

UDC 539.1

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК P_i МИНУС МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ ИЗ СТА И СС- СОУДАРЕНИЙ(ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4.2AGeV/C)В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЧИСЛА СТРИППИНГОВЫХ ЧАСТИЦ

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

Институт Физики Высоких Энергий им. И. Джавахишвили Тбилисского Государственного Университета.
e-mail: itevzadze@rambler.ru

Аннотация

В работе изучаются и анализируются импульсные и угловые характеристики p_i минус мезонов и p -протонов из СТА– углерод-танталовых и СС–углерод-углеродных соударений (при импульсе 4.2AGeV/C) в зависимости от числа стриппинговых частиц (протонов) – n_{st} . Для сравнения используются данные из dТа–дейтрон–танталовых и HeТа – гелий–танталовых столкновений при импульсе 4.2AGeV/C.

Экспериментальные данные из СТАи СС–соударений сравниваются с предсказаниями модели кварк – глюонных струн [1]. Предсказания QGSM - кварк – глюонной струной модели близки к экспериментальным.

Средние угловые и импульсные характеристики p_i минус мезонов и p -протонов зависят от n_{st} .

Введение

Средние кинематические характеристики (скх) вторичных частиц из hh -адрон – адронных, hA_T -адрон–ядерных и A_iA_T -ядро–ядерных соударений зависят от импульса и массы налетающего объекта, от массового числа мишени. Как правило, анализ характеристик делается на основе разных моделей. Об этом существует многочисленная литература [2] и ссылки там же.

Существенно меньше данных о зависимости скх частиц от числа стриппинговых частиц (протонов)– об этом пойдет речь в данной статье

Анализ экспериментальных данных

Экспериментальный материал получен с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ППК-500, ЛВЭ ОИЯИ (Дубна). Камера облучалась релятивистскими ядрами P,d,He,C,F,Mgв импульсном интервале (2÷10)AGeV/C. В камере размещались 3 танталовые пластины толщиной 1 мм [3]. Методические вопросы связанные с анализом и обработкой экспериментальных данных рассмотрены в работах [4].

QGSM - Модель кварк–глюонной струны является детальной реалистической микроскопической моделью на основе струнной феноменологии адронных соударений. В модели заложен непerturbативный подход к КХД. Она рассчитана на описание процессов взаимодействия hh - адрон–адрон, hA_T -адрон–ядро и A_iA_T -ядро–ядро, через образование одной или нескольких струн [1].

Средние импульсные и угловые характеристики p_i минус мезонов и p -протонов из СТА– соударений при импульсе 4.2AGeV/C приведены в табл.№1. Из табл.№1 видно, что экспериментальные и модельные средние импульсные и угловые характеристики хорошо согласуются друг с другом (см. также рис. 1–3).

Рассмотрим более детально зависимость скх частиц (p_i минус мезонов и p -протонов) от числа стриппинговых протонов – n_{st} .

В табл.№2 приведены средние импульсные и угловые характеристики p_i минус мезонов из СТА–соударений при импульсе 4.2AGeV/C в зависимости от числа (количества) стриппинговых частиц – n_{st} .

Здесь же приведены средние множественности p_i -минусмезонов образованных CTa -соударениях, в зависимости от n_{st} , т. е. $\langle n_{p_i}(n_{st}) \rangle$.

Видно, что средняя множественность p_i -минусмезонов с ростом n_{st} числа стриппинговых частиц (протонов) ~ 3 раза уменьшается; увеличивается $\langle p_L(n_{st}) \rangle$ -средний импульс и явно уменьшается $\langle \theta_L(n_{st}) \rangle$ - угол вылета.

Явно уменьшается с ростом n_{st} влияние тяжелого ядра мишени – Ta (см. $\langle x(n_{st}) \rangle$ и $\langle \cos\theta^*(n_{st}) \rangle$).

Что касается поведения p_i -минусмезонов в зависимости от n_{st} : резко уменьшается (~ 6.5 раз) $\langle n_p(n_{st}) \rangle$ средняя множественность протонов; ~ 1.7 раз уменьшается угол вылета; ~ 1.8 раз увеличивается $\langle p_L(n_{st}) \rangle$; существенно уменьшается влияние ядра мишени – Ta ($\langle x \rangle$ и $\langle \cos\theta^* \rangle$ табл. №3). $x = \frac{2p_{i1}^*}{\sqrt{s}}$ – переменная Фейнмана, где p_{i1}^* – продольный импульс в с.

ц. м., \sqrt{s} – энергия в с. ц. м..

В данной работе, когда мы говорим насчет n_{st} - стриппинговых частиц, имеем ввиду протоны из налетающего ядра C – углерода; что касается стриппингов -нейтронов из налетающего ядра углерода мы их не контролируем. Поэтому в таблицах обозначение $n_{st}=0$ означает, что в событиях нет стриппинговых протонов и имеем не центральные CTa – соударения, а полуженральные (как показано в работе [6]).

Средние множественности p_i -минусмезонов и p -протонов при $n_{st}=0$ (т.е. в полуженральных событиях) равны: $\langle n_{p_i}(n_{st}=0) \rangle = 3.11 \pm 0.11$; $\langle n_p(n_{st}=0) \rangle = 13.63 \pm 0.44$; а в центральных событиях - $\langle n_{p_i}(c) \rangle = 7.11 \pm 0.40$ и $\langle n_p(c) \rangle = 25.73 \pm 0.34$ [6]. Таким образом, стриппинговые нейтроны в образовании заряженных частиц (p_i -минусмезонов и p -протонов) играют такую же роль, что и стриппинговые протоны (см. табл. №2 и №3).

Выясним такой вопрос – влияет ли рост количества стриппинговых протонов- n_{st} событий на значение средней кинетической энергий (или T -температуры) p_i -минусмезонов и p -протонов.

Температура p_i минус мезонов и p -протонов

Температура возбужденной системы адронов является одним из важнейших параметров, определяющих состояние ядерной материи.

Температуру можно оценить двумя методами: по наклону спектра по E_k частиц (p_i -минусмезонов и p -протонов) и с помощью распределения по поперечному импульсу - p_{\perp} .

Экспериментальные спектры проанализированы зависимостью

$$F(E_k^*) = \left(\frac{1}{p^* E^*}\right) \frac{dN}{dE_k^*} = A \exp\left(-\frac{E_k^*}{T}\right) (1)$$

где E_k^* – кинетическая энергия частицы в с. ц. м., p^* и E^* – полный импульс и полная энергия частицы в с. ц. м.. Величина T – температуры в формуле (1) определяет среднюю кинетическую энергию рассматриваемых частиц, и следовательно, характеризует температуру возбужденной ядерной материи в той стадии ее расширения, когда испускается данная частица. Поэтому параметр T обычно называется средней или инклюзивной температурой.

Выше было сказано, что T – температура может быть определена также из распределений по поперечному импульсу - p_{\perp} . Этот метод был предложен в термодинамической модели Хагедорна [5]. Некоторые авторы считают, что распределение по p_{\perp} предпочтительнее в силу инвариантности этой величины. Распределения по p_{\perp} аппроксимировали выражением

$$\frac{dN}{dp_{\perp}} = Ap_{\perp}(TE_{\perp})^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_{\perp}}{T}\right) \quad (2)$$

где $E_{\perp} = \sqrt{p_{\perp}^2 + m^2}$ - поперечная масса, m – масса частицы.

Результаты аппроксимации с помощью $\phi(1)$ и $\phi(2)$ приведены в таблице №4 (для p_i -минусмезонов) и в таблице №5 (для p_i -минусмезонов, $\phi(3)$); а для p -протонов в таблице №6, $\phi(1)$.

Из таблицы №4 видно, что результаты аппроксимации экспериментальных данных $\phi(1)$ и $\phi(2)$, а также моделированных данных (по QGSM) довольно таки близки друг к другу.

Если допустить существование двух центров образования p_i -минусмезонов из CTa -соударении аппроксимировать зависимость $F(E_k^*)$ двумя экспонентами (как экспериментальные, так моделированные данные) выражением

$$F(E_k^*) = A_1 \exp\left(-\frac{E_k^*}{T_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{E_k^*}{T_2}\right) \quad (3)$$

то получим результаты, которые представлены в табл.№5. Для температуры T_2 наблюдается резкая зависимость от угла вылета (уменьшение ~ 3.5 раза); T_1 уменьшается слабее ~ 1.5 раза. При приближении к центральной области ($\theta^* \sim 90^0$) роль второй экспоненты практически исчезает (т. к. $T_2 \ll T_1$) и хорошо работает модель одноцентрового образования p_i -минусмезонов в CTa -соударениях. QGSM не плохо воспроизводит результаты эксперимента.

В таблице №6 приведены результаты аппроксимации $\phi(1)$ распределении по E_k^* -кинетической энергии в с. ц. м. для p -протонов из CTa -соударений. Наблюдается явное уменьшение T – температуры по мере продвижения к центру, как в экспериментальных, так и в модельных событиях. Модельные и экспериментальные значения T – температур близки друг к другу.

Выше было сказано, что скх частиц (имеется ввиду: $\langle n \rangle$ - средняя множественность, $\langle p_L \rangle$ - средний импульс, $\langle \theta_L \rangle$ - средний угол вылета, $\langle \cos \theta^* \rangle$ и $\langle x \rangle$ - фейнмановская переменная) – явно зависят от угла вылета (см. таблицы №5 и №6).

Выясним такой вопрос – зависит ли T – температура частицы от n_{st} – числа (количества) стриппинговых частиц (в данном случае от стриппинговых протонов). Рассматриваем p_i -минусмезоны от CTa и CC – столкновениях.

Аппроксимация спектров p_i -минусмезонов формулами (1) и (2) в зависимости от числа (количества) стриппинговых частиц (протонов), приведены в таблицах №7 и №8.

Инклюзивная температура $-T(p_i$ -минусмезонов из CTa - соударений) определенная выражениями (1) и (2) практически одинаковая; то же самое касается T -температуры p_i -минусмезонов из моделированных событий:

$$\begin{aligned} \langle T_{p_i} \rangle_{(t, \text{exp}, 1)} &= (78 \pm 2) \text{mev} & \langle T_{p_i} \rangle_{(t, \text{mod}, 1)} &= (81 \pm 1) \text{mev} \\ \langle T_{p_i} \rangle_{(t, \text{exp}, 2)} &= (74 \pm 2) \text{mev} & \langle T_{p_i} \rangle_{(t, \text{mod}, 2)} &= (82 \pm 1) \text{mev} \end{aligned}$$

(см. табл. №4).

Что касается зависимости $T_{p_i}^-(n_{st})$ - температуры p_i -минус мезонов от n_{st} числа стриппинговых протонов, здесь ситуация такая: в полуцентральных событиях ($n_{st}=0$) значение температуры равно

$$\langle T_{p_i}^-(n_{st} = 0, \text{exp}, 1) \rangle = (76 \pm 1) \text{msv} \quad \langle T_{p_i}^-(n_{st} = 0, \text{mod}, 2) \rangle = (71 \pm 1) \text{msv}$$

С ростом числа n_{st} – стриппинговых частиц (от 1 до 3) температура практически не меняется; но, при $n_{st}=4$, температура явно уменьшается:

$$\langle T_{p_i}^-(n_{st} = 4, \text{exp}, 1) \rangle = (70 \pm 2) \text{msv} \quad \langle T_{p_i}^-(n_{st} = 4, \text{mod}, 2) \rangle = (64 \pm 4) \text{msv}$$

В моделированных событиях, при $n_{st}=6$, температура мезонов

$$\langle T_{p_i}(n_{st} = 6, \text{mod}, 2) \rangle = (73 \pm 3) \text{meV} \quad (\phi(2)) \quad (\text{Табл. №7}).$$

Что касается зависимости $T_{p_i}(n_{st})$ - температуры p_i мезонов от n_{st} из CC - соударений (табл. №8): обе формулы ($\phi(1)$ и $\phi(2)$) для T - температуры дают приблизительно одинаковые результаты; то же самое относится p_i мезонов из моделированных данных - температура не зависит от n_{st} .

Из-за малости статистики трудно сделать заключение о зависимости T - температуры от числа стриппинговых протонов в событиях. С другой стороны резкое увеличение массового числа налетающего ядра (когда n_{st} будет существенно возрастать) может быть даст ответ на вопрос - зависит ли T - температура (кинетическая энергия частицы) от n_{st} - числа стриппинговых протонов или нет.

QGSM - кварк - глюонная струнная модель специально создана для очень высоких энергий взаимодействующих частиц (сотни GeV). Несмотря на это, предсказания QGSM не только на качественном, но и на количественном уровне близки к экспериментальным данным CTa -взаимодействий при сравнительно низких энергиях (4.2 A GeV/C). Такие особенности модели позволяют отнести ее к универсальным моделям для описания взаимодействий элементарных частиц.

Заключение

Проведена проверка предсказаний QGSM - кварк - глюонной струнной модели взаимодействий элементарных частиц с экспериментальными данными CTa -углерод-танталовых и CC -углерод-углеродных соударений при импульсе 4.2 A GeV/C.

По совокупности данных сделан вывод, что хотя модель была специально предложена для очень высоких энергий (~ сотни GeV), ее предсказания близки к экспериментальным при энергиях несколько GeV.

Конкретно:

1) QGSM - кварк - глюонная струнная модель не плохо воспроизводит инклюзивную температуру p_i мезонов и p - протонов (см. табл. №4, 5, 6).

2) Средние импульсные и угловые характеристики p_i мезонов и p - протонов (модельные и экспериментальные) близки друг к другу (см. табл. №1 и рисунки).

3) Для p_i мезонов рожденных в CTa - соударениях хорошо работает модель с двумя центрами рождения (существование двух механизмов рождения p_i мезонов (см. табл. № 5).

4) $\langle n_{p_i}(n_{st}) \rangle$ - среднее число рожденных p_i мезонов (в CTa - столкновениях) с ростом n_{st} -числа (количества) стриппинговых протонов уменьшается ~ 3 раза; $\langle p_L(n_{st}) \rangle$ - среднее значение импульса растет слабо; но $\langle \theta_L(n_{st}) \rangle$ - среднее значение угла вылета явно уменьшается (см. табл. №2).

5) В отличие от p_i мезонов (из CTa - соударений) средние кинематические характеристики p - протонов (из CTa - соударений) уменьшаются существенно (когда $0 \leq n_{st} \leq 4$). (см. табл. №3).

Таблица №1

Средние импульсные угловые характеристики p_i минус мезонов и p -протонов из CTa -соударений при импульсе 4.2A GeV/C

p_i минус мезоны					
	$\langle p_L \rangle GeV/C$	$\langle p_{\perp} \rangle GeV/C$	$\langle \theta_L \rangle degr$	$\langle Y_L \rangle$	$\langle \cos \theta^* \rangle$
EXP	0.460 ± 0.012	0.216 ± 0.005	49.80 ± 0.65	0.819 ± 0.010	-0.224 ± 0.007
QGSM*	0.467 ± 0.004	0.224 ± 0.003	53.52 ± 0.27	0.789 ± 0.002	-0.245 ± 0.003
p -протоны					
	$\langle p_L \rangle GeV/C$	$\langle p_{\perp} \rangle GeV/C$	$\langle \theta_L \rangle degr$	$\langle Y_L \rangle$	$\langle \cos \theta^* \rangle$
EXP	1.144 ± 0.010	0.416 ± 0.036	46.32 ± 0.30	0.624 ± 0.007	-0.500 ± 0.007
QGSM*	1.172 ± 0.002	0.524 ± 0.003	46.30 ± 0.40	0.619 ± 0.003	-0.513 ± 0.004

*QGSM – QuarkGluonStringModel – Модель кварк – глюонных струн

Таблица №2

Импульсные угловые характеристики p_i минус мезонов из CTa -соударений при импульсе 4.2A GeV/C в зависимости от числа стриппинговых частиц (протонов) – n_{st} .

n_{st}	$\langle n_p \rangle$	$\langle p_L \rangle GeV/c$	$\langle p_{\perp} \rangle GeV/c$	$\langle \theta_L \rangle degr$	$\langle x \rangle$	$\langle \cos \theta^* \rangle$
0	3.11 ± 0.11	0.407 ± 0.012	0.211 ± 0.009	54.0 ± 0.93	-0.076 ± 0.005	-0.307 ± 0.010
1	1.87 ± 0.09	0.485 ± 0.021	0.218 ± 0.014	48.0 ± 1.3	-0.043 ± 0.005	-0.179 ± 0.012
2	1.72 ± 0.10	0.524 ± 0.031	0.218 ± 0.018	43.0 ± 2.0	-0.029 ± 0.004	-0.076 ± 0.009
3	1.22 ± 0.09	0.586 ± 0.051	0.228 ± 0.027	40.0 ± 2.0	-0.019 ± 0.007	-0.065 ± 0.021
4	1.00 ± 0.13	0.508 ± 0.082	0.200 ± 0.043	43.0 ± 2.0	-0.015 ± 0.009	0.006 ± 0.003

Таблица №3

Импульсные угловые характеристики p - протонов из CTa -соударений при импульсе 4.2A GeV/C в зависимости от числа стриппинговых частиц – n_{st} .

n_{st}	$\langle n_p \rangle$	$\langle p_L \rangle GeV/c$	$\langle p_{\perp} \rangle GeV/c$	$\langle \theta_L \rangle degr$	$\langle x \rangle$	$\langle \cos \theta^* \rangle$
0	13.63 ± 0.44	0.930 ± 0.011	0.469 ± 0.007	50.87 ± 0.43	-0.481 ± 0.007	-0.653 ± 0.009
1	7.95 ± 0.36	1.271 ± 0.025	0.478 ± 0.013	41.16 ± 0.62	-0.303 ± 0.009	-0.417 ± 0.011
2	5.51 ± 0.28	1.441 ± 0.037	0.454 ± 0.016	37.25 ± 0.25	-0.219 ± 0.010	-0.294 ± 0.012
3	3.50 ± 0.23	1.500 ± 0.061	0.446 ± 0.025	36.93 ± 1.17	-0.198 ± 0.015	-0.263 ± 0.018
4	2.12 ± 0.25	1.645 ± 0.135	0.436 ± 0.051	30.36 ± 1.99	-0.111 ± 0.022	-0.150 ± 0.026

Таблица №4

Значения T – температуры p_i минус мезонов образованных в $A_i A_t$ - соударениях. При импульсе 4.2A GeV/C.

$\langle T_{p_i} - (t, \text{exp}, 1) \rangle$ - средняя инклюзивная экспериментальная температура p_i минус мезонов, согласно ф(1).

$\langle T_{p_i} - (t, \text{exp}, 2) \rangle$ - средняя инклюзивная экспериментальная температура p_i -минус мезонов, согласно ф(2).

$\langle T_{p_i} - (t, \text{mod}, 1) \rangle$ - и $\langle T_{p_i} - (t, \text{mod}, 2) \rangle$ - средние инклюзивные температуры моделированных события, согласно ф (1) и ф(2). Используются моделированные события по QGSM – кварк – глюонная струнная модель.

$CTa \rightarrow p_i$ углерод-танталовые соударения	
$\langle T_{p_i} - (t, \text{exp}, 1) \rangle = (78 \pm 2) \text{mev}$	$\langle T_{p_i} - (t, \text{mod}, 1) \rangle = (81 \pm 1) \text{mev}$
$\langle T_{p_i} - (t, \text{exp}, 2) \rangle = (74 \pm 2) \text{mev}$	$T_{p_i} - (t, \text{mod}, 2) \rangle = (82 \pm 1) \text{mev}$
$CC \rightarrow p_i$ углерод- углеродные соударения	
$\langle T_{p_i} - (t, \text{exp}, 1) \rangle = (88 \pm 1) \text{mev}$	$\langle T_{p_i} - (t, \text{mod}, 1) \rangle = (95 \pm 1) \text{mev}$
$\langle T_{p_i} - (t, \text{exp}, 2) \rangle = (89 \pm 1) \text{mev}$	$\langle T_{p_i} - (t, \text{mod}, 2) \rangle = (89 \pm 1) \text{mev}$
$HeTa$ – гелии - танталовые соударения	
dTa – дейтон - танталовые соударения	
$\langle T_{p_i} - (t, \text{exp}, 1) \rangle = (90 \pm 2) \text{mev}$	$\langle T_{p_i} - (t, \text{exp}, 1) \rangle = (75 \pm 3) \text{mev}$
$\langle T_{p_i} - (t, \text{exp}, 2) \rangle = (77 \pm 2) \text{mev}$	$\langle T_{\pi^-} (t, \text{exp}, 2) \rangle = (74 \pm 3) \text{mev}$

Таблица №5

$CTa \rightarrow p_i^-$. T_1 и T_2 для p_i -минус мезонов в различных интервалах углов в с. ц. м. ϕ (3)

Интервал угла в Lab системе	Интервал вс. ц. м. $\cos\theta^*$	$T_1(mev)_{exp}$	$T_2(mev)_{exp}$	$T_1(mev)_{mod}$	$T_2(mev)_{mod}$
$(0 - 180)^0$	± 1	113 ± 1	49 ± 1	110 ± 2	50 ± 2
$(41-130)^0$	± 0.75	116 ± 2	54 ± 1	104 ± 2	55 ± 4
$(60-120)^0$	± 0.50	93 ± 2	41 ± 2	97 ± 2	45 ± 5
$(70-110)^0$	± 0.34	84 ± 1	26 ± 1	94 ± 2	36 ± 8
$(75-105)^0$	± 0.25	80 ± 2	20 ± 1	89 ± 1	
$(80-100)^0$	± 0.17	77 ± 1	13 ± 2	88 ± 1	
$(84-96)^0$	± 0.10	77 ± 2	14 ± 2	88 ± 2	

Таблица №6

Зависимость T – температуры протонов (из CTa -соударений, при импульсе $4.2A GeV/C$) от угла вылета. Экспериментальные модельные (QGSM) данные аппроксимируются $\phi(1)$

Интервал угла в Lab системе	Интервал вс. ц. м. $\cos\theta^*$	$T_p(mev)_{exp}$	$T_p(mev)_{mod}$
$(0 - 180)^0$	± 1		
$(41-130)^0$	± 0.75	188 ± 2	187 ± 1
$(60-120)^0$	± 0.50	168 ± 2	171 ± 1
$(70-110)^0$	± 0.34	161 ± 3	166 ± 1
$(75-105)^0$	± 0.25	154 ± 3	164 ± 2
$(80-100)^0$	± 0.17	154 ± 3	163 ± 2
$(84-96)^0$	± 0.10	145 ± 3	163 ± 3

Таблица №7

$CTa \rightarrow p_i^-$ ($4.2A GeV/C$) Зависимость T – температуры от числа (количества) стриппинговых частиц (протонов) - n_{st} ; аппроксимация $\phi(1)$ и $\phi(2)$

n_{st} число (количество) стриппинговых частиц (протонов)	$T_{p_i^-}(1, exp) meV$	$T_{p_i^-}(2, exp) meV$	$T_{p_i^-}(2, mod) meV$
0	76 ± 1	71 ± 1	84 ± 0.7
1	83 ± 1	76 ± 1	83 ± 0.6
2	85 ± 1	76 ± 2	87 ± 0.5
3	83 ± 1.5	77 ± 3	83 ± 0.3
4	70 ± 2	64 ± 4	81 ± 0.1
5			80 ± 1.3
6			73 ± 3

$T_{p_i^-}(1, exp)$ значение температуры согласно $\phi(1)$ – эксперимент.

$T_{p_i^-}(2, exp)$ значение температуры согласно $\phi(2)$ – эксперимент.

$T_{p_i^-}(2, mod)$ значение температуры согласно $\phi(2)$ – модель.

Таблица №8

$CC \rightarrow p_i^-$. ($4.2A GeV/C$) Зависимость T – температуры от числа (количества) стриппинговых частиц (протонов) - n_{st} ; аппроксимация $\phi(1)$ и $\phi(2)$

n_{st}	$T_{p_i^-}(1, exp) meV$	$T_{p_i^-}(2, exp) meV$	$T_{p_i^-}(2, mod) meV$
0	89 ± 0.46	89 ± 0.43	88 ± 0.5
1	96 ± 0.3	90 ± 0.8	89.64 ± 1
2	97 ± 0.2	89 ± 0.74	87.9 ± 1
3	98 ± 0.3	87 ± 0.95	89 ± 0.1
4	99 ± 0.6	86 ± 2	89.86 ± 1
5	95 ± 1	80 ± 3	87.55 ± 1
6			86.4 ± 2

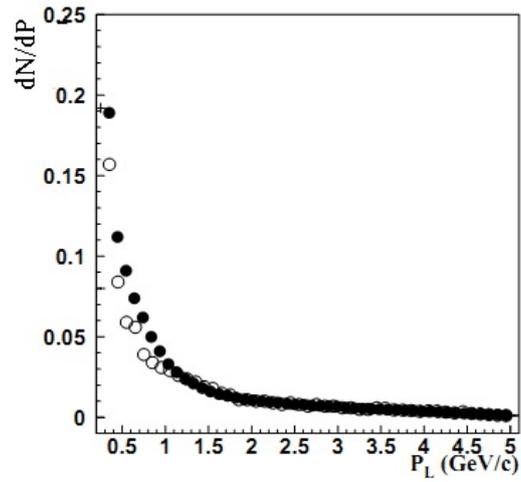


Рис. 1. Импульсные спектры протонов из *CTa*-взаимодействий. \circ - эксперимент. \bullet - QGSM.

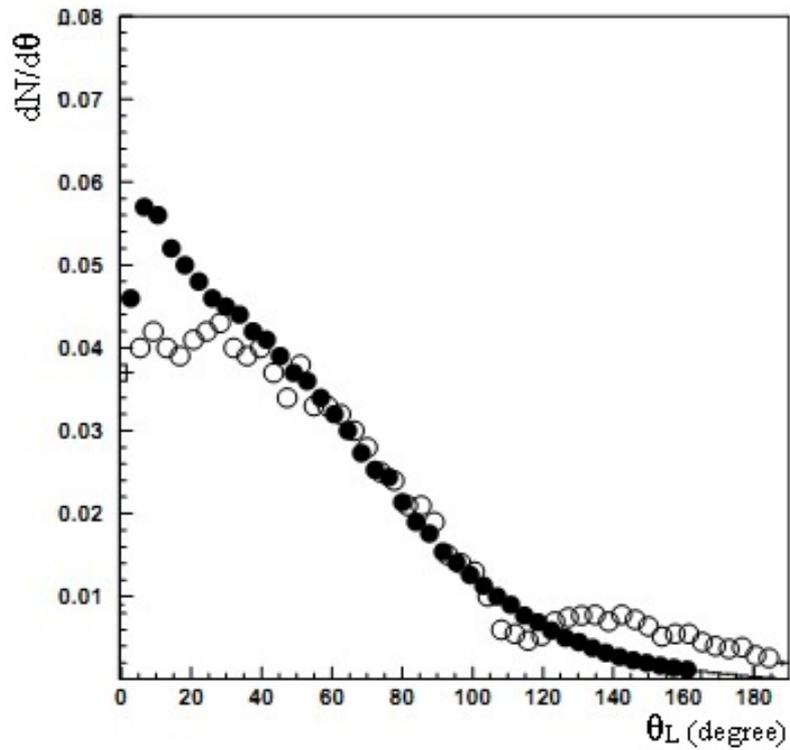


Рис. 2. Угловые спектры протонов из *CTa*-взаимодействий. \circ - эксперимент. \bullet - QGSM.

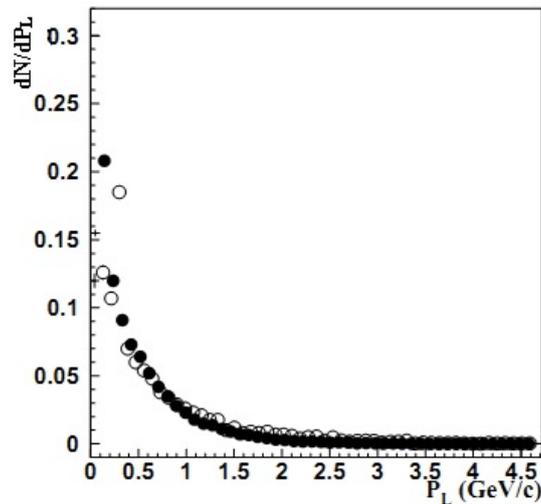


Рис. 3. Импульсные спектры π^- -мезонов из *STa*-соударений. \circ - эксперимент. \bullet - QGSM.

Литература

1. Амелин Н. С. и др. Ядерная физика, 1992, 55, 2537;
2. Тонеев В. Д. и др. Ядерная физика, 1993, 56, 159;
3. Беляков В. А. Сообщение ОИЯИ. P1-2001-14, Дубна, 2001.
4. Баатар Ц. И. и др. Ядерная физика, 1982, 36, 431;
5. Болдеа В. И др. Ядерная физика, 1986, 44, 149;
6. Армутлийски Д. ,...,Ю.В. Тевзадзе и др. Ядерная физика, 1987, 45, 1047;
7. Abdurakhimov A. U. ..., Yu. V. Tevzadze et. al. Nucl. phys. 1981, A362, 376;
8. Балдин А. М. ... ,Ю. В. Тевзадзе и др. Ядерная физика, 1984, 40, 209;
9. Balandin M. P. et. al. Nuclear Instrument and Method, 1963, 30 110;
10. Нгуен Дин Ты, ...,Ю. В. Тевзадзе и др. ОИЯИ, 13-59-42, Дубна, 1971.
11. Агакишиев Г.Н. и др. Сообщение ОИЯИ, P1-86-370, Дубна, 1986;
12. P1-89-488, ОИЯИ, Дубна, 1989; JNR, E1-84-448, Dubna, 1984;
13. Ядерная физика, 1987, 45, 1373;
14. Дасаева М. А.,...,Тевзадзе Ю. В. и др. Ядерная физика, 1984, 39, 846;
15. Abdrakhmanov E. O.,..., Yu. V. Tevzadze et. al. Yad. Fiz. 1978, 28, 1304.
16. Hagedorn V. Phys. Lett., 1980, 272, 136.
17. L. Akhobadze, V. Garsevanishvili, Yu. Tevzadze. GESJ, Phys., 2009, N2(2), 73 ;
18. Bulletin of the Georgian National Academy of Sciences, 2008, vol 2, N3, 51

Article received: 2014-11-06