

СИСТЕМА SANC ДЛЯ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ЭФФЕКТОВ В НЕЙТРАЛЬНОМ ТОКЕ ПРОЦЕССА ДРЕЛЛА–ЯНА

*А. Б. Арбузов*¹, *С. Г. Бондаренко*¹, *Е. В. Дыдышко*^{1,2},
*Л. В. Калиновская*¹, *Р. Р. Садыков*^{1,*}, *В. Л. Ермольчик*^{1,2},
Ю. В. Ермольчик^{1,2}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета,
Минск

Представлены результаты вычисления полных однопетлевых электрослабых радиационных поправок к процессу Дрелла–Яна $pp \rightarrow \ell^+ \ell^- X$ в нейтральном токе для случая продольной поляризации начальных частиц. Расчеты выполнены на базе компьютерной системы SANC. Дано краткое описание подхода SANC, и обсуждаются источники теоретических неопределенностей в электрослабых эффектах.

The complete one-loop electroweak radiative corrections to the neutral current Drell–Yan process $pp \rightarrow \ell^+ \ell^- X$ are presented for the case of longitudinal polarization of initial particles. The calculations are based on the SANC computer system. The paper contains a brief description of the SANC approach and a discussion of the sources of theoretical uncertainties in electroweak effects.

PACS: 12.15.–y; 12.15.Lk; 12.38.Bx

ВВЕДЕНИЕ

Теоретические расчеты однопетлевых КЭД и электрослабых (ЭС) радиационных поправок к неполяризованным процессам Дрелла–Яна на адронных коллайдерах высоких энергий проводились разными группами исследователей (см. [1–10] и ссылки в них). Целью настоящей работы является представление наших новых результатов для ЭС-поправок к поляризованным процессам Дрелла–Яна в компьютерной системе SANC.

Текущие версии генератора Монте-Карло ReneSANCe [11] и интегратора Монте-Карло MCSANC [12, 13] модернизированы для изучения различных эффектов, связанных с ЭС-поправками к наблюдаемому, на Большом адронном коллайдере (БАК, LHC). Серия наших работ [12–17] посвящена расширению ветки ЭС-расчетов для процесса Дрелла–Яна в нейтральном токе в наших программах Монте-Карло ReneSANCe и

* E-mail: sadykov@cern.ch

MCSANC, которые работают на основе стандартных модулей SANC [18]. В данной работе мы не описываем саму систему SANC, ее описание приводится в опубликованных работах [19, 20].

Мы участвовали в рабочих совещаниях по согласованному сравнению различных программ для расчета процессов Дрелла–Яна в нейтральном токе [21, 22]. Результаты вычислений сравнивались с результатами, полученными другими группами — HORACE [9], ZGRAD2 [6], POWHEG BOX [23], PHOTOS [24], и показали превосходное совпадение. Обзор [22] был представлен на рабочем совещании БАК — LPPC EW Precision Measurements, на котором были подведены итоги работы по систематическому сравнению программ Монте-Карло, описывающих процессы Дрелла–Яна на БАК. С помощью этой работы удалось приблизиться к определению точных пределов Стандартной модели, знание которых необходимо для определения нужной точности измерений ЭС-наблюдаемых, таких как масса W -бозона и слабый угол смешивания.

РАЗЛИЧНЫЕ ИСТОЧНИКИ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ

Теоретическая неопределенность в описании ЭС-части процесса Дрелла–Яна в канале нейтрального тока складывается из нескольких составляющих. Кратко рассмотрим эти составляющие и их реализацию в программных продуктах SANC.

Полные однопетлевые радиационные поправки. В SANC принято представлять дифференциальное сечение на однопетлевом уровне в виде $\hat{\sigma}^{1\text{-loop}} = \hat{\sigma}^{\text{Born}} + \hat{\sigma}^{\text{virt}}(\lambda) + \hat{\sigma}^{\text{soft}}(\lambda, \omega) + \hat{\sigma}^{\text{hard}}(\omega) + \hat{\sigma}^{\text{subt}}$, где $\hat{\sigma}^{\text{Born}}$ — сечение борновского уровня, $\hat{\sigma}^{\text{virt}}$ — вклад виртуальных (петлевых) поправок, $\hat{\sigma}^{\text{soft}}$ — вклад излучения мягких фотонов, а часть $\hat{\sigma}^{\text{hard}}$ обусловлена излучением жестких фотонов (т. е. фотонов с энергией $E_\gamma > \omega$). Здесь мы используем следующие вспомогательные параметры: ω , который разделяет мягкие и жесткие фотоны, и λ — фиктивную «массу» фотона, которая регулирует инфракрасные расходимости. Мы показываем численную независимость от этих вспомогательных параметров в наших расчетах. Вклад $\hat{\sigma}^{\text{subt}}$ отвечает за вычитание коллинеарных сингулярностей, связанных с кварковой массой. Вычисления проводились в унитарной и R_ξ -калибровках для двойной проверки.

Можно выделить в сечении еще несколько составляющих: части КЭД и слабого взаимодействия, различные вклады в виртуальную часть — сумму собственной энергии и вершин, все топологии боксов, излучение из начального и конечного состояний и их интерференцию.

Дифференциальное сечение процесса Дрелла–Яна на адронном уровне можно получить, используя свертку партонного сечения с функциями плотности кварков: (ПФР, PDF)

$$\frac{d\sigma_1^{pp \rightarrow \bar{l}lX}(s, c)}{dc} = \sum_{q_1 q_2} \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 \bar{q}_1(x_1, M^2) \times \\ \times \bar{q}_2(x_2, M^2) \frac{d\hat{\sigma}_1^{q_1 \bar{q}_2 \rightarrow \bar{l}l}(\hat{s}, \hat{c})}{d\hat{c}} \mathcal{J} \Theta(c, x_1, x_2), \quad (1)$$

где ступенчатая функция $\Theta(c, x_1, x_2)$ определяет область фазового пространства, соответствующую данной процедуре отбора событий, а \mathcal{J} — соответствующий якобиан. Партонное сечение берется в системе центра масс начальных кварков, в этой же системе определяется косинус угла рассеяния мюона \hat{c} . Черта в партонных плотностях в уравнении (1) означает, что из этих плотностей вычилены сингулярности кварковой массы:

$$\bar{q}(x, M^2) = q(x, M^2) - \frac{\alpha}{2\pi} Q_q^2 \int_x^1 \frac{dz}{z} q\left(\frac{x}{z}, M^2\right) \times \\ \times \left[\frac{1+z^2}{1-z} \left(\ln \frac{M^2}{m_q^2} - 2 \ln(1-z) - 1 \right) \right]_+, \quad (2)$$

где $q(x, M^2)$ может быть взято из существующих параметризаций ПФР в схеме $\overline{\text{MS}}$. В этом подходе с вычитанием из ПФР сохраняется полностью дифференциальная форма сечения подпроцесса, поэтому сохраняется возможность накладывать любые экспериментальные ограничения (каты).

Результаты расчетов мы автоматически преобразовали в программные модули на языке FORTRAN со стандартным интерфейсом SANC. Таким образом, мы получили универсальные однопетлевые модули для скалярных формфакторов и спиральных амплитуд. Расчет петлевых интегралов в модулях производится с помощью программных пакетов LoopTools [25] и SANClib [26, 27]. Модули независимы и доступны на сайте SANC.

Поправки КЭД высшего порядка. Для учета КЭД-поправок порядка $\mathcal{O}(\alpha^n L^n)$, $n = 2, 3$, [16] мы применили приближение ведущих логарифмов. Как фотонные поправки, так и поправки для легких пар рассматривались таким же способом.

Фотон-индуцированные подпроцессы. Процессы Дрелла–Яна позволяют получить доступ к конечным состояниям с очень высокими инвариантными массами дилептонов. В этом случае вклад фотон-индуцированных подпроцессов $q\bar{q} \rightarrow q\ell^+\ell^-$, $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$ с партонами фотонного типа внутри протонов становится численно значимым вместе со вкладом стандартных подпроцессов кварк-антикварковой аннигиляции. Вклад в сечение нейтрального тока процесса Дрелла–Яна, обусловленный фотон-индуцированными процессами $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$, может достигать 10–20% для большой инвариантной массы $M_{\ell^+\ell^-}$ при выборе кинематических ограничений, типичных для экспериментов на БАК. Впервые такого

рода фон был обнаружен коллаборацией ATLAS при измерениях сечения процесса Дрелла–Яна с нейтральным током в области больших инвариантных масс [28]. Мы тщательно исследовали фотон-индуцированные подпроцессы процесса Дрелла–Яна в работе [14].

Зависимость от схемы факторизации и масштаба. В расчетах высокоэнергетических адронных процессов неизбежно появляется зависимость от схемы факторизации и масштаба. Ее можно уменьшить, выбрав другие схемы и масштаб и включив соответствующие эффекты более высокого порядка. Мы сравнили численные результаты в трех схемах ЭС ($\alpha(0)$, G_μ и $\alpha(M_Z)$) для различных масштабов факторизации, чтобы оценить неопределенность, вызываемую этой зависимостью, в работе [12].

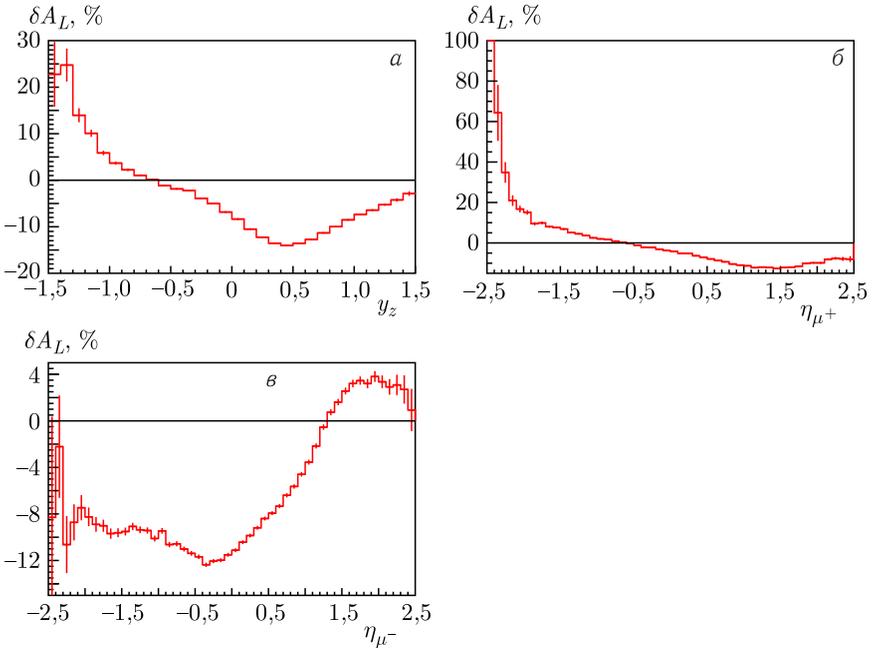
Электрослабые поправки высших порядков. В основном теоретические неопределенности приходят из вкладов теории возмущений более высоких порядков. Наибольшее значение имеют двухпетлевые ЭС-поправки, ЭС-логарифмы Судакова, двухпетлевой вклад вакуумной поляризации и множественное излучение из конечного состояния. Мы уже реализовали ведущие ЭС-двухпетлевые ($G_\mu m_t^2$) и смешанные (ЭС \otimes КХД) радиационные поправки через параметры $\Delta\rho$ и $\Delta\alpha$ [13]. Теперь мы внедряем в ReneSANCe и MCSANC следующие поправки — смешанную КХД \otimes КЭД $\mathcal{O}(\alpha_s\alpha)$ и чистую КЭД $\mathcal{O}(\alpha^2)$, которые рассчитаны в работе [29]. Работа над этими поправками ведется уже в настоящее время.

Параметризация ПФР. Нынешняя точность ПФР в кинематической области, актуальной для БАК, приводит к огромной неопределенности в сечении процесса Дрелла–Яна — порядка 5% или даже больше. Ситуация улучшится только после уточнения ПФР на основе данных БАК.

Процедура согласования. Чтобы получить требуемую точность, нужна реализация процедуры согласования в генераторах Монте-Карло. Сегодня мы внедряем необходимую процедуру, т.е. согласованный учет точных поправок и логарифмических многофотонных поправок более высокого порядка, в наши программные продукты.

Эффекты поляризации. Мы исследовали спиновые эффекты в рождении массивного векторного бозона при столкновении продольно-поляризованных адронов и рассчитали ЭС-поправки на уровне, следующем за ведущим, в нашей работе [17]. Обнаружены значительные вклады поляризации в односпиновую (A_L) и двухспиновую (A_{LL}) асимметрии. Теоретические предсказания спиновых эффектов в рождении массивного векторного бозона при столкновении продольно-поляризованных адронов нужны для построения поляризованных ПФР, такая работа может быть выполнена командой xFitter. Для фитирования поляризованных ПФР могут быть использованы данные, полученные на релятивистском коллайдере тяжелых ионов (RHIC), на котором есть режим продольной поляризации.

На рисунке приведены относительные поправки δA_L в процентах для распределений по быстройте y_Z и псевдобыстройте η_{ℓ^\pm} -лептонов.



Относительные поправки δA_L для односпиновой асимметрии для различных распределений: быстроты $\ell^+\ell^-$ -пары (а), псевдобыстроты ℓ^+ (б) и ℓ^- (в)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Текущие версии ReneSANCe и MCSANC модернизированы для изучения различных эффектов, связанных с радиационными ЭС-поправками к процессу рождения массивного векторного бозона в нейтральном токе для наблюдаемых, измеряемых на БАК.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00021). Данная работа доложена на рабочем совещании «Физика димьюонов на БАК», проведенном 23–24 июня 2022 г. в Дубне. Авторы приносят благодарность организаторам за приглашение и возможность представить результаты данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mosolov V. A., Shumeiko N. M. Electromagnetic Effects in Drell–Yan Processes // Nucl. Phys. B. 1981. V. 186. P. 397–411.
2. Сороко А. В., Шумейко Н. М. Об электромагнитных поправках к процессам Дрелла–Яна в кварковой партонной модели // ЯФ. 1990. Т. 52, № 2. С. 514–523.

3. *Wackeroth D., Hollik W.* Electroweak Radiative Corrections to Resonant Charged Gauge Boson Production // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 6788–6818; arXiv:hep-ph/9606398.
4. *Baur U., Keller S., Wackeroth D.* Electroweak Radiative Corrections to W -Boson Production in Hadronic Collisions // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 013002; arXiv:hep-ph/9807417.
5. *Dittmaier S., Huber M.* Radiative Corrections to the Neutral-Current Drell–Yan Process in the Standard Model and Its Minimal Supersymmetric Extension // JHEP. 2010. V. 1. P. 060; arXiv:0911.2329.
6. *Baur U., Brein O., Hollik W., Schappacher C., Wackeroth D.* Electroweak Radiative Corrections to Neutral Current Drell–Yan Processes at Hadron Colliders // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. P. 033007; arXiv:hep-ph/0108274.
7. *Baur U., Wackeroth D.* Electroweak Radiative Corrections to Weak Boson Production at Hadron Colliders // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2003. V. 116. P. 159–163; arXiv:hep-ph/0211089.
8. *Baur U., Wackeroth D.* Electroweak Radiative Corrections to $p\bar{p} \rightarrow W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu$ beyond the Pole Approximation // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 073015; arXiv:hep-ph/0405191.
9. *Carloni Calame C. M., Montagna G., Nicosini O., Vicini A.* Precision Electroweak Calculation of the Charged Current Drell–Yan Process // JHEP. 2006. V. 12. P. 016; arXiv:hep-ph/0609170.
10. *Carloni Calame C. M., Montagna G., Nicosini O., Treccani M.* Multiple Photon Corrections to the Neutral-Current Drell–Yan Process // JHEP. 2005. V. 05. P. 019; arXiv:hep-ph/0502218.
11. *Bondarenko S., Dydyshka Ya., Kalinovskaya L., Sadykov R., Yermolchik V.* Hadron–Hadron Collision Mode in ReneSANCe-v1.3.0 // Comput. Phys. Commun. 2023. V. 285. P. 108646; arXiv:2207.04332.
12. *Bondarenko S. G., Saprosov A. A.* NLO EW and QCD Proton–Proton Cross Section Calculations with mcsanc-v1.01 // Comput. Phys. Commun. 2013. V. 184. P. 2343–2350; arXiv:1301.3687 [hep-ph].
13. *Arbuzov A. et al.* Update of the MCSANC Monte Carlo Integrator, v. 1.20 // JETP Lett. 2016. V. 103, No. 2. P. 131–136; arXiv:1509.03052.
14. *Arbuzov A. B., Sadykov R. R.* Inverse Bremsstrahlung Contributions to Drell–Yan-Like Processes // J. Exp. Theor. Phys. 2008. V. 106. P. 488–494; arXiv:0707.0423 [hep-ph].
15. *Bardin D., Bondarenko S., Christova P., Kalinovskaya L., Rumyantsev L. et al.* SANC Integrator in the Progress: QCD and EW Contributions // JETP Lett. 2012. V. 96. P. 285–289; arXiv:1207.4400 [hep-ph].
16. *Antropov S., Arbuzov A., Sadykov R., Was Z.* Extra Lepton Pair Emission Corrections to Drell–Yan Processes in PHOTOS and SANC // Acta Phys. Polon. B. 2017. V. 48. P. 1469; arXiv:1706.05571.
17. *Bondarenko S., Dydyshka Y., Kalinovskaya L., Sadykov R., Yermolchik V.* EW One-Loop Corrections to the Longitudinally Polarized Drell–Yan Scattering. I. The Neutral Current Case // Phys. Part. Nucl. Lett. 2023. V. 20, No. 2. P. 77–83; arXiv:2211.03561.
18. *Andonov A., Arbuzov A., Bardin D., Bondarenko S., Christova P., Kalinovskaya L., Kolesnikov V., Sadykov R.* Standard SANC Modules // Comput. Phys. Commun. 2010. V. 181. P. 305–312; arXiv:0812.4207 [physics.comp-ph].

19. *Andonov A. et al.* SANCscope, v.1.00 // Comput. Phys. Commun. 2006. V.174. P.481–517. Erratum: *Andonov A. et al.* SANCscope, v.1.00 // Comput. Phys. Commun. 2007. V.177. P.623–624; arXiv:hep-ph/0411186.
20. *Bardin D. Yu. et al.* Precision Description of Processes at Colliders in the SANC System // Phys. Part. Nucl. 2019. V.50, No.4. P.395–432.
21. *Gerber C.E. et al. (TeV4LHC-Top, Electroweak Working Group Collab.)*. Tevatron-for-LHC Report: Top and Electroweak Physics. 2007; arXiv:0705.3251 [hep-ph].
22. *Alioli S. et al.* Precision Studies of Observables in $pp \rightarrow W \rightarrow l\nu_l$ and $pp \rightarrow \gamma, Z \rightarrow l^+l^-$ Processes at the LHC // Eur. Phys. J. C. 2017. V.77, No.5. P.280; arXiv:1606.02330.
23. *Alioli S., Nason P., Oleari C., Re E.* A General Framework for Implementing NLO Calculations in Shower Monte Carlo Programs: The POWHEG BOX // JHEP. 2010. V.06. P.043; arXiv:1002.2581 [hep-ph].
24. *Golonka P., Was Z.* PHOTOS Monte Carlo: A Precision Tool for QED Corrections in Z and W Decays // Eur. Phys. J. C. 2006. V.45. P.97–107; arXiv:hep-ph/0506026.
25. *Hahn T., Perez-Victoria M.* Automatized One-Loop Calculations in Four-Dimensions and D-Dimensions // Comput. Phys. Commun. 1999. V.118. P.153–165; arXiv:hep-ph/9807565.
26. *Bardin D. Yu., Kalinovskaya L. V., Romyantsev L. A.* $J(A)$ Functions in the Passarino–Veltman Reduction // Phys. Part. Nucl. Lett. 2009. V.6. P.30–41; *Bardin D. Yu., Kalinovskaya L. V., Romyantsev L. A.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2009. V.6, No.1(150). P.54.
27. *Bardin D., Kalinovskaya L., Kolesnikov V., von Schlippe W.* $J_{AW,WA}$ Functions in Passarino–Veltman Reduction // Phys. At. Nucl. 2010. V.73. P.2048–2063; arXiv:0912.3893 [hep-ph].
28. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Measurement of the High-Mass Drell–Yan Differential Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector // Phys. Lett. B. 2013. V.725. P.223–242; arXiv:1305.4192 [hep-ex].
29. *de Florian D., Der M., Fabre I.* QCD \oplus QED NNLO Corrections to Drell–Yan Production // Phys. Rev. D. 2018. V.98, No.9. P.094008; arXiv:1805.12214.