

КУМУЛЯТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОБЛАСТИ БОЛЬШИХ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ

В. В. Вечернин^{1,*} С. В. Юрченко^{1,**}

¹Санкт-Петербургский государственный университет,

Университетская наб. 7-9, 199034 Санкт-Петербург, Россия

На основе микроскопического подхода, базирующегося на анализе асимптотического поведения фейнмановских диаграмм при высоких энергиях вблизи порога реакции, рассчитываются асимптотики для инклюзивного сечения рождения частиц с большим поперечным импульсом. Показано, что в отличие от случая рождения пиона, когда основной вклад дает процесс фрагментации одиночного кварка в пион, в случае образования протона вблизи кинематической границы реакции доминирует механизм когерентной коалесценции трех кварков (либо дикварка и кварка). Показано, что в механизме коалесценции рождение конstituентов, объединяющихся в протон, происходит из разных точек, что для релятивистски больших энергий приводит к появлению дополнительной угловой зависимости по сравнению с механизмом фрагментации одиночного кварка (дикварка). Найден явный вид асимптотического поведения инклюзивного сечения в изучаемой области, включая вид дополнительной угловой зависимости, для самого простого случая - рождения составной частицы за счет процесса когерентной коалесценции двух конstituентов при столкновении частиц, составленных из этих же двух конstituентов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение кумулятивных явлений [1] - процессов образования частиц при взаимодействии ядер в области, кинематически запрещённой для реакций со свободными нуклонами, - представляет большой интерес, поскольку позволяет получить информацию

* Electronic address: v.vechernin@spbu.ru

** Electronic address: semyon.yurchenko@luhep.ru

о флуктуациях плотности ядерной материи. Впервые этот эффект был экспериментально обнаружен Г.А. Лексиним [2, 3], что послужило основанием для выдвижения Д.И. Блохинцевым [4] гипотезы о присутствии в ядрах тяжёлых объектов - флуктонов, состоящих из нескольких нуклонов. Позднее также было введено представление о наличии в ядрах короткодействующих малонуклонных корреляциях [5]. С современной точки зрения, подобные кластеры в ядрах, включающие несколько нуклонов, можно рассматривать как многокварковые мешки - кластеры барионно обогащённой плотной холодной кварк-глюонной материи.

До настоящего времени кумулятивные процессы активно изучались теоретически [5–11] и экспериментально [1, 12–18] в основном, за редкими исключениями [19–21], в области фрагментации одного из сталкивающихся ядер (ядра-мишени или ядра-снаряда). Мы привели лишь малую часть работ из обширного массива литературы по этому вопросу. Создание коллайдера NICA [22, 23] с умеренными энергиями сталкивающихся ядер и высокой светимостью открывает возможность изучения этого явления в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов [24–28], которая недоступна для исследования при сверхвысоких энергиях RHIC и LHC.

С физической точки зрения изучение образования частиц в этой кумулятивной области представляет большой интерес, поскольку позволяет исследовать, в том числе и в экспериментах MPD и SPD на NICA [29], новый процесс флуктон-флуктоного взаимодействия [30, 31], вклад которого невозможно выделить при изучении кумулятивных явлений в области фрагментации одного из ядер на фоне доминирующего нуклон-флуктоного взаимодействия.

Для первичной грубой оценки величины выходов частиц в новой кумулятивной области в работах [27, 28] нами была предпринята попытка использовать для этого аналитическое продолжение результатов, полученных ранее в рамках нашего микроскопического подхода [11, 32–36], основанного на анализе поведения фейнмановских КХД диаграмм при больших переданных импульсах вблизи порогов, который давал практически без параметрическое описание рождения кумулятивных пионов и протонов в области фрагментации ядра [36]. Однако, для последовательного описания процессов рождения кумулятивных частиц в области больших поперечных импульсов и самых центральных быстрот эта методика оказалась неприменима. Дело в том, что в рамках этого подхода при получении результатов для области фрагментации существенно ис-

пользовалось предположение малости поперечных импульсов кумулятивных частиц по сравнению с продольными, а главное отсутствовал учет процесса взаимодействия двух флюктонов при столкновении ядер.

Поэтому в работах [37, 38] нами было проведено обобщение этого подхода на случая рождения пионов в этой новой кумулятивной области. Был рассмотрен процесс образования кварка с большим поперечным импульсом при взаимодействии двух флюктонов с последующей его фрагментацией в кумулятивный пион. Для случая взаимодействия флюктонов с одинаковым барионным зарядом f и числом составляющих кварков n_f были найдены правила кваркового счета, которые описывают поведение инклюзивного сечения образования пиона вблизи кинематической границы процесса ($x \rightarrow f$) при высоких энергиях ($s \gg m_N^2$):

$$I_{ff \rightarrow \pi} \equiv K_0 \frac{d^3 \sigma_{ff \rightarrow \pi}}{d^3 \mathbf{K}} = \frac{C_{2n_f}(\theta)}{(m^2 R^3)^{2(n_f-1)}} \frac{(f-x)^{3n_f-4}}{s^{n_f+1}} . \quad (1)$$

Здесь x это, так называемое, кумулятивное число, m - масса конститuentного кварка, θ - угол вылета кумулятивного пиона в с.ц.м., который однозначно связан с его псевдобыстротой:

$$\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2) . \quad (2)$$

Безразмерный множитель $C_{2n_f}(\theta)$, в этом подходе возникает из блока соержащего $2n_f - 1$ жестких обменов между $2n_f$ кварками, который в координатном пространстве имеет характерный размер

$$r_B \simeq 1/\sqrt{s} , \quad (3)$$

где $\sqrt{s}$ - энергия, приходящаяся на одно нуклон-нуклонное столкновение в с.ц.м. R - характерный размер сталкивающихся систем - флюктонов или нуклонов (при $f = 1$). В нашем подходе, мы считаем, что

$$r_f \simeq r_N \gg 1/\sqrt{s} \simeq r_B , \quad (4)$$

см. обсуждение в разделе 2.

Подчеркнем, что найденные правила кваркового счета (1) справедливы и для некумулятивных процессов. Так, например, для $f = 2$ и $n_f = 6$ они описывают поведение инклюзивного сечения рождения кумулятивного пиона с большим поперечным импульсом вблизи кинематической границы dd столкновения ($d+d \rightarrow \pi+X$) при $x \rightarrow 2$, а для

$f = 1$ и $n_f = 3$ поведение инклюзивного сечения рождения пиона с большим поперечным импульсом вблизи кинематической границы pp столкновения ($p+p \rightarrow \pi+X$) при $x \rightarrow 1$. В работах [37, 38] было также показано, что предложенный подход правильно воспроизводит известные правила кваркового счета [39–42] для упругих и квазиупругих процессов с большой передачей импульса.

Хотя данный механизм позволяет описать рождение пионов в новой кумулятивной области, но как показано в работе [43], он не является доминирующим для рождения протонов вблизи кинематической границы реакции (при $x \rightarrow f$). В рождение кумулятивных протонов в этой области основной вклад дает механизм когерентной коалесценции либо трех кварков ($n = 3$), либо дикварка и кварка ($n = 2$) с большими поперечными импульсами, а не механизм фрагментации одиночного кварка или дикварка в протон, который доминирует при $x \leq 2/3$ [44]. Ситуация аналогична той, которая имела место при образовании пионов и протонов в области фрагментации ядра за счет нуклон-флуктонного взаимодействия [36].

В работе [43] были получены лишь самые общие формулы для инклюзивного сечения рождения кумулятивных протонов с большими поперечными импульсами в dd столкновениях ($n_f = 6$) за счет процесса когерентной коалесценции трех кварков ($n = 3$). В настоящей работе мы находим явный вид асимптотического поведения инклюзивного сечения в этой области для самого простого случая - рождения частицы за счет процесса когерентной коалесценции двух конstituентов ($n = 2$) при столкновении частиц, также составленных из этих же двух конstituентов ($n_f = 2$).

С практической точки результаты этих расчетов на нуклонном уровне описывают процесс коалесценции нейтрона и протона в дейтрон с большим поперечным импульсом в указанной области при столкновении двух дейтронов ($d+d \rightarrow d+n+p$). На кварковом уровне результаты расчета асимптотического поведения этого процесса можно использовать для описания образования протона с большим поперечным импульсом вблизи кинематической границы процесса (при $2/3 < x < 1$) за счет когерентного слияния дикварка и кварка при столкновении двух протонов ($p+p \rightarrow p+X$), после обобщения данного расчета на случай конstituентов с неравными массами.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Процесс образования частицы за счет процесса когерентной коалесценции двух конститuentов ($n = 2$) при столкновении частиц, составленных из этих же двух конститuentов ($n_f = 2$) описывается диаграммой Фейнмана, представленной на Рис.1. При расчете асимптотического поведения амплитуды, даваемой этой диаграммой, мы использовали те же приближения, что и при анализе асимптотического поведения диаграмм в работах [37, 38, 43]. В пропагаторах конститuentов мы учитывали только один полюс:

$$l^2 - m^2 + i\epsilon \approx 2E(\mathbf{l})[l_0 - E(\mathbf{l}) + i\epsilon] , \quad E(\mathbf{l}) \equiv \sqrt{\mathbf{l}^2 + m^2} . \quad (5)$$

В этом случае интегрирование по нулевым компонентам 4-импульсов конститuentов приводит к так называемой старой (гайтлеровской) теории возмущений, в которой все частицы рассматриваются на массовой оболочке. Для промежуточных состояний между взаимодействиями необходимо включать «энергетические знаменатели»:

$$\frac{1}{[\sum_i E(\mathbf{l}_i) - E_{init} - i\epsilon]} . \quad (6)$$

Одна фейнмановская диаграмма может выражаться через сумму нескольких гайтлеровских диаграмм, так как необходимо учитывать все возможные перестановки порядка взаимодействий по времени. Необходимо также учесть дополнительные множители $1/[2E(\mathbf{l})]$ от пропагатора каждого конститuenta.

При расчетах были использованы удобные обозначения для импульсов (см. Рис.1), явно выделяющие в с.ц.м. большие импульсы $\mathbf{p}$ и $\mathbf{k}$, $|\mathbf{k}| \simeq |\mathbf{p}| \simeq \sqrt{s}/4 \gg m_N$, приходящиеся на один конститuent в сталкивающихся системах $\mathbf{P}_1 = 2\mathbf{p}$, $\mathbf{P}_2 = -2\mathbf{p}$ и в образующейся частице с большим поперечным импульсом $\mathbf{K} = 2\mathbf{k}$. Важно, что расчеты проводились вблизи кинематической границы, когда $|\mathbf{k}| \rightarrow |\mathbf{p}|$, что позволило использовать $1 - x$ как малый параметр: $1 - x \ll 1$.

Мы также предполагали, что составные частицы являются слабо связанными объектами:

$$\alpha \equiv \sqrt{\varepsilon/m} \ll 1 , \quad (7)$$

где ε - энергия связи на один конститuent. В этом случае в системе покоя составной частицы, при $\mathbf{p} = 0$, относительные импульсы $\mathbf{q}^*$, будут иметь величину:

$$|\mathbf{q}^*| \simeq \sqrt{m\varepsilon} = m\alpha \ll m . \quad (8)$$

Однако, при переходе в систему, где составная составная частица движется с большим релятивистским импульсом $2\mathbf{p} \simeq \sqrt{s}/2$ поперечные относительные импульсы сохраняются, а распределение по продольным относительным импульсам q_z окажется растянутым:

$$\mathbf{q}_\perp = \mathbf{q}_\perp^* , \quad q_z \simeq \gamma q_z^* , \quad (9)$$

где $\gamma = E_p/m$ и $E_p \equiv E(\mathbf{p})$. Это соответствует известному релятивистскому сжатию волновой функции в координатном представлении.

Для энергий мы используем следующее разложение по малому параметру α (7):

$$E(\mathbf{p} + \mathbf{q}) = E_p \left\{ 1 + \frac{(\mathbf{q}\mathbf{p})}{E_p^2} + \frac{1}{2E_p^2} \left[\mathbf{q}^2 - \frac{(\mathbf{q}\mathbf{p})^2}{E_p^2} \right] + O(\alpha^3) \right\} , \quad (10)$$

которое справедливо как в системе покоя составной частицы, $\mathbf{p} = 0$, так и в системе, где она движется с произвольно большим импульсом $2\mathbf{p}$. Отметим, что (10) есть разложение именно по параметру α , а не по параметру $|\mathbf{q}|/E_p$. Так как в силу (9), например, член $(\mathbf{q}\mathbf{p})/E_p^2 \simeq \alpha |\mathbf{p}|/E_p$ в этом разложении не убывает с ростом $|\mathbf{p}|$, но имеет малость по параметру α .

Для вершин составных частиц Γ мы используем их связь с волновой функцией. В общем случае для частицы состоящей из n конституентов мы имеем:

$$\varphi_{n\mathbf{p}}(\mathbf{q}^{(i)}) = \frac{\Gamma_{n\mathbf{p}}(\mathbf{q}^{(i)})}{\sqrt{n} 2E_p [\sum_{i=1}^n E(\mathbf{p} + \mathbf{q}^{(i)}) - E_{init} - i\epsilon]} . \quad (11)$$

Условие нормировки выводится из отдельного расчета диаграммы для форм-фактора и требования, чтобы он стремился к 1 при малых переданных импульсах:

$$\int |\varphi_{n\mathbf{p}}(\mathbf{q}^{(i)})|^2 \prod_{i=1}^{n-1} \frac{d^3\mathbf{q}^{(i)}}{2E_p(2\pi)^3} = 1 . \quad (12)$$

Отметим, что формальное вычисление энергетического знаменателя в формуле (11), с использованием разложения (10), автоматически дает растяжение волновой функции в импульсном пространстве по z :

$$\varphi_{n\mathbf{p}}(\mathbf{q}^{(i)}) = \frac{\Gamma_{n\mathbf{p}}(\mathbf{q}^{(i)})}{\sqrt{n} \left\{ \sum_{i=1}^n [\mathbf{q}_\perp^{(i)2} + (q_z^{(i)}/\gamma)^2] + 2m\varepsilon n \right\}} . \quad (13)$$

При нахождении асимптотического поведения амплитуды отвечающей диаграмме на Рис.1 в блоках B_1 и B_2 , содержащих большие передачи импульса, мы можем пренебречь

малыми относительными импульсами $\mathbf{q}_1^{(i)}$ и $\mathbf{q}_2^{(i)}$ из-за слабосвязанности составных частиц, а также импульсами $\mathbf{q}_i$ из-за близости к порогу:

$$B_1 = B_2 = B(\mathbf{p}, \mathbf{k}) . \quad (14)$$

Это означает, что в координатном пространстве, мы можем считать эти блоки точечными, т.е. имеющими размер много меньший размеров нуклона и флукона: $r_B \simeq 1/\sqrt{s} \ll r_N \simeq r_f$. Но, в отличие от случая рождения пиона, когда образование кумулятивного кварка происходило в одной точке, в этом случае происходит коалесценция конститuentов, которые рождаются в двух разных пространственных точках, соответствующих блокам B_1 и B_2 .

В общем случае для асимптотического поведения блока содержащего $n_B - 1$ жесткий обмен между n_B конститuentами, согласно правилам кваркового счета мы имеем [37]:

$$B(\mathbf{p}, \mathbf{k}) = C_{n_B}(\theta)/s^{n_B-2} , \quad (15)$$

На Рис.2 представлен вклад энергетического знаменателя между взаимодействиями, отвечающих блокам B_1 и B_2 , для случая, когда взаимодействие B_1 происходит раньше. К этому вкладу нужно еще добавить вклад, когда раньше происходит взаимодействие B_2 . В результате, используя формулы (6) и (10), находим для суммы этих энергетических знаменателей:

$$\frac{-E_p}{[a_1 + i\epsilon]} + \frac{-E_p}{[a_2 + i\epsilon]} = i\pi E_p [\delta(a_1) + \delta(a_2)] = 2i\pi E_p \delta(a_1) , \quad (16)$$

где мы учли что в первом порядке, который отвечает приближению эйконала,

$$a_i \equiv (\mathbf{p}, \mathbf{q}_1^{(i)} - \mathbf{q}_2^{(i)}) - (\mathbf{k}, \mathbf{q}_1^{(i)} + \mathbf{q}_2^{(i)} - 2\mathbf{q}_i) , \quad (17)$$

и что, поскольку согласно законам сохранения:

$$\mathbf{q}_1^{(1)} + \mathbf{q}_1^{(2)} = 0 , \quad \mathbf{q}_2^{(1)} + \mathbf{q}_2^{(2)} = 0 , \quad \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 = 0 , \quad (18)$$

то $a_1 + a_2 = 0$.

В результате для амплитуды на Рис.1 мы получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} T(\mathbf{p}; \mathbf{k}, \mathbf{q}_1) = & \frac{B^2(\mathbf{p}, \mathbf{k})}{2E(\mathbf{k})} \int \frac{d^3\mathbf{q}_1^{(1)}}{2E_p(2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{q}_2^{(1)}}{2E_p(2\pi)^3} \\ & \times 2\pi i E_p \delta(a_1) \varphi_{2\mathbf{p}}(\mathbf{q}_1^{(1)}) \varphi_{-2\mathbf{p}}(\mathbf{q}_2^{(1)}) \varphi_{2\mathbf{k}}^*(\mathbf{q}_1^{(1)} + \mathbf{q}_2^{(1)} - \mathbf{q}_1) , \end{aligned} \quad (19)$$

через которую находим инклюзивное сечение рождения частицы с импульсом $\mathbf{K} = 2\mathbf{k}$:

$$(2\pi)^3 2K_0 \frac{d^3\sigma}{d^3\mathbf{K}} = \frac{1}{J_{in}} \int |T(\mathbf{p}; \mathbf{k}, \mathbf{q}_1)|^2 d\tau_2(P_1 + P_2 - K) , \quad (20)$$

где $J_{in} \approx 2s$ - инвариантный поток, а $d\tau_2(P_1 + P_2 - K)$ - фазовый объем частиц с импульсами $-\mathbf{k} + \mathbf{q}_1$ и $-\mathbf{k} + \mathbf{q}_2$.

В нашем подходе мы считаем, что все волновые функции (13), отвечающие вершинам Γ , не содержат жестких компонент с большим относительным импульсом, которые явно выделены в блоки с жесткими обменами B_1 и B_2 и учитываются отдельно. Это соответствует предположению (7) о слабосвязанности составных частиц. При этом мы должны учитывать эффекты растяжения их волновых функций в импульсном пространстве при движении с релятивистскими импульсами $\mathbf{P}_1 = 2\mathbf{p}$, $\mathbf{P}_2 = -2\mathbf{p}$ и $\mathbf{K} = 2\mathbf{k}$. Принимая во внимание эти соображения мы использовали для них следующее гауссово приближение:

$$\varphi_{2\mathbf{p}}(\mathbf{q}) = \varphi_{-2\mathbf{p}}(\mathbf{q}) = C_R e^{-R^2 \mathbf{q}_\perp^2 - R^2 q_z^2 / \gamma^2} , \quad (21)$$

$$\varphi_{2\mathbf{k}}(\mathbf{q}) = C_R e^{-R^2 [\mathbf{q}^2 - (\mathbf{q}\mathbf{n})^2] - R^2 (\mathbf{q}\mathbf{n})^2 / \gamma^2} , \quad (22)$$

где мы ввели единичный вектор $\mathbf{n} \equiv \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$. Мы также использовали, что вблизи кинематической границы процесса $|\mathbf{k}| \rightarrow |\mathbf{p}|$, и поэтому $E(\mathbf{k})/m \rightarrow E_p/m = \gamma$. Условие нормировки (12) дает для C_R следующее значение:

$$C_R^2 = 2m \left[2R\sqrt{2\pi} \right]^3 . \quad (23)$$

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Используя сделанные приближения и вычисляя интеграл перекрытия трех волновых функций в формуле (19), мы получаем выражение для амплитуды. Далее из (20), аналогично тому, как это делалось в работах [37, 38], вычисляем явный вид асимптотического поведения инклюзивного сечения рождения частицы в области больших поперечных импульсов вблизи кинематической границы реакции. В результате для инклюзивного сечения рождения составной частицы за счет механизма когерентной коалесценции двух конститuentов ($n = 2$) при столкновении частиц, составленных из этих же двух конститuentов ($n_f = 2$), см. Рис.1, находим:

$$I_{coal} \equiv K_0 \frac{d^3\sigma}{d^3\mathbf{K}} = C \frac{C_2^2(\theta)}{R} \frac{(1-x)^{0.5}}{s^{2.5}} F(\theta) . \quad (24)$$

Здесь

$$F(\theta) = \frac{1}{\frac{12}{\gamma^2} + \sin^2 \theta (1 - \frac{1}{\gamma^2})(2 - \frac{3}{\gamma^2})} \quad (25)$$

- это дополнительная угловая зависимость, возникающая в механизме когерентной коалесценции при вычислении интеграла перекрытия трех волновых функций в формуле (19), см. обсуждение ниже. C - безразмерная константа.

Данную асимптотическую зависимость можно сравнить с той, которая возникает в этом же процессе, т.е. при столкновении двух частиц с $n_f = 2$, но для случая предельной фрагментации, когда один ($n = 1$) конститuent получает поперечный импульс близкий к максисально возможному. Для этого можно воспользоваться формулой (1), положив в ней $n_f = 2$:

$$I_{frag} = \frac{C_4(\theta)}{(m^2 R^3)^2} \frac{(1-x)^2}{s^3}. \quad (26)$$

Из сравнения (24) и (26) видно, что по зависимости от малых параметров $1-x$ и $1/s$, по которым находится асимптотика, механизм когерентной коалесценции оказывается доминирующим. Дополнительная малость в (26) от множителя $1/R^6$ соответствует тому, что в этом механизме все конститuenty сталкивающихся частиц, как это обсуждалось во введении, должны собраться в одной точке из которой и происходит рождение конститuenta с поперечным импульсом близким к максимально возможному.

В заключение обсудим дополнительную угловую зависимость $F(\theta)$, возникающую в механизме коалесценции при вычислении интеграла перекрытия трех волновых функций в формуле (19). Прежде всего видно, что она возникает только в релятивистском случае. Действительно, при $\gamma = 1$ из (25) следует, что $F(\theta) = 1/12 = const$. В противоположном ультрарелятивистском случае $\gamma \gg 1$ мы имеем:

$$F(\theta) = \frac{1}{2(\sin^2 \theta + 6/\gamma^2)} = \frac{\text{ch}^2 \eta}{2(1 + 6 \text{ch}^2 \eta / \gamma^2)}, \quad (27)$$

где η - это псевдобыстрота частицы. Для нее $\sin \theta = 1/\text{ch} \eta$, см. формулу (2). Видно, что в этом случае вклад механизма коалесценции возрастает с уменьшением угла θ , под которым рождается составная частица. И это происходит вплоть до малых углов, пока $\sin \theta$ не достигает значения $\sin \theta \simeq \sqrt{6}/\gamma$.

С физической точки зрения возникновение этой угловой зависимости в механизме когерентной коалесценции проще всего можно понять, переписав интеграл перекрытия трех волновых функций, входящий в выражение (19) для амплитуды процесса, из

импульсного в координатное представление. В этом случае Фурье преобразование формул (21) и (22), приводит к сжатию пространственных волновых функций составных частиц в направлении их движения, см. Рис.3. Из этого рисунка видно, что область перекрытия волновой функции образующейся частицы с импульсом $2\mathbf{k}$ с волновыми функциями сталкивающихся частиц с импульсами $2\mathbf{p}$ и $-2\mathbf{p}$ возрастает с уменьшением угла ее вылета.

Отметим, что ранее в работах [45, 46] аналогичная угловая зависимость была нами получена для механизма когерентной коалесценции на нуклонном уровне при описании выходов легких ядерных фрагментов в рА столкновениях в подходе, также основанном на вычислении соответствующих фейнмановских диаграмм.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа получила поддержку гранта СПбГУ, ID:153316924.

-
1. A. M. Baldin *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **18**, 41 (1974).
 2. G. A. Leksin, Sov. Phys. JETP **5**, 371 (1957).
 3. L. S. Azhgirei, I. K. Vzorov, V. P. Zrelov *et al.*, Sov. Phys. JETP **6**, 911 (1958).
 4. D. I. Blokhintsev, Sov. Phys. JETP **6**, 995 (1958).
 5. L. L. Frankfurt, M. I. Strikmann, Phys. Rep. **76**, 215 (1981).
 6. A. B. Ефремов Ядерная Физика **24**, 1208 (1976).
 7. V. V. Burov, V. K. Lukyanov, A. I. Titov, Phys. Lett. B **67**, 46 (1977).
 8. I. A. Schmidt, R. Blankenbecler, Phys. Rev. D **15**, 3321 (1977).
 9. A. V. Efremov, Prog. Part. Nucl. Phys. **8**, 345 (1982).
 10. A. V. Efremov, A. B. Kaidalov, V. T. Kim *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **47**, 868 (1988).
 11. M. A. Braun, V. V. Vechernin Nucl. Phys. B **427**, 614 (1994).
 12. J. Papp, J. Jaros, L. Schroeder, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **34**, 601 (1975).
 13. A. M. Baldin, V. K. Bondarev, N. Giordenescu *et al.*, Preprint JINR-1-82-28 (JINR, Dubna, 1982); <https://doi.org/10.17182/hepdata.71072>
 14. V. G. Ableev *et al.*, Nucl. Phys. A **393**, 491 (1983).

15. L. S. Azhgirei, I. K. Vzorov, V. N. Zhmyrov, et al., Sov. J. Nucl. Phys. **46**, 661 (1987).
16. S. V. Boyarinov, I. I. Evseev, Y. T. Kiselev et al., Sov. J. Nucl. Phys. **55**, 917 (1992).
17. S. V. Boyarinov, S. A. Gerzon, M. M. Kats et al., Sov. J. Nucl. Phys. **46**, 871 (1987).
18. S. V. Boyarinov, I. I. Evseev, Y. T. Kiselev et al., Phys. Atom. Nucl. **57**, 1379 (1994).
19. I. G. Alekseev, V. E. Vishnyakov, A. I. Golutvin et al., Phys. Part. Nucl. **71**, 1848 (2008).
20. N. Antonov, V. Gapienko, G. Gapienko *et al.*, High p_t anti-proton and meson production in cumulative pA reaction at 50 GeV/c, Reported at the LXX International Conference “NUCLEUS-2020”, St.Petersburg, October 11-17, 2020; Book of Abstracts, p.153 (2020); https://indico.cern.ch/event/839985/contributions/3983657/attachments/2124000/3576745/NUCLEUS_2020_Semak.pdf
21. N.N. Antonov, V.A. Viktorov, V.A. Gapienko et al., Phys. Atom. Nucl. **85**, 282 (2022).
22. V. Kekelidze, A. Kovalenko, R. Lednicky et al., Nucl. Phys. A **967**, 884 (2017).
23. V. Kekelidze, V. Matveev, I. Meshkov et al., Phys. Part. Nucl. **48**, 727 (2017).
24. V. V. Vechernin, Phys. Part. Nuclei **52**, 604 (2021).
25. V. I. Zherebchevsky, V. P. Kondratiev, V. V. Vechernin, S. N. Igolkin, Nucl. Inst. and Methods in Phys. Res. A **985**, 164668 (2021).
26. V. V. Vechernin, Phys. Part. Nuclei **53**, 433 (2022).
27. V.V. Vechernin, S.N. Belokurova, S.V. Yurchenko, Phys. Part. Nucl. **55**, 889 (2024).
28. V. Vechernin, S. Belokurova, S. Yurchenko, Symmetry **16**, 79 (2024).
29. SPD Collab. (V. Abazov *et al.*), Natural Sci. Rev. **1**, 1 (2024).
30. O. Denisovskaya et al., arXiv:0911.1658.
31. A. Stavinskiy, Phys. Part. Nucl. Lett. **8**, 912 (2011).
32. M. A. Braun, V. V. Vechernin, Phys. Atom. Nucl. **60**, 432 (1997).
33. M. A. Braun, V. V. Vechernin, Phys. Atom. Nucl. **63**, 1831 (2000).
34. M. A. Braun, V. V. Vechernin, Nucl.Phys. B: Proc. Suppl. **92**, 156 (2001).
35. M. A. Braun, V. V. Vechernin, Theor. Math. Phys. **139**, 766 (2004).
36. V. Vechernin, AIP Conf. Proc. **1707**, 060020 (2016).
37. V. Vechernin, S. Yurchenko, Int. J. Mod. Phys. E **33**, 2441022 (2024).
38. S. Yurchenko, V. Vechernin, Phys. Atom. Nucl. **88**, 349 (2025).
39. V. A. Matveev, R.M. Muradyan, A.N.Tavkhelidze, Nuovo Cimento Lett. **7** (1973) 719.
40. S. J. Brodsky, G. R. Farrar, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 1153. 31 (1973) 1153

- 41. S. J. Brodsky, B. T. Chertok, Phys. Rev. D **14** (1976) 3003.
- 42. Yu. N. Uzikov, JETP Lett. **81**, 303 (2005).
- 43. V. Vechernin, S. Yurchenko, Phys. Part. Nucl. **57**, no.5 (2024) [in press].
- 44. V. T. Kim, Modern Phys. Lett. A **3**, 909 (1988).
- 45. М. А. Браун, В. В. Вечернин, Ядерная Физика **47**, 1452 (1988).
- 46. M. A. Braun, V. V. Vechernin, J. Phys. G **16**, 1615 (1990).

CUMULATIVE PROCESSES IN THE REGION OF LARGE TRANSVERSE MOMENTA

V. V. Vechernin, S. V. Yurchenko

Using a microscopic approach based on an analysis of the asymptotic behavior of Feynman diagrams at high energies near the reaction threshold, asymptotics for the inclusive cross section for the production of particles with large transverse momentum are calculated. It is shown that, unlike the case of pion production, where the main contribution comes from the fragmentation of a single quark into a pion, in the case of proton production near the reaction kinematic threshold, the coherent coalescence of three quarks (or a diquark and a quark) dominates. It is shown that in the coalescence mechanism, the production of the constituents that combine to form a proton occurs from different points, which, at relativistically high energies, leads to the appearance of the additional angular dependence compared to the mechanism of a single quark (diquark) fragmentation. An explicit form of the asymptotic behavior of the inclusive cross section in the region under study, including the form of the additional angular dependence, is found for the simplest case - the creation of a composite particle due to the process of coherent coalescence of two constituents in the collision of particles composed of the same two constituents.

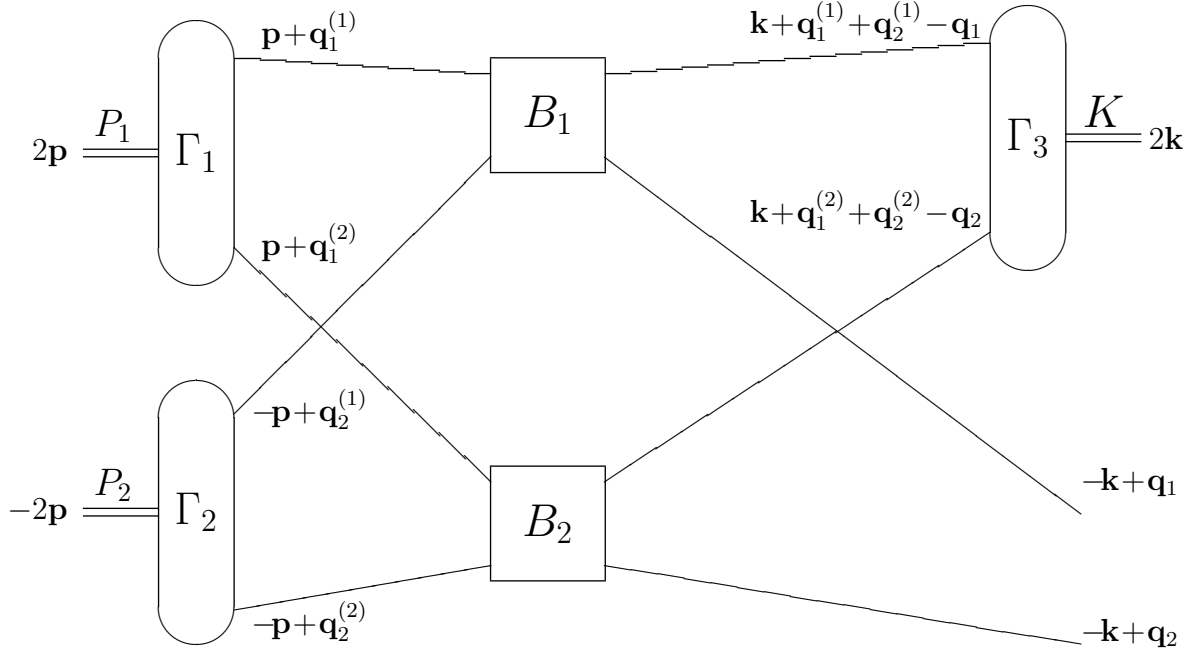


Рис. 1. Фейнмановская диаграмма для амплитуды процесса рождения составной частицы с большим поперечным импульсом $2|\mathbf{k}| \sin \theta$ вблизи кинематической границы реакции ($|\mathbf{k}| \rightarrow |\mathbf{p}|$) за счет процесса когерентной коалесценции двух конstituентов при столкновении частиц, составленных из этих же двух конstituентов, при релятивистски высоких энергиях ($|\mathbf{p}| \gg m$).

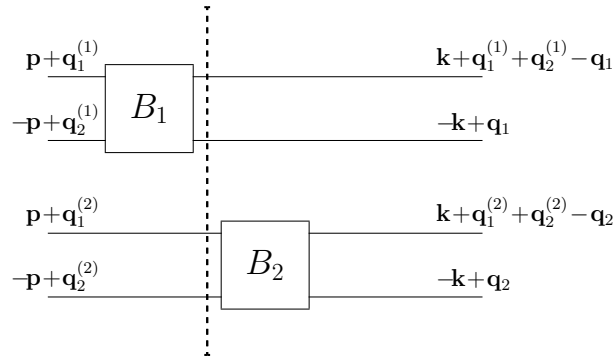


Рис. 2. Один из энергетических знаменателей в диаграмме для амплитуды на Рис.1, возникающий при использовании гайтлеровской теории возмущений, в случае, когда жесткий обмен в блоке B_1 , происходит раньше, чем в блоке B_2 .

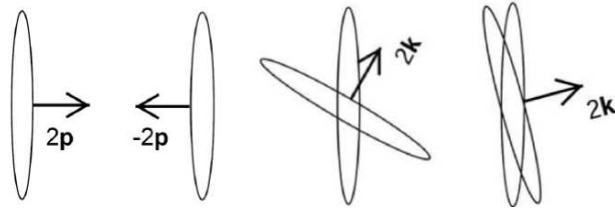


Рис. 3. Физическая интерпретация возрастания вклада механизма когерентной коалесценции в рождение составной частицы с импульсом $2\mathbf{k}$ с уменьшением угла ее вылета за счет увеличения области перекрытия в координатном пространстве между волновыми функциями рождающейся и сталкивающихся частиц при релятивистски высоких энергиях.