Радиационные поправки к процессам рождения прямых фотонов при низких энергиях

SANC

Кампф А.А.[a,b]

[a]Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

[b]Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

01.04.2026



I



Введение

NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) — ускорительный комплекс, предназначенный для исследования свойств кварк-глюонной плазмы и структуры нуклонов.

- Два детектора в ускорительном кольце: SPD (Spin Physics Detector [1]); и MPD (Multi-Purpose Detector [2]);
- Продольно поляризованные пучки: протоны и дейтроны ($\sqrt{s} \leq$ 27 ГэВ);
- Неполяризованные пучки: Xe и Au ($\sqrt{s} \sim 4 - 11$ ГэВ);
- Максимальная светимость $\rightarrow$ MPD: 10^{27} см$^{-2}$с$^{-1}$, SPD: 10^{32} см$^{-2}$с$^{-1}$;
- Задачи SPD: спиновая структура нуклона, PDF глюонов, поляризованные PDF;
- Задачи MPD: кварк-глюонная плазма и фазовые переходы в области высоких барионных плотностей.



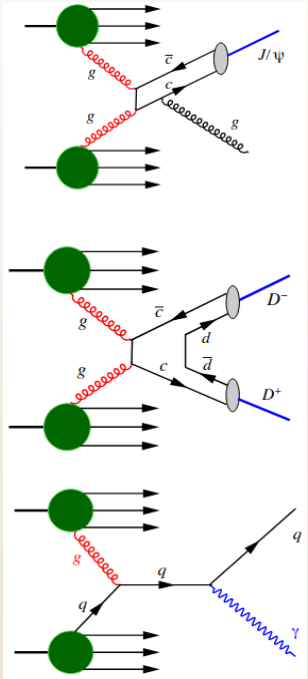
Основные процессы для определения глюонных распределений протона и дейтрона

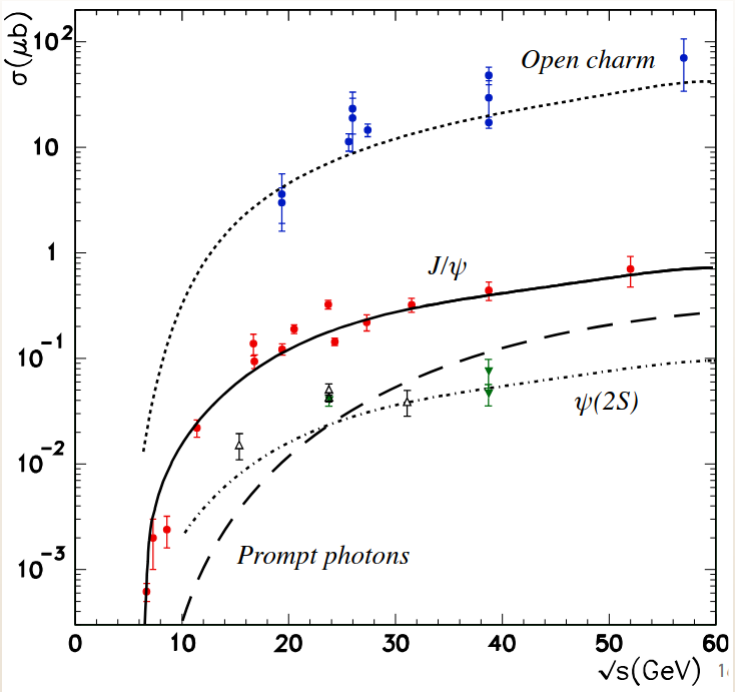
SPD предназначен для всестороннего изучения поляризованного и неполяризованного глюонного вклада p и D в поляризованных и неполяризованных pp- и dd- столкновениях [1, 3].
Три взаимодополняющих процесса:

1. J/ψ;
2. Open charm;
3. Прямые фотоны: $qg \to q\gamma$ ($\sim 80\%$ от σ_{tot}), $\bar{q}q \to g\gamma$ ($\sim 20\%$ от σ_{tot}) [4].

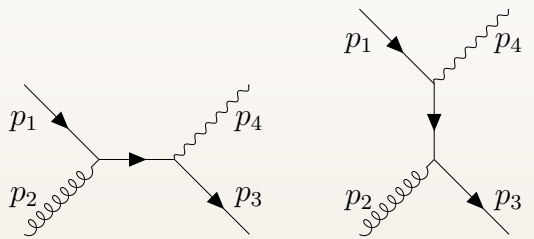
   P.S. В протоне и дейтроне глюонов гораздо больше, чем антикварков. Для аннигиляции нужен антикварк в начальном состоянии, а их меньше, чем глюонов.

$1\ \mu b = 10^{-6}$ барн $= 10^{-30}$ см^2

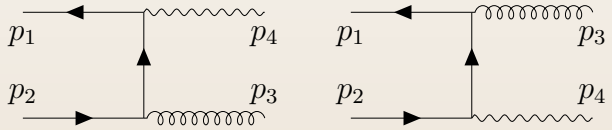




Процессы рождения прямых фотонов на партонном уровне



Quark-gluon Compton process $qg \to q\gamma$.



Annihilation process $q\bar{q} \to \gamma g$.

q – кварк, g – глюон, γ – фотон
p_i – импульсы

Прямые фотоны

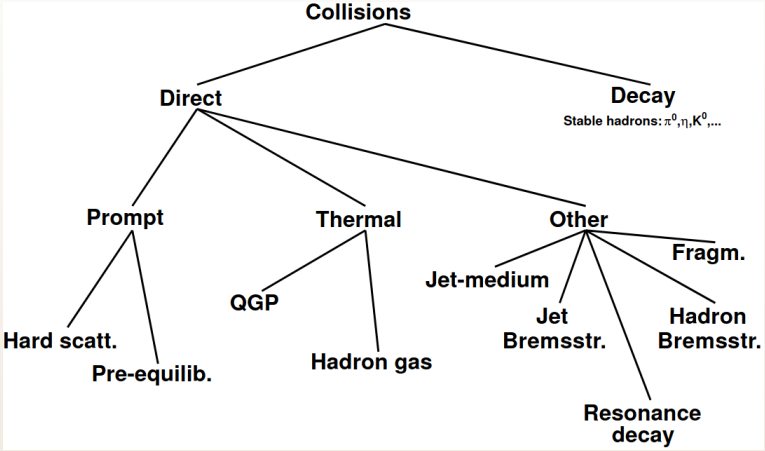
- Нет фрагментации → низкий уровень фона;
- Несут информацию непосредственно о процессе жесткого рассеяния;
- Необходим только электромагнитный калориметр;
- Небольшие систематические погрешности. (# Электромагнитные детекторы проще калибровать.)

Джеты

- Фрагментация → высокий уровень фона;
- Необходимы адронный и электромагнитный калориметры;
- Необходим алгоритм кластеризации струй для реконструкции оси струи;
- Большие систематические погрешности. (# Сложность калибровки адронных детекторов.)



Прямые фотоны: накопленные знания и статистика публикаций



Google Scholar

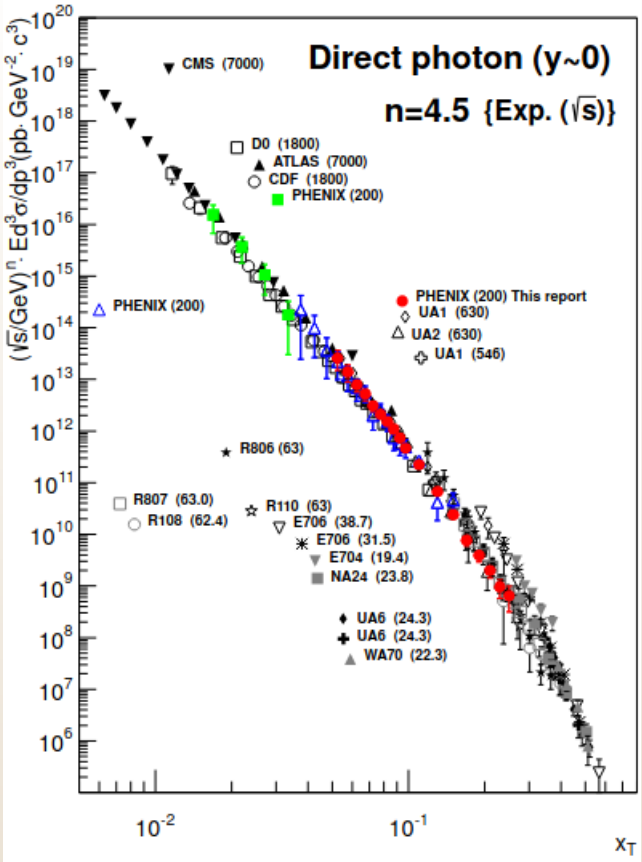
Запрос: "prompt photon" OR "prompt photons" OR "direct photon" OR "direct photons". Количество публикаций: 17300.

Запрос "prompt photon" OR "prompt photons". Количество публикаций: 11400.

Обзор 2020 года по прямым (direct) фотонам →[5].

Experiment	$\sqrt{s}$	η	p_T
R412 / CERN ISR	pp 45, 53 GeV	$\|\eta\| \sim 0$	1.6-3.8 GeV/c
R107 / CERN ISR	pp 53 GeV	$\|\eta\| \sim 0$	2.3-3.7 GeV/c
AFS / CERN ISR	pp 31, 53, 63 GeV	$\|\eta\| \sim 0$	3 - 7(9) GeV/c
CCOR / CERN ISR	pp 62.4 GeV	$\|\eta\| < 1.1$	5 - 13 GeV/c
AFS / CERN ISR	pp 31, 45, 53, 63 GeV	$\|\eta\| <\sim 0$	3 - 12 GeV/c
AFS R807 / CERN ISR	pp 63 GeV	$2.0 < \eta < 2.75$	1.5-4.25 GeV/c
AFS R808 / CERN ISR	$pp, p\bar{p}$ 53 GeV	$\|\eta\| < 0.4$	2-6 GeV/c
UA2 / CERN S$p\bar{p}$S	$p\bar{p}$ 630 GeV	$\|\eta\| < 1.8$	15-43 GeV/c
NA24 / CERN SPS	pp 23.7 GeV	$\|\eta\| < 0.8$	3-6 GeV/c
WA70 / CERN SPS	pp 22.3 GeV		4-6.5 GeV/c
UA1 / CERN S$p\bar{p}$S	$p\bar{p}$ 546, 630 GeV	$\|\eta\| < 3.0$	16-100 GeV/c
CMOR / CERN ISR	pp 63 GeV	$\|\eta\| < 1.1$	4.5 - 10 GeV/c
AFS / CERN ISR	pp 63 GeV	$\|\eta\| < 1$	4.5 - 11 GeV/c
CDF / FNAL	$p\bar{p}$ 1.8TeV	$\|\eta\| < 0.9$	10-60 GeV/c
UA6 / CERN S$p\bar{p}$S	$pp, p\bar{p}$ 24.3 GeV	$-0.2 < \eta < 1$	4.1 - 5.7 GeV/c
E704 / FNAL	pp 19.4 GeV	$\|\eta\| < 0.15$	2.5-3.8 GeV/c
UA6 / CERN S$p\bar{p}$S	$pp, p\bar{p}$ 24.3 GeV	$-0.1 < \eta < 0.9$	4.1 - 7.7 GeV/c
D0 / FNAL	$p\bar{p}$ 1.8TeV	$\|\eta\| < 2.5$	10-110 GeV/c
D0 / FNAL	$p\bar{p}$ 0.63 TeV	$\|\eta\| < 2.5$	10-30 GeV/c
CDF / FNAL	$p\bar{p}$ 0.63, 1.8TeV	$\|\eta\| < 0.9$	10-30(110) GeV/c
CDF / FNAL	$p\bar{p}$ 1.8TeV	$\|\eta\| < 0.9$	10-60 GeV/c
E706 / FNAL	pp 31.8, 38.7 GeV	$\|\eta\| < 0.75$	3.5 - 12 GeV/c
PHENIX / BNL RHIC	pp 200 GeV	$\|\eta\| < 0.35$	5.5-7 GeV/c
PHENIX / BNL RHIC	pp 200 GeV	$\|\eta\| < 0.35$	3-16 GeV/c
PHENIX / BNL RHIC	pp 200 GeV	$\|\eta\| < 0.35$	1-4.5 GeV/c
STAR / BNL RHIC	pp 200 GeV	$\|\eta\| < 1$	6-14 GeV/c
CMS / CERN LHC	pp 7 TeV	$\|\eta\| < 1.45$	21-300 GeV
ATLAS / CERN LHC	pp 7 TeV	$\|\eta\| < 1.81$	15-100 GeV
ATLAS / CERN LHC	pp 7 TeV	$\|\eta\| < 2.37$	45-400 GeV
PHENIX / BNL RHIC	pp 200 GeV	$\|\eta\| < 0.35$	5.5-25 GeV/c
CMS / CERN LHC	pp 2.76 TeV	$\|\eta\| < 1.44$	20-80 GeV
ATLAS / CERN LHC	pp 7 TeV	$\|\eta\| < 2.37$	100-1000 GeV
ATLAS / CERN LHC	pp 8 TeV	$\|\eta\| < 2.37$	25-1500 GeV
ATLAS / CERN LHC	pp 13 TeV	$\|\eta\| < 2.37$	125-1000 GeV
ALICE / CERN LHC	pp 2.76 and 8 TeV	$\|\eta\| < 0.9$	0.3-16 GeV
ATLAS / CERN LHC	pp 13 and 8 TeV	$\|\eta\| < 2.37$	125-1500 GeV





Данные по состоянию на 2012 [5].
Ось y: $Ed^3\sigma/dp^3 = G(x_T)/\sqrt{s}^{n(x_T,\sqrt{s})}$
Ось x: $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$
Охват: $19,4 - 7000$ ГэВ
$G(x_\mathrm{T})$ – функция, аккумулирующая вклады партонных и фрагментационных функций.
(n=4 для ведущего порядка без эволюции константы сильного взаимодействия)



II



Однопетлевое сечение рассеяния

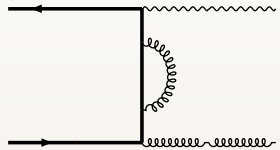
Полное однопетлевое сечение состоит из четырех частей:

$$\sigma^{\text{one-loop}}_{\chi_1\chi_2} = \sigma^{\text{Born}}_{\chi_1\chi_2} + \sigma^{\text{virt}}_{\chi_1\chi_2}(\lambda) + \sigma^{\text{soft}}_{\chi_1\chi_2}(\lambda,\bar{\omega}) + \sigma^{\text{hard}}_{\chi_1\chi_2}(\bar{\omega}).$$

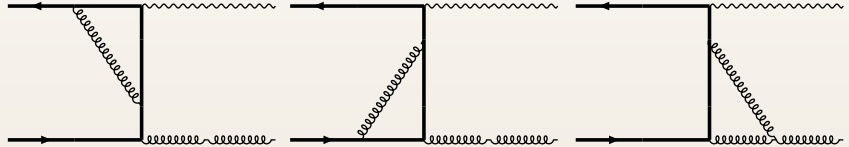
- σ^{Born} – Борновское сечение,
- σ^{virt} – вклад виртуальных (петлевых) поправок,
- σ^{soft} и σ^{hard} – вклад эмиссии мягких (жестких) фотонов (энергия жесткого фотона $E_\gamma > \bar{\omega}$).

λ – параметр регуляризации инфракрасных расходимостей («масса фотона»),
$\bar{\omega}$ – энергетический параметр, разделяющий фазовый объем на область жестких фотонов/глюонов $E_{\gamma/g} > \bar{\omega}$ и область мягких $E_{\gamma/g} < \bar{\omega}$.
Параметры λ и $\bar{\omega}$ компенсируются после суммирования вкладов.

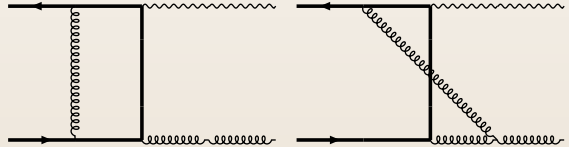
1) Собственная энергия



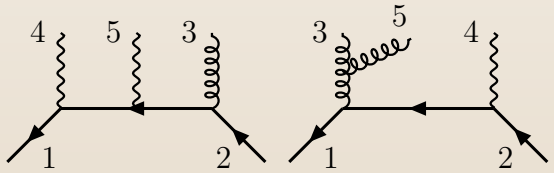
2) Вершинные поправки



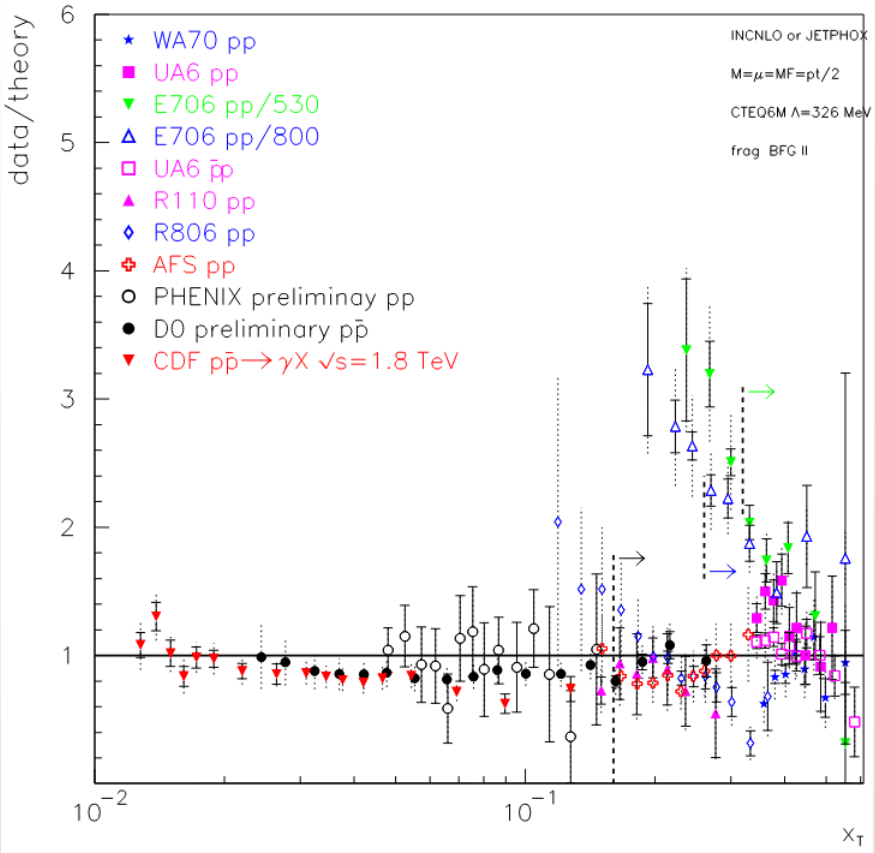
3) Поправки типа box



4) Тормозное излучение





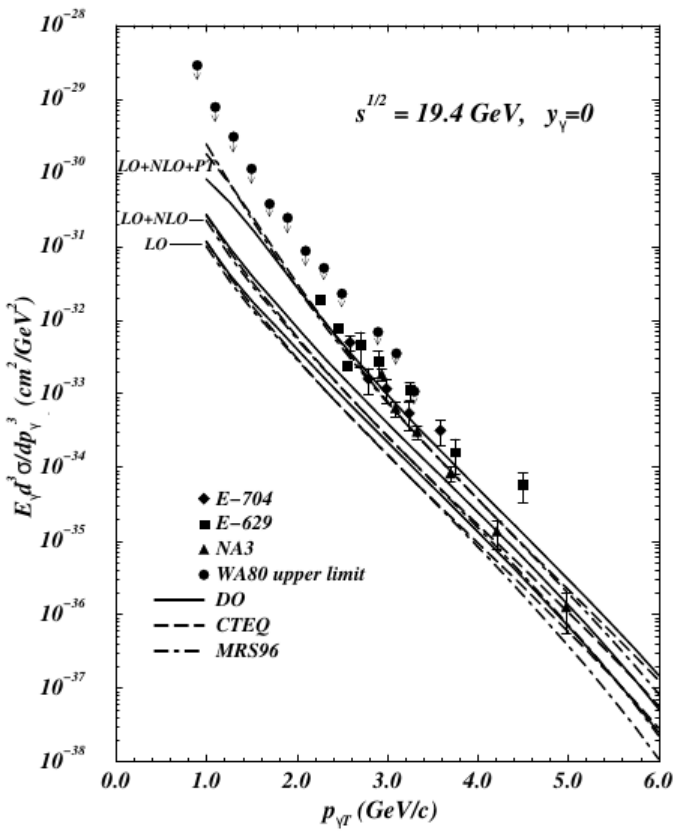


Данные по состоянию на 2006 год.
Ось y: data/theory (NLO pQCD)
Ось x: $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$;
Охват: $23 - 1960$ ГэВ
JETPHOX [6, 7, 8].

Isolated cross section (для CDF и DØ): прямые фотоны, в конусе вокруг которых суммарная энергия сопровождающих адронов не превышает заданного порога.
Inclusive cross section (для PHENIX и низких энергий): детектируются все прямые фотоны.



Однопетлевая радиационная поправка



На рисунке представлены результаты для сечения рождения фотонов для расчётов на уровне LO, расчётов LO+NLO и результатов LO+NLO+PT, которые дополнительно учитывают эффект поперечного импульса, для pp-столкновений при $\sqrt{s} = 19.4$ ГэВ и $y_\gamma = 0$.

«LO+NLO-расчёты увеличивают LO-результаты примерно в 2 раза, а наличие внутреннего импульса добавляет ещё фактор 4-8 в зависимости от функций распределения партонов.» [9]

Список работ по рад. поправкам

NLO: [10, 11, 12, 13, 14, 15, 9, 16, 17, 6, 18, 19, 7] (1986-2006)
NNLO: [20, 21, 22, 23, 24] (2016-2022)
Продольная поляризация и NLO pQCD: [13, 14, 15]

Итог

В контексте SPD NICA

1. При энергиях SPD важно учитывать NLO-вклады.
2. Большинство работ касается более высоких энергий (RHIC, LHC).
3. Исследований с учётом поляризации немного.
4. Сравнение с учётом поляризации возможно, но трудоёмко.

III



Продольная поляризация

Полное однопетлевое сечение состоит из четырех частей:

$$\sigma^{\text{one-loop}}_{\chi_1\chi_2} = \sigma^{\text{Born}}_{\chi_1\chi_2} + \sigma^{\text{virt}}_{\chi_1\chi_2}(\lambda) + \sigma^{\text{soft}}_{\chi_1\chi_2}(\lambda,\bar{\omega}) + \sigma^{\text{hard}}_{\chi_1\chi_2}(\bar{\omega}).$$

Сечение процесса взаимодействия продольно поляризованных пучков со степенями поляризации P_{q_1} и P_{q_2} может быть записано следующим образом:

$$\sigma(P_{q_1}, P_{q_2}) = \frac{1}{4}\sum_{\chi_1,\chi_2}(1+\chi_1 P_{q_1})(1+\chi_2 P_{q_2})\sigma_{\chi_1\chi_2}, \quad (1)$$

где $\chi_{1(2)} = -1(+1)$ соответствует частице с левой (правой) спиральностью.

Из формулы (1) можно выделить следующие комбинации:

$$\begin{aligned}
\sigma &= \frac{1}{4}\left(\sigma^{++} + \sigma^{+-} + \sigma^{-+} + \sigma^{--}\right), \\
\Delta\sigma_{\text{L}} &= \frac{1}{4}\left(\sigma^{++} + \sigma^{+-} - \sigma^{-+} - \sigma^{--}\right), \\
\Delta\sigma_{\text{LL}} &= \frac{1}{4}\left(\sigma^{++} - \sigma^{+-} - \sigma^{-+} + \sigma^{--}\right),
\end{aligned}$$

где σ – неполяризованное сечение.
Определения односпиновой $A_{\text{L}}(\eta)$ и двухспиновой асимметрий $A_{\text{LL}}(\eta)$ имеют вид

$$A_{\text{L(LL)}}(\eta) = \frac{d(\Delta\sigma_{\text{L(LL)}})/d\eta}{d\sigma/d\eta},$$

Борновский вклад: сравнение с SPHINX

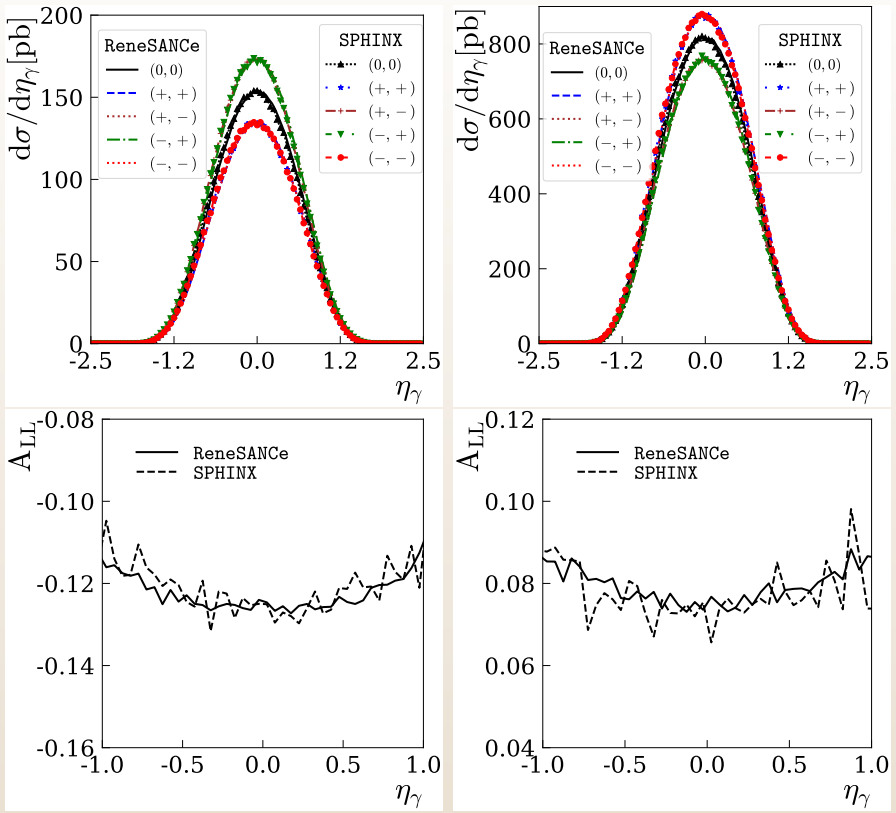
$\alpha = 137.035999084$, $\alpha_s = 0.1176$; energy of c.m.s. is $\sqrt{s_0} = 20$ GeV;
Набор входных параметров [25];

PDF: `NNPDF23_nlo_as_0119` для неполяризованных партонных распределений f_{q_i} и `NNPDFpol11_100` для продольно поляризованных партонных распределений Δf_{q_i} из библиотеки `LHAPDF6` с масштабом факторизации $\mu_F = \sqrt{s}$, где $s = x_1 x_2 s_0$ [26].

$p_T > 2.5$ ГэВ для всех процессов.

Левая колонка: $pp \to g\gamma(+X)$
Правая колонка: $pp \to q\gamma(+X) + pp \to \bar{q}\gamma(+X)$

`SPHINX`: [27, 28, 29]



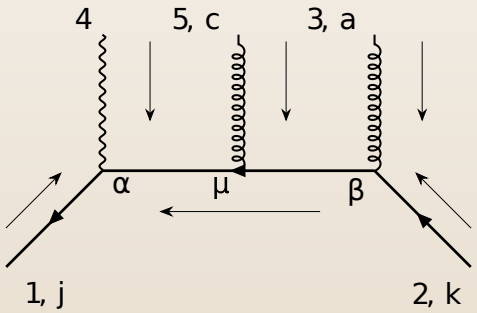
Тормозное излучение

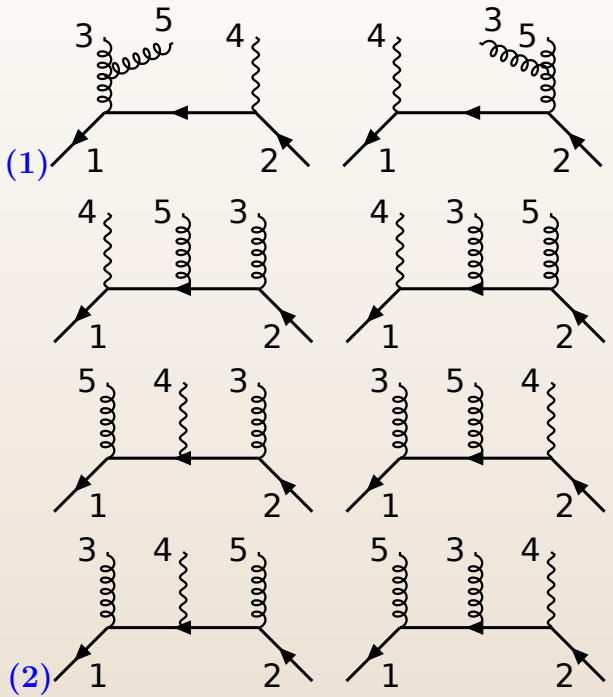
Равенство нулю суммы 4-х импульсов (χ_i – спиральность):

$$\sum_{i=1}^{5} p_i = 0,$$

$$\bar{q}(p_1,\chi_1) + q(p_2,\chi_2) + g(p_3,\chi_3) + \gamma(p_4,\chi_4) + (\gamma/g)(p_5,\chi_5) \to 0$$

Излучение тормозного глюона – **(1)** и **(2)**.
Излучение тормозного фотона – **(2)** и замена глюона (p_5) на фотон.
a, c – цвета глюонов, j, k – цвета кварков.







e – заряд позитрона, Q – заряд кварка (антикварка), g_s – константа сильной связи.

$$\mathcal{A}^g = (eQ)g_s^2(\mathcal{A}_{ac} + \mathcal{A}_{ca}),$$

$$\mathcal{A}_{ac} = -i(t^a t^c)_{jk}\bar{v}_1\Bigg(\not\varepsilon_3\frac{1}{\grave{p}_{245}}\not\varepsilon_4\frac{1}{\grave{p}_{25}}\not\varepsilon_5 + \not\varepsilon_3\frac{1}{\grave{p}_{245}}\not\varepsilon_5\frac{1}{\grave{p}_{24}}\not\varepsilon_4 + \not\varepsilon_4\frac{1}{\grave{p}_{235}}\not\varepsilon_3\frac{1}{\grave{p}_{25}}\not\varepsilon_5$$
$$-\gamma_\alpha\frac{1}{p_{241}^2}\big[(p_3 - p_{241})^\nu g^{\alpha\rho} + (p_{241} - p_5)^\rho g^{\alpha\nu} + (p_5 - p_3)^\alpha g^{\nu\rho}\big]\varepsilon_{3,\rho}\varepsilon_{5,\nu}\frac{1}{\grave{p}_{24}}\not\varepsilon_4 -$$
$$\not\varepsilon_4\frac{1}{\acute{p}_{14}}\gamma_\beta\frac{1}{p_{241}^2}\big[(p_{241} - p_3)^\nu g^{\beta\rho} + (p_5 - p_{241})^\rho g^{\beta\nu} + (p_3 - p_5)^\beta g^{\nu\rho}\big]\varepsilon_{3,\rho}\varepsilon_{5,\nu}\Bigg)u_2,$$

$$\mathcal{A}_{ca} = -i(t^c t^a)_{jk}\bar{v}_1\Bigg(\not\varepsilon_5\frac{1}{\grave{p}_{234}}\not\varepsilon_4\frac{1}{\grave{p}_{23}}\not\varepsilon_3 + \not\varepsilon_5\frac{1}{\grave{p}_{234}}\not\varepsilon_3\frac{1}{\grave{p}_{24}}\not\varepsilon_4 + \not\varepsilon_4\frac{1}{\grave{p}_{235}}\not\varepsilon_5\frac{1}{\grave{p}_{23}}\not\varepsilon_3$$
$$+\gamma_\alpha\frac{1}{p_{241}^2}\big[(p_3 - p_{241})^\nu g^{\alpha\rho} + (p_{241} - p_5)^\rho g^{\alpha\nu} + (p_5 - p_3)^\alpha g^{\nu\rho}\big]\varepsilon_{3,\rho}\varepsilon_{5,\nu}\frac{1}{\grave{p}_{24}}\not\varepsilon_4$$
$$+\not\varepsilon_4\frac{1}{\acute{p}_{14}}\gamma_\beta\frac{1}{p_{241}^2}\big[(p_{241} - p_3)^\nu g^{\beta\rho} + (p_5 - p_{241})^\rho g^{\beta\nu} + (p_3 - p_5)^\beta g^{\nu\rho}\big]\varepsilon_{3,\rho}\varepsilon_{5,\nu}\Bigg)u_2,$$

$$\mathcal{A}^\gamma = (eQ)^2 g_s i t^a_{jk}\bar{v}_1\Bigg(\not\varepsilon_4\frac{1}{\grave{p}_{235}}\not\varepsilon_5\frac{1}{\grave{p}_{23}}\not\varepsilon_3 + \not\varepsilon_4\frac{1}{\grave{p}_{235}}\not\varepsilon_3\frac{1}{\grave{p}_{25}}\not\varepsilon_5 + \not\varepsilon_5\frac{1}{\grave{p}_{234}}\not\varepsilon_4\frac{1}{\grave{p}_{23}}\not\varepsilon_3 + \not\varepsilon_3\frac{1}{\grave{p}_{245}}\not\varepsilon_5\frac{1}{\grave{p}_{24}}\not\varepsilon_4 + \not\varepsilon_3\frac{1}{\grave{p}_{245}}\not\varepsilon_4\frac{1}{\grave{p}_{25}}\not\varepsilon_5 + \not\varepsilon_5\frac{1}{\grave{p}_{234}}\not\varepsilon_3\frac{1}{\grave{p}_{24}}\not\varepsilon_4\Bigg)u_2.$$

$$\acute{p}_{ij\ldots} = \not p_i + m_i + \not p_j + m_j + \ldots, \quad \grave{p}_{ij\ldots} = \not p_i - m_i + \not p_j - m_j + \ldots,$$



Некоторые детали аналитического вычисления

Аналитические выражения для спиральных амплитуд получены с использованием спинорного формализма (подробности см. [30, 31, 32, 33, 34]).

Конечный вид спиральных амплитуд $\mathcal{A}^g$ и $\mathcal{A}^\gamma$ должен содержать только импульсы $p_{i,\mu}$ и явно калибровочно-ковариантные антисимметричные тензоры $F_{i,\mu\nu}$.

$$\mathbf{F}_i \equiv F_{i,\mu\nu}\gamma^\mu\gamma^\nu = \not{p}_i \wedge \not{\varepsilon}_i = \not{p}_i\not{\varepsilon}_i. \;\; (\not{p}_i \wedge \not{\varepsilon}_i = \not{p}_i\not{\varepsilon}_i - (p_i\varepsilon_i)) \tag{2}$$

Бивектора напряженности $\mathbf{F}_i$ сохраняют свою структуру относительно преобразования $\not{\varepsilon} \to \not{\varepsilon} + C\not{p}$.
В случае КЭД тензор $F_{i,\mu\nu}$ – электромагнитный тензор.
В КХД – часть глюонного тензора

$$F_{i,\mu\nu} = \partial_\mu t_a A^a_{i,\nu} - \partial_\nu t_a A^a_{i,\mu},$$

которая является инвариантной только относительно абелевой подгруппы калибровочных преобразований. После перехода к импульсному представлению, зависимость от цвета будет нести только матрицы t_a, а выражение для бивектора $\mathbf{F}_i$ будет в точности совпадать с (2). Оставшаяся часть глюонного тензора

$$G_{i,\mu\nu} = ig_s[t_b, t_c]A^b_{i,\mu}A^c_{i,\nu},$$

выражается через коммутаторы бивекторов $\mathbf{F}_i$ при перегруппировке слагаемых амплитуды.

$$
\begin{aligned}
\mathcal{A}_{ac} =& \frac{i(t^a t^c)_{jk}\bar{v}_1\hat{p}_2}{2(p_1p_2)+2m^2}\left[\frac{\mathbf{F}_3\mathbf{F}_4\mathbf{F}_5}{z_{245}z_{25}}+\frac{\mathbf{F}_3\mathbf{F}_5\mathbf{F}_4}{z_{245}z_{24}}+\frac{\mathbf{F}_4\mathbf{F}_3\mathbf{F}_5}{z_{235}z_{25}}+\frac{\mathbf{F}_4[\mathbf{F}_3,\mathbf{F}_5]}{z_{14}z_{241}}+\frac{[\mathbf{F}_3,\mathbf{F}_5]\mathbf{F}_4}{z_{24}z_{241}}\right.\\
&+\left(\frac{\mathrm{Tr}[\not p_2\not p_5\mathbf{F}_3]}{z_{25}z_{35}z_{235}}+\frac{\mathrm{Tr}[\not p_5\not p_1\mathbf{F}_3]}{z_{13}z_{25}z_{35}}\right)\mathbf{F}_4\mathbf{F}_5+\frac{\mathrm{Tr}[\not p_5\not p_1\mathbf{F}_3]}{z_{13}z_{24}z_{35}}\mathbf{F}_5\mathbf{F}_4+\left(\frac{\mathrm{Tr}[\not p_2\not p_3\mathbf{F}_5]}{z_{25}z_{241}z_{245}}+\frac{\mathrm{Tr}[\not p_3\not p_1\mathbf{F}_5]}{z_{24}z_{241}z_{245}}\right)\mathbf{F}_3\mathbf{F}_4\\
&+\frac{\mathrm{Tr}[\not p_2\not p_3\mathbf{F}_5]}{z_{14}z_{25}z_{35}}\mathbf{F}_4\mathbf{F}_3+\left(\frac{\mathrm{Tr}[\not p_2\not p_1\mathbf{F}_4]}{z_{14}z_{24}z_{245}}+\frac{\mathrm{Tr}[\not p_1\not p_3\mathbf{F}_4]}{z_{14}z_{25}z_{245}}\right)\mathbf{F}_3\mathbf{F}_5+\frac{\mathrm{Tr}[\not p_2\not p_1\mathbf{F}_4]}{z_{14}z_{24}z_{241}}[\mathbf{F}_3,\mathbf{F}_5]\\
&+\left(\frac{2\,\mathrm{Tr}[\not p_2\langle\not p_2\mathbf{F}_4\rangle_1\mathbf{F}_5]}{z_{24}z_{25}z_{245}}+\frac{\mathrm{Tr}[\not p_2\not p_1\mathbf{F}_4]\,\mathrm{Tr}[\not p_2\not p_3\mathbf{F}_5]}{z_{24}z_{25}z_{35}z_{235}}\right)\mathbf{F}_3\\
&+\left(\frac{2\,\mathrm{Tr}[\not p_2\langle\not p_1\mathbf{F}_3\rangle_1\mathbf{F}_5]}{z_{13}z_{35}z_{25}}+\frac{2\,\mathrm{Tr}[\langle\not p_1\mathbf{F}_3\rangle_1\not p_1\mathbf{F}_5]}{z_{13}z_{35}z_{135}}+\frac{2\,\mathrm{Tr}[\langle\not p_2\mathbf{F}_3\rangle_1\not p_2\mathbf{F}_5]}{z_{25}z_{35}z_{235}}\right)\mathbf{F}_4\\
&\left.+\left(\frac{\mathrm{Tr}[\not p_5\not p_1\mathbf{F}_3]\,\mathrm{Tr}[\not p_2\not p_1\mathbf{F}_4]}{z_{24}z_{25}z_{35}z_{245}}+\frac{2\,\mathrm{Tr}[\not p_1\langle\not p_2\mathbf{F}_4\rangle_1\mathbf{F}_3]}{z_{24}z_{25}z_{245}}+\frac{\mathrm{Tr}[\not p_2\not p_1\mathbf{F}_4]\,\mathrm{Tr}[\not p_2\not p_5\mathbf{F}_3]}{z_{24}z_{25}z_{35}z_{235}}\right)\mathbf{F}_5\right]u_2.
\end{aligned}
$$

$$
\langle\not p_m\mathbf{F}_j\rangle_1=\frac{\not p_m\mathbf{F}_j-\mathbf{F}_j\not p_m}{2}
$$



$$\mathcal{A}_a^\gamma = \frac{(eQ)^2 g_s i t^a_{jk} \bar v_1 \hat p_2}{2(p_1p_2)+2m^2}\left[\sum_{\substack{i,j,k=\{3,4,5\}\\ i\neq j\neq k}}\left(\frac{\mathbf{F}_i\mathbf{F}_j\mathbf{F}_k}{z_{2jk}z_{2k}}+\mathbf{F}_i\mathbf{F}_j\left[\frac{\mathrm{Tr}[\not p_{2j}\not p_2\mathbf{F}_k]}{z_{2k}z_{2j}z_{2jk}}+\frac{\mathrm{Tr}[\not p_2\not p_1\mathbf{F}_k]}{z_{2j}z_{2k}z_{1k}}\right]\right)\right.$$
$$\left.+\sum_{\substack{i=3,j=4,k=5\\ i=4,j=5,k=3\\ i=5,j=4,k=3}}\mathbf{F}_i\left(\frac{\mathrm{Tr}[\not p_1\not p_2\mathbf{F}_j]\,\mathrm{Tr}[\not p_1\not p_2\mathbf{F}_k]}{z_{1j}z_{2j}z_{1k}z_{2k}}+\frac{2\,\mathrm{Tr}[\not p_1\langle\not p_1\mathbf{F}_j\rangle_1\mathbf{F}_k]}{z_{1j}z_{1k}z_{1jk}}+\frac{2\,\mathrm{Tr}[\not p_2\langle\not p_2\mathbf{F}_j\rangle_1\mathbf{F}_k]}{z_{2j}z_{2k}z_{2jk}}\right)\right]u_2.$$

$$\begin{aligned}
\bar v_q\hat p_2\mathbf{F}_i\mathbf{F}_j u_m &= (\sqrt{2})^2\langle\!\langle q^{\chi_q}|\hat p_2|i^{\chi_i}\rangle\!\rangle\langle\!\langle i^{\chi_i}|j^{\chi_j}\rangle\!\rangle\langle\!\langle j^{\chi_i}|m^{\chi_m}\rangle\!\rangle,\\
\bar v_q\hat p_2\,\mathrm{Tr}[\mathbf{F}_i\mathbf{F}_j]u_m &= (\sqrt{2})^2\langle\!\langle q^{\chi_q}|\hat p_2|m^{\chi_m}\rangle\!\rangle\langle\!\langle j^{\chi_j}|i^{\chi_i}\rangle\!\rangle\langle\!\langle i^{\chi_i}|j^{\chi_j}\rangle\!\rangle,\\
\bar v_q\hat p_2\,\mathrm{Tr}[p_l\mathbf{F}_ip_n\mathbf{F}_j]u_m &= (\sqrt{2})^2\langle\!\langle q^{\chi_q}|\hat p_2|m^{\chi_m}\rangle\!\rangle\langle\!\langle j^{\chi_j}|\not p_l|i^{\chi_i}\rangle\!\rangle\langle\!\langle i^{\chi_i}|\not p_n|j^{\chi_j}\rangle\!\rangle,\\
\bar v_q\hat p_2\mathbf{F}_i\mathbf{F}_j\mathbf{F}_k u_m &= (\sqrt{2})^3\langle\!\langle q^{\chi_q}|\hat p_2|i^{\chi_i}\rangle\!\rangle\langle\!\langle i^{\chi_i}|j^{\chi_j}\rangle\!\rangle\langle\!\langle j^{\chi_i}|k^{\chi_k}\rangle\!\rangle\langle\!\langle k^{\chi_k}|m^{\chi_m}\rangle\!\rangle\\
\bar v_q\hat p_2\,\mathrm{Tr}[p_lp_n\mathbf{F}_i]u_m &= \sqrt{2}\langle\!\langle q^{\chi_q}|\hat p_2|m^{\chi_m}\rangle\!\rangle\langle\!\langle i^{\chi_i}|\not p_l\not p_n|i^{\chi_i}\rangle\!\rangle
\end{aligned}$$

$\bar v_i \equiv \bar v^{\chi_i}(p_i) \equiv \langle\!\langle i^{\chi_i}|, \quad u_i \equiv u^{\chi_i}(p_i) \equiv |i^{\chi_i}\rangle\!\rangle$

Более подробное изложение метода получения спиральных амплитуд приведено в работе [34].

Набор входных параметров

Спиральные амплитуды получены для процесса:

$$\bar{q}(p_1,\chi_1)+q(p_2,\chi_2)+g(p_3,\chi_3)+\gamma(p_4,\chi_4)+(\gamma/g)(p_5,\chi_5)\to 0$$

В качестве примера для проверки аналитических результатов была рассмотрена амплитуда $\mathcal{A}^g$, развернутая в канал аннигиляции пары $\bar{c}c$-кварков:

$$\bar{c}(p_1,\chi_1)c(p_2,\chi_2)\to g(p_3,\chi_3)\gamma(p_4,\chi_4)(g(p_5,\chi_5)). \tag{3}$$

$\alpha^{-1}(0) = 137.035999084$, $m_c = 1.67$ ГэВ,
$\alpha_s(M_Z) = 0.1178$, $M_Z = 91.1876$ ГэВ,
$M_W = 80.379$ ГэВ.

Кинематические ограничения:

- энергии g и $\gamma > 0.0001\dfrac{\sqrt{s}}{2}$ ГэВ,
- $20^\circ < \theta_{g,\gamma} < 160^\circ$ для g и γ,
- $M_{gg} > 1$ ГэВ,

где $s=(p_1+p_2)^2$ – переменная Мандельстама, $\theta_{g,\gamma}$ – угол рассеяния глюона или фотона в лабораторной системе отсчета, M_{gg} – инвариантная масса пары глюонов. Ось z направлена вдоль импульса антикварка.

`WHIZARD`: [35, 36]
`CalcHep`: [37]

Table 1: Полное сечение процесса (3) в пикобарнах, усредненного по спиральностям, при различных энергиях в с.ц.м.

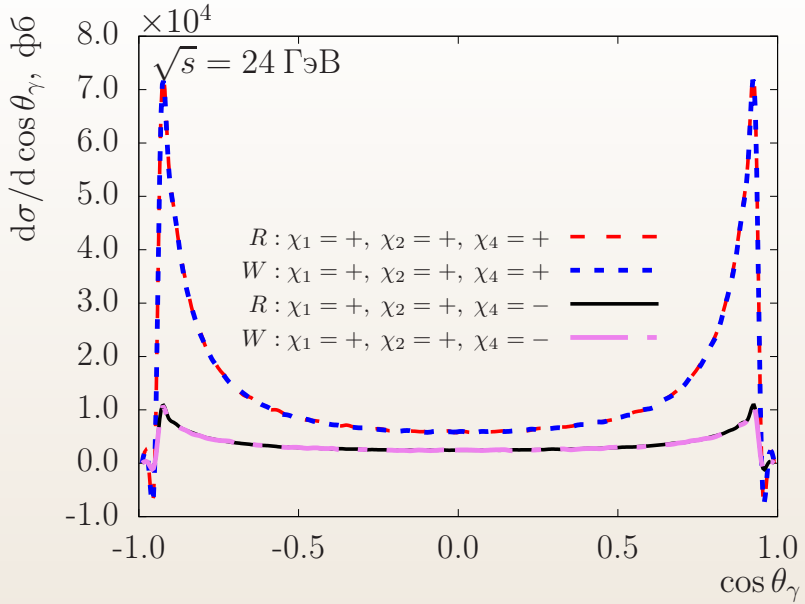
$\sqrt{s}$, ГэВ	24	91	500
ReneSANCe	$106(1) \cdot 10^2$	$133(1) \cdot 10$	69.8(1)
CalcHEP	$106(1) \cdot 10^2$	$133(1) \cdot 10$	69.7(1)
WHIZARD	$106(1) \cdot 10^2$	$133(1) \cdot 10$	69.7(2)

Table 2: Полное сечение процесса (3) в пикобарнах при энергии 91 ГэВ в с.ц.м. для различных комбинаций спиральностей χ_1 и χ_2.

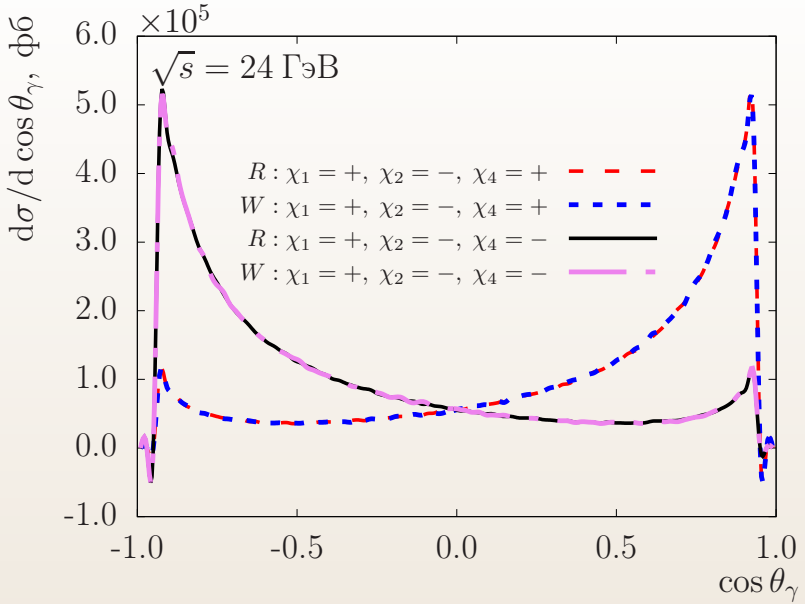
$\chi_1\chi_2$	$++$	$--$	$+-$	$-+$
ReneSANCe	15.22(1)	15.22(1)	$265(1) \cdot 10$	$265(1) \cdot 10$
CalcHEP	15.21(1)	15.21(1)	$266(1) \cdot 10$	$266(1) \cdot 10$
WHIZARD	15.21(1)	15.21(1)	$264(1) \cdot 10$	$264(1) \cdot 10$

Table 3: Полное сечение процесса (3) в пикобарнах при энергии 24 ГэВ в с.ц.м. для различных комбинаций спиральностей χ_1 и χ_2.

$\chi_1\chi_2$	$++$	$--$	$+-$	$-+$
ReneSANCe	$167(1) \cdot 10$	$167(1) \cdot 10$	$197(1) \cdot 10^2$	$197(1) \cdot 10^2$
CalcHEP	$167(1) \cdot 10$	$167(1) \cdot 10$	$197(1) \cdot 10^2$	$197(1) \cdot 10^2$
WHIZARD	$166(1) \cdot 10$	$166(1) \cdot 10$	$196(1) \cdot 10^2$	$196(1) \cdot 10^2$

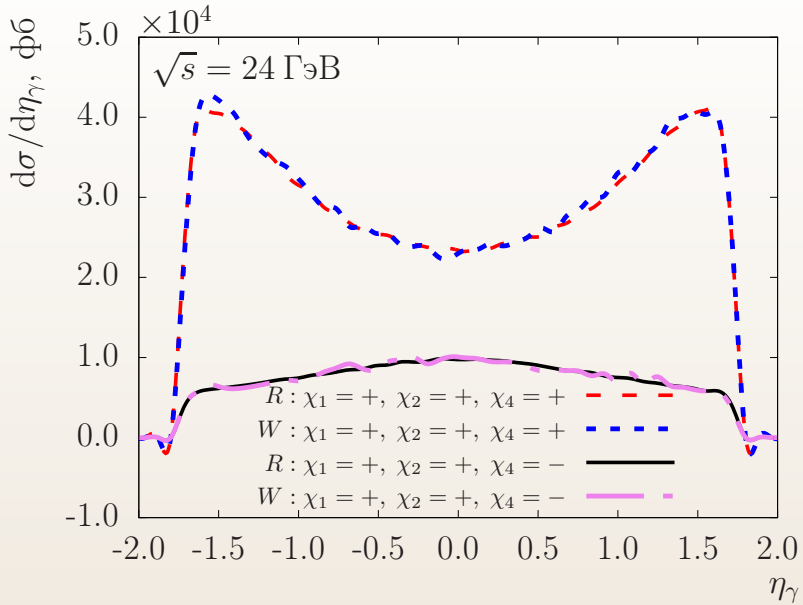


Распределения дифференциальных сечений процесса (3) в фемтобарнах по $\cos\theta_\gamma$ фотона при энергии 24 ГэВ в с.ц.м. для комбинации спиральностей $\chi_1 = +$, $\chi_2 = +$ и спиральности фотона – $\chi_4 = \pm$. R – `ReneSANCe` и W – `WHIZARD`.

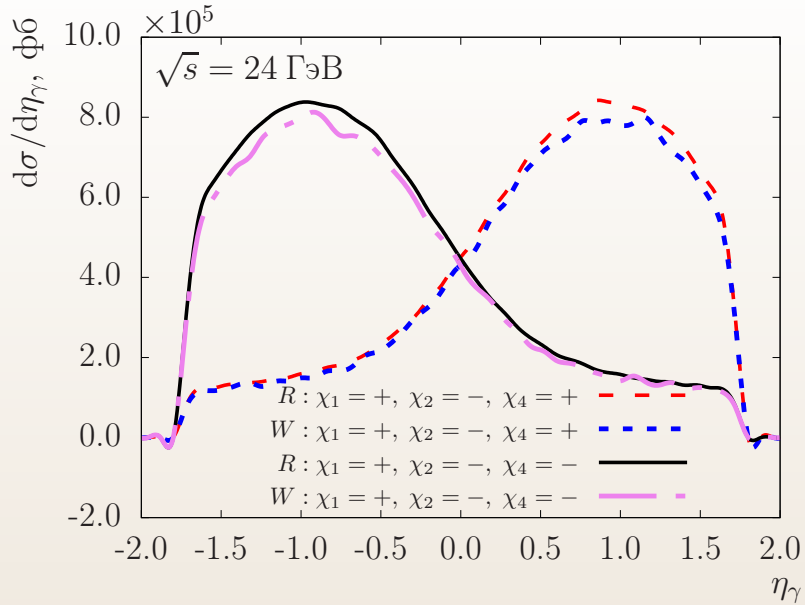


Распределения дифференциальных сечений процесса (3) в фемтобарнах по псевдобыстроте η_γ фотона при энергии 24 ГэВ в с.ц.м. для комбинации спиральностей $\chi_1 = +$, $\chi_2 = -$ и спиральности фотона – $\chi_4 = \pm$. R – `ReneSANCe` и W – `WHIZARD`.





Распределения дифференциальных сечений процесса (3) в фемтобарнах по псевдобыстроте фотона η_γ при энергии 24 ГэВ в с.ц.м. для комбинации спиральностей $\chi_1 = +$, $\chi_2 = +$ и спиральности фотона – $\chi_4 = \pm$. R – `ReneSANCe` и W – `WHIZARD`.



Распределения дифференциальных сечений процесса (3) в фемтобарнах по псевдобыстроте η_γ фотона при энергии 24 ГэВ в с.ц.м. для комбинации спиральностей $\chi_1 = +$, $\chi_2 = -$ и спиральности фотона – $\chi_4 = \pm$. R – `ReneSANCe` и W – `WHIZARD`.



Заключение

Что сделано

1. Борновское сечение на адронном уровне с учетом масс и поляризации.
2. Тормозное излучение на партонном уровне с учетом масс и поляризации.

Текущие работы

1. Получены аналитические выражения для спиральных амплитуд виртуальных поправок в безмассовом пределе. Проводится верификация результатов и проверка их внутренней согласованности.
2. Ведется работа по применению полученных партонных сечений тормозного излучения к описанию pp-взаимодействий.
3. Ведется подготовка рукописи статьи по материалам проведенного исследования.

Благодарности

Автор доклада выражает благодарность Фонду БАЗИС за поддержку научно-исследовательской деятельности (проект № 25-2-2-38-1 – ФФ АС25).

Спасибо за внимание!



References

[1] A. Guskov. "The SPD project at NICA". In: 26th International Symposium on Spin Physics. Jan. 2026. arXiv: 2601.22304 [hep-ex].

[2] V. Abgaryan et al. "Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA". In: Eur. Phys. J. A 58.7 (2022), p. 140. DOI: 10.1140/epja/s10050-022-00750-6. arXiv: 2202.08970 [physics.ins-det].

[3] A. Guskov et al. "Probing Gluons at the Spin Physics Detector". In: (Apr. 2023). DOI: 10.3390/physics5030044. arXiv: 2304.04604 [hep-ex].

[4] Alexey Guskov. "Physics with prompt photons at SPD". In: J. Phys. Conf. Ser. 1435.1 (2020), p. 012035. DOI: 10.1088/1742-6596/1435/1/012035. arXiv: 1910.07838 [hep-ex].

[5] Gabor David. "Direct real photons in relativistic heavy ion collisions". In: Rept. Prog. Phys. 83.4 (2020), p. 046301. DOI: 10.1088/1361-6633/ab6f57. arXiv: 1907.08893 [nucl-ex].

[6] S. Catani et al. "Cross-section of isolated prompt photons in hadron hadron collisions". In: JHEP 05 (2002), p. 028. DOI: 10.1088/1126-6708/2002/05/028. arXiv: hep-ph/0204023.

[7] Patrick Aurenche et al. "A New critical study of photon production in hadronic collisions". In: Phys. Rev. D 73 (2006), p. 094007. DOI: 10.1103/PhysRevD.73.094007. arXiv: hep-ph/0602133.

[8] Z. Belghobsi et al. "Photon - Jet Correlations and Constraints on Fragmentation Functions". In: Phys. Rev. D 79 (2009), p. 114024. DOI: 10.1103/PhysRevD.79.114024. arXiv: 0903.4834 [hep-ph].

[9] Cheuk-Yin Wong and Hui Wang. "Effects of parton intrinsic transverse momentum on photon production in hard scattering processes". In: Phys. Rev. C 58 (1998), pp. 376–388. DOI: 10.1103/PhysRevC.58.376. arXiv: hep-ph/9802378.

[10] J. F. Owens. "Large Momentum Transfer Production of Direct Photons, Jets, and Particles". In: Rev. Mod. Phys. 59 (1987), p. 465. DOI: 10.1103/RevModPhys.59.465.

[11] P. Aurenche et al. "Scheme Invariant Higher Order QCD Predictions for Large p(t) Photoproduction Reactions". In: Nucl. Phys. B 286 (1987), pp. 553–591. DOI: 10.1016/0550-3213(87)90453-6.

[12] H. Baer, J. Ohnemus, and J. F. Owens. "A Next-to-leading Logarithm Calculation of Direct Photon Production". In: Phys. Rev. D 42 (1990), pp. 61–71. DOI: 10.1103/PhysRevD.42.61.

[13] A. P. Contogouris et al. "Direct photon production by polarized beam and target: Complete next-to-leading order corrections". In: Phys. Rev. D 48 (1993). [Erratum: Phys.Rev.D 54, 7081 (1996)], p. 4092. DOI: 10.1103/PhysRevD.54.7081.



[14] L. E. Gordon and W. Vogelsang. "Polarized and unpolarized prompt photon production beyond the leading order". In: Phys. Rev. D 48 (1993), pp. 3136–3159. DOI: 10.1103/PhysRevD.48.3136.

[15] L. E. Gordon and W. Vogelsang. "Polarized and unpolarized isolated prompt photon production beyond the leading order". In: Phys. Rev. D 50 (1994), pp. 1901–1916. DOI: 10.1103/PhysRevD.50.1901.

[16] Stefano Frixione and Werner Vogelsang. "Isolated photon production in polarized pp collisions". In: Nucl. Phys. B 568 (2000), pp. 60–92. DOI: 10.1016/S0550-3213(99)00575-1. arXiv: hep-ph/9908387.

[17] M. Fontannaz, J. P. Guillet, and G. Heinrich. "Isolated prompt photon photoproduction at NLO". In: Eur. Phys. J. C 21 (2001), pp. 303–312. DOI: 10.1007/s100520100732. arXiv: hep-ph/0105121.

[18] B. Jager, M. Stratmann, and W. Vogelsang. "Longitudinally polarized photoproduction of inclusive hadrons beyond the leading order". In: Phys. Rev. D 68 (2003), p. 114018. DOI: 10.1103/PhysRevD.68.114018. arXiv: hep-ph/0309051.

[19] A. Mukherjee, M. Stratmann, and W. Vogelsang. "Next-to-leading order QCD corrections to A(TT) for prompt photon production". In: Phys. Rev. D 67 (2003), p. 114006. DOI: 10.1103/PhysRevD.67.114006. arXiv: hep-ph/0303226.

[20] John M. Campbell, R. Keith Ellis, and Ciaran Williams. "Direct Photon Production at Next-to–Next-to-Leading Order". In: Phys. Rev. Lett. 118.22 (2017). [Erratum: Phys.Rev.Lett. 124, 259901 (2020)], p. 222001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.222001. arXiv: 1612.04333 [hep-ph].

[21] John M. Campbell et al. "Direct photon production and PDF fits reloaded". In: Eur. Phys. J. C 78.6 (2018), p. 470. DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-5944-4. arXiv: 1802.03021 [hep-ph].

[22] Xuan Chen et al. "Isolated photon and photon+jet production at NNLO QCD accuracy". In: JHEP 04 (2020), p. 166. DOI: 10.1007/JHEP04(2020)166. arXiv: 1904.01044 [hep-ph].

[23] Bakul Agarwal et al. "Two-loop leading colour QCD corrections to $q\bar{q} \to \gamma\gamma g$ and $qg \to \gamma\gamma q$". In: JHEP 04 (2021), p. 201. DOI: 10.1007/JHEP04(2021)201. arXiv: 2102.01820 [hep-ph].

[24] X. Chen et al. "Single photon production at hadron colliders at NNLO QCD with realistic photon isolation". In: JHEP 08 (2022), p. 094. DOI: 10.1007/JHEP08(2022)094. arXiv: 2205.01516 [hep-ph].

[25] S. Bondarenko et al. "EW One-Loop Corrections to the Longitudinally Polarized Drell–Yan Scattering. (I) The Neutral Current Case". In: Phys. Part. Nucl. Lett. 20.2 (2023), pp. 77–83. DOI: 10.1134/S154747712302022X. arXiv: 2211.03561 [hep-ph].

[26] Emanuele R. Nocera et al. "A first unbiased global determination of polarized PDFs and their uncertainties". In: Nucl. Phys. B 887 (2014), pp. 276–308. DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2014.08.008. arXiv: 1406.5539 [hep-ph].



[27] Stefan Gullenstern et al. “SPHINX: Monte Carlo program for polarized nucleon-nucleon collisions”. In: Comput. Phys. Commun. 87 (1995), pp. 416–431. DOI: 10.1016/0010-4655(95)00014-7. arXiv: hep-ph/9410223.

[28] Stefan Gullenstern et al. “Sphinx v1.1: Monte Carlo program for polarized nucleon-nucleon collisions (update)”. In: (Dec. 1996). arXiv: hep-ph/9612278.

[29] S. Guellenstern et al. “Monte Carlo studies of photon production in polarized proton proton collisions”. In: Nucl. Phys. A 560 (1993), pp. 494–500. DOI: 10.1016/0375-9474(93)90110-J.

[30] R. Kleiss and W. James Stirling. “Spinor Techniques for Calculating p anti-p —> W+- / Z0 + Jets”. In: Nucl. Phys. B 262 (1985), pp. 235–262. DOI: 10.1016/0550-3213(85)90285-8.

[31] S. Dittmaier and M. Bohm. “The Hard bremsstrahlung process e- gamma —> e- z gamma”. In: Nucl. Phys. B 412 (1994), pp. 39–56. DOI: 10.1016/0550-3213(94)90493-6.

[32] Stefan Dittmaier. “Weyl-van der Waerden formalism for helicity amplitudes of massive particles”. In: Phys. Rev. D 59 (1998), p. 016007. DOI: 10.1103/PhysRevD.59.016007. arXiv: hep-ph/9805445.

[33] Y. Dydyshka. “Development of the automatic procedures for spinor matrix element calculation with massive particles”. In: J. Phys. Conf. Ser. 2438.1 (2023), p. 012028. DOI: 10.1088/1742-6596/2438/1/012028.

[34] A. A. Kampf. “Hard Bremsstrahlung for Prompt Photon Production Processes”. In: Moscow Univ. Phys. Bull. 80.4 (2025), pp. 730–740. DOI: 10.3103/S0027134925700754. arXiv: 2506.09700 [hep-ph].

[35] Mauro Moretti, Thorsten Ohl, and Jurgen Reuter. “O’Mega: An Optimizing matrix element generator”. In: (Feb. 2001). Ed. by Ties Behnke et al., pp. 1981–2009. arXiv: hep-ph/0102195.

[36] Wolfgang Kilian, Thorsten Ohl, and Jurgen Reuter. “WHIZARD: Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC”. In: Eur. Phys. J. C 71 (2011), p. 1742. DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1742-y. arXiv: 0708.4233 [hep-ph].

[37] Alexander Belyaev, Neil D. Christensen, and Alexander Pukhov. “CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model”. In: Comput. Phys. Commun. 184 (2013), pp. 1729–1769. DOI: 10.1016/j.cpc.2013.01.014. arXiv: 1207.6082 [hep-ph].

