

РОЖДЕНИЕ МЮОНОВ В УПРУГОМ ПРОТОН-ПРОТОННОМ РАССЕЙНИИ НА БАК

*Е. К. Каркарьян*¹

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Представлено вычисление упругой части сечения рассеяния $pp \rightarrow pp(\gamma\gamma) \rightarrow pp\mu^+\mu^-$. Аналитические формулы получены в рамках метода спиральных амплитуд. Интегрирование дифференциального сечения с учетом экспериментальных ограничений выполнено численно.

The calculation of the elastic part of the cross section $pp \rightarrow pp(\gamma\gamma) \rightarrow pp\mu^+\mu^-$ is presented. Analytical formulas are obtained within the framework of the equivalent photon approximation. Integration of the differential cross section with the experimental cuts imposed is performed numerically.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

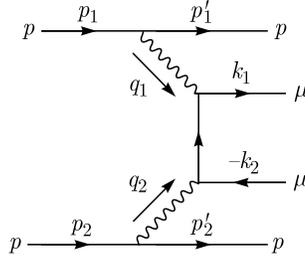
ВВЕДЕНИЕ

Основной задачей вновь запущенного Большого адронного коллайдера (БАК) является поиск новой физики на рекордно высоких энергиях ($\sqrt{s} = 13,5$ ТэВ). В связи с измерениями, проведенными коллаборацией Фермилаб и подтвердившими отклонение теоретического значения аномального магнитного момента мюона от экспериментального на уровне 4σ [1], представляет интерес исследовать взаимодействие мюонов при высоких энергиях, что позволит поставить ограничения на параметры возможных новых частиц [2]. Такие процессы с рождением пар мюонов с большой инвариантной массой происходят на БАК в ультрапериферических столкновениях протонов. Недавно проведенное ATLAS исследование подобной реакции $pp \rightarrow pp(\gamma\gamma) \rightarrow pp\mu^+\mu^-$, в которой один из протонов рассеивается вперед, позволяет сравнить результаты теоретических вычислений с экспериментальными данными коллаборации. В данной работе будут выведены аналитические формулы для упругой части сечения процесса $pp \rightarrow pp(\gamma\gamma) \rightarrow pp\mu^+\mu^-$ с использованием развиваемого подхода разложения амплитуд рассеяния по поляризациям. Значения сечения с учетом экспериментальных ограничений будут получены путем численного интегрирования.

¹E-mail: karkaryan@bk.ru

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ СЕЧЕНИЯ $pp \rightarrow pp(\gamma\gamma) \rightarrow pp\mu^+\mu^-$

При упругом рассеянии сталкивающиеся протоны остаются целыми. Это означает, что испускаемые фотоны должны обладать малой виртуальностью $q^2 \approx 0$, т.е. быть почти реальными. Диаграмма Фейнмана, описывающая данный процесс, в лидирующем порядке представлена на рисунке.



Рождение мюонной пары в фотон-фотонном столкновении

Здесь p_1, p'_1 и p_2, p'_2 — импульсы сталкивающихся протонов до и после столкновения соответственно q_1 и q_2 — импульсы испускаемых при столкновении фотонов, k_1 и k_2 — импульсы рождающихся мюонов. Следуя работе [4], квадрат амплитуды рассеяния для данной диаграммы можно написать в следующем виде:

$$|T|^2 \sim \rho_1^{\mu\alpha} \rho_2^{\nu\beta} M_{\mu\nu} M_{\alpha\beta}^*, \tag{1}$$

где $|T|^2$ — квадрат амплитуды процесса $pp \rightarrow pp(\gamma\gamma) \rightarrow pp\mu\mu$; $\rho_1^{\mu\alpha}$ и $\rho_2^{\nu\beta}$ — матрицы плотности фотонов q_1 и q_2 соответственно; $M_{\mu\nu}$ — амплитуда процесса $\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$, в котором сталкивающиеся фотоны обладают фиксированной поляризацией. Таким образом, полная амплитуда рассеяния может быть разложена на фотонную «мягкую» часть (фотоны обладают малой виртуальностью) и «жесткую» часть, описывающую рождение мюонной пары. Подобное разложение позволяет выделить вклад каждой поляризации в полную амплитуду и сделать вычисления более удобными. Так как фотоны являются квазиреальными, то вкладом от продольных поляризаций можно пренебречь. Тогда вклад в полную амплитуду дают только поперечные поляризации, и матрица плотности i -го фотона может быть представлена в виде

$$\rho_i^{\mu\nu} = \sum_{a,b} [e_i^\mu(a)]^* e_i^\nu(b) \rho_i^{ab}, \quad a, b = \pm 1, \tag{2}$$

где $e_i^\mu(a)$ — вектор поляризации i -го фотона, а коэффициенты ρ_i^{ab} есть матрицы плотности i -го фотона в спиральном представлении. Подставляя разложение (2) в (1), получим квадрат полной амплитуды рассеяния в спиральном базисе. Для полного сечения рассеяния имеем

$$d\sigma_{pp \rightarrow pp(\gamma\gamma) \rightarrow pp\mu\mu} \sim \sum \rho_1^{aa} \rho_2^{bb} \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-}^{ab} dV, \tag{3}$$

где dV — фазовый объем протонов в конечном состоянии, а

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu}^{ab} \sim \int |e_1(a)e_2(b)M_{ab}|^2 d\Gamma, \tag{4}$$

где $d\Gamma$ — фазовый объем мюонной пары. В сумму по поляризациям фотонов входят только элементы $|M_{++}|^2$, $|M_{--}|^2$, $|M_{+-}|^2$, $|M_{-+}|^2$. Независимыми являются только два: $|M_{++}|^2$ и $|M_{+-}|^2$ (остальные получаются P -преобразованием из данных). Вычисляя $|M_{+-}|^2$ по стандартным фейнмановским правилам, имеем

$$|M_{+-}|^2 = e^4(k_1 e_1)(k_2 e_2) \left(\frac{1}{k_1 q_1} + \frac{1}{k_1 q_2} \right)^2 [(k_1 e_1)(k_2 e_2) + (k_2 e_1)(k_1 e_2) - (k_1 k_2) - m^2], \quad (5)$$

где m — масса мюона. Раскрывая скалярные произведения в системе отсчета, связанной со сталкивающимися фотонами, имеем

$$|M_{+-}|^2 = \frac{8e^4 v^2 \sin^2 \theta [v^2 + (2 - v^2) \cos^2 \theta]}{(1 - v^2 \cos^2 \theta)^2}, \quad (6)$$

где $v^2 = 1 - 4m^2/W^2$ — квадрат скорости мюона; θ — угол между направлением вылета мюона и сталкивающимся фотоном в системе сталкивающихся фотонов; W^2 — квадрат инвариантной массы мюонной пары. Аналогичным образом получим выражение для $|M_{++}|^2$:

$$|M_{++}|^2 = 2e^4 \left[\frac{v^2 \sin^2 \theta (1 - v^2 + (1 - v^2 \cos^2 \theta)^2) + 2(1 - v^2)}{(1 - v \cos \theta)^2} - 2 \frac{v^4 \sin^4 \theta}{1 - v^2 \cos^2 \theta} + \frac{v^2 \sin^2 \theta (1 - v^2 + (1 + v \cos \theta)^2) + 2(1 - v^2)}{(1 + v \cos \theta)^2} \right]. \quad (7)$$

Выражения для квадратов матричных элементов являются точными. Формулы для матриц плотности в спиральном представлении, которые являются коэффициентами перед соответствующими квадратами амплитуд $|M_{ab}|^2$, имеют следующий вид:

$$\rho_1^{++} = \rho_1^{--} = 2 \frac{E^2}{\omega_1^2}, \quad (8)$$

$$\rho_2^{++} = \rho_2^{--} = 2 \frac{E^2}{\omega_2^2}, \quad (9)$$

где $E = \sqrt{s} = 6,5$ ТэВ — энергия каждого из сталкивающихся протонов в лабораторной системе отсчета; ω_1, ω_2 — энергии фотонов, испускаемых каждым из протонов соответственно. Формулы (8), (9) были получены в ультрарелятивистском пределе.

ЧИСЛЕННОЕ ЗНАЧЕНИЕ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

$$pp \rightarrow pp(\gamma\gamma) \rightarrow pp\mu^+\mu^-$$

Для сравнения с экспериментальным значением, полученным коллаборацией ATLAS, необходимо проинтегрировать формулу для сечения (3) с учетом ограничений, используемых в эксперименте [3]:

- поперечный импульс мюона $p_T > \hat{p}_T = 15$ ГэВ;
- псевдобыстрота мюона $\eta < \hat{\eta} = 2,4$;
- инвариантная масса мюонной пары $20 < W < 70$ ГэВ и $W > 105$ ГэВ;
- ограничение на частоту фотона, при котором протон попадает в передний детектор: $227 < \omega < 520$ ГэВ.

Налагая явно данные ограничения на полное сечение (3) и проводя численное интегрирование, получим

$$\sigma_{pp \rightarrow pp(\gamma\gamma) \rightarrow p\mu\mu p} = 8,6 \text{ фб.} \quad (10)$$

Экспериментальное значение сечения есть

$$\sigma_{pp \rightarrow pp(\gamma\gamma) \rightarrow p\mu\mu p}^{\text{exp.}} = (18 \pm 2) \text{ фб.} \quad (11)$$

Существенное различие между значениями (10) и (11) объясняется тем, что мы не учитывали в данных расчетах неупругую часть сечения рассеяния $pp \rightarrow pp(\gamma\gamma^*) \rightarrow p\mu\mu X$ [5], где γ^* есть существенно виртуальный фотон и так называемый «фактор выживания», который описывает вероятность распада протона при испускании фотона [6]. После учета вышеуказанных факторов полученные формулы приходят в согласие с экспериментальными данными на уровне 2–3 стандартных отклонений [7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были получены аналитические выражения для упругой части сечения рождения мюонов в ультрапериферическом столкновении протонов. Вывод соответствующих формул был проведен в рамках метода разложения амплитуд рассеяния по поляризациям сталкивающихся фотонов. При таком подходе вычисление можно провести путем численного интегрирования без использования метода Монте-Карло. Полученные значения согласуются с данными эксперимента ATLAS. Таким образом, развитый подход может быть успешно применен для исследования подобных процессов на ЛНС и поиска новой физики на высоких и сверхвысоких энергиях.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 19-12-00123-П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Abi B. et al. (Muon g – 2 Collab.).* Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm // *Phys. Rev. Lett.* 2021. V. 126. P. 141801; arXiv:2104.03281 [hep-ex].
2. *Godunov S.I., Novikov V.A., Vysotsky M.I., Zhemchugov E.V.* Dimuon Resonance near 28 GeV and the Muon Anomaly // *JETP Lett.* 2019. V. 109. P. 358; arXiv:1808.02431 [hep-ph].
3. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.).* Observation and Measurement of Forward Proton Scattering in Association with Lepton Pairs Produced via the Photon Fusion Mechanisms at ATLAS // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125. P. 261801; arXiv:2009.14537 [hep-ex].
4. *Dobrovolskaya A., Novikov V.* On Heavy Higgs Boson Production // *Z. Phys. C.* 1991. V. 52. P. 427.

5. Godunov S. I., Karkaryan E. K., Novikov V. A., Rozanov A. N., Vysotsky M. I., Zhemchugov E. V. Forward Proton Scattering in Association with Muon Pair Production via the Photon Fusion Mechanism at the LHC // JETP Lett. 2021. V. 115. P. 59–62; arXiv:2112.01870 [hep-ph].
6. Godunov S. I., Novikov V. A., Rozanov A. N., Vysotsky M. I., Zhemchugov E. V. Production of Heavy Charged Particles in Proton–Proton Ultraperipheral Collisions at the Large Hadron Collider: Survival Factor // JHEP. 2021. V. 2021. P. 234; arXiv:2106.14842 [hep-ph].
7. Godunov S. I., Karkaryan E. K., Novikov V. A., Rozanov A. N., Vysotsky M. I., Zhemchugov E. V. pp Scattering at the LHC with the Lepton Pair Production and One Proton Tagging // Eur. Phys. J. C. 2022. V. 82. P. 1055; arXiv:2207.07157 [hep-ph].

Получено 14 ноября 2022 г.