Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 2, с. 67 – 70 © 2022 г. 25 января

Рождение мюонной пары в слиянии фотонов на БАК, сопровождаемом упругим рассеянием одного из протонов

С. И. Годунов[+1)], *Е. К. Каркарьян*[+], *В. А. Новиков*[+], *А. Н. Розанов*[*×], *М. И. Высоцкий*[+], *Е. В. Жемчугов*[+ 1)]

[+]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*]*Институт теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова, 117218 Москва, Россия*

[×]*Centre de Physique des Particules de Marseille, CPPM, Aix-Marseille Universite, CNRS/IN2P3, F-13288 Marseille, France*

Поступила в редакцию 1 декабря 2021 г.
После переработки 3 декабря 2021 г.
Принята к публикации 3 декабря 2021 г.

Рассматривается рождение лептонной пары промежуточными фотонами в протон-протонном столкновении, при котором один протон рассеивается упруго, а второй создает адронную струю. Представлены полуаналитические формулы, описывающие сечение рождения мюонной пары в этом процессе.

DOI: 10.31857/S123456782202001X

Недавнее измерение магнитного момента мюона в Лаборатории им. Ферми подтвердило отклонение от предсказания Стандартной Модели [1]. Усреднение с предыдущим результатом BNL [2] приводит к расхождению в более чем четыре стандартных отклонения [1]. Если это проявление Новой Физики, то следует ожидать, что на более высоких энергиях отклонения от предсказаний Стандартной Модели во взаимодействиях мюонов будут значительнее. Поскольку ультрапериферические столкновения являются источником очень чистых событий, то с их помощью можно получить ограничения на параметры новых частиц, которые могут быть ответственны за это отклонение (см., например, [3] и [4]).

На Большом Адронном Коллайдере (БАК) мюонные пары рождаются с большой инвариантной массой, и есть шанс увидеть проявление Новой Физики. Следовательно, теоретическое описание этих реакций в Стандартной Модели крайне желательно. Недавно коллаборация ATLAS измерила сечение процесса, в котором рождение мюонной пары сопровождается регистрацией одного из сталкивающихся протонов в переднем детекторе [5]. Здесь мы приводим выражения для полного сечения этой реакции (не учитывая обрезаний на фазовый объем рождаемых частиц, примененных коллаборацией ATLAS). С помощью полученных формул значения сечений могут быть вычислены стандартными методами численного интегрирования (например, предоставленными библиотекой GSL [6]) без использования метода Монте-Карло. Заметим, что численные результаты для этих реакций были недавно опубликованы в статье [7] (см. также [8]).

Основная формула, которая описывает рассматриваемую реакцию, может быть легко получена из выражений, приведенных в обзоре, посвященном рождению частиц в двухфотонных процессах [9]:

$$d\sigma_{pq\to p\mu^+\mu^- q} = \frac{Q_q^2(4\pi\alpha)^2}{(q_1^2)^2(q_2^2)^2}(q_1^2\rho^{(1)}_{\mu\nu})(q_2^2\rho^{(2)}_{\alpha\beta})M_{\mu\alpha}M^*_{\nu\beta}\times$$
$$\times\frac{(2\pi)^4\delta^{(4)}(q_1+q_2-k_1-k_2)d\Gamma}{4\sqrt{(p_1p_2)^2-m_p^4}}\times$$
$$\times\frac{d^3p_1'}{(2\pi)^3 2E_1'}\frac{d^3p_2'}{(2\pi)^3 2E_2'}, \quad (1)$$

где α – это постоянная тонкой структуры, Q_q – электрический заряд кварка q, $\rho^{(1)}_{\mu\nu}$ и $\rho^{(2)}_{\alpha\beta}$ – матрицы плотности фотонов, $M_{\mu\alpha}$ – амплитуда процесса, p_1, p_1', p_2, p_2' – импульсы протона и кварка до и после столкновения (см. рис. 1), k_1 и k_2 – импульсы мюонов, q_1 и q_2 – импульсы фотонов, E_1', E_2' – энергии протона и кварка в конечном состоянии, $d\Gamma$ – фазовый объем мюонной пары, и m_p – масса протона. Для матриц плотности имеем

$$\rho^{(1)}_{\mu\nu} = -\frac{1}{2q_1^2}Sp\{(\hat{p}_1'+m_p)\gamma_\mu(\hat{p}_1+m_p)\gamma_\nu\} =$$
$$= -\left(g_{\mu\nu}-\frac{q_{1\mu}q_{1\nu}}{q_1^2}\right)-\frac{(2p_1-q_1)_\mu(2p_1-q_1)_\nu}{q_1^2}, \quad (2)$$

и аналогичное выражение для $\rho^{(2)}_{\alpha\beta}$.

Для того, чтобы протон остался целым, квадрат передачи импульса $-q_1^2$ должен быть ограничен свер-

[1)]e-mail: sigodunov@lebedev.ru; evgenii.zhemchugov@cern.ch

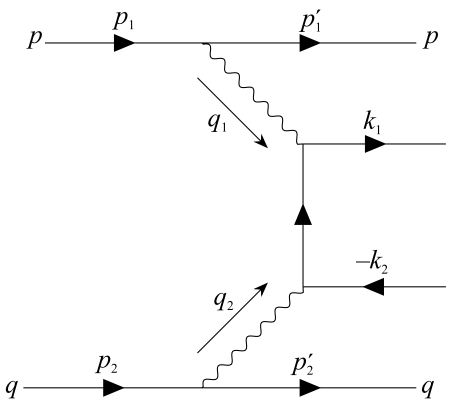

Рис. 1. Механизм рождения мюонной пары в $\gamma\gamma$ столкновении

ху: $-q_1^2 \lesssim \hat{q}^2$, где $\hat{q} \sim \Lambda_{QCD}$. Следуя [10], положим в дальнейших вычислениях $\hat{q} = 200$ МэВ. В этом случае, если энергия, уносимая фотоном, лежит в интервале $0.015E_p < \omega_1 < 0.15E_p$, то протон будет зарегистрирован передним детектором с почти 100 %-й эффективностью [11, 12]. Для кварка величина переданного импульса $-q_2^2$ примерно ограничена значением инвариантной массы мюонной пары W, так как при $-q_2^2 > W^2$ сечение реакции $\gamma\gamma^* \to \mu^+\mu^-$ быстро спадает как $W^2/(-q_2^2)$. Таким образом, фотон с импульсом q_1 испускается квазиупруго и поляризован поперечно, в то время как фотон с импульсом q_2 может иметь также продольную поляризацию[2)].

Наиболее подходящий способ представления матриц плотности $\rho^{(1)}_{\mu\nu}$ и $\rho^{(2)}_{\alpha\beta}$ состоит в введении базиса спиральных состояний виртуальных фотонов. Предположим, что в системе центра инерции сталкивающихся фотонов $q_1 = (\widetilde{\omega}_1, 0, 0, \widetilde{q}_1)$ и $q_2 = (\widetilde{\omega}_2, 0, 0, -\widetilde{q}_1)$. Стандартный набор 4-векторов, ортогональных импульсам q_1 и q_2, есть

$$
\begin{aligned}
e^{(1)}_\mu(+1) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(0,-1,-i,0),\\
e^{(1)}_\mu(-1) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(0,1,-i,0),\\
e^{(1)}_\mu(0) &= \frac{i}{\sqrt{-q_1^2}}(\widetilde{q}_1,0,0,\widetilde{\omega}_1),\\
e^{(2)}_\mu(+1) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(0,1,-i,0), \qquad (3)\\
e^{(2)}_\mu(-1) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(0,-1,-i,0),\\
e^{(2)}_\mu(0) &= \frac{i}{\sqrt{-q_2^2}}(-\widetilde{q}_1,0,0,\widetilde{\omega}_2).
\end{aligned}
$$

Эти 4-векторы соответствуют спиральностям виртуальных фотонов ±1 и 0 в их системе центра инерции. Они образуют подпространство, ортогональное к $q_{1\mu}$ и $q_{2\mu}$ соответственно. Учитывая, что $\rho^{(1)}_{\mu\nu}q_{1\mu} = \rho^{(2)}_{\mu\nu}q_{2\mu} = 0$ вследствие сохранения векторных токов, получаем

$$
\begin{aligned}
\rho^{(i)}_{\mu\nu} &= \sum_{a,b}[e^{(i)}_\mu(a)]^* e^{(i)}_\nu(b)\rho^{(i)}_{ab},\ a,b=\pm1,0,\\
\rho^{(i)}_{ab} &= (-1)^{a+b}e^{(i)}_\mu(a)[e^{(i)}_\nu(b)]^*\rho^{(i)}_{\mu\nu}. \qquad (4)
\end{aligned}
$$

Здесь $\rho^{(i)}_{ab}$ – матрицы плотности в спиральном представлении, и, в соответствии с [14], в системе центра инерции сталкивающихся протонов в случае, когда $E \gg \omega_1$, $xE \gg \omega_2$, имеем[3)]

$$
\begin{aligned}
\rho^{(1)}_{++} = \rho^{(1)}_{--} &= 2\frac{E^2}{\omega_1^2},\ \rho^{(1)}_{00} = 4\frac{E^2}{\omega_1^2},\\
\rho^{(2)}_{++} = \rho^{(2)}_{--} &= 2\frac{x^2E^2}{\omega_2^2},\ \rho^{(2)}_{00} = 4\frac{x^2E^2}{\omega_2^2}, \qquad (5)
\end{aligned}
$$

где $E \equiv \sqrt{s}/2 = 6.5$ ТэВ – энергия сталкивающихся протонов, а xE – энергия кварка, $0 < x < 1$.

Окончательно получаем

$$
\begin{aligned}
d\sigma_{pq\to p\mu^+\mu^-q} &= (4\pi\alpha)^2 Q_q^2 \frac{4(q_1q_2)}{4(p_1p_2)}\sigma_{\gamma\gamma^*\to\mu^+\mu^-}(q_2^2,W)\times\\
&\times 4\cdot 2\left(\frac{E}{\omega_1}\right)^2\cdot 2\left(\frac{xE}{\omega_2}\right)^2 \frac{\frac{1}{2}dq_{1\perp}^2\,d\omega_1}{(2\pi)^4 q_1^2}\frac{\frac{1}{2}dq_{2\perp}^2\,d\omega_2}{(4xE^2)q_2^2} =\\
&= \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 Q_q^2 \frac{(q_1q_2)}{(p_1p_2)}\sigma_{\gamma\gamma^*\to\mu^+\mu^-}(q_2^2,W)xE^2\times\\
&\times\frac{dq_{1\perp}^2}{q_1^2}\frac{dq_{2\perp}^2}{q_2^2}\frac{d\omega_1}{\omega_1^2}\frac{d\omega_2}{\omega_2^2}, \qquad (6)
\end{aligned}
$$

где $(p_1p_2) = 2E^2x$, $(q_1q_2) = (W^2 - q_2^2)/2$,

$$
\begin{aligned}
d\sigma_{\gamma\gamma^*\to\mu^+\mu^-} &= \frac{\sum\overline{|M|^2}\ d\cos\theta}{32\pi W^2(1-q_2^2/W^2)},\\
\sum\overline{|M|^2} &= \frac{1}{4}\big[|M_{++}|^2 + |M_{+-}|^2 +\\
&+ |M_{-+}|^2 + |M_{--}|^2 + 2|M_{+0}|^2 + 2|M_{-0}|^2\big], \qquad (7)
\end{aligned}
$$

$M_{\pm\pm}$, $M_{\pm0}$ – амплитуды процесса $\gamma\gamma^* \to \mu^+\mu^-$ в спи-

[2)]Для подавления фона выбираются только события с инвариантной массой W, большей нескольких ГэВ (например, 12 ГэВ [13]). Поэтому, пренебрегая поправками порядка $\hat{q}^2/\hat{W}^2 \sim 3\times10^{-4}$, где $\hat{W} = 12$ ГэВ есть нижнее обрезание на инвариантную массу W мюонной пары, мы можем считать фотон с импульсом q_1 реальным и поляризованным поперечно.

[3)]В дальнейшем мы рассматриваем высокоэнергетический предел и пренебрегаем массами сталкивающихся частиц.

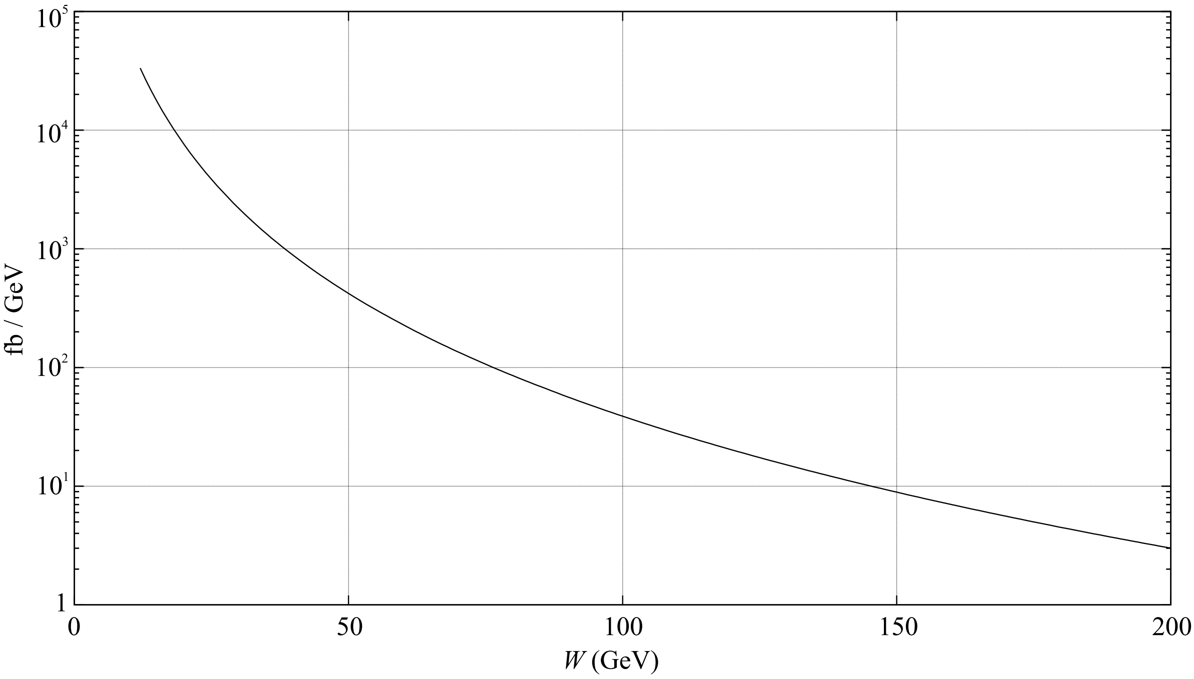

Рис. 2. Спектр $d\sigma_{pp\to p\mu^+\mu^- X}/dW$ мюонных пар, рожденных в столкновении протонов при упругом рассеянии одного из протонов

ральном представлении. Используем выражения для сечений, приведенные в формуле (E.3) работы [9]:

$$\sigma_{TT} \equiv \int \frac{1}{4}\left[|M_{++}|^2 + |M_{+-}|^2 + |M_{-+}|^2 + |M_{--}|^2\right] \times \\ \times \frac{d\cos\theta}{32\pi W^2(1-q_2^2/W^2)} \approx \\ \approx \frac{4\pi\alpha^2}{W^2}\left[\frac{1+q_2^4/W^4}{\left(1-q_2^2/W^2\right)^3}\ln\frac{W^2}{m^2} - \frac{\left(1+q_2^2/W^2\right)^2}{\left(1-q_2^2/W^2\right)^3}\right], \\ \sigma_{TS} \equiv \int \frac{1}{2}\left[|M_{+0}|^2 + |M_{-0}|^2\right]\frac{d\cos\theta}{32\pi W^2(1-q_2^2/W^2)} \approx \\ \approx \frac{16\pi\alpha^2 W^2(-q_2^2)}{(W^2-q_2^2)^3}, \tag{8}$$

где m – масса мюона. Выражение $\sigma_{\gamma\gamma^*\to\mu^+\mu^-} = \sigma_{TT} + \sigma_{TS}$ следует подставить в (6).

Интегрирование по $q_{1\perp}^2$ в (6) легко проводится: $\int dq_{1\perp}^2/q_1^2 = 2\ln\hat{q}\gamma/\omega_1$, где $\gamma = E/m_p$ – Лоренц-фактор протона. В системе центра инерции протонов верна следующая цепочка равенств:

$$q_2 = (\omega_2, q_{2\perp}, \frac{E_q}{p_q}\omega_2),\ q_2^2 = -\frac{\omega_2^2}{x^2\gamma^2} - q_{2\perp}^2,$$

$$q_1 q_2 = \omega_1\omega_2(1+\frac{E_q}{p_q}) \approx 2\omega_1\omega_2,\ W^2 = 4\omega_1\omega_2 + q_2^2,$$

где E_q и p_q – энергия и пространственный импульс кварка: $p_2 = (E_q, p_q)$.

Удобно заменить переменные интегрирования, перейдя от энергий фотонов ω_1 и ω_2 к квадрату инвариантной массы мюонной пары W^2 и отношению энергий фотонов $y = \omega_1/\omega_2$: $d\omega_1 d\omega_2 dq_{2\perp}^2 = (1/8y)dW^2 dy dQ_2^2$, где $Q_2^2 = -q_2^2$. Необходимо учесть следующие верхние ограничения на энергии фотонов: $\omega_1 \le \hat{q}\gamma$, $\omega_2 \le xE$. Окончательно получаем

$$\sigma_{pp\to p\mu^+\mu^- X} = 2\cdot\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \sum_q Q_q^2 \int\limits_{\hat{W}^2}^{\infty} dW^2 \times \\ \times \int\limits_0^{s\hat{q}/m_p - W^2} \frac{\sigma_{\gamma\gamma^*\to\mu^+\mu^-}(Q_2^2, W^2)}{W^2+Q_2^2} dQ_2^2 \times \\ \times \int\limits_{\frac{W^2+Q_2^2}{s\hat{q}/m_p}}^{1} f_q(x, Q_2^2)dx \times \\ \times \int\limits_{(W^2+Q_2^2)/x^2 s}^{(2\hat{q}\gamma)^2/(W^2+Q_2^2)} \frac{dy}{y}\frac{\ln(\hat{q}\gamma/\omega_1)}{Q_2^2 + \left(\omega_2/x\gamma\right)^2}, \tag{9}$$

где $\omega_1 = \sqrt{y(W^2+Q_2^2)}/2$, $\omega_2 = \sqrt{W^2+Q_2^2}/(2\sqrt{y})$ и $f_q(x, Q_2^2)$ есть структурная функция кварка q. Здесь суммирование ведется по всем кваркам и антикваркам, как валентным (u, d), так и морским. Множитель “2” учитывает симметричный процесс, когда протон во второй вершине рассеивается упруго. Дифференциальное сечение $d\sigma_{pp\to p\mu^+\mu^- X}/dW$ для $W > 12$ ГэВ изображено на рис. 2. Структурные функции кварков были взяты из набора `MMHT2014nnlo68cl` [15] библиотеки LHAPDF [16]. Интегральное сечение в данной области есть

$$\sigma_{pp\to p\mu^+\mu^- X}(W > 12 \text{ ГэВ}) = 203 \text{ пкб}. \qquad (10)$$

Поучительно сравнить этот результат с квазиупругим сечением рождения $\mu^+\mu^-$ пары [10]:

$$\sigma_{pp\to p\mu^+\mu^- p}(W > 12 \text{ ГэВ}) = 60 \text{ пкб}. \qquad (11)$$

Отметим статьи [17, 18], в которых методом Монте-Карло рассчитывалось сечение рождения лептонной пары в столкновении протонов.

Заключение. Было вычислено сечение рождения $\mu^+\mu^-$ пары в полуинклюзивном pp-рассеянии на БАК (см. (9) и (10)). Спектр рожденных пар представлен на рис. 2. Учитывая явно зависимость дифференциального сечения от виртуальности фотона, мы достигли большей точности по сравнению с приближением эквивалентных фотонов.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда # 19-12-00123.

1. B. Abi, T. Albahri, S. Al-Kilani et al. (Muon $g-2$ Collaboration), Phys. Rev. Lett. **126**, 141801 (2021); arXiv:2104.03281 [hep-ex].
2. G. Bennett, B. Bousquet, H. Brown et al. (Muon $g-2$ Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 072003 (2006); arXiv:hep-ex/0602035 [hep-ex].
3. S.I. Godunov, V.A. Novikov, M.I. Vysotsky, and E.V. Zhemchugov, JETP Lett. **109**, 358 (2019); arXiv:1808.02431 [hep-ph].
4. S.I. Godunov, E.K. Karkaryan, V.A. Novikov, A.N. Rozanov, M.I. Vysotsky, and E.V. Zhemchugov, Phys. Rev. D **103**, 035016 (2021); arXiv:2012.01599 [hep-ph].
5. G. Aad, B. Abbott, D. Abbott et al. (ATLAS collaboration), Phys. Rev. Lett. **125**, 261801 (2020); arXiv:2009.14537 [hep-ex].
6. M. Galassi, J. Davies, J. Theiler et al., *GNU Scientific Library Reference Manual*, 3rd ed., http://www.gnu.org/software/gsl.
7. A. Szczurek, B. Linek, and M. Łuszczak, Phys. Rev. D **104**, 074009 (2021); arXiv:2107.02535 [hep-ph].
8. A. Szczurek, B. Linek, and M. Łuszczak, *Production of dileptons via photon-photon fusion in proton-proton collisions with one forward proton measurement*, European Physical Society Conference on High Energy Physics, 2021, arXiv:2111.06627 [hep-ph].
9. V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, G.V. Meledin, and V.G. Serbo, Phys. Rep. **15**, 181 (1975).
10. М.И. Высоцкий, Е.В. Жемчугов, УФН **189**, 975 (2019) [Phys.-Uspekhi **62**, 910 (2019)]; arXiv:1806.07238 [hep-ph].
11. L. Adamczyk, E. Banaś, A. Brandt et al. (ATLAS Collaboration), *ATLAS Forward Proton Phase I Upgrade*, Technical Design Report. CERN-LHCC-2015-009, ATLAS-TDR-024-2015.
12. M. Albrow, M. Arneodo, V. Avati et al. (CMS and TOTEM Collaborations), *CMS-TOTEM Precision Proton Spectrometer*, Technical Design Report. CERN-LHCC-2014-021, TOTEM-TDR-003.
13. M. Aaboud, G. Aad, B. Abbott et al. (ATLAS Collaboration), Phys. Lett. B **777**, 303 (2018); arXiv:1708.04053 [hep-ex].
14. A. Dobrovolskaya and V. Novikov, Z. Phys. C **52**, 427 (1991).
15. L.A. Harland-Lang, A.D. Martin, P. Motylinski, and R.S. Thorne, Eur. Phys. J. C **75**, 204 (2015); arXiv:1412.3989 [hep-ph].
16. A. Buckley, J. Ferrando, S. Lloyd, K. Nordström, B. Page, M. Rüfenacht, M. Schönherr, and G. Watt, Eur. Phys. J. C **75**, 132 (2015); arXiv:1412.7420 [hep-ph].
17. L.A. Harland-Lang, M. Tasevsky, V.A. Khoze, and M.G. Ryskin, Eur. Phys. J. C **80**, 925 (2020); arXiv:2007.12704 [hep-ph].
18. L.A. Harland-Lang, Phys. Rev. D **104**, 073002 (2021); arXiv:2101.04127 [hep-ph].