

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Самарский национальный исследовательский
университет имени академика С. П. Королёва»
(Самарский университет)

Институт естественнонаучный
Факультет физический
Кафедра общей и теоретической физики

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

**«ОЦЕНКА АСИММЕТРИЙ В РОЖДЕНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАРМОНИЕВ
В ОБОБЩЁННОЙ ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA»**

по направлению подготовки 03.03.02 Физика
(уровень бакалавриата)
направленность (профиль) «Физика»

Обучающийся _____  _____ К. К. Шилиев

Руководитель ВКР

к.ф.-м.н., старший преподаватель _____  _____ А. В. Карпишков

Самара 2022

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Коллинеарная и неколлинеарная модели факторизации	5
§ 1.1 Коллинеарная партонная модель	5
§ 1.2 Обобщённая партонная модель	9
§ 1.3 Калибровочная теория сильного взаимодействия	12
Глава 2. Феноменология рождения чармония. Нерелятивистская квантовая хромодинамика	16
Глава 3. Рождение чармониев в столкновениях протонов на коллайдерах RHIC и NICA	21
§ 3.1 Рождение неполяризованных чармониев в протон-протонных столкновениях	21
§ 3.2 Поляризационный параметр. Влияние начального поперечного импульса	23
§ 3.3 Влияние спиновых эффектов на рождение чармониев. Эффект Сиверса	25
Заключение	32
Список литературы	33

Введение

Настоящая работа посвящена вычислению поперечной одиночной спиновой асимметрии в рождении поперечно поляризованных состояний чармония $J/\psi(1S)$ и $\psi(2S)$ в столкновении поперечно поляризованного и неполяризованного протонов. Чармоний как тяжёлый кварконий, состоящий из очарованных кварка и антикварка, может быть описан в формализме нерелятивистской квантовой хромодинамики — эффективной теории поля, которая позволяет раскладывать волновую функцию изучаемого кваркония в ряд по степеням малого параметра, которым ввиду большой массы c -кварка является относительная скорость конститuentных кварков. Кинематика процесса столкновения двух протонов изложена в рамках партонной модели, которая описывает адроны как системы точечных безмассовых структурных элементов, называемых партонами (кварки и глюоны). Изначально сформулированная коллинеарная партонная модель предполагает, что партоны обладают только продольной частью импульса протона, то есть частью энергии и частью лежащей в направлении движения протона компоненты трёхмерного импульса. В обобщённой партонной модели осуществляется попытка учесть поперечную направлению полёта протона составляющую импульса партона. Распределение неполяризованных партонов по импульсу в неполяризованном протоне описывается партонной функцией распределения. Аналогичную роль для поляризованного протона выполняет функция Сиверса. Форма функции Сиверса не выводится последовательно аналитически, но параметризуется исходя из экспериментальных данных.

Важной проблемой современной физики высоких энергий является описание спина протона. Дело в том, что спин протона вследствие конфайнмента лишь на треть описывается спинами валентных кварков, остальной вклад вносят глюоны и «морские» кварки. Поэтому уточнение параметров функции Сиверса, которое будет возможно провести с использованием данных, полученных на строящемся коллайдере NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility), позволит продвинуться не только в описании кваркония, но и в понимании спиновой структуры протона.

Целью моей работы будет изучение связи поляризации рождающихся чармониев со спином протона в кинематических условиях коллайдера NICA. Чтобы достичь заявленной цели, необходимо выполнить ряд задач:

1. рассчитать в лидирующем приближении (ЛП) теории возмущений матричные элементы (МЭ), описывающие рождение (не)поляризованных чармониев в модели цветных синглетов, убедиться в их независимости от выбора калибровки и проверить их на согласие с известными МЭ в научной литературе,
2. составить программу для вычисления сечений рождения чармония и проверить корректность её работы с помощью полученных ранее теоретических результатов,
3. рассчитать сечения рождения неполяризованных $\psi(2S)$ в ЛП коллинеарной и обобщённой партонных моделей и сравнить полученные предсказания с экспериментальными данными коллайдера RHIC,

4. в ЛП по константе взаимодействия и по относительной скорости конституентных кварков вычислить поляризационные параметры для $J/\psi(1S)$ и $\psi(2S)$ в двух подходах: коллинеарной и обобщённой партонных моделях, и сравнить их предсказания в рамках кинематики коллайдера NICA,
5. вычислить поперечную одиночную спиновую асимметрию в рождении поперечно поляризованных чармониев в трёх параметризациях функции Сиверса.

Первая глава работы посвящена описанию партонной модели и краткому обзору теории сильных взаимодействий. Текст второй главы содержит изложение нерелятивистской квантовой хромодинамики и деталей построения амплитуд изучаемых партонных процессов. А в третью главу включены все численные данные, полученные в ходе решения поставленных выше задач.

Глава 1. Коллинеарная и неколлинеарная модели факторизации

§ 1.1 Коллинеарная партонная модель

Серия экспериментов 1967–1979 годов по глубоконеупругому рассеянию электронов на мишенях водорода и дейтерия, проведённая на ускорителе в лаборатории SLAC [1; 2], показала, что при сохранении полученного в квантовой электродинамике (КЭД) полного сечения процесса наибольший вклад в него дают жёсткие процессы, в которых протоны и нейтроны разрушаются и образуются системы адронов, летящих преимущественно вдоль оси соударения. Однако при достаточно больших энергиях мы можем массами участвующих в процессе адронов пренебречь и считать их 4-импульсы светоподобными, что не позволяет им, почти что не рассеиваясь, поглощать большие импульсы.

Это противоречие между существованием жёстких процессов электромагнитной природы и их подавлением в сильных взаимодействиях разрешает партонная модель, предложенная Джеймсом Бьёркеном и Ричардом Фейнманом в 1969 году. В ней предполагалось, что протон состоит из слабосвязанных друг с другом точечных составляющих — партонов, впоследствии отождествлённых с кварками, антикварками и глюонами. Вылетевшие при разрушении адронов партоны адронизируются, образуя адронные струи. Регистрация двух-, трёх-, а далее и четырёхструйных событий [3–5], стала подтверждением теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики (КХД), речь о которой пойдёт в следующей главе.

Далее будем рассматривать столкновение двух протонов в системе центра масс (СЦМ). Импульсы партонов как почти не взаимодействующих структурных составляющих могут быть записаны так:

$$q_1^\mu = x_1 p_1^\mu, \quad q_2^\mu = x_2 p_2^\mu, \quad (1.1)$$

где p_1^μ, p_2^μ — импульсы протонов, q_1^μ, q_2^μ — импульсы конститuentных партонов, а x_1 и x_2 — соответственно доли импульсов протонов, которыми обладают партоны. Запишем импульсы протонов в СЦМ с энергией столкновения \sqrt{s} , как и было сказано, с пренебрежением их массами:

$$p_1^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2} (1, 0, 0, 1), \quad p_2^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2} (1, 0, 0, -1). \quad (1.2)$$

Тогда импульсы партонов запишутся, очевидно:

$$q_1^\mu = \frac{x_1 \sqrt{s}}{2} (1, 0, 0, 1), \quad q_2^\mu = \frac{x_2 \sqrt{s}}{2} (1, 0, 0, -1). \quad (1.3)$$

Как видно, партоны в данном приближении не обладают поперечными направлению столкновения составляющими импульса, поэтому x_1, x_2 уточняюще называют продольными долями импульса, а модель — коллинеарной партонной моделью (КПМ).

Распределение партонов по импульсу, вернее по доле импульса, описывается партонной функцией распределения (ПФР), которая из первопринципов не выводится, поэтому

выделяется из экспериментальных данных.

Обозначая партонные распределения для i -го партона $f_i(x)$, можем записать их закономерное свойство, а именно, сумма долей импульса протона, относящихся к различным партонам, должна быть равна 1 (суммирование здесь проводится по всем партонам):

$$\sum_i \int_0^1 dx x f_i(x) = 1. \quad (1.4)$$

Вспомним, что массами партонов мы пренебрегаем, и запишем квадрат импульса партона в конечном состоянии (индекс i здесь несущественен, так что временно опустим его), за Q обозначим переданный во взаимодействии импульс:

$$(q + Q)^2 \approx Q^2 + 2(qQ) = Q^2 + 2x(pQ) \approx 0. \quad (1.5)$$

Квадрат переданного (в теперь уже упругом взаимодействии с вылетевшим партоном) импульса пространственноподобен $Q^2 < 0$, поэтому традиционно вводится переобозначение $Q^2 = -Q^2$, тогда

$$2x(pQ) - Q^2 \approx 0, \quad x = \frac{Q^2}{2(pQ)}. \quad (1.6)$$

Партонные функции распределения $f(x)$ не зависят явно от переданного импульса Q^2 , он входит только в виде комбинации множителей в x . Этот эффект — независимость партонной структуры протона от кинематики процесса — называется бёркеновским скейлингом. Он подтвержён измерениями с точностью до 10% [6], и отклонения от теоретического предсказания малы; однако они всё же наблюдаются и становятся тем больше, чем меньше величина x . Медленная эволюция партонных распределений с изменением Q^2 описывается уравнениями ДГЛАП (Докшицера – Грибова – Липатова – Альтарелли – Паризи). Слабая зависимость от Q^2 сразу проявляется в уравнениях в виде логарифмического масштаба переменной дифференцирования. Итак, уравнения ДГЛАП описывают эволюцию кварковых, антикварковых и глюонных функций распределения [7] (индексом f обозначены распределения для разных кварковых ароматов):

$$\begin{aligned} \frac{df_f(x, Q)}{d \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(P_{q \leftarrow q}(y) f_f\left(\frac{x}{y}, Q\right) + P_{q \leftarrow g}(y) f_g\left(\frac{x}{y}, Q\right) \right), \\ \frac{df_{\bar{f}}(x, Q)}{d \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(P_{q \leftarrow q}(y) f_{\bar{f}}\left(\frac{x}{y}, Q\right) + P_{q \leftarrow g}(y) f_g\left(\frac{x}{y}, Q\right) \right), \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\frac{df_g(x, Q)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(P_{g \leftarrow q}(y) \sum_f \left[f_f\left(\frac{x}{y}, Q\right) + f_{\bar{f}}\left(\frac{x}{y}, Q\right) \right] + P_{g \leftarrow g}(y) f_g\left(\frac{x}{y}, Q\right) \right),$$

где $\alpha_s(Q^2)$ — бегущая константа связи сильного взаимодействия. Функции расщепления

в уравнениях ДГЛАП учитывают вклад от процессов, в которых имеют место промежуточные акты взаимодействия: испускание кварком глюона

$$P_{g \leftarrow q}(y) = \frac{4}{3} \left[\frac{1 + (1-y)^2}{y} \right], \quad P_{q \leftarrow q}(y) = \frac{4}{3} \left[\frac{1 + y^2}{(1-y)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-y) \right], \quad (1.8)$$

распад глюона в кварк-антикварковую пару

$$P_{q \leftarrow g}(y) = \frac{1}{2} [y^2 + (1-y)^2], \quad (1.9)$$

и испускание глюона глюоном

$$P_{g \leftarrow g}(y) = 6 \left[\frac{(1-y)}{y} + \frac{y}{(1-y)_+} + y(1-y) + \left(\frac{11}{12} - \frac{n_f}{18} \right) \delta(1-y) \right], \quad (1.10)$$

здесь n_f — число ароматов лёгких кварков, учитываемых в перенормировке, $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака, обобщённая функция с индексом «+» определена так, чтобы выполнялось

$$\int_0^1 \frac{f(x)}{(1-x)_+} dx = \int_0^1 \frac{f(x) - f(1)}{(1-x)} dx. \quad (1.11)$$

Вернёмся непосредственно к изучаемому процессу столкновения протонов, пусть в его результате рождается интересующая нас частица C , одно из состояний чармония — связанного состояния пары очарованных кварка и антикварка. Сечение этого процесса, согласно теореме о факторизации в КПМ [8], распадается на произведение множителей, соответствующих разным пространственно-временным и энергетическим масштабам. Первый ряд множителей связан с внешним коллинеарным процессом, в нашем случае он представлен партонными распределениями; второй — есть сечение жёсткого подпроцесса $d\hat{\sigma}$.

$$d\sigma(pp \rightarrow CX) = \int dx_1 f_1(x_1, \mu^2) \int dx_2 f_2(x_2, \mu^2) d\hat{\sigma}, \quad (1.12)$$

причём далее ради общности будем обозначать квадрат жёсткого масштаба μ^2 как аргумент партонных функций распределения. Сечение жёсткого подпроцесса:

$$d\hat{\sigma} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - k_1 - k_2) \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{2I} \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3 2k_{10}} \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3 2k_{20}}, \quad (1.13)$$

где $I = x_1 x_2 s$ — потоковый фактор, $|\overline{\mathcal{M}}|^2$ — квадрат модуля амплитуды подпроцесса, просуммированный по начальным и усреднённый по конечным состояниям, k_1 и k_2 — 4-импульсы конечных частиц. Мы сразу начали рассматривать процессы $2 \rightarrow 2$, неявно оставив в стороне процессы $2 \rightarrow 1$, ведь они невозможны в КПМ в силу закона сохранения энергии-импульса.

Далее введём следующие величины: импульс конечной частицы C

$$k_1^\mu = (k_{10}, k_{1x}, k_{1y}, k_{1z}) \equiv (k_{10}, \vec{k}_{1T}, k_{1z}), \quad (1.14)$$

быстроту

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{k_{10} + k_{1z}}{k_{10} - k_{1z}} \right), \quad (1.15)$$

поперечную массу

$$m_T = \sqrt{m^2 + k_T^2} \quad (1.16)$$

и стандартные мандельстамовские инвариантные переменные

$$\hat{s} = (q_1 + q_2)^2 = (k_1 + k_2)^2, \quad \hat{t} = (q_1 - k_1)^2 = (q_2 - k_2)^2, \quad \hat{u} = (q_1 - k_2)^2 = (q_2 - k_1)^2, \quad (1.17)$$

удовлетворяющие условию (пренебрегаем массами начальных партонов)

$$\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = \sum_i m_i^2 = m_1^2 + m_2^2, \quad (1.18)$$

и их мы можем явно выразить через ранее определённые кинематические величины:

$$\hat{s} = x_1 x_2 s, \quad \hat{t} = m_1^2 - m_{1T} x_1 \sqrt{s} e^{-y_1}, \quad \hat{u} = m_2^2 - m_{2T} x_1 \sqrt{s} e^{-y_2}. \quad (1.19)$$

Сняв возможные интегралы с помощью дельта-функции, выражение для сечения процесса $2 \rightarrow 2$ в КПМ можно привести к форме

$$\Delta\sigma = \int dk_{1T} \int dx_1 \int dy_1 \frac{k_{1T}}{8\pi\hat{s}(x_1 s - \sqrt{s} m_{1T} e^{y_1})} \left(f_1(x_1, \mu^2) f_2(x_2, \mu^2) \overline{|\mathcal{M}|^2} \right), \quad (1.20)$$

причём закон сохранения энергии–импульса, входящий в аргумент дельта-функции в (1.13), с одной стороны, позволяет выразить x_2 через x_1 :

$$x_2 = \frac{x_1 \sqrt{s} m_{1T} e^{-y_1} - m_1^2 + m_2^2}{x_1 s - \sqrt{s} m_{1T} e^{y_1}}, \quad (1.21)$$

а с другой стороны, накладывает условие на интервал интегрирования по x_1 , конкретно — на нижнюю его границу:

$$x_1^{\min} = \frac{\sqrt{s} m_{1T} e^{y_1} - m_1^2 + m_2^2}{s - \sqrt{s} m_{1T} e^{-y_1}}, \quad (1.22)$$

оставляя верхнюю неизменной $x_1^{\max} = 1$.

Тем не менее, КПМ имеет ряд недостатков. С увеличением энергии столкновения характерное значение x уменьшается, а уравнения ДГЛАП не описывают наблюдаемый резкий рост ПФР в области малых x , к тому же с уменьшением x становится невозможно игнорировать начальный поперечный импульс партонов. Поэтому появляется необходимость построить теорию, учитывающую зависимость ПФР от поперечного импульса.

§ 1.2 Обобщённая партонная модель

Феноменологическим расширением коллинеарной модели и простой реализацией идеи TMD-факторизации (transverse momentum dependence, зависимость от поперечного импульса) является обобщённая партонная модель (ОПМ), учитывающая поперечные составляющие импульсов начальных партонов в структуре протона. Принятая оценка среднего значения квадрата поперечного импульса партона — около 1 ГэВ² [9]. Это значение характеризует предел применимости ОПМ: значение поперечного импульса конечных частиц в сравнении с жёстким масштабом реакции $|\vec{k}_{1T}| \approx \sqrt{\langle \vec{q}_T^2 \rangle} \ll \mu$, в качестве которого могут по соглашению приниматься различные параметры процесса: $\sqrt{\hat{s}}$, переданный импульс, поперечная масса конечной частицы; мы будем в дальнейшем использовать поперечную массу как такой характерный параметр.

Аналогично предыдущему разделу запишем импульсы партонов, вводя теперь поперечную компоненту q_T^μ ,

$$q_1^\mu = x_1 p_1^\mu + q_{1T}^\mu, \quad q_2^\mu = x_2 p_2^\mu + q_{2T}^\mu, \quad q_{iT}^\mu = (0, \vec{q}_{iT}, 0), \quad (1.23)$$

понятно, что важное условие $q_1^2 = q_2^2 = 0$, на котором основывается партонная модель, теперь не выполняется, и мы не можем считать партоны безмассовыми, а квадраты их импульсов светоподобными. Чтобы обойти возникшее ограничение, определим импульсы иначе:

$$q_1^\mu = x_1 p_1^\mu + y_1 p_2^\mu + q_{1T}^\mu, \quad q_2^\mu = x_2 p_2^\mu + y_2 p_1^\mu + q_{2T}^\mu, \quad q_{iT}^\mu = (0, \vec{q}_{iT}, 0), \quad (1.24)$$

где y_1 — доля импульса второго протона, уносимая партоном из первого протона, и так же y_2 — доля импульса первого протона, уносимая партоном из второго протона, все остальные обозначения остаются теми же. На этот раз равенство $q_1^2 = q_2^2 = 0$ может быть выполнено, и оно приводит к

$$y_i = \frac{t_i}{s x_i}, \quad t_i = \vec{q}_{iT}^2. \quad (1.25)$$

В итоге, 4-импульсы начальных партонов покомпонентно:

$$q_1^\mu = \left(\frac{x_1 \sqrt{s}}{2} + \frac{t_1}{2\sqrt{s}x_1}, \vec{q}_{1T}, \frac{x_1 \sqrt{s}}{2} - \frac{t_1}{2\sqrt{s}x_1} \right)^\mu, \quad (1.26)$$

$$q_2^\mu = \left(\frac{x_2 \sqrt{s}}{2} + \frac{t_2}{2\sqrt{s}x_2}, \vec{q}_{2T}, -\frac{x_2 \sqrt{s}}{2} + \frac{t_2}{2\sqrt{s}x_2} \right)^\mu. \quad (1.27)$$

Для ОПМ возможность факторизации сечения строго математически не доказана, однако используется вслед за соответствующей теоремой в КПМ [8]. Сечение в ОПМ распадается на произведение партонных функций распределения $F(x, \mu^2, q_T)$, в которых введена зависимость от поперечного импульса, и сечения жёсткого подпроцесса:

$$d\sigma(pp \rightarrow \mathcal{C}X) = \int dx_1 \int d^2 q_{1T} F_1(x_1, \mu^2, q_{1T}) \int dx_2 \int d^2 q_{2T} F_2(x_2, \mu^2, q_{2T}) d\hat{\sigma}, \quad (1.28)$$

$$d\hat{\sigma} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - k_1 - k_2) \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{2I} \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3 2k_{10}} \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3 2k_{20}}, \quad (1.29)$$

В выражении для $d\hat{\sigma}$ обозначения аналогичны случаю КПМ. Партонные распределения в TMD-факторизации можно представить в виде следующего анзаца

$$F(x, \mu^2, q_T) = f(x, \mu^2)G(q_T), \quad (1.30)$$

в них зависимость $G(q_T)$ может быть параметризована разными способами, в работе мы используем следующий [10]:

$$G(q_T) = \frac{e^{-q_T^2/\langle q_T^2 \rangle}}{\pi \langle q_T^2 \rangle}, \quad \int G(q_T) d^2 q_T = 1, \quad (1.31)$$

природа условия нормировки функции распределения на единицу очевидна. В формуле (1.30) $f(x, \mu^2)$ – партонная функция распределения в КПМ, $\langle q_T^2 \rangle$ – среднее значение квадрата поперечного импульса начального партона.

Сечение для процесса $2 \rightarrow 2$ с энергией столкновения \sqrt{s} в СЦМ может быть приведено к виду

$$\Delta\sigma = \frac{1}{16\pi s} \int dt_1 \int d\varphi_1 \int dk_{1T} \int dk_{2T} \int d(\Delta\theta) \int dy_1 \int dy_2 \frac{k_{1T} k_{2T}}{\sqrt{\mathcal{D}}} \times \\ \times \left(F_1(x_1, \mu^2, q_{1T}) F_2(x_2, \mu^2, q_{2T}) |\overline{\mathcal{M}}|^2 \right), \quad (1.32)$$

где обозначены следующие углы: φ_1 – между \vec{q}_{1T} и \vec{q}_{2T} , $\Delta\theta$ – между \vec{k}_{1T} и \vec{k}_{2T} . В области применимости ОПМ, то есть при $\sqrt{\langle \vec{q}_T^2 \rangle} \ll \mu$, мы можем пренебречь в сечении жёсткого подпроцесса поперечным импульсом, появляющимся в скалярных произведениях 4-импульсов партонов, а значит квадрат модуля амплитуды процесса в ОПМ идентичен квадрату модуля амплитуды в КПМ. Доли импульсов начальных партонов находятся явно, причём аналитическое решение предоставляет им по два выражения:

$$x_1^\pm = \frac{m_{1T}^2 + m_{2T}^2 + 2m_{1T}m_{2T} \operatorname{ch}(y_1 - y_2) + t_1 - t_2 \pm \sqrt{\mathcal{D}}}{2\sqrt{s}(m_{1T}e^{-y_1} + m_{2T}e^{-y_2})}, \\ x_2^\pm = \frac{m_{1T}^2 + m_{2T}^2 + 2m_{1T}m_{2T} \operatorname{ch}(y_1 - y_2) - t_1 + t_2 \pm \sqrt{\mathcal{D}}}{2\sqrt{s}(m_{1T}e^{y_1} + m_{2T}e^{y_2})}, \quad (1.33)$$

$$\mathcal{D} = (m_{1T}^2 + m_{2T}^2 + 2m_{1T}m_{2T} \operatorname{ch}(y_1 - y_2) - t_1 - t_2)^2 - 4t_1 t_2, \quad t_i = \vec{q}_{iT}^2.$$

Выбор знака перед $\sqrt{\mathcal{D}}$ делается исходя из принципа соответствия – перехода выражений в ОПМ в соответствующие выражения в КПМ в пределе малых поперечных импульсов начальных партонов t_1 и t_2 . Как видно, при $t_{1,2} \rightarrow 0$ вообще-то и $x_{1,2}^- \rightarrow 0$, что и не соотносится с (1.21), и в целом обесмысливает всю задачу. В то же время выражения для $x_{1,2}^+$ удовлетворяют (1.21), разумеется, при условии $|\vec{k}_{1T}| = |\vec{k}_{2T}|$, так как в КПМ для попереч-

НЫХ КОМПОНЕНТ ИМПУЛЬСОВ

$$\vec{q}_{1T}^0 + \vec{q}_{2T}^0 = \vec{k}_{1T} + \vec{k}_{2T}. \quad (1.34)$$

Для процесса $2 \rightarrow 2$ также введём мандельштамовские переменные

$$\begin{aligned} \hat{s} &= x_1 x_2 s + \frac{t_1 t_2}{x_1 x_2 s} - 2\sqrt{t_1 t_2} \cos \varphi_1 = \\ &= m_1^2 + m_2^2 + 2m_{1T} m_{2T} \operatorname{ch}(y_1 - y_2) - 2k_{1T} k_{2T} \cos \Delta\theta, \\ \hat{t} &= m_1^2 - m_{1T} \left(x_1 \sqrt{s} e^{-y_1} + \frac{t_1}{x_1 \sqrt{s}} e^{y_1} \right) + 2\sqrt{t_1} k_{1T} \cos \varphi_1, \\ \hat{u} &= m_2^2 - m_{2T} \left(x_1 \sqrt{s} e^{-y_2} + \frac{t_1}{x_1 \sqrt{s}} e^{y_2} \right) + 2\sqrt{t_1} k_{2T} \cos (\Delta\theta - \varphi_1), \end{aligned} \quad (1.35)$$

через них будут выражены необходимые в вычислениях сечений квадраты модулей амплитуд $|\mathcal{M}|^2$. Как в обобщённой, так и в коллинеарной модели существует условие, «вырезающее» физическую область процесса $2 \rightarrow 2$: если определить базисную четырёхчастичную кинематическую функцию [11]

$$G(\hat{s}, \hat{t}, m_2^2, m_a^2, m_b^2, m_1^2) = -\frac{1}{2} \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & m_b^2 & \hat{s} & m_2^2 \\ 1 & m_b^2 & 0 & m_a^2 & \hat{t} \\ 1 & \hat{s} & m_a^2 & 0 & m_1^2 \\ 1 & m_2^2 & \hat{t} & m_1^2 & 0 \end{vmatrix}, \quad (1.36)$$

где в общем случае m_a и m_b — массы начальных частиц, то должно выполняться неравенство $G(\hat{s}, \hat{t}, m_2^2, m_a^2, m_b^2, m_1^2) \leq 0$.

В отличие от КПМ процесс $2 \rightarrow 1$ (или в терминах импульсов $q_1 + q_2 \rightarrow k$) разрешён в ОПМ. Сечение жёсткого подпроцесса в таком случае есть

$$d\hat{\sigma} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - k) \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{2I} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 2k_0}. \quad (1.37)$$

А полное сечение можно записать

$$\Delta\sigma = \frac{\pi^2}{s} \int dk_T \int dy \int dt_1 \int d\varphi \frac{k_T}{\sqrt{\mathcal{D}}} \left(F_1(x_1, \mu^2, q_{1T}) F_2(x_2, \mu^2, q_{2T}) |\overline{\mathcal{M}}|^2 \right), \quad (1.38)$$

$$\mathcal{D} = (m_T^2 - t_1 - t_2)^2 - 4t_1 t_2, \quad t_i = \vec{q}_{iT}^2,$$

здесь φ — это угол между поперечными компонентами импульса начального партона \vec{q}_{1T} и продукта реакции \vec{k}_T , y — быстрота конечной частицы, доли импульсов, как и для процесса $2 \rightarrow 2$, определены неоднозначно:

$$x_1^\pm = \frac{e^y}{2m_T \sqrt{s}} \left(m_T^2 + t_1 - t_2 \pm \sqrt{\mathcal{D}} \right), \quad x_2^\pm = \frac{e^{-y}}{2m_T \sqrt{s}} \left(m_T^2 - t_1 + t_2 \pm \sqrt{\mathcal{D}} \right), \quad (1.39)$$

именно в эти выражения должны переходить $x_{1,2}^+$ из (1.33) для процесса $2 \rightarrow 2$ в пределе малой величины поперечного импульса второй конечной частицы $k_{2T} \rightarrow 0$. Выбранные исходя из принципа соответствия $x_{1,2}^+$ в (1.33) определяют и знаки $+$ в (1.39).

§ 1.3 Калибровочная теория сильного взаимодействия

До формулировки партонной модели уже существовали математические основы теории, которая описывала в первую очередь огромное и необъяснимое разнообразие частиц, зарегистрированных в экспериментах на ускорителях, а ранее — в космических лучах. Гелл-Манн [12], Неэман [13] и независимо от них Цвейг [14], заметив, что некоторые частицы объединяются в группы по их наблюдаемым характеристикам, разработали модель кварков как структурных составляющих сильновзаимодействующих частиц и являющихся фермионами. Впрочем, изначально (до опытов по глубоконеупругому рассеянию электронов на нуклонах) не было экспериментальных доказательств физического существования кварков, поэтому они рассматривались в качестве удобного математического аппарата, описывавшего свойства известных частиц и предсказывавшего существование новых.

Сегодня достоверно известно о кварках 6 ароматов в 3 поколениях:

1. u (up, верхний) и d (down, нижний),
2. s (strange, странный) и c (charmed, очарованный),
3. b (bottom, beauty, прелестный) и t (top, truth, истинный).

Первоначальная теория предсказывала частицы с составом, например, uuu (Δ^{++}) или ddd (Δ^{-}) с сонаправленными спинами кварков, что явно противоречило принципу запрета Паули, не допускающему существование 2 фермионов с одним и тем же набором квантовых чисел в одной системе и постулирующему волновую функцию системы фермионов антисимметричной относительно перестановки двух частиц. Для разрешения этой проблемы была введена дополнительная внутренняя степень свободы кварков — цвет; трёх было достаточно для описания известных частиц. Теория Гелл-Манна — Неэмана — Цвейга стала началом теории сильного взаимодействия, квантовой хромодинамики, неабелевой калибровочной теории с группой симметрии цвета $SU_c(3)$, переносчиком взаимодействия в которой являются безмассовые бозоны — глюоны.

В силу того, что цвет в реальности не наблюдался, основоположники теории постулировали существование только бесцветных, то есть синглетных по цвету, адронов (частиц, участвующих в сильном взаимодействии). Инвариантные относительно преобразований группы $SU_c(3)$ цветовые синглеты, которые можно составить, — это $q\bar{q}$, qqq , $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ и др. Здесь \bar{q} — это антикварк; если кварки преобразуются по триплетному фундаментальному представлению 3 цветовой группы, то антикварки преобразуются по представлению $\bar{3}$.

Предсказанные теорией адроны соответствуют следующим прямым произведениям

представлений уже группы ароматов $SU(3)$ (то есть рассматриваются кварки u , d и s) [15]:

$$q\bar{q} \longleftrightarrow 3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8,$$

$$qqq(\bar{q}\bar{q}\bar{q}) \longleftrightarrow 3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10,$$

образующих замеченные Гелл-Манном синглеты, октеты и декуплеты частиц. Системы $q\bar{q}$ называют мезонами (а мезоны из кварков одно аромата — кваркониями), системы qqq ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) называют барионами (антибарионами).

Алгебра группы $SU_c(3)$ содержит 8 генераторов — эрмитовых бесследовых 3×3 матриц T^a , связанных с канонически записанными матрицами Гелл-Манна λ^a соотношением $T^a = \lambda^a/2$. Коммутационные соотношения

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T^c \quad (1.40)$$

и антикоммутационные соотношения для матриц T^a

$$\{T^a, T^b\} = \frac{1}{2}\delta^{ab} + d^{abc}T^c \quad (1.41)$$

порождают действительные числа f^{abc} и d^{abc} , называемые структурными константами группы симметрии. Из их определения ясно, что f^{abc} антисимметричны относительно перестановки двух индексов, а d^{abc} полностью симметричны. Восемью генераторам соответствуют 8 глюонов, которые также могут переносить цвет, то есть глюоны (в отличие от фотонов в КЭД) могут взаимодействовать с другими глюонами. Оператор Казимира алгебры Ли группы $SU_c(3)$ задаётся

$$\hat{C} = \sum_{a=1}^8 T^a T^a, \quad (1.42)$$

явным перемножением матриц можно показать, что собственное значение оператора Казимира $c = 4/3$. В общем случае группы $SU(N)$ собственное значение оператора Казимира:

$$c(N) = \frac{N^2 - 1}{2N}. \quad (1.43)$$

Теперь запишем лагранжиан КХД:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} (G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}) + \sum_{f=1}^{n_f} \bar{\psi}_f (i\hat{D} - m_q) \psi_f, \quad (1.44)$$

в нём $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ — компоненты тензора напряжённости поля, A_μ^a — поля глюонов, $\hat{D} = \gamma_\mu D^\mu$, $D^\mu = \partial^\mu - ig_s A_\mu^a T_a$ — ковариантная производная, ψ_f — спиноры кварков, $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ — константа связи, n_f — число ароматов кварков, учитываемых

в однопетлевой перенормировке. Решая уравнение ренормгруппы

$$\frac{d}{d(\ln(Q/\Lambda))} \bar{g} = \beta(\bar{g}), \quad (1.45)$$

где β -функция в первом приближении есть

$$\beta(g) = -\frac{33 - 2n_f}{3(4\pi)^2}, \quad (1.46)$$

можно получить бегущую константу связи в однопетлевом приближении:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)} \frac{1}{\ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)}, \quad (1.47)$$

Q^2 – квадрат переданного во взаимодействии импульса, $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200$ МэВ – характерный энергетический масштаб сильного взаимодействия. Зависимость $\alpha_s(Q^2)$ говорит о том, что при увеличении Q^2 (и уменьшении пространственного масштаба взаимодействия) константа связи стремится к нулю, это явление называется асимптотической свободой — на малых расстояниях кварки в адронах можно считать почти свободными. А с уменьшением энергетического масштаба (и увеличением пространственного) константа связи растёт, так что, например, теория возмущений становится более неприменима; это увеличение α_s приводит к конфайнменту, к тому, что свободными кварки не наблюдаются, что и не позволяло считать кварки существующими на первых этапах развития теории сильных взаимодействий.

Объяснение этому было дано Вильчеком, Гроссом и Политцером [16]. Цветовой заряд создаёт вокруг себя поле глюонов и виртуальных кварков, но в отличие от КЭД, где в подобном случае имело бы место экранирование заряда, в КХД происходит антиэкранирование: приближаясь к нашей частице, пробный заряд будет проникать вглубь этого «облака» переносящих цвет кварков и глюонов, и эффективно цветовой заряд частицы будет уменьшаться, что будет сопровождаться ослаблением взаимодействия. Обратная ситуация происходит при удалении пробного заряда: энергия взаимодействия растёт.









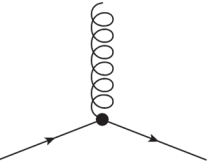
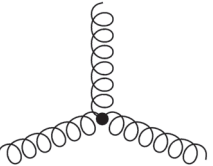
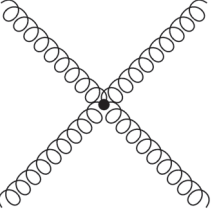
Это показывают и расчёты в решётчатой КХД [7]. При удалении друг от друга двух цветových зарядов между ними возникает трубка из глюонов, причём эта трубка цветового тока имеет постоянную плотность энергии, так что энергия взаимодействия растёт с удалением зарядов линейно, и при достижении некоторого предела трубка разрывается, её глюонные «осколки» адронизируются, связываясь в том числе с начальными цветовыми зарядами. Этот механизм конфайнмента не позволяет наблюдать свободные кварки.

В условиях асимптотической свободы, то есть в режиме слабой связи, константа взаимодействия α_s достаточно мала, чтобы можно было по теории возмущений стандартно разложить T -экспоненту в ряд и далее воспользоваться техникой диаграмм Фейнмана, правила Фейнмана для КХД помещены в таблицу 1. Нулевым приближением теории возмущений является описанная в предыдущей главе партонная модель, в которой кварки и глюоны в адронах считаются свободными. Следствием нулевого приближения является

и бьёркеновский скейлинг, отклонения от которого наблюдаются на эксперименте.

Дальнейшие расчёты будут связаны с чармонием, основное состояние которого J/ψ было впервые зарегистрировано в 1974 году двумя независимыми группами [17; 18] в процессах электрон-позитронной аннигиляции и взаимодействия ядра бериллия с фотонами с последующим рождением электрон-позитронной пары.

Таблица 1 – Основные правила Фейнмана в КХД в калибровке Фейнмана. У биспиноров « i » – индекс фундаментального представления группы цвета $SU_c(3)$, у генератора цветовой группы индекс « i » отвечает входящему кварку, индекс « j » – исходящему.

Диаграмма	Множитель в амплитуде
	$u_i(p, m)$
	$\bar{u}_i(p, m)$
	$\bar{v}_i(p, m)$
	$v_i(p, m)$
	$\varepsilon_\mu(k)$
	$\varepsilon_\mu^*(k)$
	$i\delta^{ab}(\hat{p} + m)/(p^2 - m^2 + i\varepsilon)$
	$-ig^{\mu\nu}\delta^{ab}/(k^2 + i\varepsilon)$
	$ig_s\gamma^\mu T_{ji}^a$
	$g_s f^{abc} [g^{\mu\nu}(k-p)^\rho + g^{\nu\rho}(p-q)^\mu + g^{\rho\mu}(q-k)^\nu]$
	$-ig_s^2 [f^{abe} f^{cde}(g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma} - g^{\sigma\mu}g^{\nu\rho}) + f^{ace} f^{bde}(g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma} - g^{\sigma\mu}g^{\nu\rho}) + f^{ade} f^{bce}(g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho}g^{\sigma\nu})]$

Глава 2. Феноменология рождения чармония.

Нерелятивистская квантовая хромодинамика

В описании физики кваркония присутствует иерархия масштабов, которую можно использовать для упрощённого описания связанных состояний кварка и антикварка [19]. Первая удобная масштабная величина — это масса кваркония M , характеризующая его энергию покоя; во-вторых, это импульс Mv (v — относительная скорость кварков), обратная величина которого совпадает по порядку с характерным размером мезона; далее, это кинетическая энергия $\sim Mv^2$, определяющая разность уровней энергии возбуждённых состояний и характерную длительность взаимодействия кварков. С ростом массы кварков уменьшается их относительная скорость движения, действительно, используя (1.47),

$$v \sim \alpha_s(Q \sim M) \sim \frac{1}{\ln M}, \quad (2.1)$$

так что для достаточно тяжёлых кварков эти три величины оказываются хорошими показателями типичных масштабов:

$$(M)^2 \gg (Mv)^2 \gg (Mv^2)^2, \quad (2.2)$$

такова ситуация для боттомония (связанное состояние $b\bar{b}$, масса b -кварка $m_b = 4.18$ ГэВ), для него характерный квадрат скорости $v^2 \approx 0.08$, и для чармония, для которого $v^2 \approx 0.23$ (масса c -кварка $m_c = 1.27$ ГэВ).

Нерелятивистская квантовая хромодинамика (НРКХД) — это эффективная теория поля, в основе которой лежит возможность использовать описанную систему масштабов для изучения тяжёлых кваркониев. Подробный анализ и вывод правил масштабирования был проведён в работе [20].

Перейдём к описанию чармония. Волновая функция основного состояния $J/\psi[{}^3S_1^{(1)}]$ может быть разложена [21], согласно правилам, по фоковским состояниям. Здесь и далее используются традиционные спектроскопические обозначения для чармония $C[{}^{2s+1}L_J^{(1,8)}]$, где $L = S(l = 0), P(l = 1)$ отвечает за орбитальный момент, J — полный момент, индекс $(1, 8)$ обозначает соответственно синглетное и октетное по цвету состояния, мультиплетность $2s + 1$ связана со спином s чармония (для краткости состояние с совокупностью квантовых чисел дальше будет обозначено $[n]$). Итак, волновая функция чармония:

$$|J/\psi\rangle = \mathcal{O}(v^0) |c\bar{c}[{}^3S_1^{(1)}]\rangle + \mathcal{O}(v^1) |c\bar{c}[{}^3P_J^{(8)}]g\rangle + \mathcal{O}(v^2) |c\bar{c}[{}^3S_1^{(1,8)}]gg\rangle + \\ + \mathcal{O}(v^2) |c\bar{c}[{}^1S_0^{(8)}]g\rangle + \mathcal{O}(v^2) |c\bar{c}[{}^1D_J^{(1,8)}]gg\rangle + \dots, \quad (2.3)$$

как видно, подавляющий вклад вносит состояние с теми же квантовыми числами цвета и углового и полного моментов, что и у рассматриваемого чармония.

Далее, теорема о факторизации НРКХД [19] приводит к выражению для сечения, которое распадается на множитель, отвечающий за жёсткий партонный подпроцесс обра-

зования кварк-антикварковой пары на коротких расстояниях, и на множитель, определяемый физикой на бóльших расстояниях: пара кварков, пролетев какое-то расстояние и обменявшись большим числом мягких глюонов, адронизируется в кварконий. Сечение рождения чармония тогда запишется в виде

$$d\sigma(a + b \rightarrow \mathcal{C} + X) = \sum_n d\hat{\sigma}(a + b \rightarrow c\bar{c}[n] + X) \langle \mathcal{O}^c[n] \rangle, \quad (2.4)$$

где суммирование проводится по фоковским состояниям $[n]$, сечение $d\hat{\sigma}$ — сечение жёсткого подпроцесса, а $\langle \mathcal{O}^c[n] \rangle$ — непертурбативные матричные элементы (НМЭ), их либо извлекают из экспериментальных данных, либо получают в других физических моделях образования кваркониев, например, с помощью — впрочем, тоже феноменологических — потенциальных моделей тяжёлых кваркониев. В них НМЭ связываются со значениями волновой функции кваркония и её производной в нуле; так, для синглетных по цвету состояний, дающих, согласно разложению (2.3), основной вклад в волновую функцию [22; 23]:

$$\langle \mathcal{O}^c[{}^3S_1^{(1)}] \rangle = 2N_c(2 \cdot 1 + 1)|\Psi(0)|^2 = \frac{3N_c}{\pi}|R(0)|^2, \quad (2.5)$$

$$\langle \mathcal{O}^c[{}^3P_J^{(1)}] \rangle = 2N_c(2J + 1)|\Psi'(0)|^2, \quad (2.6)$$

где $N_c = 3$ — число цветов.

Амплитуды рождения $c\bar{c}$ -пары с необходимыми квантовыми числами спина и цвета могут быть получены с помощью проекционных операторов: проекторов на спиновые состояния [21]

$$\Pi_0 = \frac{1}{\sqrt{8m_c^3}} \left(\frac{\hat{P}}{2} - \hat{q} - m_c \right) \gamma^5 \left(\frac{\hat{P}}{2} + \hat{q} + m_c \right), \quad s = 0, \quad (2.7)$$

$$\Pi_1^\nu = \frac{1}{\sqrt{8m_c^3}} \left(\frac{\hat{P}}{2} - \hat{q} - m_c \right) \gamma^\nu \left(\frac{\hat{P}}{2} + \hat{q} + m_c \right), \quad s = 1, \quad (2.8)$$

где $m_c = M/2$ — масса c -кварка, $\hat{P} = \gamma_\mu P^\mu$ и P^μ — полный импульс кварк-антикварковой пары, $\hat{q} = \gamma_\mu q^\mu$ и q^μ — импульс относительного движения кварков, γ^μ — гамма-матрицы Дирака; проекторов на цветовые — синглетное и октетное соответственно — состояния:

$$C_1 = \frac{\delta_{ij}}{\sqrt{N_c}}, \quad C_8 = \sqrt{2}T_{ij}^a, \quad (2.9)$$

где i, j — индексы фундаментального представления генераторов группы $SU(3)$, δ_{ij} — дельта Кронекера. Проецирование на состояния, характеризующиеся определённым значением орбитального момента, совершается следующим образом (уже вставлены необходимые спиновые и цветовые проекторы):

$$\mathcal{M}(a + b \rightarrow c\bar{c}[{}^3S_1^{(1)}]) = \text{Tr}[C_1 \Pi_1^\mu \mathcal{M}(a + b \rightarrow c\bar{c}) \varepsilon_{\mu\nu}(J_z, P)] \Big|_{q=0}, \quad (2.10)$$

$$\mathcal{M}(a + b \rightarrow c\bar{c}[{}^1P_1^{(1)}]) = \frac{d}{dq_\nu} \text{Tr}[C_1 \Pi_0 \mathcal{M}(a + b \rightarrow c\bar{c}) \varepsilon_{\mu\nu}(J_z, P)]|_{q=0}, \quad (2.11)$$

$$\mathcal{M}(a + b \rightarrow c\bar{c}[{}^3P_J^{(1)}]) = \frac{d}{dq_\nu} \text{Tr}[C_1 \Pi_1^\mu \mathcal{M}(a + b \rightarrow c\bar{c}) \varepsilon_{\mu\nu}(J_z, P)]|_{q=0}, \quad (2.12)$$

под знаком следа Tr стоят амплитуды рождения $c\bar{c}$ -пар \mathcal{M} и векторы поляризации $\varepsilon_{\mu\nu}(J_z, P)$; здесь приведены только выражения для синглетных по цвету состояний с $J = 1$ (как уже было сказано, учитывая только первое слагаемые разложения (2.3), мы работаем в модели цветовых синглетов, МЦС).

В случае неполяризованного чармония в состояниях $c\bar{c}[{}^1S_1^{(1)}]$ или $c\bar{c}[{}^1P_1^{(1)}]$ суммирование по поляризациям проводится с помощью тензора поляризации

$$\sum_{J_z} \varepsilon_\mu(J_z, P) \varepsilon_\nu^*(J_z, P) = -g_{\mu\nu} + \frac{P_\mu P_\nu}{M^2}, \quad (2.13)$$

для продольно поляризованного чармония (в системе спиральности) вектор продольной поляризации ($J_z = 0$) будет выглядеть [24]

$$\varepsilon_\mu(0, P) = \frac{(PQ)P_\mu/M - MQ_\mu}{\sqrt{(PQ)^2 - sM^2}}, \quad (2.14)$$

здесь $Q^\mu = p_1^\mu + p_2^\mu$ – сумма импульсов сталкивающихся протонов (1.2), $s = (p_1 + p_2)^2 = Q^2$ – квадрат энергии столкновения протонов.

Далее приведём квадраты модулей амплитуд процессов рождения состояний неполяризованного чармония, учитываемых в данной работе. Расчёт амплитуд проводился в системе компьютерной алгебры Wolfram Mathematica с помощью пакетов FeynCalc и FeynArts в аксиальной светоподобной калибровке. Рождение кваркония в процессе слияния двух глюонов (эффе́ктивный процесс $2 \rightarrow 1$) представлено тремя партонными древесными диаграммами $2 \rightarrow 2$, показанными на рис. 1, связывание кварков в чармоний происходит с помощью описанных выше операций проецирования амплитуд рождения пары кварков. Причём процессами с кварками в качестве начальных партонных мы пренебрегаем, так как их вклад в полное сечение, как показывает практика, на несколько порядков меньше вклада процессов с начальными глюонами.

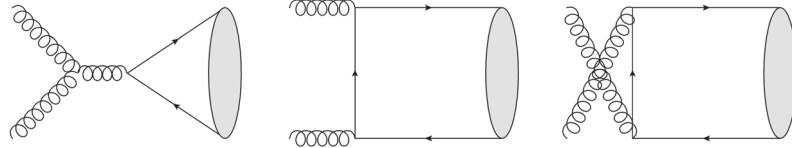


Рисунок 1 – Фейнмановские диаграммы процесса $g + g \rightarrow \mathcal{C}^{[2s+1]}L_J^{(1,8)}$.

Квадраты модулей амплитуд, в которых проведены усреднение по поляризациям и цвету начальных глюонов и суммирование по поляризациям конечного чармония и дающие вклад порядка α_s^2 , вместе с соответствующими непертурбативными матричными элементами [21] (использованы уже устоявшиеся обозначения чармония и его возбуждённых

состояний):

$$\overline{|\mathcal{M}(g + g \rightarrow \chi_{c0}[{}^3P_0^{(1)})]|^2} = \frac{8\pi^2\alpha_s^2}{3} \frac{\langle \mathcal{O}^{\chi_{c0}}[{}^3P_0^{(1)}] \rangle}{M^3}, \quad \langle \mathcal{O}^{\chi_{c0}}[{}^3P_0^{(1)}] \rangle = 8.9 \cdot 10^{-2} \text{ ГэВ}^5, \quad (2.15)$$

$$\overline{|\mathcal{M}(g + g \rightarrow \chi_{c2}[{}^3P_2^{(1)})]|^2} = \frac{32\pi^2\alpha_s^2}{45} \frac{\langle \mathcal{O}^{\chi_{c2}}[{}^3P_2^{(1)}] \rangle}{M^3}, \quad \langle \mathcal{O}^{\chi_{c2}}[{}^3P_2^{(1)}] \rangle = 5 \cdot 8.9 \cdot 10^{-2} \text{ ГэВ}^5, \quad (2.16)$$

здесь и далее M — масса соответствующего состояния чармония. Один из процессов вклада не даёт:

$$\overline{|\mathcal{M}(g + g \rightarrow \chi_{c1}[{}^3P_1^{(1)})]|^2} = 0. \quad (2.17)$$

Непертурбативные матричные элементы для состояний с различными J в лидирующем приближении по скорости v связаны соотношением спиновой симметрии [25]

$$\langle \mathcal{O}^{\chi_{cJ}}[{}^3P_J^{(1)}] \rangle = (2J + 1) \langle \mathcal{O}^{\chi_{c0}}[{}^3P_0^{(1)}] \rangle. \quad (2.18)$$

В процессах $2 \rightarrow 2$ (партонный подпроцесс $2 \rightarrow 3$) приходится учитывать бóльшее число диаграмм, они показаны на рис. 2, хотя не все они действительно дадут вклад в итоговую амплитуду в модели цветовых синглетов: например, диаграммы в первом ряду не описывают рождение синглетов, поэтому их вклад зануляется проектором на синглетное по цвету состояние.

Квадраты модулей амплитуд [26] процесса, описываемого диаграммами на рис. 2:

$$\overline{|\mathcal{M}(g + g \rightarrow \mathcal{C}[{}^3S_1^{(1)}] + g)|^2} = \pi^3 \alpha_s^3 \langle \mathcal{O}^{\mathcal{C}}[{}^3S_1^{(1)}] \rangle \frac{320M}{81(M^2 - \hat{t})^2(M^2 - \hat{u})^2(\hat{t} + \hat{u})^2} \times \quad (2.19)$$

$$\times [M^4 \hat{t}^2 - 2M^2 \hat{t}^3 + \hat{t}^4 + M^4 \hat{t} \hat{u} - 3M^2 \hat{t}^2 \hat{u} + 2\hat{t}^3 \hat{u} + M^4 \hat{u}^2 - 3M^2 \hat{t} \hat{u}^2 + 3\hat{t}^2 \hat{u}^2 - 3M^2 \hat{u}^3 + 2\hat{t} \hat{u}^3 + \hat{u}^4],$$

$$\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[{}^3S_1^{(1)}] \rangle = 1.3 \text{ ГэВ}^3, \quad \langle \mathcal{O}^{\psi'}[{}^3S_1^{(1)}] \rangle = 0.65 \text{ ГэВ}^3,$$

$$\overline{|\mathcal{M}(g + g \rightarrow \mathcal{C}[{}^3P_1^{(1)}] + g)|^2} = \pi^3 \alpha_s^3 \frac{\langle \mathcal{O}^{\mathcal{C}}[{}^3P_1^{(1)}] \rangle}{M^3} \frac{128A^2}{9(B - M^2A)^4} \times \quad (2.20)$$

$$\times [2B(-M^8 + 5M^4A + A^2) + M^2A^2(M^4 - 4B) - 15M^2B^2],$$

$$A = \hat{s}\hat{u} + \hat{s}\hat{t} + \hat{t}\hat{u}, \quad B = \hat{s}\hat{t}\hat{u},$$

$$\langle \mathcal{O}^{\chi_{c1}}[{}^3P_1^{(1)}] \rangle = 3 \cdot 8.9 \cdot 10^2 \text{ ГэВ}^5.$$

Квадрат модуля амплитуды рождения продольно поляризованного (в системе спиральности) чармония, процесс также включает в себя диаграммы с рис. 2:

$$\overline{|\mathcal{M}(g + g \rightarrow \mathcal{C}[{}^3S_1^{(1)}]_{\text{L}} + g)|^2} = \pi^3 \alpha_s^3 \langle \mathcal{O}^{\mathcal{C}}[{}^3S_1^{(1)}] \rangle \times \quad (2.21)$$

$$\times \frac{320M^3 \hat{s}\hat{t}\hat{u} [(x_1 - x_2)^2 \hat{s}^2 + \hat{t}^2 x_1^2 + \hat{u}^2 x_2^2]}{81(\hat{t} + \hat{u})^2(M^2 - \hat{t})^2(M^2 - \hat{u})^2 [M^4(x_1 - x_2)^2 + (\hat{u}x_1 + \hat{t}x_2)^2 - 2(x_1 - x_2)(\hat{u}x_1 - \hat{t}x_2)M^2]},$$

$$\langle \mathcal{O}^{J/\psi} [{}^3S_1^{(1)}] \rangle = 1.3 \text{ ГэВ}^3, \quad \langle \mathcal{O}^{\psi'} [{}^3S_1^{(1)}] \rangle = 0.65 \text{ ГэВ}^3,$$

доли импульсов протонов, уносимые начальными партонами, обозначены x_1 и x_2 .

Использование МЦС оправдывает себя тем, что, как видно по (2.3), цветовые октеты являются поправками к волновой функции чармония более высоких порядков по относительной скорости кварков. Мы же стремимся дать лишь лидирующую оценку, которая уже с достаточной точностью описывает экспериментальные данные [27]. Кроме того, феноменология чармония показывает, что октетные вклады вносят доминирующий вклад только при больших поперечных импульсах k_T чармония — вне области применимости ОПМ. Так что численные расчёты, результаты которых приведены в следующей главе, обоснованно выполнены в модели цветных синглетов, что будет дополнительно подтверждено сравнением с экспериментом.

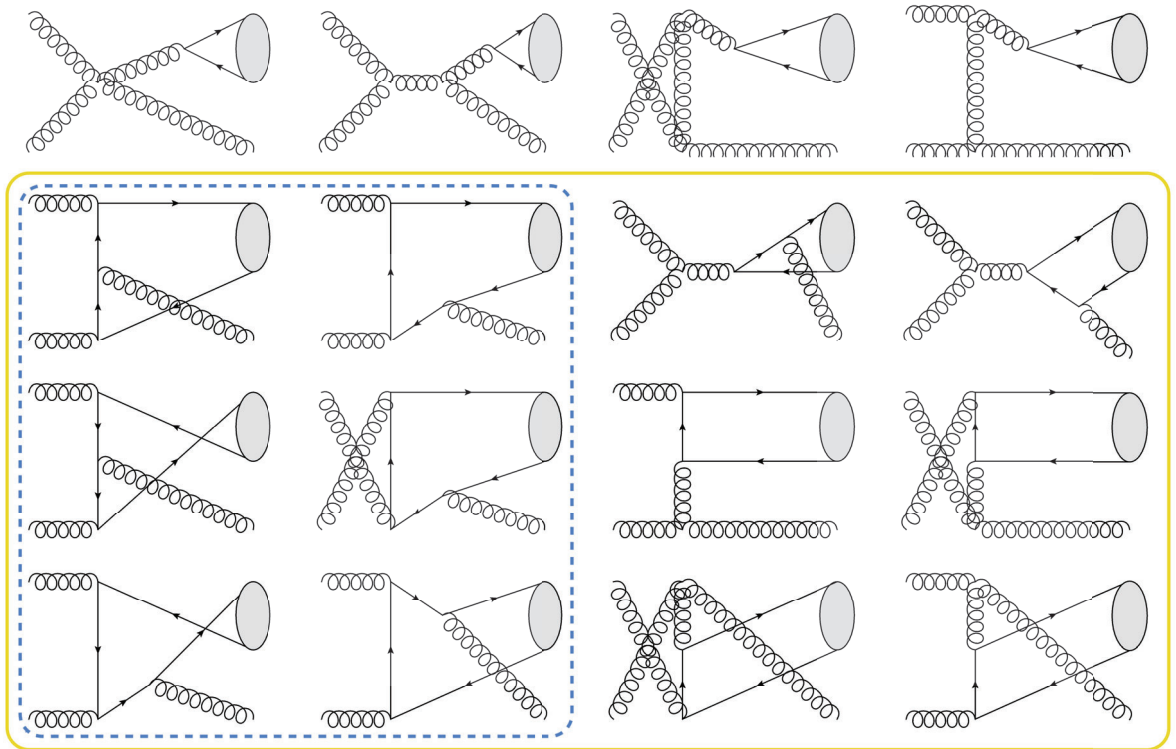


Рисунок 2 – Фейнмановские диаграммы процесса $g + g \rightarrow C[{}^{2s+1}L_J^{(1,8)}] + g$. Диаграммы, обведённые сплошной линией, вносят ненулевой вклад в амплитуду рождения $C[{}^3P_J^{(1)}]$, а диаграммы, обведённые пунктирной линией, — в амплитуду рождения $C[{}^3S_1^{(1)}]$.

Глава 3. Рождение чармониев в столкновениях протонов на коллайдерах RHIC и NICA

Расчёт всех сечений рождения чармония проводился с помощью Fortran-программы с включённой в неё библиотекой численного Монте-Карло интегрирования CUBA [28]. В неё встроены 4 разных алгоритма интегрирования: Suave, Divonne, Vegas и Cuhre — в работе использовался Suave. Относительная заданная точность всех расчётов — не более 1%.

§ 3.1 Рождение неполяризованных чармониев в протон-протонных столкновениях

Для проверки адекватной работы программы интегрирования сперва были воспроизведены полученные ранее результаты по подсчёту неполяризованных дифференциальных сечений рождения J/ψ при энергиях коллайдеров RHIC и NICA. Учитывалось и прямое рождение чармония, и рождение вследствие распада из вышележащих возбуждённых состояний. При учёте распадов необходимо иметь ввиду эффект отдачи, который реализуется сдвигом по поперечному импульсу чармония [29] (распад $C_1 \rightarrow C_2 + X$):

$$\langle p_T(C_2) \rangle \approx \frac{M_{C_2}}{M_{C_1}} p_T(C_1), \quad (3.1)$$

где $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по равномерному распределению по импульсу продуктов распада в системе отсчёта частицы C_1 , M_{C_1} и M_{C_2} — массы соответствующих состояний чармония.

Важное замечание по поводу жёсткого масштаба реакции. Масштаб ренормализации Q , входящий в выражение для бегущей константы связи (1.47), часто отождествляется с масштабом μ факторизации сечения в ПФР и сечение жёсткого подпроцесса. Однако фактически они характеризуют различные энергетические масштабы, поэтому масштаб перенормировки далее будем обозначать μ_R , а масштаб факторизации — μ_F . Во всех основных вычислениях мы принимаем их равными поперечной массе чармония $\mu_R = \mu_F = m_T$. Варьирование масштабов для построения коридора погрешности будет оговорено отдельно.

Первый пробный расчёт — это дифференциальное сечение рождения J/ψ при параметрах эксперимента коллаборации PHENIX на ускорителе RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), опубликованные в 2012 году [30]: энергия столкновения протонов в СЦМ $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и диапазон быстрот чармония $|y| < 0.35$. Результат сравнения с экспериментальными данными изображён на рис. 3, были учтены вклады распадов из возбуждённых состояний χ_{c0} , χ_{c1} , χ_{c2} , ψ' , а также вклад прямого рождения J/ψ ; использовались соответствующие матричные элементы (2.15)–(2.20). Для получения вклада от распада необходимо умножить сечение рождения возбуждённого состояния на бранчинг распада этого

состояния в J/ψ [31]:

$$\begin{aligned} \text{Br}[\chi_{c0} \rightarrow J/\psi + \gamma] &= 0.014, & \text{Br}[\chi_{c1} \rightarrow J/\psi + \gamma] &= 0.343, \\ \text{Br}[\chi_{c2} \rightarrow J/\psi + \gamma] &= 0.190, & \text{Br}[\psi' \rightarrow J/\psi + \gamma] &= 0.614. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Сечения также умножены на бранчинг распада чармония в электрон-позитронную пару $\text{Br}[J/\psi \rightarrow e^+e^-] = 0.05971$ [31]. Полученный результат совпадает с аналогичным расчётом, проведённым ранее и представленным в работе [27], и неплохо согласуется в области малых p_T с экспериментальными данными, полученным на ускорителе PHENIX. Как видно по графику, ОПМ описывает сечение в области $p_T \lesssim 1.5$ ГэВ.

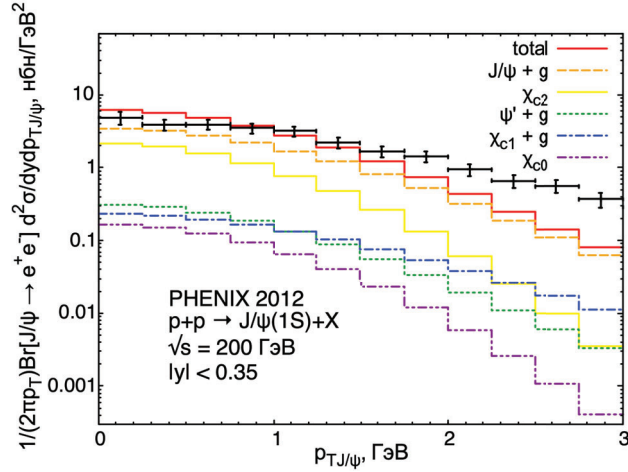


Рисунок 3 – Зависимость дифференциального сечения рождения J/ψ от поперечного импульса чармония, включая вклады от распадов вышележащих состояний. Вычисления повторяют результаты из статьи [27]. Экспериментальные данные взяты из статьи [30].

Вторым пробным расчётом будет дифференциальное сечение рождения неполяризованного J/ψ при энергии столкновения протонов на коллайдере NICA $\sqrt{s} = 24$ ГэВ и диапазоне быстрот чармония $|y| < 3.0$. Также учтены распады из возбуждённых состояний, те же матричные элементы (2.15)–(2.20) и бранчинги (3.2). Кроме того, дифференциальные сечения помножены на бранчинг распада чармония в пару мюон–антимюон $\text{Br}[J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-] = 0.05961$ [31]. Сечения вкладов от распадов и суммарное сечение приведены на рис. 4. Выполненные вычисления также согласуются с приведёнными в статье [27].

Следующей величиной, которую сравним с экспериментальными данными, будет дифференциальное сечение рождения ψ' с последующим распадом в электрон-позитронную пару при энергии столкновения протонов $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и диапазоне быстрот $|y| < 0.35$. Данные взяты из уже упомянутой статьи [30] коллаборации PHENIX 2012 года. На рис. 5 приведены расчёты в КМ и ОПМ с матричным элементом (2.19). Бранчинг распада равен $\text{Br}[\psi' \rightarrow e^+e^-] = 0.00773$ [31]. Верхняя граница коридора погрешностей построена при $\mu_R = \mu_F = m_T/2$, нижняя граница – при $\mu_R = \mu_F = 2m_T$. Экспериментальные данные описываются расчётами в ОПМ в первом и частично во втором бине, то есть при малых значениях поперечного импульса, при $p_T < 2$ ГэВ. КМ в свою очередь, как показывают

вычисления, не описывает эксперимент при $p_T > 2$ ГэВ, где ОПМ является в принципе неприменимой. Даже форма кривой, соответствующей КПМ, не повторяет экспериментальные данные, что говорит о необходимости включения в предсказания КПМ поправок старших порядков теории возмущений.

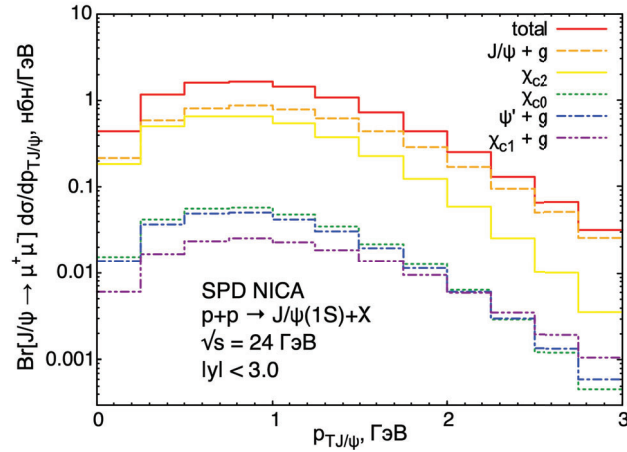


Рисунок 4 – Зависимость дифференциального сечения рождения J/ψ от поперечного импульса чармония, включая вклады от распадов вышележащих возбуждённых состояний. Вычисления повторяют результаты из статьи [27].

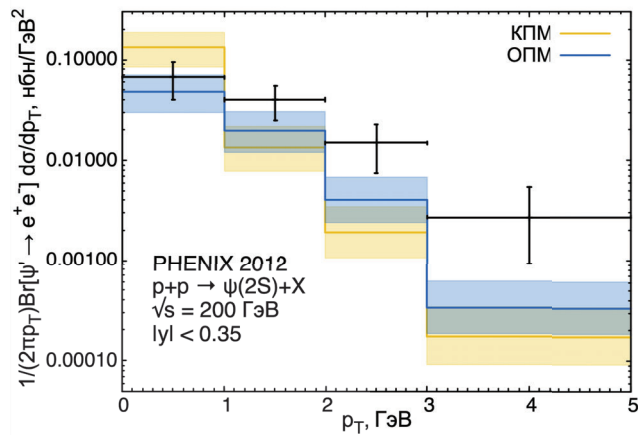


Рисунок 5 – Зависимость дифференциального сечения рождения ψ' от поперечного импульса, расчёты в КПМ и ОПМ. Экспериментальные значения сечения приведены в статье [30].

§ 3.2 Поляризационный параметр. Влияние начального поперечного импульса

Один из способов изучения поляризации рождающихся чармониев связан с регистрацией углового распределения продуктов лептонного распада чармония в связанной

с ним системе отсчёта. Распределение параметризуется следующим образом [24]:

$$W(\theta, \varphi) \sim 1 + \lambda_\theta \cos^2 \theta + \lambda_\varphi \sin^2 \theta \cos 2\varphi + \lambda_{\theta\varphi} \cos \varphi, \quad (3.3)$$

где θ и φ — полярный и азимутальный углы в системе покоя чармония соответственно. Нас будет интересовать поляризационный параметр λ_θ , который определяется

$$\lambda_\theta = \frac{\sigma_T - 2\sigma_L}{\sigma_T + 2\sigma_L} = \frac{\sigma - 3\sigma_L}{\sigma + \sigma_L}, \quad (3.4)$$

здесь σ_T — сечение поперечно поляризованного чармония, σ_L — сечение продольно поляризованного чармония и σ — сечение неполяризованного чармония.

Неполяризованное сечение с учётом вкладов от распадов может быть получено просто суммированием сечений, помноженных на соответствующие бранчинги. С сечением продольно поляризованного чармония сложнее, формула включает в себя также вклады каскадных распадов [32]:

$$\sigma_L^{J/\psi} = \sigma_L^{J/\psi, \text{ прямое}} + \sigma_L^{\chi_{cJ}} + \sigma_L^{\psi'} + \sigma_L^{\psi' \rightarrow \chi_{cJ}}, \quad (3.5)$$

вклад $\sigma_L^{\psi'}$ выражается просто через сечение прямого рождения ψ' , умноженное на бранчинг распада в J/ψ , тогда как второе и четвёртое слагаемые обладают довольно сложной структурой: имеет место сумма сечений от вкладов многократных распадов, умноженных на бранчинги и на коэффициенты Клебша — Гордона, связывающие спины и полные моменты промежуточных и конечных состояний. В МЦС, однако, октетные вклада зануляются, и бóльшую частью слагаемых можно выразить через сечения прямого рождения поляризованных J/ψ и ψ' . Именно на этих отдельных вкладах мы и сосредоточимся.

На рис. 6 и рис. 7 показаны результаты вычислений λ_θ в ОПМ и КПМ при энергии столкновения протонов $\sqrt{s} = 27$ ГэВ (энергия столкновения на коллайдере NICA) и диапазоне быстрот чармония $|y| < 3.0$. Вычисления были проведены для двух состояний: J/ψ и ψ' — использовались матричные элементы неполяризованного чармония (2.19) и продольно поляризованного чармония (2.21).

Границы коридора погрешности вычислялись согласно формулам [33]

$$\begin{aligned} \lambda_\theta^{\text{above}} &= \lambda_\theta^{\text{centre}} + \sqrt{\left(\lambda_\theta^{\mu_F, \text{max}} - \lambda_\theta^{\text{centre}}\right)^2 + \left(\lambda_\theta^{\mu_R, \text{max}} - \lambda_\theta^{\text{centre}}\right)^2}, \\ \lambda_\theta^{\text{below}} &= \lambda_\theta^{\text{centre}} - \sqrt{\left(\lambda_\theta^{\mu_F, \text{min}} - \lambda_\theta^{\text{centre}}\right)^2 + \left(\lambda_\theta^{\mu_R, \text{min}} - \lambda_\theta^{\text{centre}}\right)^2}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

индексом «centre» обозначен поляризационный параметр, вычисленный при $\mu_R = \mu_F = m_T$. Масштабы ренормализации и факторизации варьировались отдельно друг от друга, индекс фиксирует, при варьировании какого масштаба вычислялся λ_θ , и какое из полученных значений при варьировании (наибольшее или наименьшее) использовалось для построения той или иной границы коридора. Собственно масштабы мы изменяли фактором 2 ($m_T/2 < \mu_{R, F} < 2m_T$).

КПМ предсказывает рождение почти полностью поперечно поляризованных чармониев в пределе больших импульсов. Согласно ОПМ, которая остаётся справедливой при $p_T \lesssim 1.5$ ГэВ, при малых p_T чармонии рождаются слабо поперечно поляризованными.

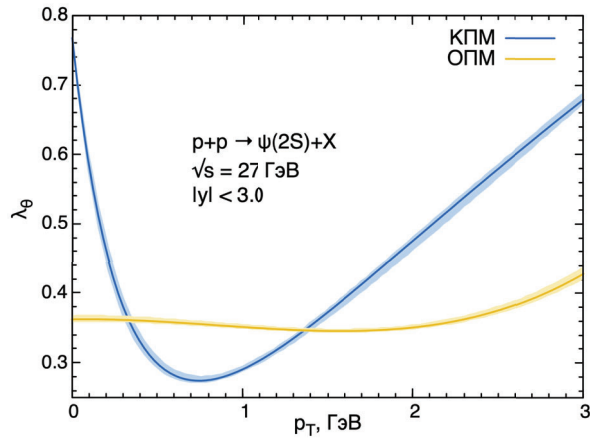


Рисунок 6 – Зависимость поляризационного параметра λ_θ от поперечного импульса чармония p_T в рождении ψ' .

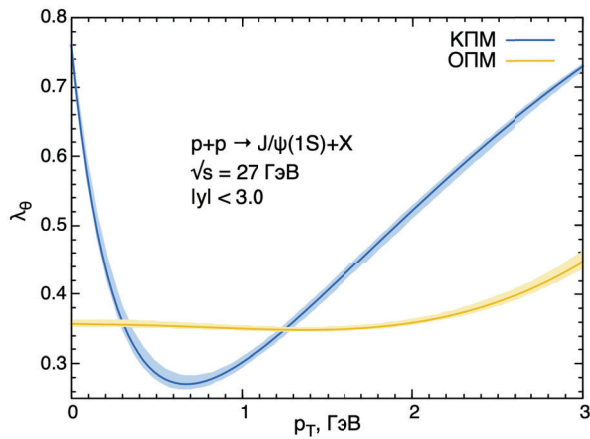


Рисунок 7 – Зависимость поляризационного параметра λ_θ от поперечного импульса чармония p_T в прямом рождении J/ψ .

§ 3.3 Влияние спиновых эффектов на рождение чармониев.

Эффект Сиверса

Одна из возможностей изучать спиновую структуру протона состоит в исследовании рождения чармония в процессах столкновения поляризованных протонов, а именно в обнаружении ненулевой поперечной одиночной спиновой асимметрии A_N , в этом и состоит суть эффекта Сиверса. В рождении чармония при столкновении 2 протонов, один из которых неполяризован, а второй — поперечно поляризован относительно плоскости

реакции ($p^\uparrow + p \rightarrow C + X$), она определяется как [34]

$$A_N = \frac{d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow}{d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow} \equiv \frac{d\Delta\sigma}{2d\sigma}, \quad (3.7)$$

где $d\sigma^\uparrow$ и $d\sigma^\downarrow$ — сечения процессов, в которых спин одного из протонов направлен в противоположные стороны.

Функция Сиверса описывает распределение неполяризованных партонов в поляризованном протоне:

$$F_g^\uparrow(x, \mu_F^2, \vec{q}_T) = F_g(x, \mu_F^2, q_T) + \frac{1}{2} \Delta^N F_g^\uparrow(x, \mu_F^2, q_T) \frac{\vec{s} \cdot [\vec{p} \times \vec{q}_T]}{|\vec{p}| \cdot |\vec{q}_T|}, \quad (3.8)$$

где \vec{s} и \vec{p} — спин и трёхмерный импульс протона, \vec{q}_T — всё также поперечный импульс начального партона в поляризованном протоне. Числитель асимметрии (3.7) зависит от разности партонных распределений, она пропорциональна функции Сиверса $\Delta^N F_g^\uparrow(x, \mu_F^2, q_T)$ или $F_T^g(x, \mu_F^2, q_T)$ [35]:

$$\begin{aligned} \Delta \hat{F}_g^\uparrow(x, \mu_F^2, q_T) &= \hat{F}_g^\uparrow(x, \mu_F^2, \vec{q}_T) - \hat{F}_g^\downarrow(x, \mu_F^2, \vec{q}_T) = \Delta^N F_g^\uparrow(x, \mu_F^2, q_T) \cos \varphi = \\ &= -2 \frac{q_T}{M_p} F_T^g(x, \mu_F^2, q_T) \cos \varphi, \end{aligned} \quad (3.9)$$

здесь угол φ — азимутальный угол поворота поперечного импульса начального партона (глюона, ведь процессами с начальными кварками мы пренебрегаем из-за малости вклада в сечение таких процессов по сравнению с вкладом начальных глюонов; поэтому в выражениях выше стоит нижний индекс « g », маркирующий именно глюонную функцию Сиверса, ГФС), так что $\vec{q}_T = q_T(\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$; M_p — масса протона. Функция Сиверса описывает распределение по импульсу неполяризованного партона в поляризованном протоне и подчиняется условию

$$|\Delta^N F_g^\uparrow(x, \mu_F^2, q_T)| \leq 2F_g(x, \mu_F^2, q_T) \quad \text{или} \quad \frac{q_T}{M_p} |F_T^g(x, \mu_F^2, q_T)| \leq F_g(x, \mu_F^2, q_T), \quad (3.10)$$

где $F_g(x, \mu_F^2, q_T)$ — партонная функция распределения в ОПМ.

Аналитический вид ГФС был параметризован в соответствии с соглашениями Тренто [35] в следующем виде:

$$\Delta^N F_g^\uparrow(x, \mu_F^2, q_T) = \left(-2 \frac{q_T}{M_p} \right) F_T^g(x, \mu_F^2, q_T) = 2 \mathcal{N}_g(x) F_g(x, \mu_F^2, q_T) h(q_T) \frac{e^{-q_T^2/\langle q_T^2 \rangle}}{\pi \langle q_T^2 \rangle}, \quad (3.11)$$

$$\mathcal{N}_g(x) = N_g x^\alpha (1-x)^\beta \frac{(\alpha + \beta)^{(\alpha + \beta)}}{\alpha^\alpha \beta^\beta},$$

$$h(q_T) = \sqrt{2e} \frac{q_T}{M'} e^{-q_T^2/M'^2},$$

при $|N_g| \leq 1$ функция Сиверса автоматически удовлетворяет условию (3.10).

Иначе ГФС можно параметризовать введением параметра ρ

$$\rho = \frac{M'^2}{M'^2 + \langle q_T^2 \rangle}, \quad 0 < \rho < 1,$$

тогда функция Сиверса запишется в виде

$$\Delta^N F^\uparrow(x, \mu_F^2, q_T) = 2q_T \frac{\sqrt{2e}}{\pi} \mathcal{N}_g(x) f_g(x, \mu_F^2) \sqrt{\frac{1-\rho}{\rho}} \cdot \frac{e^{-q_T^2/\rho \langle q_T^2 \rangle}}{\langle q_T^2 \rangle^{3/2}}. \quad (3.12)$$

В этой работе мы используем 3 параметризации функции Сиверса, все они перечислены в таблице 2.

Таблица 2 – Используемые параметризации функции Сиверса.

Параметризация	N_g	α	β	ρ	$\langle q_T^2 \rangle$
D'Alesio et al. [36]	0.25	0.6	0.6	0.1	1.0
SIDIS1 [10]	0.65	2.8	2.8	0.687	0.25
SIDIS2 [10]	0.05	0.8	1.4	0.576	0.25

Для построения коридора для асимметрии используются формулы, подобные указанным в предыдущем разделе с аналогичными обозначениями:

$$\begin{aligned} A_N^{\text{above}} &= A_N^{\text{centre}} + \sqrt{\left(A_N^{\mu_F, \text{max}} - A_N^{\text{centre}}\right)^2 + \left(A_N^{\mu_R, \text{max}} - A_N^{\text{centre}}\right)^2}, \\ A_N^{\text{below}} &= A_N^{\text{centre}} - \sqrt{\left(A_N^{\mu_F, \text{min}} - A_N^{\text{centre}}\right)^2 + \left(A_N^{\mu_R, \text{min}} - A_N^{\text{centre}}\right)^2}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

масштабы варьировались в тех же самых пределах: $m_T/2 < \mu_{R, F} < 2m_T$.

Для проверки адекватности будущих расчётов сравним предсказания асимметрии с данными, опубликованными в 2018 году коллаборацией PHENIX [37]. Экспериментальные данные представляют собой поперечную асимметрию в прямом рождении неполяризованного J/ψ в столкновении неполяризованного и поляризованного протонов при энергии в СЦМ $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и диапазоне быстроты чармония $1.2 < y < 2.2$. Сравнение данных изображено на рис. 8–10, предсказания теории согласуются с результатами измерения асимметрии коллаборацией PHENIX в пределах погрешности, хоть её величина и не допускает возможности выбрать более точно согласующуюся с экспериментом параметризацию.

Особый интерес, на котором мы в конце концов и сосредоточимся, в изучении зависимости асимметрии от поперечного импульса чармония представляет возможное влияние поляризации чармония на его сечение рождения в столкновении поляризованного и неполяризованного протонов — и, как следствие, влияние на поперечную асимметрию. Далее на рис. 11–16 показана зависимость асимметрии от поперечного импульса поперечно поляризованного чармония в состояниях J/ψ и ψ' при энергии столкновения коллайдера NICA

$\sqrt{s} = 27$ ГэВ в диапазоне быстрот чармония $|y| < 3.0$. Матричный элемент чармония с поперечной поляризацией представляет собой разность матричных элементов неполяризованного (2.19) и продольно поляризованного (2.21) чармониев.

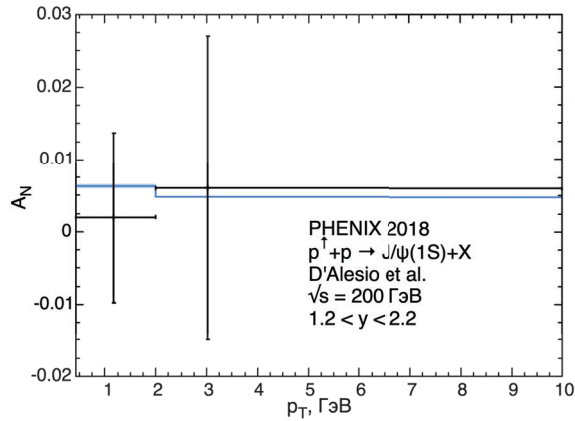


Рисунок 8 – Зависимость асимметрии в прямом рождении неполяризованного J/ψ от поперечного импульса чармония в параметризации D'Alesio et al. Экспериментальные значения сечения приведены в статье [37].

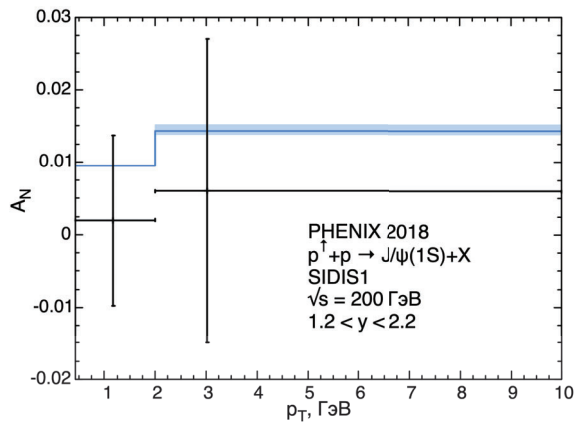


Рисунок 9 – Зависимость асимметрии в прямом рождении неполяризованного J/ψ от поперечного импульса чармония в параметризации SIDIS1. Экспериментальные значения сечения приведены в статье [37].

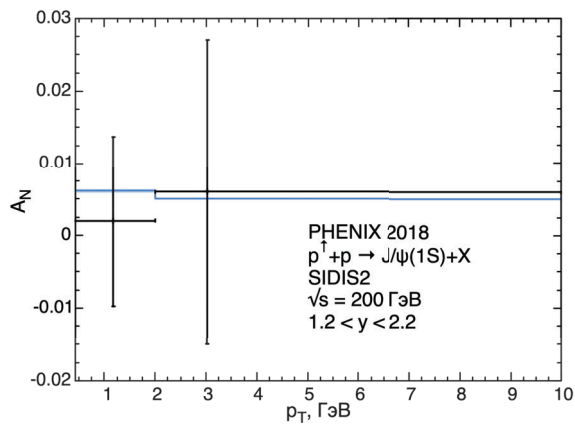


Рисунок 10 – Зависимость асимметрии в прямом рождении неполяризованного J/ψ от поперечного импульса чармония в параметризации SIDIS2. Экспериментальные значения сечения приведены в статье [37].

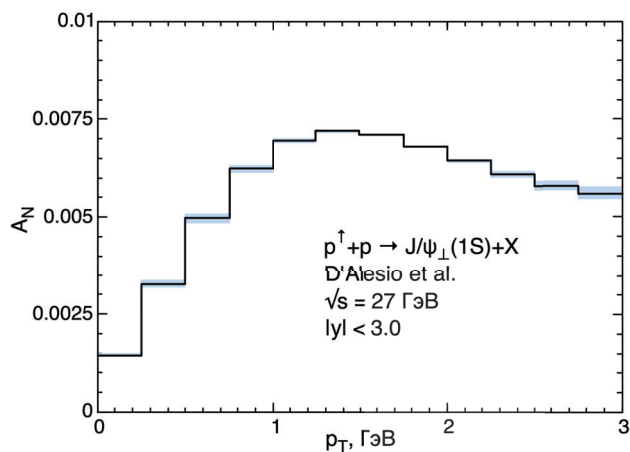


Рисунок 11 – Зависимость асимметрии в прямом рождении поперечно поляризованного J/ψ от поперечного импульса чармония в параметризации D'Alesio et al.

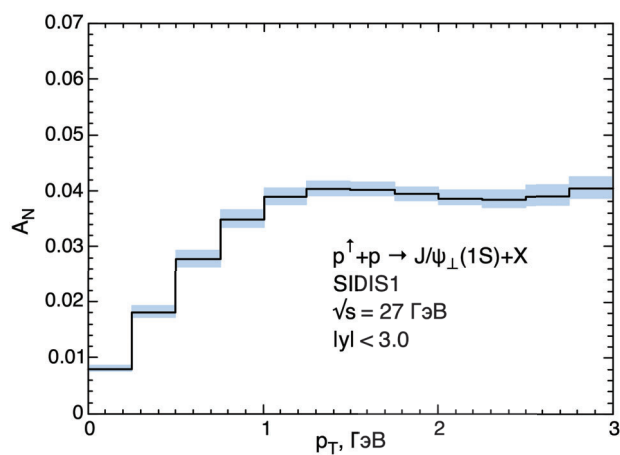


Рисунок 12 – Зависимость асимметрии в прямом рождении поперечно поляризованного J/ψ от поперечного импульса чармония в параметризации SIDIS1.

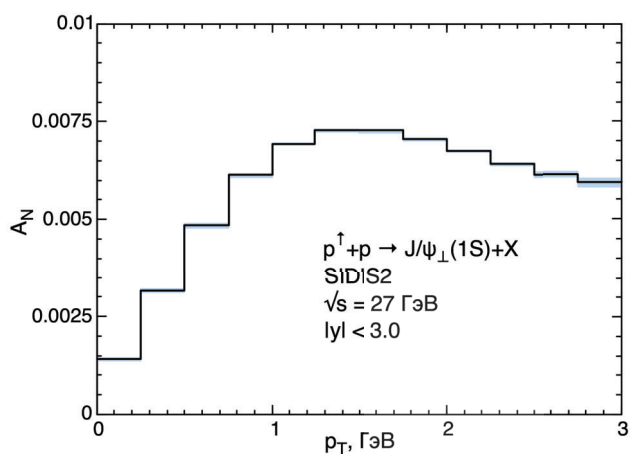


Рисунок 13 – Зависимость асимметрии в прямом рождении поперечно поляризованного J/ψ от поперечного импульса чармония в параметризации SIDIS2.

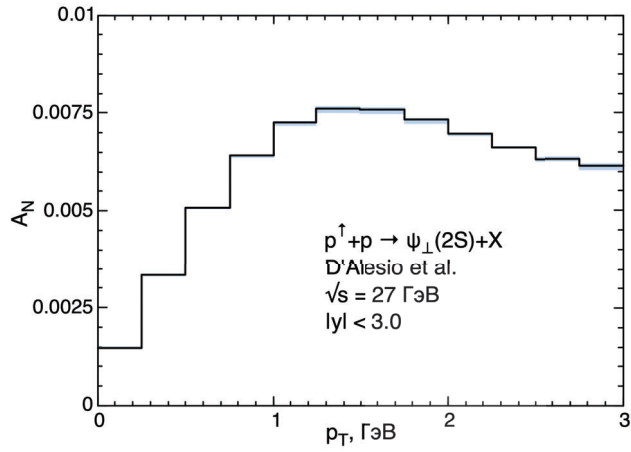


Рисунок 14 – Зависимость асимметрии в рождении поперечно поляризованного ψ' от поперечного импульса чармония в параметризации D'Alesio et al.

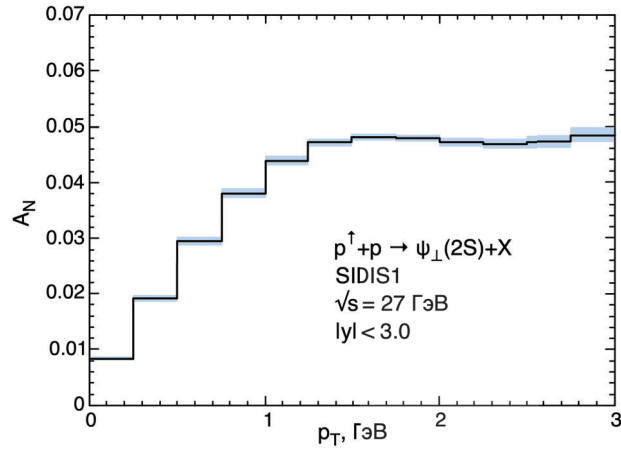


Рисунок 15 – Зависимость асимметрии в рождении поперечно поляризованного ψ' от поперечного импульса чармония в параметризации SIDIS1.

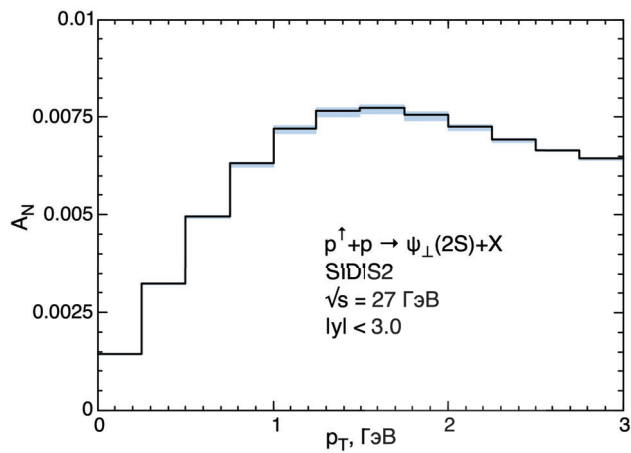


Рисунок 16 – Зависимость асимметрии в рождении поперечно поляризованного ψ' от поперечного импульса чармония в параметризации SIDIS2.

Вычисления показывают, что при малых импульсах поперечная асимметрия прямого рождения J/ψ и ψ' близка к нулю, то есть направление поперечной поляризации не влияет на сечение рождения поперечно поляризованного чармония. Далее асимметрия возрастает, достигая максимума примерно при $p_T = 1.5$ ГэВ, и — в зависимости от параметризации — либо остаётся на том же уровне, либо идёт на спад. Разные параметризации предсказывают заметно отличающиеся амплитуды асимметрии: в параметризации D'Alesio et al., как правило, асимметрия имеет наименьшую величину, а в параметризации SIDIS1 — величину, в несколько раз бóльшую, чем в SIDIS2 и D'Alesio et al. Различные формы зависимости асимметрии от поперечного импульса чармония и порядки её величины позволят при соответствующей точности эксперимента сделать выбор в пользу параметризации, наилучшим образом описывающей экспериментальные данные.

Заключение

Итак, расчёты, выполненные в ходе работы, были проведены в модели цветowych синглетов в лидирующем приближении по бегущей константе связи α_s и включают в себя, во-первых, вычисление поляризационных параметров для прямого рождения S -волновых состояний чармония J/ψ и ψ' без учёта каскадных распадов в кинематике коллинеарной и обобщённой партонных моделей. Во-вторых, в тех же приближениях были подсчитаны поперечные одиночные спиновые асимметрии в прямом рождении этих же состояний в трёх параметризациях глюонной функции Сиверса с кинематикой ОПМ.

Несмотря на состоятельность ОПМ, выражающуюся в том числе в согласии расчётов с приведёнными в работе экспериментальными данными коллаборации PHENIX, глюонная функция Сиверса в ОПМ является процессозависимой, и для других продуктов реакции она будет иной. Но последние несколько лет активно развивается подход CGI-GPM (Color Gauge Invariant Generalized Parton Model, «калибровочно-инвариантная по цвету» ОПМ), он позволяет построить не зависящую от процесса ГФС.

Результаты вычислений могут быть применены для сравнения с будущими экспериментальными данными, полученными на ускорителе NICA, и для последующего возможного уточнения параметров функции Сиверса, уточнения, необходимого для более точного описания спиновой структуры протона. Кроме этого, изложенные в работе результаты станут основой для последующих расчётов: вычисления поляризационных параметров рождения чармония, учитывающих все каскадные распады, оценки поперечной асимметрии не только прямого рождения J/ψ и учёта цветowych октетов для расширения области теоретического предсказания по поперечному импульсу.

Список литературы

1. Taylor, R. E. Nucleon form factors above 6 GeV [Text] / R. E. Taylor. — 1967.
2. Friedman, Jerome I. Deep inelastic electron scattering [Text] / Jerome I. Friedman, Henry W. Kendall // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 1972. — Vol. 22. — P. 203–254.
3. Evidence for Jet Structure in Hadron Production by e^+e^- Annihilation [Text] / G. Hanson, G. S. Abrams, A. M. Boyarski [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1975. — Vol. 35. — P. 1609–1612.
4. Discovery of Three-Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA [Text] / D. P. Barber, U. Becker, H. Benda [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1979. — Vol. 43. — P. 830–833.
5. Double Parton Scattering in pp Collisions at $\sqrt{s} = 63$ GeV [Text] / T. Åkesson, M. G. Albrow, S. Almeded, O. Benary // Z. Phys. C. — 1987. — Vol. 34. — P. 163.
6. High-Energy Single-Arm Inelastic $e - p$ and $e - d$ Scattering at 6° and 10° [Text] / J. S. Poucher, M. Breidenbach, R. Ditzler [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1974. — Vol. 32. — P. 118–121.
7. Пескин, М. Введение в квантовую теорию поля [Текст] / М. Пескин, Д. Шрёдер. — Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.
8. Collins, John C. Foundation of Perturbative QCD [Text] / John C. Collins. — [S. 1.] : Cambridge University Press, 2011.
9. Probing the gluon Sivers function in $p^\dagger p \rightarrow J/\psi X$ and $p^\dagger p \rightarrow DX$ [Text] / Umberto D’Alesio, Francesco Murgia, Cristian Pisano, Pieter Taelis // Phys. Rev. D. — 2017. — Vol. 96. — P. 036011.
10. D’Alesio, U. Towards a first estimate of the gluon Sivers function from A_N data in pp collisions at RHIC [Text] / U. D’Alesio, F. Murgia, C. Pisano // Journal of High Energy Physics. — 2015. — Vol. 2015, no. 9.
11. Бюклинг, Е. Кинематика элементарных частиц [Текст] / Е. Бюклинг, К. Каянти. — Москва : «Мир», 1975.
12. Gell-Mann, M. The eighthfold way: a theory of strong interaction symmetry [Text] / M. Gell-Mann. — 1961.
13. Ne’eman, Y. Derivation of strong interactions from a gauge invariance [Text] / Y. Ne’eman // Nuclear Physics. — 1961. — Vol. 26, no. 2. — P. 222–229.

14. Zweig, G. An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1 [Text] / G. Zweig. — 1964.
15. Клоуз, Ф. Кварки и партоны: Введение в теорию [Текст] / Ф. Клоуз. — Москва : «Мир», 1982.
16. Вильчек, Ф. А. Асимптотическая свобода: от парадоксов к парадигмам [Текст] / Ф. А. Вильчек // Успехи физических наук. — 2005. — Т. 175. — С. 1325–1337.
17. Experimental observation of a heavy particle J [Text] / J. J. Aubert, U. Becker, P. J. Biggs [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1974. — Vol. 33. — P. 1404–1406.
18. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation [Text] / J. E. Augustin, A. M. Boyarski, M. Breidenbach [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1974. — Vol. 33. — P. 1406–1408.
19. Bodwin, Geoffrey T. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium [Text] / Geoffrey T. Bodwin, Eric Braaten, G. Peter Lepage // Phys. Rev. D. — 1995. — Vol. 51. — P. 1125–1171.
20. Improved nonrelativistic QCD for heavy-quark physics [Text] / G. Peter Lepage, Lorenzo Magnea, Charles Nakhleh [et al.] // Phys. Rev. D. — 1992. — Vol. 46. — P. 4052–4067.
21. Cho, Peter. Color-octet quarkonia production [Text] / Peter Cho, Adam K. Leibovich // Phys. Rev. D. — 1996. — Vol. 53. — P. 150–162.
22. Eichten, Estia J. Quarkonium wave functions at the origin [Text] / Estia J. Eichten, Chris Quigg // Physical Review D. — 1995. — Vol. 52, no. 3. — P. 1726–1728.
23. Lucha, Wolfgang. Bound states of quarks [Text] / Wolfgang Lucha, Franz F. Schöberl, Dieter Gromes // Physics Reports. — 1991. — Vol. 200, no. 4. — P. 127–240.
24. Beneke, M. Inelastic photoproduction of polarized J/ψ [Text] / M. Beneke, M. Krämer, M. Vanttinen // Phys. Rev. D. — 1998. — Vol. 57. — P. 4258–4274.
25. Kniehl, B. A. Charmonium production at high energy in the k_T -factorization approach [Text] / B. A. Kniehl, D. V. Vasin, V. A. Saleev // Phys. Rev. D. — 2006. — Vol. 73. — P. 074022.
26. Gastmans, R. Cross sections for gluon + gluon \rightarrow heavy quarkonium + gluon [Text] / R. Gastmans, W. Troost, Tai Tsun Wu // Physics Letters B. — 1987. — Vol. 184, no. 2. — P. 257–260.
27. Karpishkov, A. V. Estimates for the single-spin asymmetries in the $p^\uparrow p \rightarrow J/\psi X$ process at PHENIX RHIC and SPD NICA [Text] / A. V. Karpishkov, V. A. Saleev, M. A. Nefedov // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 104. — P. 016008.

28. Hahn, T. Cuba — a library for multidimensional numerical integration [Text] / T. Hahn // Computer Physics Communications. — 2005. — Vol. 168, no. 2. — P. 78–95.
29. Complete Next-to-Leading-Order Study on the Yield and Polarization of $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$ at the Tevatron and LHC [Text] / Bin Gong, Lu-Ping Wan, Jian-Xiong Wang, Hong-Fei Zhang // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 112. — P. 032001.
30. Ground and excited state charmonium production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV [Text] / A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala [et al.] // Phys. Rev. D. — 2012. — Vol. 85. — P. 092004.
31. Zyla, P. A. Review of Particle Physics [Text] / P. A. Zyla, [et. al.] — Particle Data Group // Prog. Theor. Exp. Phys. — 2020. — Vol. 2020. — P. 083C01.
32. Kniehl, Bernd A. Polarized J/ψ from χ_{cJ} and ψ' decays at the Fermilab Tevatron [Text] / Bernd A. Kniehl, Jungil Lee // Phys. Rev. D. — 2000. — Vol. 62. — P. 114027.
33. Nelson, R. E. Narrowing the uncertainty on the total charm cross section and its effect on the J/ψ cross section [Text] / R. E. Nelson, R. Vogt, A. D. Frawley // Phys. Rev. C. — 2013. — Vol. 87. — P. 014908.
34. Sivers, Dennis. Single-spin production asymmetries from the hard scattering of pointlike constituents [Text] / Dennis Sivers // Phys. Rev. D. — 1990. — Vol. 41. — P. 83–90.
35. Single-spin asymmetries: The Trento conventions [Text] / Alessandro Bacchetta, Umberto D'Alesio, Markus Diehl, C. Andy Miller // Phys. Rev. D. — 2004. — Vol. 70. — P. 117504.
36. Unraveling the gluon Sivers function in hadronic collisions at RHIC [Text] / Umberto D'Alesio, Carlo Flore, Francesco Murgia [et al.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Vol. 99. — P. 036013.
37. Single-spin asymmetry of J/ψ production in $p + p$, $p + \text{Al}$, and $p + \text{Au}$ collisions with transversely polarized proton beams at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Text] / C. Aidala, Y. Akiba, M. Alfred, V. Andrieux // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98. — P. 012006.