2}{2M|p_i|} \frac{d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 d\cos\beta}{E_\pi^2} \quad (7)$$

де ми виконали інтегрування по кутах α, γ та ввели позначення

$$\sigma_0 = \frac{e^4 Z^2 \chi^2}{2\pi^3} = 3.2 \cdot 10^{-13} \theta^2 \text{ mbarn}$$

Оскільки всі частинки, що приймають участь в реакції не поляризовані, а поляризація кінцевих частинок не фіксується, то вираз для амплітуди переходу треба усереднити по поляризаціях. Це зводиться до заміни $|\mathcal{M}_{fi}|^2 \rightarrow \overline{|\mathcal{M}_{fi}|^2}$, де

$$\overline{|\mathcal{M}_{fi}|^2} = \frac{64e^4 Z^2 \chi^2}{(\Delta p)^4 (\Delta P)^4} (p_i^\mu p_f^\alpha + p_f^\mu p_i^\alpha - a g^{\mu\nu}) \cdot (p_i^\nu p_f^\beta + p_f^\nu p_i^\beta - A g^{\nu\beta}) G_{\mu\nu} G_{\alpha\beta} \quad (4)$$

та введені позначення

$$a = (p_i p_f) - m^2, A = (P_i P_f) - M^2,$$

m та M – маси протона та ядра відповідно. Для подальшого застосування наведемо явний вигляд виразу (4) після обрахунку усіх згорток

Чисельне значення σ_0 пораховано для ядра свинцю ($Z = 82$).

Формула (7) записана в СЦМ. В якості змінних інтегрування $\varepsilon_{1,2}$ виберемо кінцеві кінетичні енергії протона (ε) та ядра (E). Для проведення інтегрування потрібно вираз для E_π (в ЛС) переписати через змінні в СЦМ (ε та E). Зв'язок між ними

$$E_\pi = E + \sqrt{4 \frac{m}{M} E \varepsilon_i \cos\beta} + \frac{m}{M} \varepsilon_i, \quad (8)$$

де E – енергія ядра після зіткнення в СЦМ, ε_i – повна кінетична енергія зіткнення в СЦМ (яка, фактично, співпадає з енергією початкового протона в ЛС), β – кут між напрямками швидкості початкового протона та кінцевого ядра. Після підстановки виразу (8) в (7) та інтегрування по $\cos\beta$ для повного перерізу отримуємо значення

$$\sigma = \sigma_0 \frac{m^2}{M|p_i|} \iint \frac{d\varepsilon dE}{\left(\frac{m}{M} \varepsilon_i - E\right)^2}$$

Область інтегрування в змінних (ε, E) має дуже складний вигляд. Тому для оцінки перерізу σ зверху будемо інтегрувати по прямокутнику

$$\begin{aligned} & [\varepsilon_{\min}, \varepsilon_{\max}] \times [E_{\min}, E_{\max}] \\ & = [0, \varepsilon_i - m_s] \times [0, (\varepsilon_i - m_s) \frac{m}{M}] \end{aligned}$$

Виконавши інтегрування, отримуємо

$$\sigma(pZ \rightarrow S) \leq \sigma_0 \sqrt{\frac{m}{2\varepsilon_i}} \frac{(1-x)^2}{x} =$$

$$= 3.5 \cdot 10^{-12} \theta^2 \frac{(1-x)^2}{x} \text{ mbarn} \quad (9)$$

де $x = \frac{m_S}{\varepsilon_i}$.

Порівняння з перерізами інших реакцій

Якщо маса S -бозона менша за 2 GeV, то найбільш перспективним вважається процес народження S -бозона при розпаді D_s мезону. Діаграма цього процесу представлена на Рис. 4.

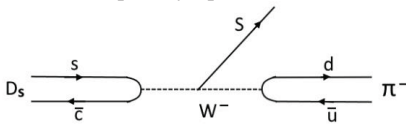


Рис.4. Народження S -бозона при розпаді D_s мезону.

Амплітуда цієї реакції дорівнює

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{G_F \sqrt{2}}{2V_h} \theta f_D f_\pi^* M_D^2 V_{cs} V_{ud}^* \left(1 - \left(\frac{m_S}{M_D} \right)^2 \right) \quad (10)$$

де $f_D = 133$ MeV та $f_\pi = 252$ MeV – константи розпаду D_s та π мезонів; $V_{cs} = 0.995$ та $V_{ud} = 0.974$ – коефіцієнти матриці Кабіббо-Кобаяші-Маскава; $M_D = 1969$ MeV – маса D_s мезону.

Ширина розпаду дається формулою

$$\Gamma = \frac{|\mathcal{M}_{fi}|^2}{16\pi M_D} \quad (11)$$

Список використаних джерел

1. Alekhin S. et al., A facility to Search for Hidden Particles at the CERN SPS: the SHiP physics case, Rept. Prog. Phys. 79 (2016) 124201 [1504.04855].
2. Budnev V.M., Ginzburg I.F., Meledin G.V., Serbo V.G., The two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. Phys. Rept. 15 (1975) 181 [INSPIRE].
3. Bezrukov F., Gorbunov D., Light inflaton Hunter's Guide, JHEP 05 (2010) 010 [0912.0390].
4. Spira M., Higgs Boson Production and Decay at Hadron Colliders, Prog. Part. Nucl. Phys. 95 (2017) 98 [1612.07651].
5. Boiarska I. et al., Phenomenology of GeV scale scalar portal. JHEP 11 (2019) 162.

Підставляючи (10) в (11) отримуємо для шуканої ширини розпаду значення

$$\Gamma_{D \rightarrow S} = 1.797 \cdot 10^{-19} \theta^2 \text{ GeV}$$

Враховуючи, що час життя D_s мезону $\tau(D) = 5 \cdot 10^{-13}$ с знаходимо парціальну ширину розпаду

$$\mathcal{R} = \frac{\Gamma_{D \rightarrow S}}{\Gamma_{tot}} = 1.38 \cdot 10^{-7} \theta^2$$

Щоб знайти повний переріз народження S -бозона треба помножити знайдену величину \mathcal{R} на повний переріз народження D_s мезона на енергіях LHC, який становить 0.7 mbarn. Таким чином

$$\sigma(D \rightarrow S) = 9.56 \cdot 10^{-8} \theta^2 \text{ mbarn} \quad (12)$$

Порівняння (12) з (9) показує, що процес народження S -бозона в реакції фотонного злиття може конкурувати з реакцією $pp \rightarrow S$ лише для дуже легкого S -бозона, маса якого менша за 0.1 кеВ. Якщо ж $m_S \approx 1$ MeV, то

$$\frac{\sigma(pZ \rightarrow S)}{\sigma(D \rightarrow S)} \leq 0.8 \cdot 10^{-4}.$$

Висновки

Переріз народження S -бозона в реакції фотонного злиття при розсіянні протона на важкому ядрі (свинець) стає порівняним з перерізом народження при розпаді D_s мезону лише при масах S -бозона менших за 0.1 кеВ.

References

1. ALEKHIN, S. et al. (2016) *A facility to Search for Hidden Particles at the CERN SPS: the SHiP physics case*, Rept. Prog. Phys. 79 124201 [1504.04855].
2. BUDNEV, V., et al. (1975) *The two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation*. Phys. Rept. 15, 181 [INSPIRE].
3. BEZRUKOV, F., GORBUNOV D. (2010) *Light inflaton Hunter's Guide*, JHEP 05 010 [0912.0390].
4. SPIRA, M. (2017) *Higgs Boson Production and Decay at Hadron Colliders*, Prog. Part. Nucl. Phys. 95, 98 [1612.07651].
5. BOIARSKA, I. et al. (2019) *Phenomenology of GeV scale scalar portal*. JHEP 11, 162.

Надійшла до редколегії 01.02.2019