

Ядерная физика

Научная статья

УДК 539.12

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17412>

АСИММЕТРИЯ СИВЕРСА В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЙАНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНОВ НА ПОПЕРЕЧНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНАХ

Е. В. Музяев [✉], Я. А. Бердников

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

[✉] muzyaev.ev@edu.spbstu.ru

Аннотация. В статье предложен алгоритм расчета, позволяющий получать значение асимметрии Сиверса в полуинклюзивном глубоконеупругом рассеянии заряженных лептонов на поперечно-поляризованном протоне с помощью генератора событий PYTHIA8 и плагина StringSpinner. Расчет был проведен в кинематике эксперимента COMPASS: мюон с энергией 160 ГэВ рассеивается на покоящейся протонной мишени. Показано, что с помощью предложенного алгоритма можно с высокой точностью определять асимметрию Сиверса конечного адрона.

Ключевые слова: полуинклюзивное глубоконеупругое рассеяние, поляризация, асимметрия, генератор событий

Финансирование: Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2024-0033).

Для цитирования: Музяев Е. В., Бердников Я. А. Асимметрия Сиверса в глубоконеупругом рассеянии заряженных лептонов на поперечно-поляризованных протонах // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 4. С. 130–137. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17412>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17412>

THE SIVERS ASYMMETRY IN DEEP INELASTIC CHARGED LEPTON SCATTERING ON A TRANSVERSE POLARIZED PROTON TARGET

E. V. Muzyaev [✉], Ya. A. Berdnikov

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

[✉] muzyaev.ev@edu.spbstu.ru

Abstract. In the paper, it has been proposed a calculation algorithm that allows obtaining the value of the Sivers asymmetry in semi-inclusive deep inelastic scattering of charged leptons on a transversely polarized proton using the event generator PYTHIA8 and the StringSpinner plug-in. The calculation was performed in the kinematics of the COMPASS experiment: a muon with an energy of 160 GeV scatters on a stationary proton target. The proposed algorithm was shown to make it possible to estimate high accurately the Sivers asymmetry of the final hadron.

Keywords: semi-inclusive deep inelastic scattering, polarization, Sivers asymmetry, event generator

Funding: The reported study was carried out within the framework of the State Assignment for Fundamental Research (Subject Code FSEG-2024-0033).

For citation: Muzyaev E. V., Berdnikov Ya. A., The Sivers asymmetry in deep inelastic charged lepton scattering on a transverse polarized proton target, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (4) (2024) 130–137. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17412>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Информация о внутренней структуре нуклонов совершенно необходима для познания природы взаимодействий, ответственных за образование атомных ядер. Поэтому изучение этой структуры относится к важнейшим проблемам современной физики элементарных частиц [1]. Особенно интересен вопрос, как характеристики кварков и глюонов, входящих в состав нуклона, влияют на его спин [2]. Одним из способов исследования спиновой структуры нуклона является изучение глубоконеупругого рассеяния (ГНР) [3]. Под глубоконеупругим рассеянием обычно подразумевается процесс рассеяния ультрарелятивистского лептона (электрона или мюона) на адроне (например, протоне) или на адронной системе (например, дейтроне). В данном случае речь идет о рассеянии, при котором лептон, регистрируемый в конечном состоянии, имеет заметно меньшую энергию, чем начальный лептон. Другими словами, при таком рассеянии имеет место достаточно большой сброс энергии налетающей частицы, который слабо изменяет направление движения относительно направления полета налетающего лептона [3].

В приближении однофотонного обмена (в случае, когда лептон взаимодействует с мишенью путем обмена виртуальным фотоном) процесс ГНР может быть представлен диаграммой Фейнмана (рис. 1).

В ГНР происходит множественное рождение адронов X при столкновениях заряженных лептонов (электронов или мюонов) высоких энергий с адронами. В таком процессе лептон взаимодействует с частицами, составляющими нуклон, – с партонами. Согласно партонной модели, предложенной Р. Фейнманом, партон – это точечноподобная частица (кварк q или глюон g), которая несет часть импульса адрона h (в частности, протона) [4].

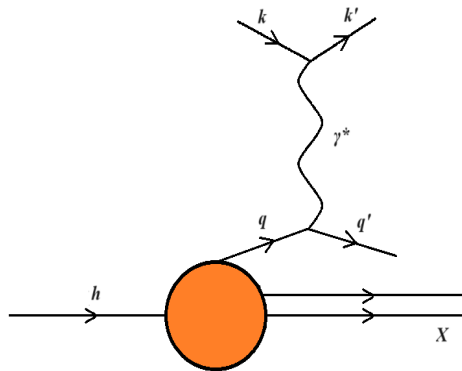


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана для глубоконеупругого рассеяния (в однофотонном γ^* -обмене) лептона на кварке адрона с рождением большого числа частиц X : γ^* – виртуальный фотон; k, k' – налетающий и рассеянный лептон, соответственно; q, q' – кварк до и после взаимодействия, соответственно; h – адрон

Явление множественного рождения адронов в ГНР называется адронизацией. Так именуется процесс формирования адронов из цветных объектов – кварков и глюонов. Физическая причина явления адронизации – неспособность кварков и глюонов существовать в свободном состоянии, так как в результате хромодинамического взаимодействия кварки и глюоны комбинируются в бесцветные частицы – адроны.

В физике ядра и элементарных частиц существует несколько моделей адронизации [5]: струнная фрагментация, независимая фрагментация и кластерная адронизация.

Одной из наиболее развитых моделей адронизации в физике элементарных частиц высоких энергий считается струнная фрагментация – процесс многократного разрыва глюонной струны между цветными кварками с образованием бесцветных адронов в местах разрыва [6]. При этом

образовавшиеся частицы, быстроты которых близки к скорости снаряда или мишени, называют «фрагментами» снаряда или мишени, соответственно.

Вероятность образования бесцветного адрона из фрагментирующей цветной струны описывается функцией фрагментации (ФФ). Чтобы сфрагментировать, кварк и антикварк, формирующие струну, должны обладать достаточной для этого энергией. Вероятность обнаружить в нуклоне партон (кварк), который обладает долей импульса нуклона при квадрате 4-импульса Q^2 , переданном виртуальным фотоном, называется партонной функцией распределения (ПФР) [7].

В эксперименте Европейской мюонной коллаборации (ЕМС) было показано, что спин нуклона не равен суммарному спину валентных кварков. Данная проблема получила название «спиновый кризис» [8]. Для исследования этой проблемы были проведены эксперименты HERMES [9] и COMPASS [10], в которых рассматривались явления полуинклюзивного (с рождением и регистрацией выделенного адрона) глубоконеупругого рассеяния (ПГНР) лептонов на поперечно-поляризованном протоне. Было показано [11], что наблюдается азимутальная асимметрия мезонов, образованных в процессе рассеяния. Возникновение азимутальных асимметрий связывается с поляризационными эффектами.

Моделирование процессов в Монте-Карло-генераторе событий PYTHIA8 [12] – это один из способов проверки теоретических моделей. На данный момент в PYTHIA8 не учтены эффекты поляризации, и поэтому для генерации событий с поляризованными частицами требуются сторонние плагины. Один из этих плагинов – StringSpinner [13], который включает в модель фрагментации поляризационные эффекты на основе 3P_0 -модели [14]. Данный плагин создан для расчета асимметрии Коллинза, и результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментом [15].

Целью настоящей работы являлась разработка алгоритма и программы расчета асимметрии Сиверса в полуинклюзивном глубоконеупругом рассеянии лептонов с использованием Монте-Карло-генератора событий PYTHIA8 и плагина StringSpinner.

Методика исследования

Рассмотрим полуинклюзивное глубоконеупругое рассеяние на поперечно-поляризованной протонной мишени в приближении однофотонного обмена:

$$l + p^\uparrow \rightarrow l' + h + X,$$

где l, l' – налетающий и рассеянный лептон, соответственно; p^\uparrow – поперечно-поляризованный протон; h – регистрируемый адрон, X – остальные частицы.

Схематическое представление процесса в виде трехмерной диаграммы показано на рис. 2.

На рис. 2 осями x_r, y_r, z_r обозначена система покоя мишени: ось z_r сонаправлена с импульсом рассеянного кварка; ось x_r лежит в плоскости, в которой происходит рассеяние; ось y_r перпендикулярна плоскости рассеяния.

Кинематику ПГНР удобно описывать с помощью переменной Бьёркена, которая означает долю импульса партона по отношению к импульсу нуклона [3]:

$$x_{\text{Bj}} = \frac{Q^2}{2Pq}, \quad (1)$$

где $Q^2 = -q^2$ – квадрат 4-импульса виртуального фотона γ^* ; P – 4-импульс протона-мишени.

Кроме этого, введем переменную y – долю энергии налетающего лептона, передаваемую виртуальному фотону [3]:

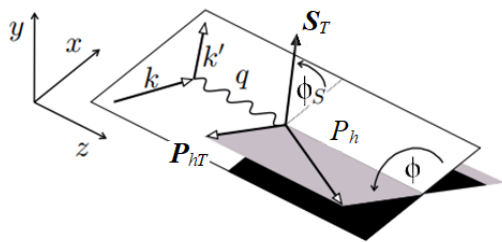


Рис. 2. Диаграмма процесса полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния в приближении однофотонного обмена [9]:

k, k' – 4-импульсы налетающего и рассеянного лептона; S_T – вектор поляризации нуклона;

P_h, P_{hT} – 4-импульс образовавшегося адрона и его поперечный импульс; ϕ – угол между плоскостью рассеяния и направлением импульса адрона;

ϕ_S – угол между вектором поляризации и плоскостью рассеяния; $q = k - k'$ – 4-импульс виртуального фотона

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k'} \quad (2)$$

Введем также переменную z – долю импульса виртуального фотона, переданную вылетающему адрону h :

$$z = \frac{P \cdot P_h}{P \cdot k'} \quad (3)$$

Для установления структуры частиц и их свойств широко используется метод, связанный с определением сечения рассеяния. Рассмотрим дифференциальное сечение образования адронов в ПГНР в лидирующем твисте (первый порядок разложения по степеням $1/Q^2$ [16]). В работе [17] было показано, что сечение рассеяния можно разложить на сумму функций фрагментации.

Таким образом, дифференциальное сечение рождения адронов в ПГНР на поперечно-поляризованном протоне можно представить в виде разложения по степеням квадрата 4-импульса виртуального фотона Q^2 [18]:

$$\frac{d\sigma}{dx_{Bj} dy dz dP_{hT} d\phi d\phi_s} \propto S_T \left[\sin(\phi - \phi_s) F_{UT}^{\sin(\phi - \phi_s)} + D_{NN} \sin(\phi + \phi_s) F_{UT}^{\sin(\phi + \phi_s)} \right] + \dots, \quad (4)$$

где D_{NN} – отношение продольного потока виртуальных фотонов к поперечному, $D_{NN} = 2(1-y)/[1+(1-y)^2]$; $F_{UT}^{\sin(\phi - \phi_s)}$ – структурная функция Сиверса, пропорциональная

значению $\sin(\phi - \phi_s)$; $F_{UT}^{\sin(\phi + \phi_s)}$ – структурная функция Коллинза, пропорциональная значению $\sin(\phi + \phi_s)$.

Указанные структурные функции зависят от величин x_{Bj} , Q^2 , z , P_{hT} . Их нижние индексы U , T обозначают поляризацию: U – неполяризованное состояние, T – поперечная поляризация (например, UT обозначает неполяризованный лептон и поперечно-поляризованную мишень). Здесь $S_T = |\mathbf{S}_T|$ – модуль поперечного вектора поляризации (см. рис. 2).

В сечение образования адронов наибольший вклад вносят две односпиновые азимутальные асимметрии: Сиверса и Коллинза (в зависимости от $\sin(\phi - \phi_s)$ и $\sin(\phi + \phi_s)$ соответственно) [19]. Асимметрия $\sin(\phi - \phi_s)$ возникает в результате эффекта Сиверса: взаимодействия рассеянного кварка в конечном состоянии с «остатком» нуклона-мишени.

Функцию распределения кварков в поперечно-поляризованном протоне $f_{q,p\uparrow}(x_{Bj}, k_T^2)$

можно представить в виде разности функции распределения партона (ПФР) кварков в неполяризованном протоне и функции Сиверса [20]:

$$f_{q,p\uparrow}(x_{Bj}, k_T^2) = f_1^q(x_{Bj}, k_T^2) - f_{1T}^{\perp q}(x_{Bj}, k_T^2) (\mathbf{P} \times \mathbf{k}_T) \frac{\mathbf{S}}{M}, \quad (5)$$

где M – масса протона ($M = 938$ МэВ); \mathbf{k}_T – поперечный импульс кварка; \mathbf{P} – импульс протона; \mathbf{S} – вектор спина протона; f_1^q – функция распределения кварков в неполяризованном протоне; $f_{1T}^{\perp q}$ – функция Сиверса, которая обозначает зависимость между поперечным импульсом «пораженного» кварка и поляризацией мишени; индекс $\perp q$ означает, что ПФР проинтегрирована по поперечному импульсу кварка, а индекс 1 означает лидирующий твист.

В терминах функций фрагментаций асимметрию Сиверса можно представить в виде интегральной свертки функции Сиверса и функции D_1 – плотности вероятности того, что поперечный импульс образовавшегося адрона относится к фрагментирующему кварку q [21]:

$$A_{Siv} \propto \sin(\phi - \phi_s) \sum_q e_q^2 f_{1T}^{\perp q}(x_{Bj}, k_T^2) * D_1(z, k_T^2), \quad (6)$$

где e_q – электрический заряд кварка, A_{Siv} – асимметрия Сиверса. Суммирование проводится по кваркам q .

Таким образом, зная величину асимметрии Сиверса, можно определить зависимость между поперечным импульсом «пораженного» кварка и поляризацией мишени при заданных параметрах переменной Бьёркена и переменной z . На практике асимметрию Сиверса

можно найти, если известно угловое распределение множественности образовавшихся адронов, обнаруженных в детекторе.

Распределение множественности образовавшегося адрона h зависит от асимметрии Сиверса следующим образом [22]:

$$\frac{dN_h}{dx_{Bj} dz dP_T d\phi_{Siv}} \propto 1 + S_T A_{Siv} \sin(\phi - \phi_S), \quad (7)$$

где N_h – число образовавшихся адронов, $\phi_{Siv} = \phi - \phi_S$ – угол Сиверса.

Расчет на основе предложенной модели процесса ПГНР был выполнен в модифицированном нами Монте-Карло-генераторе PYTHIA8 с использованием плагина StringSpinner. Данный плагин использует модель фрагментации поляризованных партонов «струна ${}^+3P_0$ », которая является расширением классической лундовской модели адронизации с добавлением в нее спиновой степени свободы [15].

Результаты

Представим расчет асимметрии Сиверса согласно этой модели. Процесс разбивается на несколько кинематических регионов по переменной Бьёркена x_{Bj} (доля поперечного 4-импульса партона от 4-импульса нуклона), в которых суммируются по отдельности азимутальная модуляция $\sin(\phi - \phi_S)$, вектор поляризации S_T от каждого попавшего в кинематический регион события; затем полученные значения нормируются на число событий. Далее асимметрия Сиверса рассчитывается по формуле (4):

$$A_{Siv} = \frac{\langle \sin(\phi - \phi_S) \rangle}{\langle S_T \rangle}, \quad (8)$$

где угловые скобки означают усреднение по числу выделенных адронов.

Для моделирования процессов ПГНР использовалась кинематика эксперимента COMPASS: неполяризованный мюон μ^- с энергией 160 ГэВ рассеивается на поперечно-поляризованной протонной мишени. Отбор событий производился в кинематической области по переменной Бьёркена $x_{Bj} \in \{0,003; 0,400\}$, переменной z в интервале $0,2 < z < 0,7$, переменной y в интервале $0,05 < y < 0,95$ и по переданному импульсу $Q^2 > 1$ ГэВ.

Рассчитаны зависимости асимметрии Сиверса заряженных пионов от переменной Бьёркена x_{Bj} . Проведено сравнение полученных результатов с данными эксперимента COMPASS (рис. 3). Расчетные данные получены с помощью PYTHIA8 с модифицированным StringSpinner.

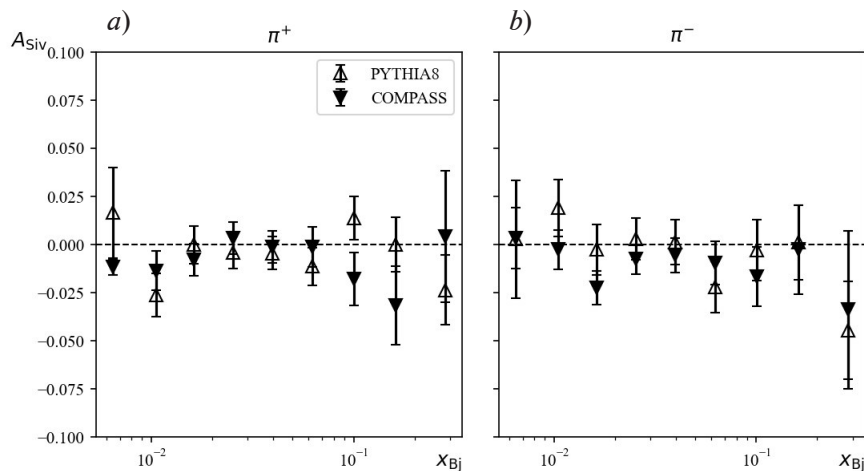


Рис. 3. Графики экспериментальных (черные треугольники) и рассчитанных (пустые символы) зависимостей асимметрии Сиверса от переменной Бьёркена при рассеянии мюонов μ^- с энергией 160 ГэВ на поперечно-поляризованных протонах с рождением положительных (π^+) (a) и отрицательных (π^-) (b) мезонов



Согласно полученным данным, асимметрия Сиверса заряженных π -мезонов отлична от нуля. Тем самым существует влияние поляризации кварков на угловое распределение частиц.

Результаты расчетов, выполненных на основе предложенного метода, хорошо согласуются с экспериментальными данными в пределах погрешностей.

Заключение

В настоящем исследовании разработан метод расчета асимметрии Сиверса с использованием программного пакета PYTHIA8 и плагина StringSpinner. Поскольку результаты расчетов, выполненных на основе предложенного метода, хорошо согласуются с экспериментальными данными в пределах погрешностей, нами доказана целесообразность использования данной модели для расчетов асимметрии Сиверса заряженных пионов в процессе полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния мюона на поляризованном протоне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ashman J., Badelek B., Baum G., et al.** An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarized muons on polarized protons // *Nuclear Physics B*. 1989. Vol. 328. No. 1. Pp. 1–35.
2. **Ioffe B.** The nucleon spin problem // *Surveys in High Energy Physics*. 1995. Vol. 8. No. 1–4. Pp. 107–134.
3. **Blümlein J.** The theory of deeply inelastic scattering // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. 2013. Vol. 69. March. Pp. 28–84.
4. **Feynman R.** Very high-energy collisions of hadrons // *Physical Review Letters*. 1969. Vol. 23. No. 24. P. 1415.
5. **Sjöstrand T.** Status of fragmentation models // *International Journal of Modern Physics A*. 1988. Vol. 3. No. 4. Pp. 751–823.
6. **Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjöstrand T.** Parton fragmentation and string dynamics // *Physics Reports*. 1983. Vol. 97. No. 2–3. Pp. 31–145.
7. **Metz A., Vossen A.** Parton fragmentation functions // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. 2016. Vol. 91. November. Pp. 136–202.
8. **Soper D. E.** Parton distribution functions // *Nuclear Physics B – Proceedings Supplements*. 1997. Vol. 53. No. 1–3. Pp. 69–80.
9. **Leader E., Anselmino M. A.** Crisis in the parton model: where, oh where is the proton’s spin? // *Zeitschrift für Physics C. Particles and Fields*. 1988. Vol. 41. No. 2. Pp. 239–246.
10. **Airapetian A., Akopov N., Akopov Z., et al.** Single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a transversely polarized hydrogen target // *Physical Review Letters*. 2005. Vol. 94. No. 1. P. 012002.
11. **Abbon P., Albrecht E., Alexakhin V. Yu., et al.** The COMPASS experiment at CERN // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 2007. Vol. 577. No. 3. Pp. 455–518.
12. **Adolf C., Akhunzyanov R., Alekseev M. G., et al.** Measurement of azimuthal hadron asymmetries in semi-inclusive deep inelastic scattering off unpolarised nucleons // *Nuclear Physics B*. 2014. Vol. 886. September. Pp. 1046–1077.
13. **Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P.** A brief introduction to PYTHIA 8.1 // *Computer Physics Communications*. 2008. Vol. 178. No. 11. Pp. 852–867.
14. **Kerbizi A., Lönnblad L.** StringSpinner – adding spin to the PYTHIA string fragmentation // *Computer Physics Communications*. 2022. Vol. 272. March. P. 108234.
15. **Kerbizi A., Artru X., Belghobsi Z., Martin A.** Simplified recursive 3P_0 model for the fragmentation of polarized quarks // *Physical Review D*. 2019. Vol. 100. No. 1. P. 014003.
16. **Kerbizi A., Lönnblad L.** Extending StringSpinner to handle vector-meson-spin // 2023. 23.05. arXiv: 2305.05058 [hep-ph]; <https://doi.org/10.48550/arXiv.2305.05058>.
17. **Ji X., Ma J.-P., Yuan F.** QCD factorization for spin-dependent cross sections in DIS and Drell – Yan processes at low transverse momentum // *Physical Letters B*. 2004. Vol. 597. No. 3–4. Pp. 299–308.

18. **Anselmino M., Boglione M., D'Alesio U., Melis S., Murgia F., Nocera E. R., Prokudin A.** General helicity formalism for polarized semi-inclusive deep inelastic scattering // *Physical Review D*. 2011. Vol. 83. No. 11. P. 114019.
19. **Efremov A., Goeke K., Schweitzer P.** Sivers and Collins single spin asymmetries // *European Physic Journal Special Topics*. 2008. Vol. 162. No. 1. Pp. 1–11.
20. **Jaffe R.** Spin, twist and hadron structure in deep inelastic processes // arXiv: 9602236, 1996. <https://doi.org/10.48550/arXiv.hep-ph/9602236>.
21. **Bacchetta A., D'Alesio U., Diehl M., Miller C. A.** Single-spin asymmetries: The Trento conventions // *Physical Review D*. 2004. Vol. 70. No. 11. P. 117504.
22. **Bacchetta A., Diehl M., Goeke K., Metz A., Mulders P. J., Shlegel M.** Semi-inclusive deep inelastic scattering at small transverse momentum // *Journal of High Energy Physics*. 2007. Vol. 2007. No. 2. Pp. 093–093.

REFERENCES

1. **Ashman J., Badelek B., Baum G., et al.**, An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarized muons on polarized protons, *Nucl. Phys. B*. 328 (1) (1989) 1–35.
2. **Ioffe B.**, The nucleon spin problem, *Surveys in High Energy Phys.* 8 (1–4) (1995) 107–134.
3. **Blümlein J.**, The theory of deeply inelastic scattering, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 69 (March) (2013) 28–84.
4. **Feynman R.**, Very high-energy collisions of hadrons, *Phys. Rev. Lett.* 23 (24) (1969) 1415.
5. **Sjöstrand T.**, Status of fragmentation models, *Int. J. Mod. Phys. A*. 3 (4) (1988) 751–823.
6. **Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjöstrand T.**, Parton fragmentation and string dynamics, *Phys. Rep.* 97 (2–3) (1983) 31–145.
7. **Metz A., Vossen A.**, Parton fragmentation functions, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 91 (Nov) (2016) 136–202.
8. **Soper D. E.**, Parton distribution functions, *Nucl. Phys. B – Proc. Suppl.* 53 (1–3) (1997) 69–80.
9. **Leader E., Anselmino M. A.**, Crisis in the parton model: where, oh where is the proton's spin? *Z. Phys. C*. 41 (2) (1988) 239–246.
10. **Airapetian A., Akopov N., Akopov Z., et al.**, Single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a transversely polarized hydrogen target, *Phys. Rev. Lett.* 94 (1) (2005) 012002.
11. **Abbon P., Albrecht E., Alexakhin V. Yu., et al.**, The COMPASS experiment at CERN, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*. 577 (3) (2007) 455–518.
12. **Adolf C., Akhunzyanov R., Alekseev M. G., et al.**, Measurement of azimuthal hadron asymmetries in semi-inclusive deep inelastic scattering off unpolarised nucleons, *Nucl. Phys. B*. 886 (Sept) (2014) 1046–1077.
13. **Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P.**, A brief introduction to PYTHIA 8.1, *Comp. Phys. Commun.* 178 (11) (2008) 852–867.
14. **Kerbizi A., Lönnblad L.**, StringSpinner – adding spin to the PYTHIA string fragmentation, *Comp. Phys. Commun.* 272 (March) (2022) 108234.
15. **Kerbizi A., Artru X., Belghobsi Z., Martin A.**, Simplified recursive 3P_0 model for the fragmentation of polarized quarks, *Phys. Rev. D*. 100 (1) (2019) 014003.
16. **Kerbizi A., Lönnblad L.**, Extending StringSpinner to handle vector-meson-spin, 2023.23.05, arXiv: 2305.05058 [hep-ph]; <https://doi.org/10.48550/arXiv.2305.05058>.
17. **Ji X., Ma J.-P., Yuan F.**, QCD factorization for spin-dependent cross sections in DIS and Drell – Yan processes at low transverse momentum, *Phys. Lett. B*. 597 (3–4) (2004) 299–308.
18. **Anselmino M., Boglione M., D'Alesio U., et al.**, General helicity formalism for polarized semi-inclusive deep inelastic scattering, *Phys. Rev. D*. 83 (11) (2011) 114019.
19. **Efremov A., Goeke K., Schweitzer P.**, Sivers and Collins single spin asymmetries, *Europ. Phys. J. ST*. 162 (1) (2008) 1–11.
20. **Jaffe R.**, Spin, twist and hadron structure in deep inelastic processes, arXiv: 9602236, 1996. <https://doi.org/10.48550/arXiv.hep-ph/9602236>.
21. **Bacchetta A., D'Alesio U., Diehl M., Miller C. A.**, Single-spin asymmetries: The Trento conventions, *Phys. Rev. D*. 70 (11) (2004) 117504.
22. **Bacchetta A., Diehl M., Goeke K., et al.**, Semi-inclusive deep inelastic scattering at small transverse momentum, *J. High Energy Phys.* 2007 (2) (2007) 093–093.

**СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ**

МУЗЯЕВ Евгений Валерьевич – студент Физико-механического института Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

muzyaev.ev@edu.spbstu.ru

ORCID: 0009-0005-7144-4746

БЕРДНИКОВ Ярослав Александрович – доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

berdnikov@spbstu.ru

ORCID: 0000-0003-0309-5917

THE AUTHORS

MUZYAEV Evgeny V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

muzyaev.ev@edu.spbstu.ru

ORCID: 0009-0005-7144-4746

BERDNIKOV Yaroslav A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

berdnikov@spbstu.ru

ORCID: 0000-0003-0309-5917

Статья поступила в редакцию 27.06.2024. Одобрена после рецензирования 02.08.2024. Принята 02.08.2024.

Received 27.06.2024. Approved after reviewing 02.08.2024. Accepted 02.08.2024.