

PACS: 21.10.-k; 12.39.-x; 12.38.Mh

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДПРОЦЕССОВ $qg \rightarrow q\gamma$ И $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ РОЖДЕНИЯ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ ПРИ ПРОТОН-ПРОТОННОМ СТОЛКНОВЕНИИ

М.Р.АЛИЗАДЕ, А.И.АХМЕДОВ, А.Б.АРБУЗОВ*

Бакинский Государственный Университет

AZI148 Баку, ул. З.Халилов, 23

*Объединённый Институт Ядерных Исследований**

141980, Россия, Московская обл., г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6

mohsunalizade@gmail.com

Получена: 16.07.2021

Принята к печати: 17.09.2021

РЕФЕРАТ

В работе определено эффективное сечение подпроцессов рождения прямых фотонов при протон-протонном столкновении без и с учетом поляризации протонов. Подпроцессами были взяты Комптоновское рассеяние ($qg \rightarrow q\gamma$) и аннигиляция кварк-антикварковой пары ($q\bar{q} \rightarrow g\gamma$). Вычислен коэффициент асимметрии для данных процессов.

Ключевые слова: эффективное сечение, Комптоновское рассеяние, аннигиляция кварк-антикварковой пары.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование фазовой диаграммы сильно сжатой барионной материи является одной из основных задач физики элементарных частиц и ядра. Подобная материя существует лишь в нейтронных звездах и ядрах сверхновых звезд, в то время как на ранних стадиях существования Вселенной наблюдаемая материя имела исчезающе малую барионную плотность. Считается, что сразу после Большого взрыва Вселенная существовала в виде кварк-глюонной плазмы (КГП). Это состояние вещества, в котором кварки не соединены в протоны и нейтроны, а практически свободны [1-3].

Прямые фотоны, возможно, являются наиболее универсальным инструментом для изучения динамики релятивистских столкновений тяжелых ионов. Фотоны играют особую роль в изучении адронных и ядерных взаимодействий высоких энергий, поскольку они выполняют роль проникающих зондов. Будучи нейтральными по цвету, они имеют довольно большую длину свободного пробега не только в очень плотной адронной материи, но также и в среде декофайнированных кварков и глюонов, кварк-глюонная плазма (КГП). Это гарантирует, что, если они будут созданы в любой момент, то выйдут из области взаимодействия без изменения и будут обнаруживаться. Изучение фотонного излучения представляет интерес также по той причине, что при большинстве адронных взаимодействий фотоны вылетают как фон к другим изучаемым сигналам [4,5].

Быстрые фотоны несут в себе информацию о нуклоне, такую как распределение партонов (кварков и глюонов) внутри нуклона; температура ядра; коллективное расширение, а также пространственно-временная эволюция среды. Быстрые фотоны образуются в таких процессах как Комптоновское рассеяние; аннигиляция $q\bar{q}$; тормозное излучение кварков, испытывающее жесткое рассеяние; излучение γ фотона из промежуточных векторных бозонов [4,5].

Исследование рождения прямых фотонов при нуклон-нуклонных столкновениях ранее проводились в экспериментах на Тэватроне и ЛHC [6-9]. Из-за большой энергии сталкивающихся

нулонов, помимо прямых фотонов, рождается много разных элементарных частиц. Рождение дополнительных элементарных частиц затрудняет точность определения эффективного сечения рождения прямых фотонов. С этой точки зрения эксперименты, запланированные на коллайдерном комплексе NICA, будут иметь большое преимущество, так как энергия, получаемая для сталкивающихся тяжелых ионов, позволит уменьшить количество дополнительно рожденных элементарных частиц. Особое значение имеют исследования процессов рождения прямых фотонов для определения глюонной составляющей адронов, поскольку фотон несет информацию о жестком подпроцессе, которую возможно с помощью теоретического исследования провести заранее [10,11].

ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЯ ПОДПРОЦЕССОВ

Нами было рассмотрено эффективное сечение возможных подпроцессов при протон-протонном столкновении, которое показано в следующих подпроцессах.

1. Эффективное сечение подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$.

Рассмотрим подпроцесс рождения прямых фотонов в Комптоновском рассеянии ($qg \rightarrow q\gamma$). Фейнмановские диаграммы данного подпроцесса показаны на Рис.1(а,б).

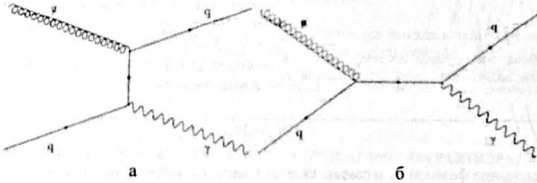


Рис.1

Фейнмановские диаграммы подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$: а) без учета поляризации; б) с учетом поляризации сталкивающихся протонов.

Матричный элемент для диаграмм Рис.1(а,б) имеет следующий вид

$$M_1 = \bar{U}(p_2) \hat{\epsilon}_\nu^r \left(i \frac{\hat{p}_\mu + m_a}{p_a^2 - m_a^2} \right) \hat{\epsilon}_\mu^s U(p_1) T_a^a, \quad M_2 = \bar{U}(p_2) \hat{\epsilon}_\nu^s \left(i \frac{\hat{p}_\mu + m_b}{p_b^2 - m_b^2} \right) \hat{\epsilon}_\mu^r U(p_1) T_b^a$$

Квадрат матричного элемента без учета поляризации начальных частиц (кварка и глюона)

$$|M|^2 = 4e^2 e_s^2 g^2 \left[\frac{2}{(m_a^2 - s)^2} (m_a^2 (s + u - m_a^2 - m_b^2) + 4m_a (m_a (m_a^2 + m_b^2 - s) + 2m_b (m_a^2 + s)) - 4m_a m_b s - su) - \frac{2}{(m_b^2 - u)^2} (m_b^2 (m_a^2 + m_b^2 - s - u) + 4m_b m_a (m_a^2 + m_b^2 - u) - 4m_b (2m_a (m_b^2 + u) + m_b u) + su) + \frac{4}{(m_a^2 - s)(m_b^2 - u)} (m_a (m_a (m_a^2 + m_b^2 - u) + m_b s) + (m_a^2 + m_b^2 - m_a m_b) (m_a^2 + m_b^2 - s - u) + m_a (m_a^2 (m_a - m_b) + m_b^2 - m_a^2 m_b - 4m_a m_b m_b - m_a u + m_b s)) \right]$$

Квадрат матричного элемента с учетом поляризации начальных частиц

$$|M|^2 = 4e^2 e_s^2 g^2 \left[\frac{2}{(m_a^2 - s)^2} (m_a^2 (s + u - m_a^2 - m_b^2) + 4m_a (m_a (m_a^2 + m_b^2 - s) + 2m_b (m_a^2 + s)) - 4m_a m_b s - su) - \frac{2}{(m_b^2 - u)^2} (m_b^2 (m_a^2 + m_b^2 - s - u) + 4m_b m_a (m_a^2 + m_b^2 - u) - 4m_b (2m_a (m_b^2 + u) + m_b u) + su) + \frac{4}{(m_a^2 - s)(m_b^2 - u)} (m_a (m_a (m_a^2 + m_b^2 - u) + m_b s) + (m_a^2 + m_b^2 - m_a m_b) (m_a^2 + m_b^2 - s - u) + m_a (m_a^2 (m_a - m_b) + m_b^2 - m_a^2 m_b - 4m_a m_b m_b - m_a u + m_b s)) \right]$$

2. Эффективное сечение подпроцесса $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$.

Рассмотрим подпроцесс рождения прямых фотонов в аннигиляции ($q\bar{q} \rightarrow g\gamma$). Фейнмановские диаграммы данного подпроцесса показаны на Рис.2(а,б).

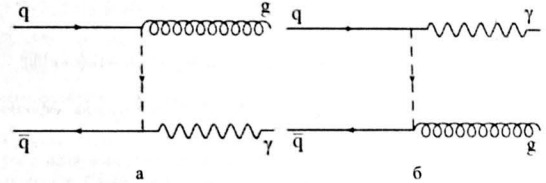


Рис.2

Фейнмановские диаграммы подпроцесса $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$: а) без учета поляризации; б) с учетом поляризации сталкивающихся протонов.

Матричный элемент для диаграмм Рис.2(а,б) имеет следующий вид

$$M_1 = -iee_s g \bar{v}(p_2) \gamma_\mu \left(\frac{\hat{p}_\mu + m_a}{p_a^2 - m_a^2} \right) \gamma_\nu U(p_1) \hat{\epsilon}_\nu^s \hat{\epsilon}_\mu^r T_a^a, \quad M_2 = -iee_s g \bar{v}(p_2) \gamma_\nu \left(\frac{\hat{p}_\mu + m_b}{p_b^2 - m_b^2} \right) \gamma_\mu U(p_1) \hat{\epsilon}_\mu^r \hat{\epsilon}_\nu^s T_b^a$$

Квадрат матричного элемента без учета поляризации начальных частиц (кварков)

$$|M|^2 = 4e^2 e_s^2 g^2 \left[\frac{2}{(m_a^2 - t)^2} (m_a^2 (m_a^2 + m_b^2 - t - u) - 4m_a (m_a (m_a^2 + m_b^2 - t) + 2m_b (m_a^2 + t)) + 4m_a m_b t + tu) + \frac{2}{(m_b^2 - u)^2} (m_b^2 (m_a^2 + m_b^2 - t - u) - 4m_b (m_b (m_a^2 + m_b^2 - u) + 2m_a (m_b^2 + u)) + 4m_b m_a t + tu) - \frac{4}{(m_a^2 - t)(m_b^2 - u)} (m_a^4 + m_b^4 (m_a - m_b) + m_a^2 (2m_b^2 - m_a m_b - t - u) + m_a (m_b^2 - m_a^2 (m_a + m_b) - 4m_a m_b m_b + m_a u + m_b t) + m_a^4 - m_b^2 (m_a m_b + t + u) + m_b (m_a u + m_b t) + m_a m_b (t + u)) \right]$$

Квадрат матричного элемента с учетом поляризации начальных частиц

$$|M|^2 = -\frac{8e^2 e_q^2 g_s^2}{(m_q^2 - t)^2 (m_q^2 - u)^2} \left[-((\lambda_1 \lambda_2 + 1)(m_1^2 + m_2^2 - t - u)m_b^2 + 4m_2 m_b u + (1 - \lambda_1 \lambda_2)u)m_a^4 - \right. \\ - 2(m_2^2 - u)(\lambda_1 \lambda_2 + 1)(m_1^2 + m_2^2 - t - u)m_b - m_2 u)m_3^3 + (-\lambda_1 \lambda_2 + 1)(m_1^2 + m_2^2 - t - u)m_b^4 + 2m_2 m_3^2 t + \\ + 2(m_1^2 + m_2^2 - t - u)((1 - \lambda_1 \lambda_2)m_1^2 + m_2^2 + t + u + \lambda_1 \lambda_2(t + u - m_2^2))m_2^2 + \\ + 6m_2 m_3 t u + u((\lambda_1 \lambda_2 + 1)u^2 - (3\lambda_1 \lambda_2 - 1)(m_1^2 + m_2^2) + \lambda_1 \lambda_2 t + t)u + \\ + 2(\lambda_1 \lambda_2 - 1)((m_1^2 + m_2^2)^2 - t(m_1^2 + m_2^2) - t^2)m_2^2 + 2t(m_2^2 - u)(\lambda_1 \lambda_2 + 1)(m_1^2 + m_2^2 - t - u)m_b + m_2(u - 2m_b^2)m_3 + \\ + t((\lambda_1 \lambda_2 - 1)km_b^4 - 2m_2 m_3^2 t + (2\lambda_1 \lambda_2 - 1)(m_1^2 + m_2^2 - t - u)^2 + ((\lambda_1 \lambda_2 - 3)t + 2(\lambda_1 \lambda_2 - 1)u)(m_1^2 + m_2^2 - t - u) - \\ - 2(\lambda_1 \lambda_2 - 1)u^2)m_b^2 - 2m_2 m_3 t u + (\lambda_1 \lambda_2 - 1)(-2m_2^2 + t + u)m_1^2 - 2m_2^2 + t^2 + u^2 + 2m_2^2(t + u)u) - \\ - 2m_1(-2m_1(m_1^2 + m_2^2 - u)m_a^4 + (m_1^2 + m_2^2 - u)(m_b^2 - u)m_3^2 + m_1((m_b^2 + 4t - u)m_1^2 + m_2^2(m_b^2 + 4t - u) - t(m_2^2 + 3u))m_2^2 - \\ - (m_2^2 - u)(2m_b^2 + t - 2u)m_1^2 + m_2(2m_2^2 + t - 2u) + t(u - 2m_2^2)m_3 + m_2 t(-m_2^2 - 2t + u)m_1^2 + t(m_2^2 + u) + m_2^2(-m_2^2 - 2t + u)) + \\ + m_2(-(\lambda_1 \lambda_2 + 1)(m_1^2 - t)(m_b^2 - u)m_1^2 - (\lambda_1 \lambda_2 + 1)(m_2^2 - t)(m_b^2 - u)m_2^2 + \\ + 4(((\lambda_1 \lambda_2 - 1)m_1^2 - (\lambda_1 \lambda_2 + 1)u)m_b^4 - (\lambda_1 \lambda_2 - 1)(m_b^2 - u)m_3 m_1^2 + \\ + ((\lambda_1 \lambda_2 - 1)m_1^4 - 2(\lambda_1 \lambda_2 - 1)(t + u)m_2^2 + u(2\lambda_1 \lambda_2 + 2t + \lambda_1 \lambda_2 u - u)m_1^2 + (\lambda_1 \lambda_2 - 1)m_1 t(m_b^2 - u)m_2 + \\ + t(-\lambda_1 \lambda_2 - 1)m_b^4 + (\lambda_1 \lambda_2 t - t + 2\lambda_1 \lambda_2 u + 2u)m_b^2 - (\lambda_1 \lambda_2 - 1)u(t + u))))]$$

Фазовый объем подпроцессов вычислен, как и в [12,13]. Для вычисления эффективного сечения подпроцессов получено следующее выражение:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi\sqrt{s[s - (m_1 + m_2)^2][s - (m_1 - m_2)^2]}} |M|^2$$

В этой формуле учтем ранее полученные выражения для квадрата матричного элемента и можно видеть, что эффективное сечение зависит не только от энергии сталкивающихся протонов, но и от массы кварков. Значения эффективного сечения оценены при значениях

$$p_1=3-10 \text{ GeV}, p_2=3-10 \text{ GeV}, m_q=0, m_l=10^{-27} \text{ GeV}, m_1 = m_2 = m_u = m_b = \begin{cases} m_u = 2,16 \cdot 10^{-3} \text{ GeV} \\ m_b = 4,67 \cdot 10^{-3} \text{ GeV} \end{cases} e=1,$$

$$e_q = \begin{cases} e_u = \frac{2}{3} \\ e_d = -\frac{1}{3} \end{cases}, c=-1,1, g_s = \sqrt{\frac{16\pi^2}{\beta_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}},$$

где Q -переданный импульс, A -фундаментальная постоянная квантовой хромодинамики $A=100 \pm 300$, $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$, $\alpha_s=0,12$, $k_1=3 \pm 20 \text{ GeV}$, $E_s=0 \pm 0,017 \text{ GeV}$ для "u" кварка, $E_s=0 \pm 0,036 \text{ GeV}$ для "d" кварка, $p_a=p_1-k_1=0 \pm 10 \text{ GeV}$, $p_b=p_1-k_1=0 \pm 10 \text{ GeV}$, постоянные Манделштама: $s=(p_1+k_1)^2=3-400 \text{ GeV}$, $t=(k_1-k_2)^2=3 \pm 400 \text{ GeV}$, $u=(k_1-p_2)^2=3 \pm 400 \text{ GeV}$, $N_c = \frac{4}{9}$ [14,15].

На основе этих значений показана зависимость эффективного сечения от энергии сталкивающихся протонов и контр плот на Рис.3(а,б).

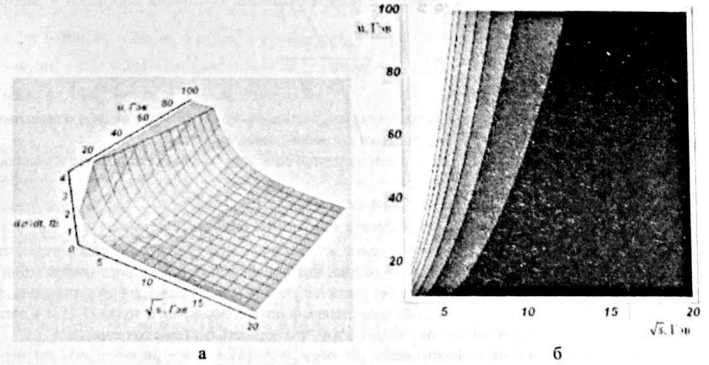


Рис.3

Зависимость эффективного сечения от энергии сталкивающихся протонов (а) и контр плот (б).

На Рис.4 показаны графики зависимости эффективного сечения от энергии сталкивающихся протонов без учета поляризации при $u=10,50,70,100 \text{ ГэВ}$.

Как видно из Рис.4 эффективное сечение уменьшается с увеличением энергии сталкивающихся протонов. Значения $d\sigma/dt_{min}, d\sigma/dt_{max}$ равны $(d\sigma/dt_{min}, d\sigma/dt_{max})=(1,42 \cdot 10^{-7}, 1,97 \cdot 10^{-5}), (2,89 \cdot 10^{-8}, 9 \cdot 10^{-5}), (2,1 \cdot 10^{-8}, 12,7 \cdot 10^{-5}), (1,5 \cdot 10^{-8}, 18,1 \cdot 10^{-5})$ соответственно при $u=10, 50, 70, 100 \text{ ГэВ}$.

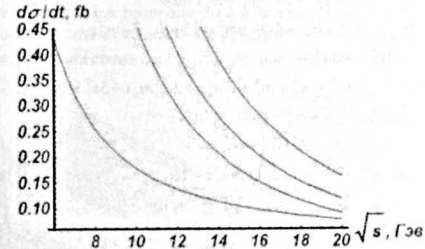


Рис.4

Зависимость эффективного сечения от энергии сталкивающихся протонов (без учета поляризации). Графики сверху вниз соответствуют значениям $u=10,50,70,100 \text{ ГэВ}$.

КОЭФФИЦИЕНТ АСИММЕТРИИ

Нами вычислен коэффициент асимметрии, который показывает отличие эффективных сечений при разных направлениях спина сталкивающихся частиц.

Кoeffициент асимметрии процесса с поляризованными протонами определен в работах [16,17] по следующей формуле:

$$A_{LL} = \frac{\sigma^{\uparrow\uparrow} - \sigma^{\uparrow\downarrow}}{\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\uparrow\downarrow}}$$

где $\sigma^{\uparrow\uparrow}$ и $\sigma^{\uparrow\downarrow}$ эффективные сечения подпроцессов, вычисленные соответственно при одинаковом и противоположном направлении поляризации сталкивающихся протонов.

Рассмотрен коэффициент асимметрии подпроцессов при столкновении поляризованных протонов

1. Коэффициент асимметрии подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$.

Как видно, квадраты матричного элемента для Комптоновского рассеяния $qg \rightarrow q\gamma$ без и с учетом поляризации совпадают. Коэффициент асимметрии этого подпроцесса равен нулю, что согласуется с литературными данными. Известно, что в любых процессах сингл-поляризации с фотоном квадраты матричных элементов без учета и с учетом поляризации должны совпадать, то есть члены в квадрате матричного элемента со степенью поляризации равны нулю [12,13]. Совпадение квадратов матричных элементов говорит о том, что четность системы сохраняется.

2. Коэффициент асимметрии подпроцесса $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$.

Коэффициент асимметрии подпроцесса равен

$$\begin{aligned} A_{LL} = & (\lambda_1 \lambda_2 (m_s^2 (m_a^2 - m_b^2 - 2m_a m_b + (m_a (m_a + m_b) + s)^2) + 10m_a^2 m_b^2 (m_a^2 - u) + \\ & + 2m_a^2 m_b^2 (10m_a^2 - 9m_b^2 + 4m_a m_b - 4m_b^2 - 9s - 5u)(m_b^2 - u) + \\ & + 2m_a m_b^2 (5m_a^2 - 4(m_a^2 - m_a m_b + m_b^2 + s)(m_a^2 - u)(m_a^2 - m_b^2 - s - u) - \\ & - m_a^6 u + (-m_b^6 + m_a^2 (2m_a^2 + 5s) - m_b^2 (m_a^4 + m_b^4 + 6m_a^2 s - 2m_a m_b s + 5s^2) + \\ & + s(m_a^4 - 2m_a^3 m_b + 2m_a^2 s + (m_b^2 + s)^2) + 2m_a (m_b^3 - m_b s))u + \\ & + (3m_a^4 + m_a^4 + m_b^4 + 2m_a^2 (-2m_a^2 + m_b^2 - 4s) + 5m_a^2 s - 2m_a m_b s - m_b^2 s + 3s^2)u^2 + \\ & + 2(-2m_a^2 + m_a^2 - m_b^2 + 2s)u^3 + 2u^4 + \\ & + m_a^2 (-2m_a^2 (m_a^2 + m_b m_a) s - (3m_a^4 + m_a^4 + m_b^4 + 6m_a^2 s - 2m_a m_b s + 5s^2 - \\ & - 2m_a^2 (2m_a^2 + 5s))u + 2(3m_a^2 - 2m_a^2 + m_b^2 - 4s)u^2 - 4u^3) + \\ & + m_a^4 (-m_b^2 s + u(-3m_a^2 + 2m_a^2 + 5s + 3u)) / (-4m_a^7 m_b + \\ & + m_a^2 (2m_a^2 m_b + 2m_a^2 m_b (-m_a^2 + 2m_a m_b - 2s) + 3m_a^2 s + 2m_a m_b s (m_a^2 - 2m_a m_b + s) + \\ & + s(m_a (m_a + m_b) + s)^2 - 2m_a^2 s (m_a (2m_a + m_b) + 2s)) + m_a^6 u + \\ & + (m_a^6 + 2m_a^2 m_b - m_a^2 (2m_a^2 + 5s) + 5m_a^2 (m_a^4 + m_b^4 + 6m_a^2 s + 2m_a m_b s - 4m_a^2 s + 5s^2) - \\ & - s(m_a^4 + 2m_a^2 m_b + (m_b^2 - s)^2 + 2m_a^2 s + 2m_a m_b (-m_b^2 + s)) - \\ & - 2m_a^2 m_b (3m_a^2 + 3m_a m_b + 2(m_b^2 + s))) + \\ & + 2m_a m_b (2m_a^4 - m_a^2 m_b + s(2m_a^2 + s) + m_a^2 (m_b^2 + 3s) + m_a (-2m_b^2 + 3m_b s))u - \\ & - (3m_a^4 + m_a^4 - 2m_a^2 (m_a - 2m_b) + m_b^4 - 2m_a^2 (m_a + m_b)^3 + 2m_a^2 (-2m_a^2 + m_b^2 - 4s) + \\ & + 3m_a^2 s + 2m_a (m_a - 2m_b) s + 2m_a m_b s + 3s(-m_b^2 + s))u^2 + \\ & + 2(2m_a^2 - m_a^2 + m_b^2 + m_a (-m_a + m_b) - 2s)u^3 - 2u^4 - \\ & - 2m_a^2 (m_b (6m_a^2 + 3m_a m_b + m_a m_b - 4(m_a^2 + s)) - (-5m_a^2 + m_a + 6m_b)u) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + m_a^4 (3m_b^2 s + 3m_a^2 u + 2m_a m_b (m_b^2 + u) - u(2m_a^2 + 5s + 3u)) + \\ & + 2m_a^4 (-6m_a^2 m_b - 2m_a^2 m_b + m_b^2 (m_a^2 - u) - 4m_a^2 m_b (s + 2u) + \\ & + m_a (m_b^2 - u)(s + 2u) - 2m_a^2 (3m_a^2 + 5u) - m_b (s + u)(m_b^2 + 2s + 5u) + \\ & + 2m_a^2 (m_b (4m_a^2 - m_a m_b + 4s) + (m_a + 6m_b)u) + \\ & + m_a (m_b^2 (7m_a^2 - 4m_a m_b - 4m_b^2 + 7s) + (9m_a^2 + 4m_a m_b + 15m_b^2 + 9s)u + 5u^2) + \\ & + m_a^2 (-2m_a^2 s (m_a (2m_a + m_b) + 2s) + 3m_a^2 u + \\ & + (m_a^4 + m_b^4 + 6m_a^2 s + 2m_a m_b s - 4m_a^2 s + 5s^2)u + 2(2m_a^2 - m_b^2 + 4s)u^2 + \\ & + 4u^3 + 4m_a^2 m_b (m_b^2 + u) + 2m_a^2 (3m_b^2 s - u(2m_a^2 + 5s + 3u)) + \\ & + 2m_a^2 (-2m_b (m_b^2 + u)(s + u) - m_a^2 (m_b^2 + 3m_b u) + m_a (2m_b^2 - 3m_a^2 u + u^2)) - \\ & - 2m_a (2m_a^2 m_b - 2m_a^2 m_b u + m_a^2 (m_b^2 - u)u - m_b (m_b^2 + u)(s + u)^2 - \\ & - m_a^2 m_b (s + u)(m_b^2 + 3u) + m_a^2 (3m_a^2 + 5u) - \\ & - m_a^2 (m_b (4m_a^2 - m_a m_b + 4s) + (m_a + 6m_b)u) + m_a (s + u)(2m_b^2 - 3m_a^2 u + u^2) - \\ & - m_a^2 (m_b^2 (7m_a^2 - 4m_a m_b - 4m_b^2 + 7s) + (9m_a^2 + 4m_a m_b + 15m_b^2 + 9s)u + 5u^2) + \\ & + m_a^2 (2m_a^2 m_b + m_a^2 (-m_b^2 + u) + 4m_a^2 m_b (s + 2u) - \\ & - m_a (m_b^2 - u)(s + 2u) + m_a (s + u)(m_b^2 + 2s + 5u)) + \\ & + 4m_a (m_a^2 m_b (-m_b^2 + u) + m_a^2 (m_b^2 + u) - m_a m_b (m_b^2 - u)(s + u) + \\ & + (s + u)(-m_b^4 + su + m_b^2 (s + 3u) + m_a^2 (m_b^2 + 2m_a^2 s + u(2s + 3u))))). \end{aligned}$$

Как видно из выражения, коэффициент асимметрии зависит не только от энергии сталкивающихся протонов, но и от массы кварков. Коэффициент асимметрии был оценен при таких же значениях как эффективное сечение подпроцессов (см. предыдущий раздел).

На Рис.5(а,б) представлена зависимость коэффициента асимметрии подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$ от энергии и степени поляризации сталкивающихся протонов (а) и контр плот зависимости (б).

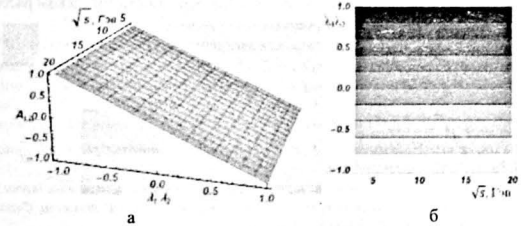


Рис.5

Зависимость коэффициента асимметрии подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$ от энергии и степени поляризации сталкивающихся протонов (а) и контр плот зависимости (б).

Как видно из рисунка, зависимость асимметрии (A_{LL}) от произведения степеней поляризации $\lambda_1 \lambda_2$ линейная и линейной коэффициент для всех энергии сталкивающихся протонов изменяется в пределе -1 ± 0.00001 . Зависимость коэффициента асимметрии от произведения степеней поляриза-

25382
Kitabxanası

ции сталкивающихся протонов можно задать и с помощью выражения $A_{LL} = -\lambda_1 \lambda_2$, что представлено на Рис. 6.

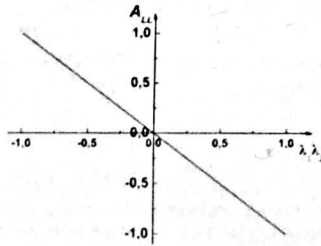


Рис.6

Зависимость коэффициента асимметрии подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$ от произведения степеней поляризации сталкивающихся протонов при $\sqrt{s}=10$ Гэв.

ВЫВОДЫ

На основе проделанных теоретических вычислений были получены следующие выводы:

1. Зависимость эффективного сечения подпроцессов от энергии сталкивающихся протонов имеет гиперболический характер, т.е. уменьшается с увеличением энергии сталкивающихся протонов.
2. Значение коэффициента асимметрии максимально, когда поляризация сталкивающихся протонов противоположна, и минимально, когда она одинаково направлена.
3. Энергия рождённых прямых фотонов при протон-протонном столкновении одинакова для идентичных кварков. Энергия рождённых прямых фотонов имеет монотонную зависимость от угла вылета прямых фотонов и энергии сталкивающихся протонов.
4. Учет поляризации только начальных кварков и глюонов в Комптоновском рассеянии не даёт вклада в эффективное сечение подпроцесса.

Все математические вычисления были произведены в среде "Mathematica-10". Диаграммы Фейнмана построены с помощью "JaxoDraw-2". Графики построены с помощью программы "Origin-9" и редактированы на графическом редакторе "Adobe Photoshop-8".

1. Jean-Paul Blaizot, Li Yan. *Fluid dynamics of out of equilibrium boost invariant plasmas. Physics Letters B*, **780** (2018) 283-286.
2. В.В.Ласуков. *Релятивистская термодинамика ранней вселенной. Естественные науки*, (2005) 1-8.
3. В.Д.Кекелидзе. *Столкновения тяжелых ионов предельные барионные плотности, Физика элементарных частиц и атомного ядра*, **49** (2018) 827-851.
4. Erwann Masson, on behalf of the ALICE Collaboration Direct Photon Measurements with the ALICE Experiment at the LHC arXiv:1811.02220v1 [hep-ex] 6 Nov (2018).
5. Javier Llorente, on behalf of the ATLAS and CMS Collaborations Production of top quarks, jets and photons 7th Annual Conference on Large Hadron Collider Physics - LHCP2019, 20-25 May, 2019, Puebla, Mexico ATL-PHYS-PROC-2019-131, 14 October (2019).
6. S.Acharya et al. (ALICE Collaboration) Direct photon production at low transverse momentum in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=2.76$ and $8TeV$. *Phys. Rev. C*, **99** (2019) 024912-1-024912-19.

7. The ATLAS Collaboration Measurement of the cross section for isolated-photon plus jet production in pp collisions at $p\sqrt{s}=13TeV$ using the ATLAS detector. *Phys. Lett. B*, **780** (2018) 578.
8. G.Sampaio dos Santos, G. Gil da Silveira, M.V.T.Machado. The color dipole picture for prompt photon production in pp and pPb collisions at the CERN-LHC. *Eur. Phys. J. C*, (2020) 80:812 <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8405-9>
9. Sudipan De for the ALICE collaboration. Inclusive photon production at forward rapidities in pp collisions at LHC energies with the ALICE experiment. 2016 J. Phys.: Conf. Ser. **706** (2016) 042016. doi:10.1088/1742-6596/706/4/042016 XIII International Workshop on Hadron Physics IOP Publishing
10. <https://nica.jinr.ru/physics.php>
11. A.Arbutov, A.Bacchetta, M.Butenschoen, F.G.Celiberto et al. On the physics potential to study the gluon content of proton and deuteron at NICA SP. arXiv:2011.15005v [hep-ex] 27 Feb. (2021).
12. F.J.Yndurain. *Quantum chromodynamics. An introduction to the theory of quarks and gluons. Springer*, (1983) 227.
13. W.Greiner, S.Schramm, E.Stein. *Quantum chromodynamics, Springer*, (1989) 553.
14. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/introduction/particlab.htm>
15. P.A.Zyla, R.M.Barnett, J.Beringer, O.Dahl et al. *Particle physics booklet. Prog. Theor. Exp. Phys.*, (2020) 083C01 (2020). <http://pdg.lbl.gov/>
16. В.Л.Гришин. *Исключительные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, УФН*, **127** (1979) 51-98.
17. И.И.Левинтов. *Поверхлкая быстрых протонов и нейтронов, УФН*, **54** (1954) 285-314.

PROTON-PROTON TOQQUSMASI $qg \rightarrow q\gamma$ VƏ $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ ALT PROSESLƏRİNDƏ BİRBAŞA FOTONLARIN DOĞULMASININ TƏDQIQI

M.R.ƏLİZADƏ, A.İ.AHMƏDOV, A.B.ARBUZOV

Tədqim olunan məqalədə proton-proton toqquşması zamanı birbaşa fotonların doğulması proseslərinin effektiv kəsiyi toqquşan protonların polyarlaşması nəzərə alınmaqla və alınmaqla hesablanmışdır. Kompton səpilməsi ($qg \rightarrow q\gamma$) və kvark-antikvark cütliyünün annilyasiyası ($q\bar{q} \rightarrow g\gamma$) prosesləri alt proseslər kimi götürülmüşdür. Bu proseslər üçün asimetriya əmsali hesablanmışdır.

INVESTIGATION OF SUB-PROCESSES $qg \rightarrow q\gamma$ AND $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ OF PROMT PHOTONS BIRTH AT PROTON-PROTON COLLISION

M.R.ALIZADA, A.I.AHMEDOV, A.B.ARBUZOV

The effective cross-section of prompt photon birth sub-processes in proton-proton collision was calculated. Sub-processes took the Compton scattering ($qg \rightarrow q\gamma$) and annihilation of the quark-antiquark pair. Effective sections were calculated without and taking into account polarization of scattering protons. The coefficient of asymmetry was calculated for these sub-processes.