

---

---

# ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ. РАДИОФИЗИКА

---

## ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS. RADIO PHYSICS

---

---

УДК 539.12.01

### РОЖДЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ БОЗОНОВ В ПРОЦЕССАХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЛЕПТОН-ФОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

*И. А. ШЕРШЕНЬ<sup>1)</sup>, Т. В. ШИШКИНА<sup>1)</sup>*

<sup>1)</sup>*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь*

Рассматривается использование лептон-фотонных пучков для поиска отклонений от Стандартной модели. В частности, обсуждаются лептон-фотонные взаимодействия как инструмент исследований нейтринных осцилляций и нарушения закона сохранения лептонного числа. Получены и проанализированы аналитические лоренц-инвариантные выражения для дифференциальных сечений процессов рождения одиночных калибровочных бозонов в результате лептон-фотонных столкновений. Выполнен численный анализ полных сечений процессов. Определены и обсуждены пределы кинематики для возникновения отклонений от Стандартной модели, различия процессов в зависимости от взаимодействующих лептонов. Показано, что поиски «новой физики» в лептонном секторе Стандартной модели лучше всего производить, изучая дифференциальные сечения процессов рождения нейтральных калибровочных бозонов при максимальных значениях углов рассеяния. Дифференциальные сечения процессов рождения заряженных калибровочных бозонов в случаях взаимодействия фотонов с различными типами лептонов можно применять для поиска отклонений от Стандартной модели во всей области кинематики.

**Ключевые слова:** сечение; рассеяние; Стандартная модель; линейные коллайдеры.

---

#### Образец цитирования:

Шершень И. А., Шишкина Т. В. Рождение одиночных калибровочных бозонов в процессах высокоэнергетических лептон-фотонных столкновений // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 2. С. 125–132.

#### For citation:

Shershan I. A., Shishkina T. V. Single gauge bosons production in the high-energy lepton-photon collisions processes. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 2. P. 125–132 (in Russ.).

---

#### Авторы:

*Иван Андреевич Шершень* – аспирант кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета. Научный руководитель – Т. В. Шишкина.  
*Татьяна Викентьевна Шишкина* – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета.

#### Authors:

*Ivan A. Shershan*, postgraduate student at the department of theoretical physics and astrophysics, faculty of physics. *undershroud@gmail.com*  
*Tatiana V. Shishkina*, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of theoretical physics and astrophysics, faculty of physics.

## SINGLE GAUGE BOSONS PRODUCTION IN THE HIGH-ENERGY LEPTON-PHOTON COLLISIONS PROCESSES

I. A. SHERSHAN<sup>a</sup>, T. V. SHISHKINA<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: I. A. Shershan (undershroud@gmail.com)

The different lepton-photon interactions was considered to search for deviations from the Standard Model. In particular, lepton-photon interactions are discussed as a tool for studying neutrino oscillations and lepton flavor violation. Analytic Lorentz-invariant expressions for the differential cross sections of the single gauge bosons production as a result of lepton-photon collisions were obtained and analyzed. The total cross sections numerical analysis of the processes was performed. The kinematics limits for obtaining of deviations from the Standard Model were determined and discussed to get of differences depending on interacting leptons. It is shown that the search for «new physics» in the lepton sector of the Standard Model is best done by studying the differential cross sections for the neutral gauge bosons production at maximum of scattering angles. The differential cross sections for the charged gauge bosons production in the case of the different types of leptons interactions with photons can be used to search for deviations from the Standard Model in the entire kinematics region.

**Key words:** scattering; cross section; Standard Model; ILC.

### Введение

Современная ситуация в физике элементарных частиц такова, что подавляющее большинство наблюдаемых в экспериментах эффектов полностью описываются Стандартной моделью. Те немногие эффекты, которые существуют за ее рамками, как правило, объясняются недостаточным совершенством математического аппарата или точности экспериментальных исследований.

В связи с этим физика высоких энергий на данный момент испытывает необходимость в более совершенных инструментах и методиках проведения экспериментов, которые позволили бы расширить спектр явлений, не поддающихся описанию Стандартной моделью и методами квантовой хромодинамики. Это касается в первую очередь простейших расширений группы  $SU(2) \times U(1)$ , включающих в себя трех- и четырехбозонные аномальные взаимодействия [1–4], а также дополнительные массивные калибровочные бозоны ( $Z'$ -модели) [5].

Исследование нейтринных осцилляций имеет свои особенности. Детектирование нейтрино до сих пор является очень сложной задачей экспериментальной физики высоких энергий. В связи с этим вполне логично, что исследования в этой области должны вестись с точки зрения поиска взаимодействий, нарушающих закон сохранения лептонного числа, а объектом исследования должны быть не нейтрино, а заряженные лептоны различных поколений и продукты их распада.

Процессы рождения калибровочных бозонов [6–10], рассмотренные в настоящей работе, планируются экспериментально изучать на линейных коллайдерах новых поколений. Опыты, проводимые на коллайдерах такого типа, имеют ряд существенных преимуществ. Поскольку процессы по рассеянию фотонов высокой энергии обладают большим поперечным сечением по сравнению с лептон-лептонными взаимодействиями, фотонные пучки предоставляют уникальную возможность для исследования физики электрослабого взаимодействия и квантовой хромодинамики [11]. Вопросы использования фотонных пучков (в том числе и циркулярно-поляризованных) подробно обсуждаются при планировании экспериментальных программ Международного линейного коллайдера (англ. International Linear Collider, ILC) [12].

Использование мюонных пучков в экспериментах столкновения элементарных частиц обсуждается с 1970-х гг. На данный момент имеются схемы мюонных  $\mu^+\mu^-$ -коллайдеров с энергией взаимодействия в системе центра масс 1,5; 3,0 и 4,0 ТэВ [13]. В будущем планируется расширение возможностей Международного линейного коллайдера для проведения экспериментов в  $\mu\gamma$ -режиме.

### Теоретические основы

В настоящей работе рассмотрены процессы лептон-фотонного взаимодействия:

$$l(p, m) + \gamma(k, 0) \rightarrow f(p', m') + B(k', M'),$$

где  $l(f)$  и  $\gamma(B)$  – конечные (начальные) лептон и бозон соответственно;  $p(p')$  и  $k(k')$  – 4-импульсы начальных (конечных) частиц,  $m(m')$  и  $0(M)$  – их массы. В рассмотренном нами случае  $l = (e^-, \mu^-)$ ,  $f = (l, \nu_l)$  и  $B = (\gamma, Z, W^-)$ .

Выражение для дифференциального сечения этих процессов может быть записано в виде

$$d\sigma = \frac{dQ^2}{16\pi\lambda_s} |\mathfrak{M}|^2, \quad (1)$$

где  $|\mathfrak{M}|^2$  – квадрат модуля матричного элемента, а инварианты Мандельштама определяются как

$$s = (p + k)^2, \\ t \equiv -Q^2 = (p - p')^2.$$

Функция  $\lambda_s$  представляет собой частный случай функции Калена [14]

$$\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz$$

и имеет следующие параметры:  $\lambda_s = \lambda(s, m^2, 0)$ .

Полное сечение определяется следующей формулой:

$$\sigma = \int_{Q_{\min}^2}^{Q_{\max}^2} d\sigma. \quad (2)$$

Вычисления были выполнены методом Монте-Карло (2), при этом использовались следующие пределы интегрирования:

$$Q_{\max(\min)}^2 = \frac{(s - m^2)(s - m'^2) - M^2(s + m^2) \pm (s - m^2)\sqrt{\lambda_M}}{2s},$$

где  $\lambda_M = \lambda(s, m'^2, M^2)$ .

### Результаты исследований и их обсуждение

На рис. 1 приведены диаграммы Фейнмана, описывающие рассматриваемые процессы в борновском приближении.

Следует отметить, что их связывает друг с другом кроссинг-симметрия, т. е. каждый из процессов может протекать через каналы  $s$  и  $u$ .

Квадрат модуля матричного элемента  $|\mathfrak{M}_{l\gamma}|^2$  упругого лептон-фотонного рассеяния может быть записан следующим образом:

$$|\mathfrak{M}_{l\gamma}|^2 = 128\pi^2\alpha^2 \left( \frac{t^2 + 4m^2t - 8m^4}{(s - m^2)(s + t - m^2)} + \frac{4m^4}{(s + t - m^2)^2} + \frac{4m^4}{(s - m^2)^2} + 2 \right). \quad (3)$$

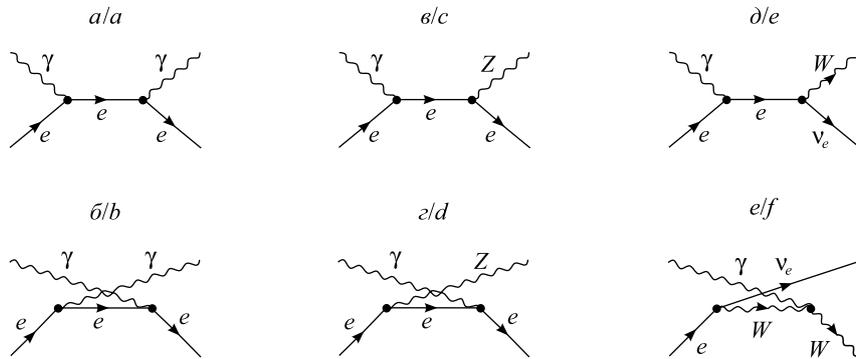


Рис. 1. Диаграммы процессов:  
 $l\gamma \rightarrow l\gamma$  через  $s$  (а) и  $u$  (б) каналы;  $l\gamma \rightarrow lZ$  через  $s$  (в) и  $u$  (г) каналы;  
 $l\gamma \rightarrow \nu_l W^-$  через каналы  $s$  (д) и  $u$  (е) в борновском приближении

Fig. 1. Diagrams of the processes:  
 $l\gamma \rightarrow l\gamma$  for the  $s$  (a) and  $u$  (b) channels;  $l\gamma \rightarrow lZ$  for the  $s$  (c) and  $u$  (d) channels;  
 $l\gamma \rightarrow \nu_l W^-$  for the  $s$  (e) and  $u$  (f) channels in the Born approximation

Соответствующие дифференциальное сечение  $\frac{d\sigma_{l\gamma}}{dQ^2}$  (1) и относительная разность дифференциальных сечений для различных типов лептонов

$$\Delta d\sigma_{l\gamma} = \frac{d\sigma_{e\gamma} - d\sigma_{\mu\gamma}}{d\sigma_{e\gamma}}$$

в зависимости от угла рассеяния  $\theta$  в системе центра масс (СЦМ) приведены на рис. 2.

Отметим некоторые особенности полученных графиков. С уменьшением угла рассеяния дифференциальное сечение увеличивается по абсолютной величине. С другой стороны, при росте энергии взаимодействия  $\sqrt{s}$  в СЦМ дифференциальное сечение также увеличивается. При условии рассеяния на достаточно большие углы ( $\theta > \arccos 0,4 \approx 1,15$  рад) дифференциальное сечение фотон-электронного рассеяния превышает дифференциальное сечение фотон-мюонного. На малых углах рассеяния ( $\theta < 1,15$  рад) мюонный процесс начинает, хоть и незначительно, но преобладать над электронным. Следует отметить, что все графики  $\Delta d\sigma_{l\gamma}$  пересекаются в одной точке. Очевидно, что участок кинематики вблизи этой области было бы удобно использовать в процессе калибровки коллайдеров, а также для поиска отклонений в лептонном секторе Стандартной модели.

Квадрат модуля матричного элемента  $|\mathfrak{M}_{lZ}|^2$  процесса рождения одиночного нейтрального калибровочного  $Z$ -бозона может быть представлен в следующем виде:

$$\begin{aligned} |\mathfrak{M}_{lZ}|^2 = & \frac{16\pi\alpha^2}{c_W^2 s_W^2} \left[ 2(1 - 4s_W^2 + 8s_W^4) + \right. \\ & + 2m^2 \left( M_Z^2 (1 - 4s_W^2 + 8s_W^4) + m^2 (-1 - 8s_W^2 + 16s_W^4) \right) \left. \left\{ \frac{1}{(m^2 - s)^2} + \frac{1}{(m^2 - s - t + M_Z^2)^2} \right\} + \right. \\ & + \left. \left\{ m^2 (-t^2 + 4tM_Z^2 (1 + 4s_W^2 - 8s_W^4) + M_Z^4 (3 - 16s_W^2 + 32s_W^4)) - M_Z^2 (t^2 + M_Z^4) \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times (1 - 4s_W^2 + 8s_W^4) + 4m^4 M_Z^2 (16s_W^4 - 8s_W^2 - 1) \right\} \frac{1}{M_Z^2 (m^2 - s)(s + t - m^2 - M_Z^2)} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где  $c_W$  и  $s_W$  – косинус и синус угла Вайнберга соответственно, определяемые как

$$s_W = \frac{m_W}{m_Z}, \quad c_W = \sqrt{1 - s_W^2};$$

$m_Z$  и  $m_W$  – массы  $Z$ - и  $W$ -бозонов соответственно. Графики  $\frac{d\sigma_{lZ}}{dQ^2}$  и  $\Delta d\sigma_{lZ}$  представлены на рис. 3.

Отметим, что абсолютное значение дифференциального сечения примерно в два раза меньше соответствующего сечения упругого рассеяния. Также стоит выделить тот факт, что дифференциальное сечение мюонного процесса превышает дифференциальное сечение электронного процесса на всей кинематике области. При малых углах рассеяния отличия незначительны, однако на углах, близких  $\pi$ , вклад мюонного процесса значительно возрастает. Также эта разность увеличивается с ростом энергии взаимодействия.

Квадрат модуля матричного элемента  $|\mathfrak{M}_{\nu W}|^2$  процесса рождения одиночного заряженного калибровочного  $W$ -бозона может быть представлен в следующем виде:

$$\begin{aligned} |\mathfrak{M}_{\nu W}|^2 = & \frac{8\pi^2\alpha^2}{s_W^2} \left[ \frac{4m_W^2 (3m^2 - s)}{(s - m^2)^2} + \frac{2(7m^4 + m^2(2t - 15s) + 2s(3s - t))}{(s - m^2)^2} + \right. \\ & + \frac{8(s^2 + t^2) - 3m^4 - m^2(6s + 7t)}{(m_W^2 - t)^2} - \frac{m^2(s^2 - 19st + 14t^2) + 8t(2s^2 - st + t^2) - 3m^4(s + 3t)}{t(s - m^2)^2(m_W^2 - t)} + \\ & \left. + \frac{m^2(m^4(3s + 2t) - 2m^2(2s^2 + 4st + t^2) + s(s^2 + 2st + 2t^2))}{m_W^2 t (s - m^2)^2} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

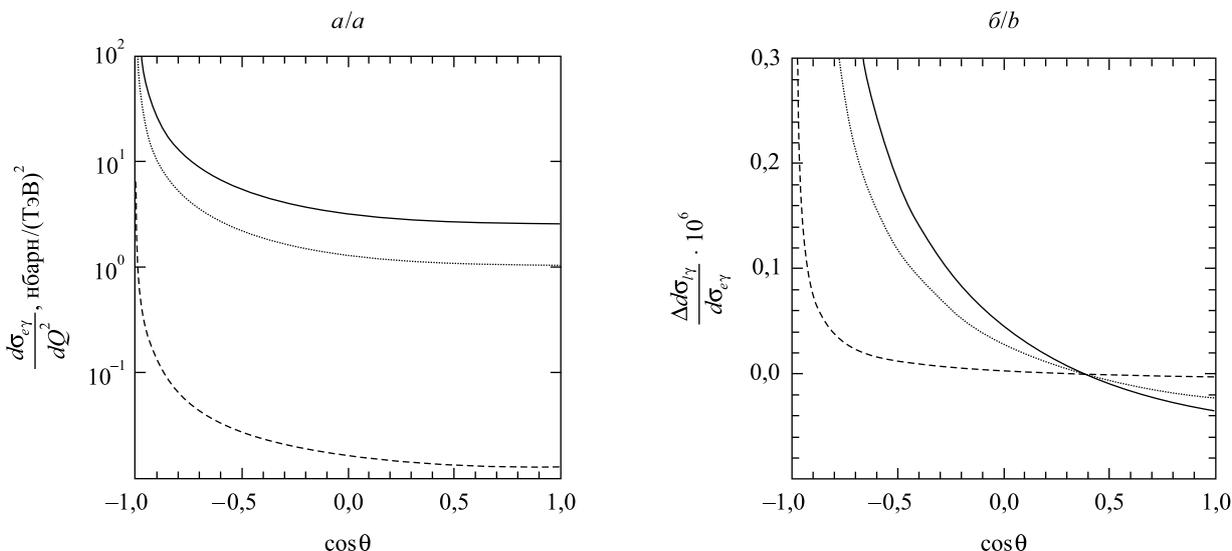


Рис. 2. Дифференциальное сечение  $\frac{d\sigma_{e\gamma}}{dQ^2}$  (a) и относительная разность дифференциальных сечений для различных типов лептонов  $\Delta d\sigma_{l\gamma}$  (b) в зависимости от угла рассеяния  $\theta$  при разных значениях энергии взаимодействия  $\sqrt{s}$ : 0,8 ТэВ (сплошная линия), 1,0 ТэВ (пунктирная линия), 3,0 ТэВ (штриховая линия)

Fig. 2. The differential cross section  $\frac{d\sigma_{e\gamma}}{dQ^2}$  (a) and the differential cross sections relative difference for various types of leptons  $\Delta d\sigma_{l\gamma}$  (b) as a function of the scattering angle for different values of the interaction energy  $\sqrt{s}$ : 0.8 TeV (solid line), 1.0 TeV (dotted line), 3.0 TeV (dashed line)

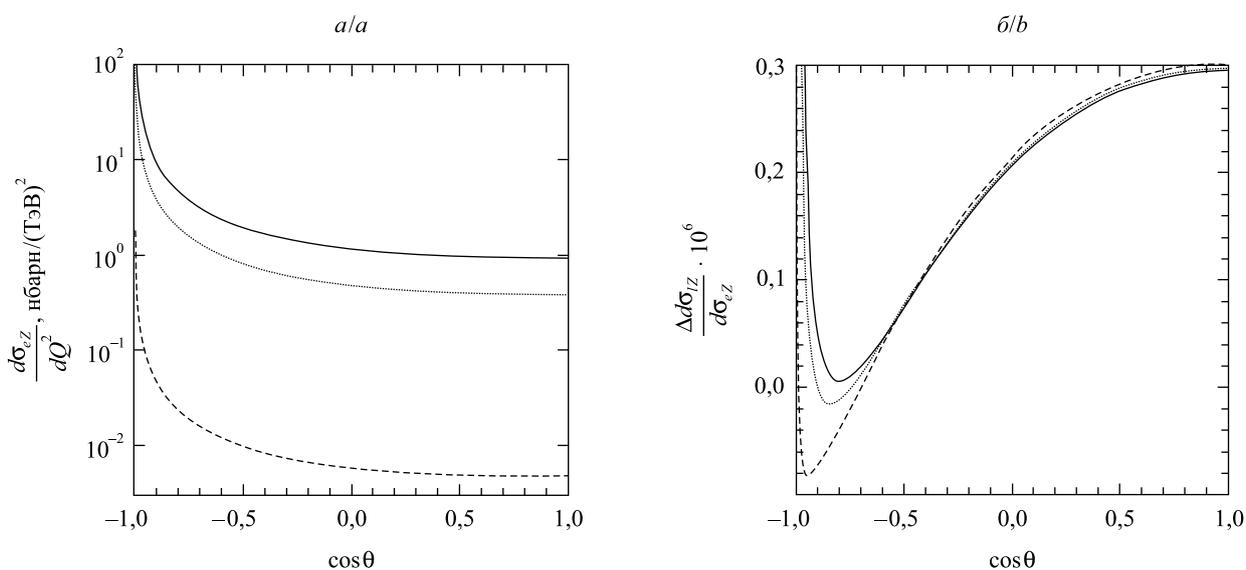


Рис. 3. Дифференциальное сечение  $\frac{d\sigma_{eZ}}{dQ^2}$  (a) и относительная разность дифференциальных сечений для различных типов лептонов  $\Delta d\sigma_{lZ}$  (b) в зависимости от угла рассеяния  $\theta$  при разных значениях энергии взаимодействия  $\sqrt{s}$ : 0,8 ТэВ (сплошная линия), 1,0 ТэВ (пунктирная линия), 3,0 ТэВ (штриховая линия)

Fig. 3. The differential cross section  $\frac{d\sigma_{eZ}}{dQ^2}$  (a) and the differential cross sections relative difference for various types of leptons  $\Delta d\sigma_{lZ}$  (b) as a function of the scattering angle for different values of the interaction energy  $\sqrt{s}$ : 0.8 TeV (solid line), 1.0 TeV (dotted line), 3.0 TeV (dashed line)

Соответствующие графики  $\frac{d\sigma_{\nu_e W}}{dQ^2}$  и  $\Delta d\sigma_{\nu_e W}$  приведены на рис. 4.

Обратим внимание на качественное отличие графиков, соответствующих рождению заряженного калибровочного бозона в лептон-лептонных взаимодействиях. Дифференциальное сечение значительно возрастает с увеличением угла рассеяния. Помимо этого, сечение не стремится к конечной величине на порогах кинематики. Сечение мюонного процесса превышает сечение электронного только вблизи малых углов рассеяния.

Ранее было отмечено, что соответствующие выражениям (3)–(5) полные сечения процессов могут быть получены методом Монте-Карло. Графики полных сечений  $\sigma$  и разности  $\Delta\sigma = \sigma(e) - \sigma(\mu)$  представлены на рис. 5.

Можно видеть, что полное сечение в случае рождения нейтральных калибровочных бозонов убывает с увеличением энергии взаимодействия. Сечение рождения заряженного бозона ведет себя совершенно иначе: начиная с порога рождения  $W$ -бозона, сечение резко возрастает, а затем медленно стремится к конечному пределу. При этом по достижении максимально возможной энергии ИС значение полного сечения составляет 180 нбарн, которое превышает значение сечения упругого рассеяния почти на два порядка. С другой стороны, полное сечение эффекта Комптона превышает сечение рождения нейтрального  $Z$ -бозона примерно в два раза [14].

Кардинальные различия между электронными и мюонными процессами заметны только вблизи границ кинематических областей и связаны в основном с различием кинематики соответствующих пар процессов. С увеличением энергии взаимодействия различия нивелируются, причем процессы рождения нейтральных калибровочных бозонов демонстрируют тот факт, что сечения электронных процессов больше соответствующих мюонных процессов во всей области кинематики, в то время как процессы рождения заряженных бозонов вовсе неразличимы. Точка пересечения графиков на рис. 5, б, в районе энергии 126 ГэВ может служить в качестве реперной для проверки Стандартной модели.

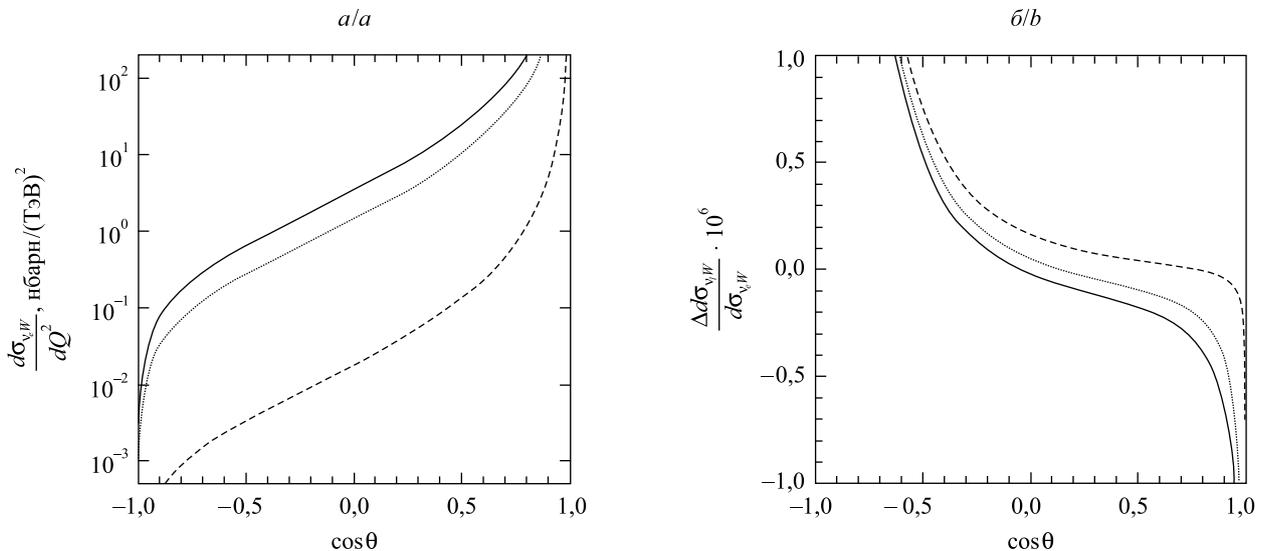


Рис. 4. Дифференциальное сечение  $\frac{d\sigma_{\nu_e W}}{dQ^2}$  (а) и относительная разность дифференциальных сечений  $\Delta d\sigma_{\nu_e W}$  (б) в зависимости от угла рассеяния  $\theta$  при разных значениях энергии взаимодействия  $\sqrt{s}$ : 0,8 ТэВ (сплошная линия), 1,0 ТэВ (пунктирная линия), 3,0 ТэВ (штриховая линия)

Fig. 4. The differential cross section  $\frac{d\sigma_{\nu_e W}}{dQ^2}$  (a) and the differential cross sections relative difference for various types of leptons  $\Delta d\sigma_{\nu_e W}$  (b) as a function of the scattering angle for different values of the interaction energy  $\sqrt{s}$ : 0.8 TeV (solid line), 1.0 TeV (dotted line), 3.0 TeV (dashed line)

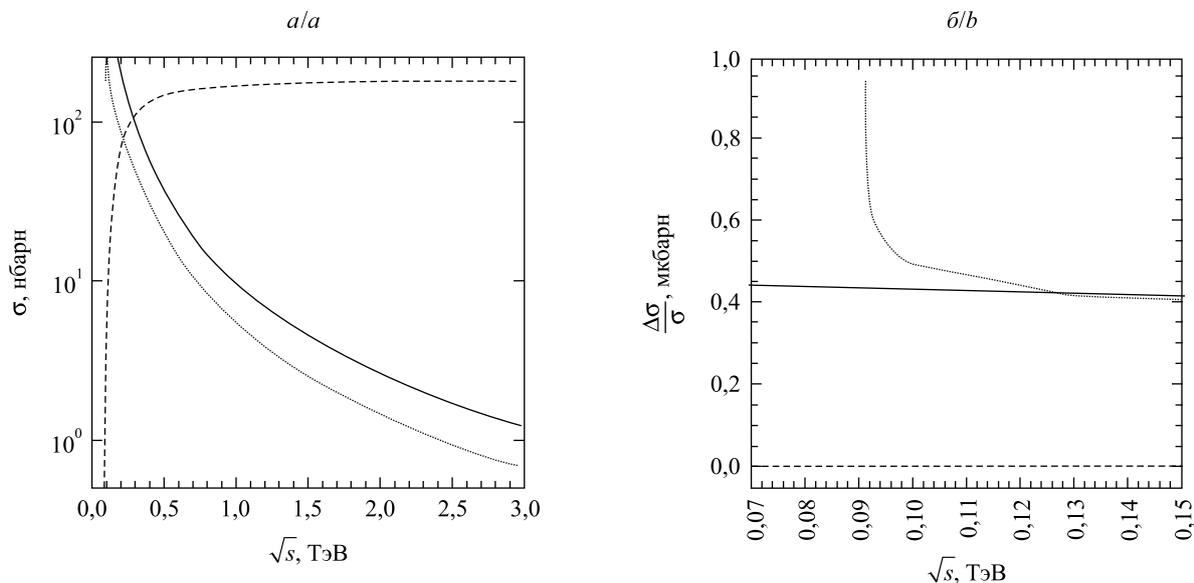


Рис. 5. Полное сечение  $\sigma$  (а) и разность полных сечений для различных типов лептонов  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$  (б) в зависимости от энергии взаимодействия  $\sqrt{s}$  для разных процессов:  $l\gamma \rightarrow l\gamma$  (сплошная линия),  $l\gamma \rightarrow lZ$  (пунктирная линия),  $l\gamma \rightarrow \nu_l W$  (штриховая линия)

Fig. 5. The total cross section  $\sigma$  (a) and the total cross sections difference for various types of leptons  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$  (b) as a function of the interaction energy  $\sqrt{s}$  for various processes:  $l\gamma \rightarrow l\gamma$  (solid line),  $l\gamma \rightarrow lZ$  (dotted line),  $l\gamma \rightarrow \nu_l W$  (dashed line)

## Заклучение

Таким образом, изучение фотон-мюонных процессов является хорошим инструментом поиска проявлений «новой физики» наравне с фотон-электронными процессами, причем в случае рождения заряженных калибровочных бозонов может даже превосходить их. Оба этих подхода в совокупности позволяют также исследовать физику лептонов. Как было показано в настоящей работе, подобные поиски лучше всего производить, изучая дифференциальные сечения при максимальных значениях углов рассеяния.

## Библиографические ссылки

1. *Eboli O. J. P., Gonzalez-Garcia M. C., Novaes S. F.* Quartic anomalous couplings in  $e\gamma$  colliders // Nucl. Phys. B. 1994. Vol. 411, issues 2–3. P. 381–396. DOI: 10.1016/0550-3213(94)90455-3.
2. *Brodsky S. J., Rizzo T. G., Schmidt I.*  $W$  anomalous moments and the polarization asymmetry zero in  $\gamma e \rightarrow W\nu$  // Phys. Rev. D. 1995. Vol. 52, issue 9. P. 4929. DOI: 10.1103/PhysRevD.52.4929.
3. *Aihara H., Barklow T., Baur U., et al.* Anomalous gauge boson interactions // Electroweak symmetry breaking and new physics at the TeV scale / eds: T. L. Barklow [et al.]. 1996. P. 488–547.
4. *Denner A., Dittmaier S., Roth M., et al.* Predictions for all processes  $e^+e^- \rightarrow \text{fermions} + \gamma$  // Nucl. Phys. B. 1999. Vol. 560, issues 1–3. P. 33–65. DOI: 10.1016/S0550-3213(99)00437-X.
5. *Soa D. V., Long H. N., Binh D. T., et al.* Single  $Z'$  production at compact linear collider based on  $e\text{-}\gamma$  collisions // J. Exp. Theor. Phys. 2004. Vol. 98, issue 4. P. 661–666. DOI: 10.1134/1.1757665.
6. *Denner A., Dittmaier S.* Complete  $O(\alpha)$  QED corrections to polarized Compton scattering // Nucl. Phys. B. 1999. Vol. 540, issues 1–2. P. 58–86. DOI: 10.1016/S0550-3213(98)00767-6.
7. *Denner A., Dittmaier S.* Electroweak corrections to  $e^-\gamma \rightarrow e^-Z$  // Nucl. Phys. B. 1993. Vol. 398, issue 2. P. 265–284. DOI: 10.1016/0550-3213(93)90109-3.
8. *Böhm M., Dittmaier S.* The hard bremsstrahlung process  $e^-\gamma \rightarrow W^- \nu e \gamma$  // Nucl. Phys. B. 1993. Vol. 409, issue 1. P. 3–21. DOI: 10.1016/0550-3213(93)90444-T.
9. *Шершень И. А., Шишкина Т. В.* Исследование фермионов различных поколений с использованием пучков фотонов высокой энергии // Сборник работ 72-й научной конференции студентов и аспирантов БГУ. 2015. Т. 1. С. 223–228.
10. *Шершень И. А., Шишкина Т. В.* Исследование фермионов различных поколений в процессах столкновения с фотонами высокой энергии // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2017. № 1. С. 67–72.
11. *Ginzburg I. F., Kotkin G. L., Panfil S. L., et al.* Colliding  $\gamma e$  and  $\gamma\gamma$  beams based on single-pass  $e^+e^-$  accelerators. II. Polarization effects, monochromatization improvement // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1984. Vol. 219, issue 1. P. 5–24. DOI: 10.1016/0167-5087(84)90128-5.

12. Baer H., Barklow T., Fujii K., et al. The International Linear Collider Technical Design Report, 2013.
13. Padamsee H. SRF for muon colliders. SIS-2000-381, 2000. № SRF-2000-02-04.
14. Akhundov A., Bardin D., Kalinovskaya L., et al. Model independent QED corrections to the process  $ep \rightarrow eX$  // Fortschr. der Phys. 1996. Vol. 44, issue 5. P. 373–482. DOI: 10.1002/prop.2190440502.

## References

1. Eboli O. J. P., Gonzalez-Garcia M. C., Novaes S. F. Quartic anomalous couplings in  $e\gamma$  colliders. *Nucl. Phys. B.* 1994. Vol. 411, issues 2–3. P. 381–396. DOI: 10.1016/0550-3213(94)90455-3.
2. Brodsky S. J., Rizzo T. G., Schmidt I.  $W$  anomalous moments and the polarization asymmetry zero in  $\gamma e \rightarrow W\nu$ . *Phys. Rev. D.* 1995. Vol. 52, issue 9. P. 4929. DOI: 10.1103/PhysRevD.52.4929.
3. Aihara H., Barklow T., Baur U., et al. Anomalous gauge boson interactions. In: T. L. Barklow, S. Dawson, H. E. Haber, et al. (eds). *Electroweak symmetry breaking and new physics at the TeV scale.* 1996. P. 488–547.
4. Denner A., Dittmaier S., Roth M., et al. Predictions for all processes  $e^+e^- \rightarrow \text{fermions} + \gamma$ . *Nucl. Phys. B.* 1999. Vol. 560, issues 1–3. P. 33–65. DOI: 10.1016/S0550-3213(99)00437-X.
5. Soa D. V., Long H. N., Binh D. T., et al. Single  $Z'$  production at compact linear collider based on  $e-\gamma$  collisions. *J. Exp. Theor. Phys.* 2004. Vol. 98, issue 4. P. 661–666. DOI: 10.1134/1.1757665.
6. Denner A., Dittmaier S. Complete  $O(\alpha)$  QED corrections to polarized Compton scattering. *Nucl. Phys. B.* 1999. Vol. 540, issues 1–2. P. 58–86. DOI: 10.1016/S0550-3213(98)00767-6.
7. Denner A., Dittmaier S. Electroweak corrections to  $e^- \gamma \rightarrow e^- Z$ . *Nucl. Phys. B.* 1993. Vol. 398, issue 2. P. 265–284. DOI: 10.1016/0550-3213(93)90109-3.
8. Böhm M., Dittmaier S. The hard bremsstrahlung process  $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu e \gamma$ . *Nucl. Phys. B.* 1993. Vol. 409, issue 1. P. 3–21. DOI: 10.1016/0550-3213(93)90444-T.
9. Shershan I. A., Shishkina T. V. Issledovanie fermionov razlichnykh pokolenii s ispol'zovaniem puchkov fotonov vysokoi energii [Investigation of fermions of different generations using high-energy photons beams]. In: *Sbornik rabot 72-i nauchnoi konferentsii studentov i aspirantov BGU.* 2015. Vol. 1. P. 223–228 (in Russ.).
10. Shershan I. A., Shishkina T. V. The different generations fermions investigation in it scattering by high energy photon beams. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2017. No. 1. P. 67–72 (in Russ.).
11. Ginzburg I. F., Kotkin G. L., Panfil S. L., et al. Colliding  $\gamma e$  and  $\gamma\gamma$  beams based on single-pass  $e^+e^-$  accelerators. II. Polarization effects, monochromatization improvement. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* 1984. Vol. 219, issue 1. P. 5–24. DOI: 10.1016/0167-5087(84)90128-5.
12. Baer H., Barklow T., Fujii K., et al. The International Linear Collider Technical Design Report, 2013.
13. Padamsee H. SRF for muon colliders. SIS-2000-381, 2000. No. SRF-2000-02-04.
14. Akhundov A., Bardin D., Kalinovskaya L., et al. Model independent QED corrections to the process  $ep \rightarrow eX$ . *Fortschr. der Phys.* 1996. Vol. 44, issue 5. P. 373–482. DOI: 10.1002/prop.2190440502.

Статья поступила в редколлегию 05.03.2018.  
Received by editorial board 05.03.2018.