

КУМУЛЯТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ В ОБЛАСТИ ЦЕНТРАЛЬНЫХ БЫСТРОТ И БОЛЬШИХ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА NICA

В. В. Вечернин *, *С. Н. Белокурова* **, *С. В. Юрченко* ***

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Проведена оценка выходов пионов и протонов в dd -рассеянии в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов, доступной для экспериментального изучения на установке SPD комплекса NICA. Оценки получены на основе подхода, предполагающего наличие 6-кварковых кластеров (флуктонов) в сталкивающихся дейтронах.

The yields of pions and protons in dd scattering are estimated in the new cumulative region of central rapidities and large transverse momenta, available for experimental study at the SPD facility of the NICA complex. The estimates were obtained based on the approach suggesting the presence of 6-quark clusters (fluctons) in colliding deuterons.

PACS: 12.39.Mk; 13.60.Hb; 21.60.Gx; 21.90.+f

ВВЕДЕНИЕ

В пионерских работах [1, 2] были получены экспериментальные доказательства существования флуктуаций плотности ядерной материи, на основании которых в работе [3] была сформулирована концепция, предполагающая наличие в атомных ядрах примеси флуктонов — компактных кластеров, объединяющих несколько нуклонов ядра. Позднее, после получения пучков релятивистских дейтронов, был обнаружен [4] кумулятивный эффект — рождение частиц, которые при фрагментации дейтрона уносят значительную долю его импульса. Эти работы положили начало новому направлению экспериментальных [5–9] и теоретических [10–20] исследований, получившему название релятивистской ядерной физики (приведена малая доля ссылок из огромного массива литературы по этой проблеме, только те, которые необходимы для дальнейшего изложения).

С современной точки зрения флуктоны представляют собой сгустки холодной плотной барионно-обогащенной кварк-глюонной материи.

* E-mail: v.vechernin@spbu.ru

** E-mail: sveta.1596@mail.ru

*** E-mail: sem2600@mail.ru

Экспериментально наблюдаемым следствием присутствия таких флуктуаций в ядрах является образование частиц в кумулятивной области, рождение в которой кинематически недоступно для нуклон-нуклонного взаимодействия.

В настоящей работе проведено исследование возможности наблюдения на установке SPD комплекса NICA образования частиц в новой кумулятивной области центральных быстрых и больших поперечных импульсов, происходящего за счет наличия 6-кварковых флуктонов в сталкивающихся дейтронах. С этой целью осуществлено обобщение микроскопического (на кварковом уровне) подхода, предложенного ранее в работах [12–17] для описания кумулятивного рождения частиц в области фрагментации одного из сталкивающихся ядер за счет процесса взаимодействия нуклона с флуктоном, на случай образования кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами в области быстрых, доступной для исследований на установке SPD.

ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМОГО ПОДХОДА

В подходе, предложенном в работах [12–17], процесс фрагментации 6-кваркового флуктона в кумулятивный пион и протон описывается диаграммами, представленными на рис. 1 и 2. В случае образования кумулятивных пионов доминирует механизм фрагментации одиночного кварка флуктона в пион (см. рис. 1). В случае же образования кумулятивных протонов доминирует механизм когерентной коалесценции трех кварков флуктона (см. рис. 2).

Отличие механизмов приводит к разным видам зависимости инклюзивных сечений рождения этих частиц от кумулятивной переменной x и поперечного импульса k_{\perp} . В приближении сильной кумулятивности, когда x стремится к 2, теоретические расчеты для случая dd -рассеяния позволили получить [17] явные выражения для этих инклюзивных сече-

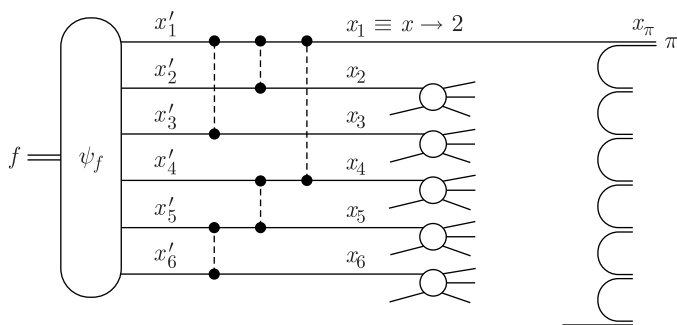


Рис. 1. Образование кумулятивных пионов за счет механизма фрагментации одиночного кварка флуктона [12–14]

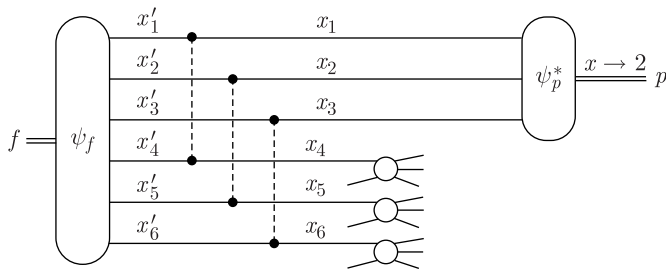


Рис. 2. Образование кумулятивных протонов за счет механизма когерентной коалесценции трех кварков флуктона [15–17]

ний (см. формулы (1) и (2)), которые мы будем ниже использовать для продолжения этих сечений в новую кумулятивную область:

$$f_{\pi}(x, k_{\perp}) \equiv \frac{k_0 d^3 \sigma_{\pi}}{d^3 \mathbf{k}} = C_{\pi} (2 - x)^9 \Phi_5 \left(\frac{k_{\perp}}{m_q} \right) / \Phi_5(0), \quad (1)$$

$$f_p(x, k_{\perp}) \equiv \frac{k_0 d^3 \sigma_p}{d^3 \mathbf{k}} = C_p (2 - x)^5 \Phi_1^3 \left(\frac{k_{\perp}}{3m_q} \right) / \Phi_1^3(0), \quad (2)$$

где

$$\Phi_p(t) = 2\pi \int_0^{\infty} dz z J_0(tz) [z K_1(z)]^p. \quad (3)$$

Здесь $J_0(z)$ – функция Бесселя, а $K_1(z)$ – модифицированная функция Бесселя (функция Мак-Дональда).

В качестве кумулятивной переменной x в настоящей работе использовалось удвоенное значение переменной светового фронта x_+ для реакции dd -рассеяния:

$$x \equiv 2x_+, \quad x_+ \equiv \frac{k_+}{k_+^{\max}}, \quad k_+ \equiv \frac{k_0 + k_z}{\sqrt{2}}. \quad (4)$$

При таком выборе условие $x = 2$ дает точную кинематическую границу dd -взаимодействия. Разумеется, при очень высоких энергиях x совпадает с другими определениями кумулятивной переменной, но при умеренных энергиях использование так определенной x приводит к более раннему выходу на ядерный скейлинг, т. е. независимости инклюзивных сечений от начальной энергии, что используется в настоящем исследовании. Именно релятивистски инвариантная переменная x_+ использовалась в работах [12–17] при теоретической оценке вклада различных диаграмм в кумулятивные процессы.

В настоящей работе использовались точные явные кинематические выражения для этой переменной, полученные для общего случая взаимодействия ядер с произвольным числом нуклонов при заданной начальной

суммарной энергии $\sqrt{s_{NN}}$, приходящейся на одно NN -столкновение в системе центра масс этого столкновения.

Множественность частиц в акцептансе Ω определяется выражением

$$\langle n \rangle_{dd}^{\Omega} \sigma_{dd}^{\text{tot}} = \int_{\Omega} \frac{d^3 \mathbf{k}}{k_0} f(x, k_{\perp}) = \int \frac{dk_z^*}{k_0^*} d^2 \mathbf{k}_{\perp} f(x, k_{\perp}). \quad (5)$$

В последнем преобразовании мы использовали релятивистскую инвариантность $f(x, k_{\perp})$ для перехода в систему центра масс NN -столкновения, которая используется в настоящей работе. Переходя теперь от k_z^* к быстрой

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \frac{k_0^* + k_z^*}{k_0^* - k_z^*}, \quad dy = \frac{dk_z^*}{k_0^*}, \quad (6)$$

находим

$$\langle n \rangle_{dd}^{\Omega} \sigma_{dd}^{\text{tot}} = 2\pi \int_{\Omega} dy dk_{\perp} k_{\perp} f(x(y, k_{\perp}), k_{\perp}). \quad (7)$$

Согласно (6) при заданных y и k_{\perp} величина k_z^* и k_0^* дается формулами

$$k_z^* = \mu_{\perp} \sinh y, \quad k_0^* = \mu_{\perp} \cosh y, \quad \mu_{\perp} \equiv \sqrt{k_{\perp}^2 + \mu^2}. \quad (8)$$

Определим область интегрирования Ω в формуле (7). В качестве кумулятивной области, доступной для исследования на установке SPD, была выбрана область $1 < x < 2$ и $0,5 < |y| < 1$, поскольку изучаемый вклад от рассеяния нуклона на флуктоне асимметричен по быстрой [18] (были также рассчитаны выходы частиц и с большими значениями кумулятивности: для областей $1,2 < x < 2$ и $1,5 < x < 2$).

Исключение области самых центральных быстрой $|y| < 0,5$ обусловлено также тем, что используемые для оценок сечений формулы (1) и (2) несправедливы для случая маленьких продольных импульсов кумулятивных частиц в системе центра масс, а также тем, что в этой области может оказаться существенен учет вклада более редкого процесса рассеяния флуктона на флуктоне, т. е. когда оба сталкивающихся дейтрона в момент столкновения одновременно находятся в сжатой 6-кварковой конфигурации. Этот процесс также представляет большой физический интерес и требует отдельного исследования.

В работе мы сначала выполняли интегрирование по поперечному импульсу k_{\perp} , а затем по быстрой y :

$$\langle n \rangle_{dd} \sigma_{dd}^{\text{tot}} = 4\pi \int_{0,5}^1 dy \int_{k_{\perp}^{\min}(y)}^{k_{\perp}^{\max}(y)} dk_{\perp} k_{\perp} f(x(y, k_{\perp}), k_{\perp}). \quad (9)$$

В силу симметричности реакции мы также взяли вместо вклада от области $0,5 < |y| < 1$ удвоенный вклад от области $0,5 < y < 1$. Пределы интегрирования по поперечному импульсу k_{\perp} находятся из требования,

Таблица 1. Величина поперечного импульса кумулятивных пионов и протонов в dd -рассеянии, отвечающая значениям переменной $x = 1$ и 2 (k_{\perp}^{\min} и k_{\perp}^{\max}) при заданном значении быстроты y , для двух значений начальной энергии

Реакция	$\sqrt{s_{NN}}$					
	4 ГэВ			8 ГэВ		
	y	k_{\perp}^{\min}	k_{\perp}^{\max}	y	k_{\perp}^{\min}	k_{\perp}^{\max}
$dd \rightarrow \pi$	0,5	1,728	2,752	0,5	4,197	6,672
$dd \rightarrow \pi$	1,0	1,102	2,002	1,0	2,687	4,86
$dd \rightarrow p$	0,5	1,741	2,999	0,5	4,218	6,803
$dd \rightarrow p$	1,0	0,852	2,089	1,0	2,605	4,915

чтобы $k_{\perp}^{\min}(y)$ отвечало началу кумулятивной области ($x = 2x_{+} = 1$), а $k_{\perp}^{\max}(y)$ отвечало границе реакции dd -рассеяния ($x = 2x_{+} = 2$). Для этих границ в работе найдены явные аналитические выражения. Они представляют практический интерес, так как определяют кумулятивную область поперечных импульсов и быстрот, в которой необходимо получать экспериментальные данные. В табл. 1 они приведены для рождения кумулятивных пионов и протонов в dd -рассеянии при начальных энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 4$ и 8 ГэВ и значениях быстроты $y = 0,5$ и 1.

ФИКСАЦИЯ ОБЩИХ НОРМИРОВОЧНЫХ КОНСТАНТ

Выражения для инклюзивных сечений рождения кумулятивных пионов (1) и протонов (2) не содержат произвольных параметров, кроме общих нормировочных констант C_{π} и C_p . Для их фиксации проведены расчет и фитирование имеющихся экспериментальных данных по фрагментации дейтронов в пионы и протоны на дейтронах и углероде на небольшие углы (см. рис. 3).

На рис. 3 приведено сравнение теоретических расчетов по формулам (1) и (2) с экспериментальными данными по рождению отрицательно заряженных пионов и протонов при фрагментации дейтрона на ядре углерода ($d + C$), взятыми из работ [5, 6, 10] для угла вылета кумулятивных частиц $2,5^{\circ}$ и начальной кинетической энергии $E_{\text{lab}}^{\text{kin}} = 2,1$ ГэВ на один нуклон дейтрона (в системе покоя ядра-мишени), что соответствует значению $\sqrt{s_{NN}} = 2,7$ ГэВ, а также для реакций $d + d$ и $d + C$ из работы [9] для угла вылета кумулятивных протонов $0,139$ рад = 8° и начального импульса дейтронов $p_{\text{lab}}^d = 9,0$ ГэВ, что соответствует значению $\sqrt{s_{NN}} = 3,2$ ГэВ.

На рис. 3 эти данные представлены как функции удвоенной переменной светового фронта $x = 2x_{+}$. В этой переменной наблюдается ядерный скейлинг — независимость инклюзивных сечений от начальной энергии, — который подтверждается, например, сравнением с аналогичными результатами при начальной энергии $E_{\text{lab}}^{\text{kin}} = 1,05$ ГэВ на один нуклон

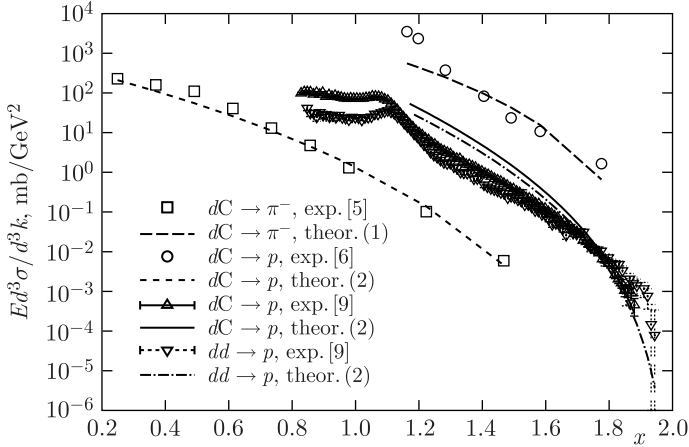


Рис. 3. Сравнение результатов теоретических расчетов инклюзивных сечений по формулам (1) и (2) (кривые) с экспериментальными данными (точки) по рождению отрицательно заряженных пионов и протонов при фрагментации дейтрона в реакциях $d + d$ и $d + C$ из работ [5, 6, 9, 10] (см. пояснения в тексте)

(дейтрон), проведенным в работе [10], что впоследствии экспериментально подтверждено в широком диапазоне начальных энергий. Сравнение этих данных с результатами расчетов по формулам (1) и (2) дает следующие значения нормировочных констант для dd -рассеяния:

$$C_{\pi} = C_{\pi}^{dd} = 0,77 \text{ мб/ГэВ}^2, \quad C_p = C_p^{dd} = 825 \text{ мб/ГэВ}^2. \quad (10)$$

При нахождении этих констант для процесса dd -рассеяния мы также учли, что согласно данным [5] сечения фрагментации дейтрона в отрицательно заряженные пионы на разных ядрах зависят от ядерного номера ядра A , на котором происходит фрагментация дейтрона как $A^{1/3}$.

Аппроксимации сечений (1) и (2) с этими нормировочными константами мы использовали для оценки выходов частиц в новой кумулятивной области центральных быстрот $0,5 < |y| < 1$ и больших поперечных импульсов, доступной для экспериментального изучения на NICA SPD.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты расчетов множественности пионов и протонов в кумулятивной области по формуле (9) с использованием инклюзивных сечений (1) и (2) в dd -рассеянии за счет процесса взаимодействия нуклона с 6-кварковым флуктоном для быстрот в интервале $0,5 < |y| < 1$ представлены в табл. 2 для двух значений начальной энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ и 8 ГэВ. При оценках множественности мы использовали $\sigma_{dd}^{\text{tot}} \simeq 120$ мб.

Таблица 2. Результаты расчетов множественности пионов и протонов в кумулятивной области по формуле (9) с использованием инклюзивных сечений (1) и (2) для быстрот в интервале $0,5 < |y| < 1$, образующихся в dd -рассеянии за счет процесса взаимодействия нуклона с b -кварковым флуконом

Сечение	x	$\sqrt{s_{NN}}$	
		4 ГэВ	8 ГэВ
$\langle n_{\pi^-} \rangle_{dd}$	$> 1,0$	$9 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$
	$> 1,2$	$6,6 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$
	$> 1,5$	$3,6 \cdot 10^{-7}$	$5,8 \cdot 10^{-8}$
$\langle n_p \rangle_{dd}$	$> 1,0$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-6}$
	$> 1,2$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-7}$
	$> 1,5$	$1,04 \cdot 10^{-5}$	$4,2 \cdot 10^{-9}$

Из табл.2 следует, что множественность кумулятивных частиц в указанной области быстро падает с увеличением начальной энергии dd -столкновения, что объясняется общим увеличением поперечных импульсов в кумулятивной области с ростом энергии (см. табл.1). По этой же причине наблюдается и резкое падение выходов частиц с увеличением степени их кумулятивности (см. строки в табл.2, рассчитанные для областей $1,2 < x < 2$ и $1,5 < x < 2$).

Из табл.2 видно также, что падение с ростом начальной энергии оказывается гораздо более значительным для кумулятивных протонов, чем для пионов, что обусловлено различным механизмом их образования (рис. 1 и 2), приводящим к различной зависимости от поперечного импульса (1) и (2).

При оценке реальных выходов кумулятивных частиц в dd -столкновениях в эксперименте SPD следует также принять во внимание, что найденное падение их множественностей при росте начальной энергии $\sqrt{s_{NN}}$ от 4 до 8 ГэВ может компенсироваться увеличением светимости для dd -пучков в этом интервале энергий. Согласно [21] при 8 ГэВ для dd -пучков планируется достичь светимости $L_{dd} = 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Однако ожидается, что при энергиях на нижнем пределе (4 ГэВ) она будет меньше примерно на 2 порядка. Чтобы учесть этот эффект, мы также выполнили оценки выходов (Y_{dd}) числа частиц в указанной кумулятивной области в dd -столкновениях, которые можно ожидать за 1 ч (t) набора данных на установке SPD коллайдера NICA (табл. 3).

При этой оценке, кроме указанного изменения светимости, мы, для реалистичности оценки, также ввели коэффициент 0,1, учитывающий, что при отборе событий (по положению вершины столкновения и пр. критериям) обычно остается только порядка 10% событий от общего числа:

$$Y_{dd} = 0,1 L_{dd} \sigma_{dd}^{\text{tot}} \langle n \rangle_{dd} t. \quad (11)$$

Таблица 3. Оценки выходов (Y_{dd}) кумулятивных пионов и протонов в интервале быстрот $0,5 < |y| < 1$ в dd -столкновениях за 1 ч набора данных на установке SPD коллайдера NICA, рассчитанные по формулам (9) и (11) с использованием инклюзивных сечений (1) и (2) и с учетом уменьшения светимости при энергии 4 ГэВ [21] (см. текст)

Выход	x	$\sqrt{s_{NN}}$	
		4 ГэВ	8 ГэВ
$Y_{dd} \rightarrow \pi^-$	> 1	400	8000
	$> 1,2$	30	500
	$> 1,5$	0,16	2,5
$Y_{dd} \rightarrow p$	> 1	10000	400
	$> 1,2$	500	20
	$> 1,5$	4,5	0,18

Отметим, что в эту оценку (11) входит только произведение $\sigma_{dd}^{\text{tot}} \langle n \rangle_{dd}$, которое согласно (9) уже не зависит от нашего выбора значения $\sigma_{dd}^{\text{tot}} \simeq 120$ мб, используемого выше для оценки самих средних множественностей пионов $\langle n_\pi \rangle$ и протонов $\langle n_p \rangle$ по формуле (9).

Из табл.3 видно, что за счет на два порядка большей светимости при 8, чем при 4 ГэВ, статистика набора событий оказывается сравнимой и достаточно большой при обеих энергиях, что позволит изучать зависимость выходов кумулятивных пионов и протонов при этих начальных энергиях в dd -столкновениях в эксперименте SPD на коллайдере NICA.

Преимуществом наблюдения редких процессов рождения частиц в кумулятивной области является значительно большая частота столкновений (I — Interaction Rate), которая может регистрироваться на быстрой установке SPD, по сравнению с более медленной установкой MPD, скорость которой ограничена использованием довольно медленной TPC. Так, в эксперименте SPD при светимости $L_{dd} = 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для dd -пучков при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 8$ ГэВ [21] частота столкновений будет составлять

$$I_{dd} = L_{dd} \sigma_{dd}^{\text{tot}} = 120 \text{ кГц}, \tag{12}$$

тогда как частота столкновений тяжелых ядер (AuAu или ViVi) при той же начальной энергии на одну нуклон-нуклонную пару, которую может регистрировать установка MPD, не превышает 7 кГц [22, 23].

Важно, что для надежной регистрации очень редких событий рождения частиц в кумулятивной области и надежного отделения их треков от разного рода ложных фоновых треков очень желательно иметь сигнал с нескольких типов детекторов, используемых на установке. В этом плане особенно важна информация с внутренней трековой системы, позволяющая надежно подтвердить выходение трека кумулятивной частицы из вершины первичного взаимодействия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате приходим к общему выводу, что новая кумулятивная область центральных быстрот и больших поперечных импульсов может быть экспериментально исследована только при умеренных энергиях коллайдера NICA и недоступна для изучения при сверхвысоких энергиях коллайдеров RHIC и LHC. Отдельно важно отметить, что преимуществом изучения флуктонов именно в *dd*-столкновениях является то, что при нахождении дейтрона в состоянии флуктона (6-кваркового мешка) в нем, в отличие от более тяжелых ядер, не остается примеси других одиночных нуклонов. Это уменьшает фон и дает возможность регистрации, кроме самой кумулятивной частицы, еще и частиц, образующихся от фрагментации остатка флуктона [24–27].

Важную роль для регистрации редких кумулятивных процессов играет и значительно большая частота столкновений, которые может регистрировать установка SPD по сравнению с более медленной MPD. Это открывает возможность изучения редкого и интересного с физической точки зрения процесса — рассеяния флуктона на флуктоне. При этом для случая *dd*-рассеяния, в отличие от случая столкновения тяжелых ядер, никаких дополнительных фоновых нуклон-нуклонных столкновений не будет, что позволит исследовать этот процесс в наиболее чистом виде, когда оба взаимодействующих дейтрона в момент взаимодействия находятся в состоянии 6-кварковых мешков. Такой процесс возможно экспериментально изучать только в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов, доступной для исследования на установке SPD, и невозможно экспериментально исследовать в обычной кумулятивной области фрагментации одного из дейтронов.

Работа В. В. Вечернина и С. Н. Белокуровой поддержана грантом Российского научного фонда (проект № 23-12-00042).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Leksin G. A.* Elastic and Quasi-Elastic Scattering of 660 MeV Protons by Deuterons // *Sov. Phys. JETP.* 1957. V. 5. P. 371–377.
2. *Azhgirei L. S., Vzorov I. K., Zrelou V. P., Meshcheriakov M. G., Neganov B. S., Shabudin A. F.* Knockout of Deuterons from Li, Be, C, and O Nuclei by Protons of Energy 675 MeV // *Sov. Phys. JETP.* 1958. V. 6. P. 911–919.
3. *Blokhintsev D. I.* On the Fluctuations of Nuclear Matter // *Ibid.* P. 995–999.
4. *Baldin A. M., Gerasimov S. B., Guiordenescu H., Zubarev V. N., Ivanova L. K., Kirillov A. D., Kuznetsov V. A., Moroz N. S., Radomanov V. B., Ramzhin V. N., Stavinskii V. S., Yatsuta M. I.* Production of Cumulative Hadrons in Quark Models of Flucton Fragmentation // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1988. V. 47. P. 868–874.
5. *Papp J., Jaros J., Schroeder L., Staples J., Steiner H., Wagner A., Wiss J.* Inclusive Pion Production in Collisions of Relativistic Protons, Deuterons, Alphas, and Carbon Ions with Nuclei // *Phys. Rev. Lett.* 1975. V. 34. P. 601–604.

6. Papp J. Ph.D. Thesis. Univ. of California. Rep. No. LBL-3633. Berkeley, 1975.
7. Baldin A.M., Bondarev V.K., Giordenescu N., Golovanov L.B., Mazar-sky V.L., Manyatovsky A.N., Moroz N.S., Panebrattsev Yu.A., Pentsya M., Postoreiko A.A., Rikhvitsky S.V., Stavinsky V.S., Khrenov A.N., Tsvi-nev A.P. Experimental Data on Cumulative Pion Production at 8.9-GeV/c Proton Interaction with Light Nuclei. JINR Preprint 1-82-28. Dubna, 1982.
8. Ableev V.G., Abdushukurov D.A., Avramenko S.A., Dimitrov Ch., Filipkow-ski A., Kobushkin A.P., Nikitin D.K., Nomofilov A.A., Piskunov N.M., Sharov V.I., Sitnik I.M., Strokovsky E.A., Strunov L.N., Vizireva L., Vo-robiev G.G., Zaporozhets S.A. A Study of the Proton Momentum Spectrum from Deuteron Fragmentation at 8.9 GeV/c and an Estimate of Admixture Parameters for the Six-Quark State in the Deuteron // Nucl. Phys. A. 1983. V. 393. P. 491–501.
9. Azhgirei L.S., Vzorov I.K., Zhmyrov V.N., Ivanov V.V., Ignatenko M.A., Kuznetsov A.S., Kozhevnikov Yu.A., Mulas E., Razin S.V., Stoletov G.D., Yudin N.P. Study of $A(d,p)X$ Reactions at 9 GeV/c at Proton Large Transverse Momenta // Sov. J. Nucl. Phys. 1987. V. 46. P. 661–664.
10. Schmidt I.A., Blankenbecler R. Relativistic Interactions between Nuclei // Phys. Rev. D. 1977. V. 15. P. 3321.
11. Efremov A.V., Kaidalov A.B., Kim V.T., Lykasov G.L., Slavin N.V. Produc-tion of Cumulative Hadrons in Quark Models of Flucton Fragmentation // Sov. J. Nucl. Phys. 1988. V. 47. P. 868–874.
12. Braun M.A., Vechernin V.V. Nuclear Structure Functions and Particle Produc-tion in the Cumulative Region in the Parton Model // Nucl. Phys. B. 1994. V. 427. P. 614–640.
13. Braun M.A., Vechernin V.V. Structure Functions and Particle Production in the Cumulative Region: Two Different Exponentials // Phys. Atom. Nucl. 1997. V. 60. P. 432–438.
14. Braun M.A., Vechernin V.V. Transverse-Momentum Dependence of Cumulative Pions // Phys. Atom. Nucl. 2000. V. 63. P. 1831–1834.
15. Braun M.A., Vechernin V.V. Production of Cumulative Hadrons in Quark Models of Flucton Fragmentation // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2001. V. 92. P. 156–161.
16. Braun M.A., Vechernin V.V. Quark Coalescence Mechanism near the Thre-shold // Theor. Math. Phys. 2004. V. 139. P. 766–786.
17. Vechernin V. Transverse Momentum Dependence of Spectra of Cumulative Particles Produced from Droplets of Dense Nuclear Matter // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1707. P. 060020.
18. Vechernin V.V. Clusters of Cold Dense Nuclear Matter and Their Registration with the MPD Vertex Detector // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52. P. 604–608.
19. Zherebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Vechernin V.V., Igolkin S.N. The Concept of the MPD Vertex Detector for the Detection of Rare Events in Au + Au Collisions at the NICA Collider // Nucl. Instr. Meth. A. 2021. V. 985. P. 164668.
20. Vechernin V.V. Yield of Particles in the Cumulative Region at Central Rapidities and Large Transverse Momenta at the NICA Collider // Phys. Part. Nucl. 2022. V. 53. P. 433–440.

21. *Abazov V. M. et al. (The SPD Collab.)*. Conceptual Design of the Spin Physics Detector. arXiv:2102.00442v3 [hep-ex]. 2022.
22. *Kekelidze V., Kovalenko A., Lednicky R., Matveev V., Meshkov I., Sorin A., Trubnikov G.* Feasibility Study of Heavy-Ion Collision Physics at NICA JINR // Nucl. Phys. A. 2017. V. 967. P. 884–887.
23. *Kekelidze V., Matveev V., Meshkov I., Sorin A., Trubnikov G.* Project Nuclotron-Based Ion Collider Facility at JINR // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. P. 727–741.
24. *Alekseev I. G., Vishnyakov V. E., Golutvin A. I., Goryachev V. S., Dzubenko G. B., Dolgolenko A. G., Zagreev B. V., Kiselev S. M., Korolko I. E., Leksin G. A., Mikhaylov K. R., Polozov P. A., Prokudin M. S., Svirida D. N., Stavinsky A. V., Stolin V. L., Sharkov G. B.* Measurement of Cumulative-Photon Spectra at High Transverse Momenta in $^{12}\text{C}^9\text{Be}$ Interactions at an Energy of 3.2 GeV per Nucleon // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 1848–1859.
25. *Denisovskaya O., Mikhailov K., Polozov P., Prokudin M., Sharkov G., Stavinsky A., Stolin V., Tolochev R., Tolstoukhov S.* Dense Cold Nuclear Matter Study with Cumulative Trigger. Proposal. arXiv:0911.1658. 2009.
26. *Stavinskiy A.* Dense Cold Matter with Cumulative Trigger // Phys. Part. Nucl. Lett. 2011. V. 8. P. 912–914.
27. *Vechernin V. V.* Correlation of Cumulative Particle Production with Strange and Heavy-Flavor Particle Yields in the String Fusion Model // Phys. Part. Nucl. 2023. V. 54. P. 528–535.