

UDC: 539.1

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ЖЕСТКИХ И МЯГКИХ ПРОЦЕССОВ ИЗ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ПРИ ИМПУЛЬСАХ 4.2AGeV/c и 10GeV/c

Л. Н. Абесалашвили, Л. Т. Ахобадзе, Ю. В. Тевзадзе, Т. А. Торияшвили

Институт Физики Высоких Энергий Тбилисского Государственного Университета им. И. Джавахишвили

Аннотация

В работе изучаются и сравниваются между собой импульсные и угловые характеристики р-протонов из жестких и мягких процессов, которые образуются в (P,d,He,C)Ta столкновениях при импульсах 4.2AGeV/c и 10GeV/c. Экспериментальные результаты из CТа–углерод–танталовых соударений (при 4.2AGeV/c) сравниваются с предсказаниями модели QGSM – кварк-глюонная струнная модель. Характеристики p^{cum} -кумулятивных протонов не зависят от A_i , и от первичного импульса.

Делается вывод, что образование кумулятивных протонов в основном обусловлено флуктуацией плотности нуклонов тяжёлого ядра мишени Та - тантала– “холодная” модель, но определенную роль играют масса и энергия налетающей частицы.

Изучены характеристики p^{max} –протонов, которые имеют максимальное кумулятивное число n_c^{max} ; показано, что они не зависят от A_i - массового числа налетающего ядра и от первичного импульса-зависят только от n_c^{max} - максимального кумулятивного числа; возможно, это является проявлением единого механизма адронизаций кварков или глюонов-т.н. гипотеза „мягкого“ обесцвечения.

ключевые слова: ядро-ядерные столкновения, кварк-глюонная струнная модель, адронизация кварков.

Введение

Одной из интересных задач релятивистской ядерной физики является выделение из неупругих событий жестких и мягких процессов и сравнение характеристик частиц между собой.

Экспериментальный материал получен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры (PBC-500) Лаборатории Высоких Энергий Объединённого Института Ядерных Исследований – ЛВЭ ОИЯИ, Дубна. Камера облучалась пучками лёгких релятивистских ядер - p, d, He, C, F в импульсном интервале (2-10)AGeV/c. Методические вопросы связанные с обработкой и анализом данных рассмотрены в работах [1-6].

Анализ экспериментальных данных

I.Выделение жестких и мягких процессов из неупругих $A_i A_t$ - ядро-ядерных взаимодействий.

Актуальность изучения жестких и мягких процессов, образованных ядро-ядерных столкновениях связана с возникновением p^{cum} –кумулятивных частиц (в нашем случае кумулятивных протонов). Со своей стороны образование кумулятивных протонов связан с образованием в ядре мишени т. н. FL – флуктонов [7]. FL – многокварковая плотная система в ядре мишени, которая образуется из-за флуктуации плотности нуклонов, когда 2 или больше нуклонов ядра мишени образуют единую систему в течение очень короткого

времени. Размеры флуктонов менее $1F=(10-13)\text{см}$. Из-за рассеяния налетающих частиц на флуктоне образуются кумулятивные протоны и следовательно N_{ev}^H – жесткие процессы. Протон считается кумулятивным если его кумулятивное число, $n_c > 1$, ($n_c = (E - p_{\parallel}) / m_N$), E – энергия, $p_{\parallel}$ – продольный импульс в Lab – системе, m_N – масса нуклона) [2]. Событие считается жестким - N_{ev}^H если среди вторичных протонов есть хотя бы один кумулятивный протон. События в которых нет ни одного кумулятивного протона считаются мягкими- N_{ev}^S . Образование N_{ev}^H – процессов связан с жестким рассеянием объектов взаимодействующих систем [2]. Таким образом, жесткие процессы образуются из-за рассеяния налетающих частиц (в нашем случае нуклонов) на флуктонах. А мягкие процессы – из-за рассеяния на нуклонах и на частях нуклонов. Если это так, то характеристики частиц из жестких и мягких процессов должны отличаться друг от друга существенно; и, это действительно так (см. Таблицы). Флуктоны, многокварковые конфигурации в ядрах могут возникнуть в двух различных физических процессах : первый - обусловлен флуктуацией плотности ядра мишени (или, флуктуацией плотности нуклонов в ядре мишени) носит название “холодной” модели. Второй - “горячая” модель – связан сжатием ядерной материи мишени (нуклонов мишени) под давлением налетающего объекта (адрона, или ядра снаряда) приводящим к образованию плотных кварковых мешков - FL –флуктонов [8,9,12].

Средние кинематические характеристики(скх) p –протонов и p^{cum} -кумулятивных протонов из жестких и мягких соударении приведены в таблицах.

Кроме p^{cum} -кумулятивных протонов ($n_c^p > 1$) существуют некумулятивные, сопутствующие протоны с ($n_c^p \leq 1$) ; это значит, что налетающий объект взаимодействует не только с флуктонами, но и с частями нуклонов (q–кварками) и с нуклонами. Таким образом, ядро мишень можно рассматривать, как много компонентную мишень (при релятивистских энергиях).

Протоны, которые находятся в N_{ev}^H – жестких событиях обозначим через p^H (сюда т.е. в жестких событиях входят не только p^{cum} –кумулятивные протоны, но и p^{ass} -сопутствующие протоны для которых ($n_c^p \leq 1$), которые находятся в жестких событиях вместе с p^{cum}). Если критерий разделения полной статистики неупругих событий, на N_{ev}^H и N_{ev}^S адекватные, то эти процессы должны иметь скх существенно отличные друг от друга (см. табл.№ 1-3).

Особенно резко отличаются друг от друга характеристики p^{cum} -кумулятивных и p^S – лидирующих протонов из мягких соударений.

$$\langle p_L^{cum} \rangle = (0.578 \pm 0.015) \text{ GeV}/c; \langle \theta_L^{cum} \rangle = (105.300 \pm 1.630) \text{ degr}; \langle \cos \theta_{NN} \rangle = (-0.934 \pm 0.021);$$

$$\langle p_L^S \rangle = (1.674 \pm 0.009) \text{ GeV}/c; \langle \theta_L^S \rangle = (25.280 \pm 0.480) \text{ degr}; \langle \cos \theta_{NN} \rangle = (-0.125 \pm 0.006) \quad (1)$$

(CTa – соударения. Табл.№ 1)

С уменьшением массового числа налетающего ядра (от CTa до pTa) для p^S – протонов усиливается влияние ядра мишени $\langle \cos \theta_{NN}^{*S} \rangle = (-0.125 \pm 0.006)$ (CTa) (Табл.№1); $\langle \cos \theta_{NN}^{*S} \rangle = (-0.552 \pm 0.013)$ (pTa) Табл.№ 3;

Таблица №1 Характеристики p - протонов из CTa –соударений при 4.2AGeV/c

частицы	$\langle p_L \rangle \text{ GeV/c}$	$\langle \theta_L \rangle \text{ degr}$	$\langle Y_L \rangle$	$\langle \cos \theta_{NN}^* \rangle$
p -протоны				
p^H	0.986 ± 0.009	50.190 ± 0.510	0.436 ± 0.005	-0.616 ± 0.010
p^{cum}	0.578 ± 0.015	105.300 ± 1.630	-0.073 ± 0.004	-0.934 ± 0.021
p^S	1.674 ± 0.009	25.280 ± 0.450	0.423 ± 0.002	-0.125 ± 0.006
p^{ass}	1.098 ± 0.012	35.130 ± 0.290	0.432 ± 0.003	-0.529 ± 0.003
$P(t)(EXP)$	1.144 ± 0.010	46.320 ± 0.300	0.624 ± 0.007	-0.500 ± 0.007

Обозначения: $p(t)$ -инклюзивные (все) протоны. Видно, что существенно различаются друг от друга не только сск p^{cum} и p^S - протонов, но и сск p^S и p^{ass} протонов

$$\begin{aligned} \langle p_L^S \rangle &= (1.582 \pm 0.036) \text{ GeV/c}; \langle \theta_L^S \rangle = (26.950 \pm 0.400) \text{ degr}; \langle \cos \theta_{NN}^* \rangle = (-0.552 \pm 0.013); \\ \langle p_L^{ass} \rangle &= (0.927 \pm 0.020) \text{ GeV/c}; \langle \theta_L^{ass} \rangle = (37.080 \pm 0.570) \text{ degr}; \langle \cos \theta_{NN}^{ass} \rangle = (-0.829 \pm 0.019) \end{aligned} \quad (3)$$

Таблица №2 характеристики p - протонов из dTa –соударений при 4.2AGeV/c

частицы	$\langle p_L \rangle \text{ GeV/c}$	$\langle \theta_L \rangle \text{ degr}$	$\langle Y_L \rangle$	$\langle \cos \theta_{NN}^* \rangle$	$\langle x \rangle$
p^H	0.763 ± 0.023	58.820 ± 1.500	0.307 ± 0.021	-0.816 ± 0.024	-0.619 ± 0.023
p^{cum}	0.510 ± 0.057	108.400 ± 3.130	-0.105 ± 0.011	-0.950 ± 0.042	-1.031 ± 0.042
p^S	1.126 ± 0.019	31.780 ± 1.700	0.733 ± 0.021	-0.475 ± 0.011	-0.265 ± 0.012
p^{ass}	0.728 ± 0.011	38.990 ± 0.320	0.484 ± 0.012	-0.758 ± 0.015	-0.442 ± 0.014
$P(t)$	0.859 ± 0.020	47.941 ± 0.512	0.488 ± 0.021	-0.672 ± 0.015	-0.469 ± 0.021

Характеристики p^S и p^{ass} протонов существенно отличаются друг от друга (несмотря на то, что для обоих типов протонов $n_c \leq 1$) в формировании протонов существенную роль играет ядерная среда в виде FL -флуктонов; средний импульс p^S -протонов всегда больше, чем средний импульс p^{ass} протонов; а средний угол вилета- наоборот $\langle \theta_L^S \rangle$ меньше чем, $\langle \theta_L^{ass} \rangle$.

Таблица №3 Характеристики p - протонов pTa –соударений при 10GeV/c

частицы	$\langle p_L \rangle \text{ GeV/c}$	$\langle \theta_L \rangle \text{ degr}$	$\langle Y_L \rangle$	$\langle \cos \theta_{NN}^* \rangle$
p^H	0.821 ± 0.016	58.120 ± 1.100	0.383 ± 0.011	-0.870 ± 0.017
p^{cum}	0.569 ± 0.022	107.700 ± 2.580	-0.093 ± 0.041	-0.967 ± 0.031
p^S	1.582 ± 0.036	26.950 ± 0.400	0.943 ± 0.022	-0.552 ± 0.013
p^{ass}	0.927 ± 0.020	37.080 ± 0.570	0.585 ± 0.015	-0.829 ± 0.019
$P(t)$	1.071 ± 0.015	47.860 ± 0.500	0.507 ± 0.014	0.766 ± 0.008

II. Характеристики p^{cum} -кумулятивных протонов образованных в $A_i A_t$ –соударениях

Рассмотрим p^{cum} -кумулятивные протоны образованные в $A_i A_t$ -ядро-ядерных соударениях и проанализируем характеристики в зависимости от A_t -массового числа налетающего ядра и энергий.

Известно, что характеристики вторичных частиц зависят от типа налетающей частицы, типа мишени и энергий. Но, Существуют процессы (величины), которые не зависят не только от A_i и A_t , но и от энергии. Вот с этой точки зрения рассмотрим образование кумулятивных частиц, в нашем случае, p^{cum} протонов из $A_i A_t$ –соударений [4,5,12,13,14,15].

Из табл.1,2,3 видно что, средние кинематические характеристики p^{cum} -кумулятивных протонов из CTa -углерод-танталовых и dTa -дейтрон-танталовых (при 4.2AGeV/c) и pTa -протон-танталовых (при 10GeV/c) соударениях практически одинаковы – нет зависимости ни

от энергий, ни от A_i -массы налетающего ядра. Можно сказать, что имеет место гипотеза „мягкого“ обесцвечения - возможно, имеет место единый механизм адронизации кварков и глюонов [2,11].

Надо отметить, что характеристики кумулятивных протонов летящих вперед и назад в Lab-системе, также заметно различаются, что также согласуется с результатами работ [2,16].

Оказывается, что среди вторичных частиц лидирующими являются p^S - протоны из мягких процессов. (см табл. 1, 2, 3). Можно сказать, что это хорошо согласуется с представлением о том, что эти частицы образуются из кварков-спектаторов проходящих сквозь ядро без взаимодействия; а кумулятивные частицы являются сигналом о том, что произошло жесткое соударение другого кварка налетающего протона с флуконом [2,3,10].

III. Анализ характеристик протонов из A_iTa -соударений в зависимости от n_c^{max}

Как выше было сказано, в физике существуют величины которые не зависят ни от массы, ни от энергии – т. н. масштабные – скейлинговые величины. Рассмотрим с этой точки зрения p^{cum} –кумулятивные протоны и p^{ass} -протоны.

III. Анализ характеристик протонов из A_iTa -соударений в зависимости от n_c^{max} .

Как выше было сказано, в физике существуют величины (или, вернее, структурные функции) которые не зависят ни от массы, ни от энергии – т. н. масштабные – скейлинговые величины. Рассмотрим с этой точки зрения p^{cum} –кумулятивные и p^{ass} -протоны.

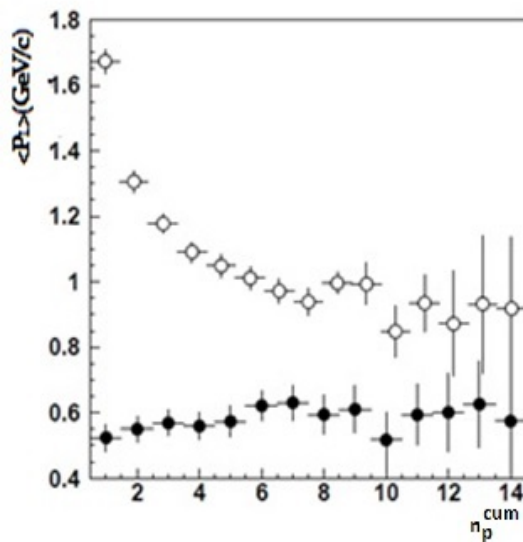


рис.1 CTa -углерод-танталовое соударения при (4.2A GeV/c): $\langle p_T(n_p^{cum}) \rangle$ зависимость средних импульсов протонов от n_p^{cum} числа кумулятивных протонов в событии. •- p^{cum} , ○- p^{ass}

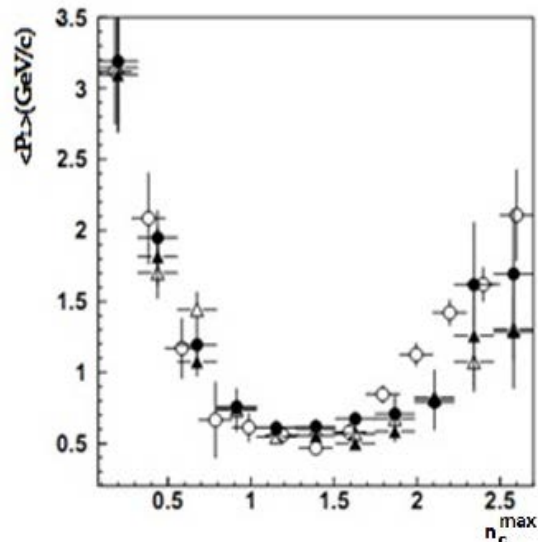


рис.2. CTa - углерод-танталовое соударения при (4.2A GeV/c); $\langle \theta_L(n_p^{cum}) \rangle$ зависимость среднего угла рассеяния протонов от n_p^{cum} . •- p^{cum} , ○- p^{ass}

Характеристики p^{cum} и p^{ass} протонов существенно отличаются. Но, обращает на себя внимание тот факт, что среднее значение импульсов кумулятивных протонов не зависит

от числа кумулятивных протонов в событиях – не чувствуется рост степени кумулятивности процесса, т.е. фактически рост числа нуклонов участвующих во взаимодействиях не влияет на характеристики протонов.

С ростом $p_{p^{cum}}$ – числа кумулятивных протонов в событиях – средний импульс p^{ass} – сопутствующих протонов резко уменьшается, потом при $p_{p^{cum}} > 8$, выходит на плато (рис.1).

Интересно исследовать зависимость характеристики частиц от n_c^{max} – значений максимального кумулятивного числа, т.е исследовать поведение функций $\langle p_L(n_c^{max}) \rangle$ – зависимость импульсов от n_c^{max} . С ростом n_c^{max} – максимального кумулятивного числа, резко уменьшается $\langle p_L^{max} \rangle$ – среднее значение импульса протона с максимальным кумулятивным числом. Резкий спад $\langle p_L^{max} \rangle$ прекращается при $n_c^{max} \sim 1$. Потом в интервале $1 \leq n_c^{max} \leq 2$ кривая выходит на плато; а при $n_c^{max} \approx 2$ и выше (когда рассеяние происходит на флуктонах) опять начинается резкое увеличение $\langle p_L^{max} \rangle$ – многочастичное взаимодействие – кумулятивный эффект (рис 2).

Подобное поведение функций $\langle p_L^{max}(n_c^{max}) \rangle$ наблюдается и для p_i^- – пи минус мезонов, образованных p_i^- С – взаимодействиях при импульсе 40 GeV/c [2].

Надо отметить, что поведение функций $\langle p_L^{max}(n_c^{max}) \rangle$ не зависит ни от A_i – массового числа налетающего ядра, ни от A_t – массового числа ядра мишени, ни от первичной энергии – имеет место т. н. гипотеза “мягкого” обесцвечивания – Hypothesis of soft decoloration [16]. Поведение функции зависит только от n_c^{max} .

Заключение:

Изучение характеристик жестких и мягких процессов образованных в $A_i A_t \equiv (p, d, He, C) Ta$ – соударениях, при импульсах 4.2AGeV/C и 10GeV/C показал:

- 1) Образование N_{ev}^H – жестких процессов в основном определено массовым числом тяжелого ядра мишени – A_t (в CTa – соударениях (при 4.2AGeV/C) ≈ 54 процентов событий являются жесткими); но, существует определенная зависимость от первичной энергии (PTa – протон–танталовых соударениях $\sim 42\%$ событий являются жесткими);
- 2) Характеристики p^{cum} – кумулятивных протонов практически не зависят от A_t – массового числа налетающего ядра и от первичной энергии;
- 3) Характеристики p^{max} – протонов имеющих n_c^{max} – максимальное кумулятивное число однозначно зависят, только от значения n_c^{max} . Результаты 3 и 4 – го пунктов дают возможность заключить – возможно имеет место Hypothesis of soft decoloration – гипотеза “мягкого” обесцвечивания и существует единый механизм адронизации кварков и глюонов;
- 4) Образование флуктонов (или, образование Плотных Кварковых Соединений) в основном обусловлено флуктуацией плотности нуклонов тяжелого ядра мишени – “холодная” модель, но определенную роль играют масса и энергия налетающего объекта.

Литература

1. 1. Беляков В. А. ОИЯИ, Дубна, 2001, P1- 2001-14; Amelin N.S. et. All; Phys. Rev. C, 1995, 52, 362 ; Gudina K.K. Toneev V. D. Nucl. Phys. A, 1983, 400, 173 ;
2. А. И. Аношин, Балдин А.М. и др. ЯФ, 1982, 36, 409; Баатар Ц. и др. ЯФ, 1982, 36, 2(8), 431;
3. А. М. Балдин ОИЯИ, Е-80-545, Дубна, 1980; В. С. Ставинский ЭЧАЯ, 1979, 10, 950;
4. Армутлийский Д.,...,Тевзадзе Ю. В. ЯФ, 1987, 49,182; ОИЯИ, Дубна,.1987, P1-87-905;
5. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Дубна, 1979, 1- 1224;
6. Abdrakhmanov E. O. ,...,Tevzadze Yu.V. et.al, JINR, E1-11517, Dubna, 1978; Yad. Fiz., 1978,28, 1304;
7. Балдин А.М. Краткое Сообщение по физике, 1971 №35; ЭЧАЯ, 1977, 8, 429;
8. Соловьев М. И., Тевзадзе Ю. В.и др.1987, ОИЯИ, Дубна,P1-87-906;
9. Grigalashvili N. S. ,..., Tevzadze Yu.V. Yad. Fiz., 1988, 48, 476;
10. Burov V.V., V. K. Lukianov and A.I. Titov, Phys. Lett. 1977,B67 46;
11. Baldin A. M. et al, JINR, P1-36-448, Dubna,1983.
12. Олимов К. и др. ЯФ, 2009, 72, №3, 604;
13. Agakishiev G. N.and et. al. JINR, P1-36-448, Dubna, 1984; Yad. Fiz, 1987,45, 1373;
14. Grishin V. G., et al. JINR, E1-86-639, Dubna, 1986 ;
15. Akhobadze L. T. et al., GESJ : PHYSICS, 2011, N 1(5), p 95;
16. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Дубна, 1983, P1- 83-483. Basile M. . et al.Phys. Lett, 1980,92B,367 ; 1980,95B,311 ;1981,99B,247.

Работа выполнена при финансовой поддержке Национального Научного Фонда Грузии им. Шота Руставели (грант D1/38/6-200/2013)

Article received: 2015-05-16