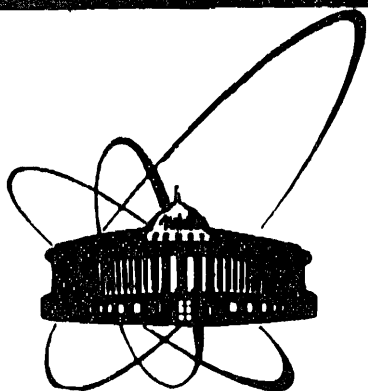




ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-87-442

ДВУХПРОТОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
И РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ ИСПУСКАНИЯ ПРОТОНОВ
В pTa -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 10 ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1987

Г.Н.Агакишиев¹, Д.Д.Армутлийски, Н.О.Ахабабян², Р.Н.Бекмирзаев³,
Е.Богданович, Н.С.Григалашвили⁴, В.Г.Гришин, Л.А.Диденко,
И.А.Ивановская, К.Й.Йовчев, Т.Канарек, Е.Н.Кладницкая, Д.К.Копыло-
ва, В.Б.Любимов, Э.В.Метревели⁴, Р.Р.Мехтиев¹, К.Миллер, В.Ф.Ники-
тина, Я.Плюта, М.И.Соловьев, Р.Тогоо, Г.П.Тонеева⁵, А.П.Чеплаков,
М.Я.Чубарян⁶, У.Д.Шеркулов³

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение двухчастичных корреляций тождественных адронов, испускаемых с близкими импульсами в соударениях частиц и ядер высоких энергий, позволяет получить информацию о пространственно-временных характеристиках излучающих источников. Теоретические основы подхода для пар тождественных бозонов изложены в работах^{1,2/}, а для пар тождественных фермионов — в^{3,4/}.

В данной работе определяются размеры области испускания протонов во взаимодействиях протонов с ядрами тантала (рТа) при импульсе ≈ 10 ГэВ/с. Экспериментальный материал получен по рТа-взаимодействиям, зарегистрированным на снимках с 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, внутри которой расположены пластинки из тантала.

Радиусы области испускания протонов определяются в зависимости от значения импульсов протонов, а также от числа протонов, испускаемых во взаимодействиях. С целью оценки этих размеров проводится сравнение экспериментально построенных корреляционных функций с теоретическими функциями, в которые радиус области испускания (r_0) и время жизни источника (τ_0) входят как параметры. Этот способ был использован в ранее опубликованных нами работах, в которых анализировались данные, полученные с помощью ксеноновой и пропановой пузырьковых камер.

2. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ

Теоретический вид корреляционной функции, применяемой нами для вычислений, дан в работе^{4/}. В формулах учтены как эффекты, связанные с квантовой статистикой протонов, так и кулоновским и сильным взаимодействиями их в конечном состоянии. В последнее время ядерный потенциал введен в виде прямоугольной ямы^{8/}.

В предположении о независимости излучения протонов источниками, расположенными согласно распределению Гаусса (см.^{4/}), корреляционную функцию можно представить в виде

$$R(q, p) = A_c^{(+)}(k^*) [1 + B_0(q, p; r_0, \tau) + B_1(q, p; r_0, \tau)], \quad (1)$$

где $q = P_1 - P_2$, $p = P_1 + P_2$ — разность и сумма 4-импульсов соот-

¹ Институт физики АН АзССР, Баку

² Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

³ Самаркандский государственный университет

⁴ Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

⁵ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

⁶ Ереванский государственный университет

ветственно, $k^* = \frac{1}{2} \sqrt{-q^2}$ — импульс одного из протонов пары в их

с.д.и. Теоретические функции вычислялись в зависимости от переменной k^* , которая является наиболее адекватной для нашего анализа ^{/4/}. Расчеты теоретических функций проводились при разных значениях параметра r_0 и при фиксированных значениях остальных параметров: r_0 предполагается равным 1 фм, $v = |\vec{p}|/E$ определялось из эксперимента как средняя скорость протонных пар; $v = 0,4$. Здесь $|\vec{p}| = |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|$, $E = E_1 + E_2$; $\vec{p}_1, \vec{p}_2$ — импульсы протонов, E_1, E_2 — их энергии.

Из анализа набора корреляционных функций видно, что величина эффекта растет с уменьшением значения r_0 : чем меньше радиус, тем выше максимум корреляционной функции (см., например, ^{/6/}).

Мерой величины эффекта может быть среднее значение корреляционной функции $\langle R(k^*) \rangle$ в диапазоне переменной k^* , соответствующем области эффекта ($10 \leq k^* \leq 60$ МэВ/с); среднее значение вычислено согласно формуле

$$\langle R \rangle = \frac{\int_{k_1^*}^{k_2^*} R(k^*) \rho(k^*) dk^*}{\int_{k_1^*}^{k_2^*} \rho(k^*) dk^*}, \quad (2)$$

$k_2^* = 60 \text{ МэВ}$
 $k_1^* = 10 \text{ МэВ}$

где $\rho(k^*)$ — плотность распределения протонных пар, нормированная на единицу в области эффекта ($10 \leq k^* \leq 60$ МэВ/с). На основе расчетных значений $\langle R \rangle$ построены кривые, которые представляют теоретическую зависимость $\langle R \rangle$ от r_0 . Из этих кривых определялись значения r_0 , соответствующие средним значениям $\langle R \rangle$, полученным из эксперимента.

Экспериментальные распределения построены тоже в зависимости от переменной k^* согласно формуле

$$R(k^*)_{\text{эксп}} = \frac{D(k^*)}{D_{\text{фон}}(k^*)}, \quad (3)$$

где $D(k^*)$ — измеренная плотность протонных пар в фазовом пространстве, $D_{\text{фон}}(k^*)$ — плотность протонных пар, полученная в условиях отсутствия корреляции. Фоновые распределения построены в результате смешивания протонов из разных событий случайным образом.

При сравнении теоретических значений $\langle R \rangle$ с экспериментом было учтено влияние экспериментальных ошибок в измерении углов и импульсов протонов, а также методические условия эксперимента, в том числе связанные с прохождением вторичных протонов через пластинки Ta/см. ниже, п.4).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Анализировались события, зарегистрированные на стереоснимках с 2-метровой пузырьковой камеры, заполненной пропаном (C_3H_8), внутри которой расположены пластинки из тантала толщиной 1 мм, и облученной в пучке протонов при импульсе 10 ГэВ/с от синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ.

Из полного числа 1368 взаимодействий pTa для исследования корреляционных функций было взято 959 событий с числом протонов не меньше 2:



Полное число протонов, испускаемых во всех взаимодействиях, составило 5977, а во взаимодействиях с ($N_p \geq 2$) — 5778, их средние множественности — $4,4 \pm 0,1$ и $6,0 \pm 0,1$ соответственно. Распределение по множественности вторичных протонов показано на рис.1.

В пропановой пузырьковой камере хорошо идентифицированы протоны с импульсом до 0,7 ГэВ/с в л.с. Проведенные нами оценки показали, что для импульсов протонов до 1 ГэВ/с можно пренебречь примесью π^+ -мезонов, поэтому верхняя граница импульсов была принята 1 ГэВ/с, как и в наших прежних работах ^{/5,7/}.

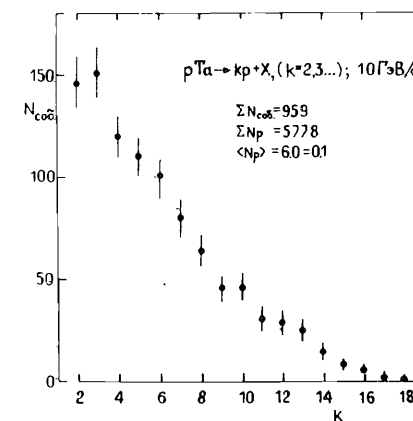


Рис.1. Распределение по множественности вторичных протонов для pTa-событий с числом протонов $N_p \geq 2$.

4. МЕТОДИКА

Импульсы и углы эмиссии протонов определялись на основе измерения их следов в пропановой пузырьковой камере.

Из-за потерь энергии и многократного рассеяния протонов в пластинке Ta измеренные значения отличаются от первоначальных и влияют на форму экспериментальной корреляционной функции $R(k^*)$. Значения потерь энергии и углов рассеяния зависят от импульсов протонов и длины их пробега в пластинке. Статистический характер многократного рассеяния и ионизационных потерь энергии не позволяет однозначно определить величины изменения импульсов и углов эмиссии прото-

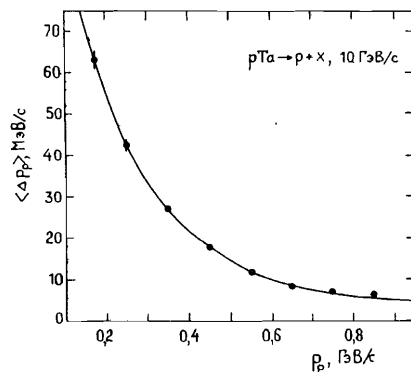
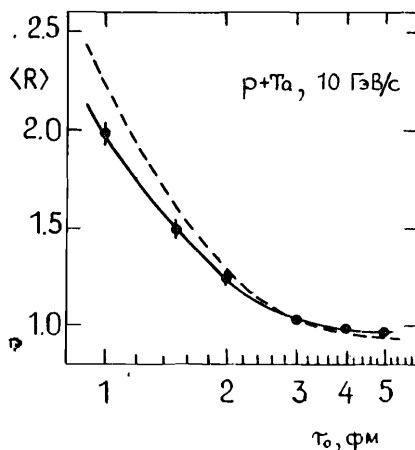


Рис.2. Зависимость среднего значения уменьшения импульса протона $\langle \Delta p_p \rangle$ в пластинке от измеренного значения его импульса p_p .

нов в отдельных событиях, поэтому для получения количественной оценки наблюдаемого эффекта проведено статистическое моделирование двухпротонных корреляций для разных значений размеров области испускания протонов. Для обеспечения соответствия экспериментальных и моделированных распределений в процессе моделирования были использованы одночастичные распределения тех протонов, корреляции которых анализировались в данной работе. Учитывались следующие эффекты, которые приводят к изменениям определяемых в эксперименте значений импульсов и углов эмиссии протонов относительно их первоначальных значений:

1. Потери энергии протонов в пластинке ^{/9,10/} и флуктуации энергетических потерь ^{/10,11/}.
2. Многократное рассеяние в материале пластинки ^{/12/}.
3. Экспериментальные ошибки измерения импульсов и углов эмиссии протонов, наблюдаемых в пропане.

Рис.2 представляет зависимость среднего значения изменения импульса протона от измеренного значения его импульса. Величина изменения импульса вычислялась согласно процедуре, применявшейся в других работах ^{/9,10/}. Существенные изменения наблюдаются для импульсов меньше 0,3 ГэВ/с. Для импульсов больше этого значения относительные изменения — меньше 10%; для значений, близких 1 ГэВ/с, они составляют долю процента.



На рис.3 представлены результаты моделирования в виде зависимости среднего значения двухпро-

тонной корреляционной функции $\langle R \rangle$ в интервале $(10 < k^* < 60) \text{ МэВ/с}$ от параметра τ_0 . Штриховая кривая — расчеты без учета экспериментальных погрешностей, сплошная кривая — расчеты с учетом всех методических эффектов.

Рис.3. Зависимость среднего значения двухпротонной корреляционной функции $\langle R \rangle$ в интервале $(10 < k^* < 60) \text{ МэВ/с}$ от параметра τ_0 . Штриховая кривая — расчеты без учета экспериментальных погрешностей, сплошная кривая — расчеты с учетом всех методических эффектов.

тонной корреляционной функции, определенного по формуле (2), от радиуса области испускания τ_0 . Штриховая кривая соответствует средним значениям $\langle R \rangle$, вычисленным без учета экспериментальных погрешностей, сплошная кривая получена с учетом всех перечисленных методических эффектов. Приведенные ошибки показывают точность процедуры моделирования для нескольких значений τ_0 .

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Рис.4 иллюстрирует поведение $R_{\text{эк}}(k^*)$ в двух интервалах по импульсам протонов с $\langle p \rangle = \frac{1}{2} |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|$: а) для "быстрых" протонов, для которых средний импульс пары $\langle p \rangle > 0,3 \text{ ГэВ/с}$, и б) для медленных протонов, для которых $\langle p \rangle \leq 0,3 \text{ ГэВ/с}$, что предположительно соответствует разным механизмам испускания протонов. Надо отметить, что эти значения импульсов соответствуют измеренным значениям. На самом деле истинные значения больше из-за потерь импульса протонов в пластине Ta. (Эти потери импульса в зависимости от $R_{\text{изм}}$ представлены на рис.2 и учтены в табл.1). Гистограммы отражают поведение теоретических функций, при вычислении учтены экспериментальные погрешности. Видно, что для быстрых протонов поведение экспериментальных точек соответствует расчетной кривой для $\tau_0 = 2 \text{ фм}$, для медленных $\tau_0 = 5 \text{ фм}$. Поскольку среднеквадратичный радиус $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ в случае сферически-симметрического распределения источников связан с параметром τ_0 отношением $\langle r^2 \rangle^{1/2} = \tau_0 \sqrt{3} / 13$, то значения $\langle r^2 \rangle^{1/2}$, вычисленные путем, указанным в пункте 2 (см. формулу (2)), составляют $3,5^{+0,7}_{-0,5}$ для быстрых и $\langle r^2 \rangle^{1/2} \geq 6 \text{ фм}$ для медленных протонов.

В табл.1 указаны значения $\langle R \rangle$, вычисленные из экспериментальных корреляционных функций согласно формуле (2) в разных импульсных интервалах вторичных

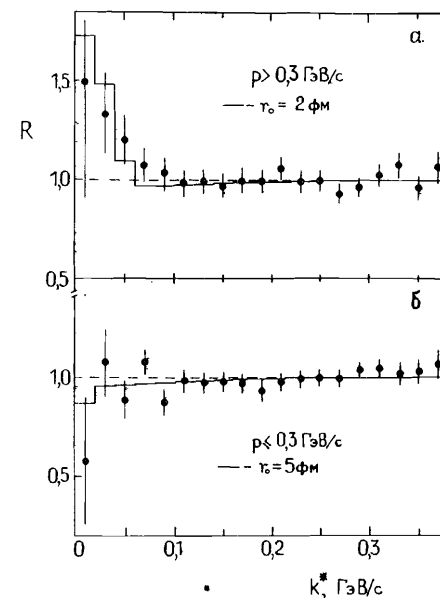


Рис.4. Двухпротонные корреляционные функции: а) для $\langle p \rangle > 0,3 \text{ ГэВ/с}$; б) для $\langle p \rangle \leq 0,3 \text{ ГэВ/с}$. Точки — экспериментальные распределения, гистограммы — теоретические расчеты, учитывающие экспериментальные погрешности: $p \equiv \langle p \rangle$.

Зависимость среднего значения корреляционной функции $\langle R \rangle$ и среднеквадратичного радиуса области испускания протонов $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от минимального значения средних импульсов протонов $\langle p \rangle_{\min}$

Таблица 1

$\langle p \rangle_{\min}$, ГэВ/с	$\langle p' \rangle_{\min}$, ГэВ/с *	$\langle R \rangle$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$, фм
0,2	0,255	$1,05 \pm 0,07$	$5,0^{+1,7}_{-0,9}$
0,3	0,334	$1,24 \pm 0,11$	$3,5^{+0,7}_{-0,5}$
0,4	0,422	$1,55 \pm 0,20$	$2,6^{+0,7}_{-0,5}$
0,5	0,514	$2,0 \pm 0,5$	$1,7^{+0,9}_{-0,5}$

* $\langle p' \rangle_{\min}$ — средний минимальный импульс протонов с учетом потери энергии в пластинке.

Зависимость $\langle R \rangle$ и $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от минимального значения среднего поперечного импульса протонов $\langle p_{\perp} \rangle_{\min}$

Таблица 2

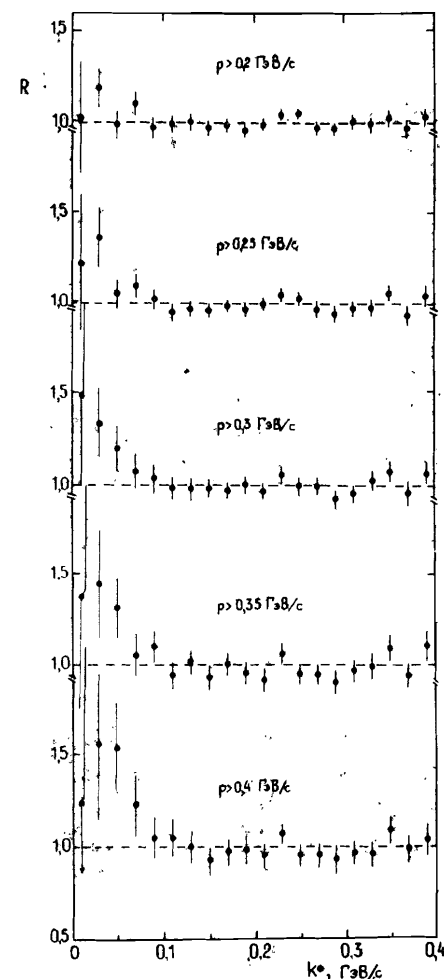
$\langle p_{\perp} \rangle_{\min}$, ГэВ/с	$\langle R \rangle$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$, фм
0,0	$1,06 \pm 0,7$	$5,0^{+1,7}_{-0,9}$
0,1	$1,09 \pm 0,7$	$4,5^{+1,2}_{-0,7}$
0,2	$1,20 \pm 0,10$	$3,6^{+0,9}_{-0,5}$
0,3	$1,26 \pm 0,18$	$3,3^{+1,0}_{-0,5}$
0,4	$1,4 \pm 0,4$	$3,0^{+2,6}_{-0,9}$

Рис.5. Экспериментальные корреляционные распределения, построенные в разных импульсных интервалах: $p \equiv \langle p \rangle$.

протонов, и соответствующие им значения среднеквадратичных радиусов области испускания протонов.

В табл.2 указаны значения $\langle R \rangle$ в разных интервалах среднего поперечного импульса пары протонов $\langle p_{\perp} \rangle = \frac{1}{2} |\vec{p}_{\perp 1} + \vec{p}_{\perp 2}|$ и значения $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ соответственно. Видно, что с ростом среднего и поперечного импульса пары протонов значения $\langle R \rangle$ растут, а значения r_0 , определенные на основе кривых $\langle R \rangle = f(r_0)$, уменьшаются. Рис.5 иллюстрирует изменение поведения экспериментальной корреляционной функции в зависимости от значения нижнего ограничения импульсов $\langle p \rangle_{\min}$. Такая же тенденция видна при исследовании зависимости от $\langle p_{\perp} \rangle$. Для медленных протонов значения $\langle R \rangle$ меньше, а $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ больше, чем для быстрых.

На рис.6 показана зависимость $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от импульса пары протонов для рТа-взаимодействий с разными множественностями испускаемых протонов. Ошибки, с которыми определены среднеквадратичные радиусы, велики, и делать заключения о различии или равенстве их значений невозможно. Поэтому был использован метод испытания статистических гипотез по одностороннему критерию Фишера. Была испытана гипотеза H_0 — радиус 5,4 больше радиуса 3,3 (см.табл.3) против альтернативной гипотезы H_1 — они равны друг другу. На уровне значимости $\alpha = 0,001$ отношение $F = \langle r^2 \rangle (N_p \geq 6) / \langle r^2 \rangle^{1/2} (N_p < 6) = 2,68$ превосходит критическое значение $F = 2,62$, которое дает нам возможность утверждать, что $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 5,4$ фм (при $N_p \geq 6$) значимо (неслучайно) больше $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 3,3$ фм (при $N_p \leq 5$) с вероятностью $P = 99,9\%$. Как видно из табл.3, с увеличением импульсов протонов разница между значениями $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ областей испускания групп протонов с малой и большой множественно-



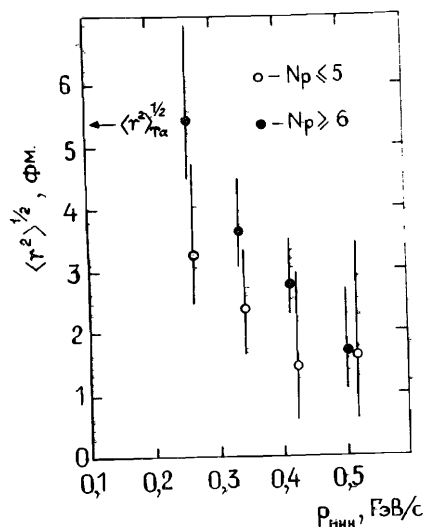


Рис.6. Зависимость значения $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от $\langle p \rangle_{\min}$ для разных множественностей испускаемых протонов. Светлые кружки — $N_p \leq 5$, черные кружки — $N_p \geq 6$.

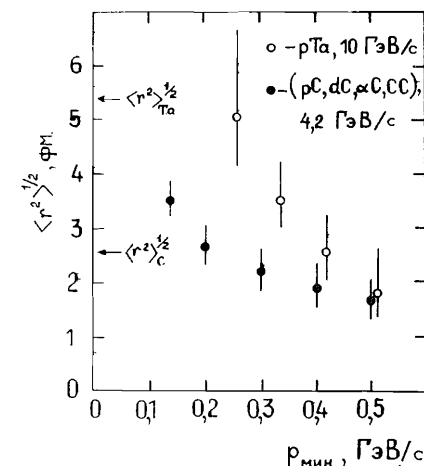
Таблица 3

Зависимость среднего значения корреляционной функции $\langle R \rangle$ и среднеквадратичного радиуса области испускания протонов $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от минимального значения средних импульсов протонов $\langle p \rangle_{\min}$ для событий с разной множественностью протонов N_p

$\langle p \rangle_{\min}$, ГэВ/с	$N_p < 6$		$N_p \geq 6$	
	$\langle R \rangle$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$, фм	$\langle R \rangle$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$, фм
0,2	$1,28 \pm 0,22$	$3,3^{+1,6}_{-0,7}$	$1,03 \pm 0,07$	$5,4^{+1,7}_{-0,9}$
0,3	$1,6 \pm 0,6$	$2,4^{+1,0}_{-0,7}$	$1,21 \pm 0,12$	$3,6^{+0,9}_{-0,5}$
0,4	$2,4 \pm 0,7$	$1,4^{+1,7}_{-0,9}$	$1,45 \pm 0,20$	$2,8^{+0,7}_{-0,5}$
0,5	$2,1 \pm 1,0$	$1,6^{+2,1}_{-1,0}$	$2,0 \pm 0,6$	$1,7^{+1,0}_{-0,7}$

стями уменьшается. Зависимость $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ области испускания протонов из рТа-взаимодействий от средних импульсов пары иллюстрирует рис.7. Для сравнения приведены такие же зависимости для протонов,

испускаемых во взаимодействиях p, d, α, C с ядрами углерода при 4,2 ГэВ/с на нуклон ^{7/}; усредненные для всех этих взаимодействий. В обоих случаях $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ области испускания протонов с $\langle p \rangle \geq 0,3$ ГэВ/с сравнимы с $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ ядра-мишени.



С ростом среднего импульса пары среднеквадратичные радиусы уменьшаются. Для рТа-взаимодействий уменьшение $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ с ро-

Рис.7. Зависимость значения $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от среднего импульса пары $\langle p \rangle_{\min}$. Светлые кружки — для протонов из рТа-взаимодействий, черные кружки — усредненные значения для протонов из рС-, dС-, аС- и сС-взаимодействий (для $\langle p \rangle_{\min} \geq 0,4$ ГэВ/с из-за недостатков статистики использованы протоны только из аС- и сС-взаимодействий).

стом импульсов происходит быстрее, чем для взаимодействий легких ядер с углеродом. Для значения импульсов $\langle p \rangle_{\min} \geq 0,4$ ГэВ/с радиусы области испускания протонов в обоих типах взаимодействий совпадают. Этот результат может служить указанием на испускание быстрых протонов в результате взаимодействия снаряда с выделенной частью ядра мишени, которая слабо зависит от его размеров.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе по корреляциям протонов, испускаемых с близкими импульсами, мы приводим результаты исследования радиусов области испускания протонов в рТа-взаимодействиях при 10 ГэВ/с в разных импульсных пределах и в зависимости от их множественности. Эти результаты подтверждают основные результаты, полученные нами до сих пор ^{5,7/}.

1. Среднеквадратичный радиус области испускания всех быстрых протонов ($p_{\min} \geq 0,3$ ГэВ/с) сравним с радиусом ядра тантала. Наблюдается уменьшение $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ области испускания протонов как с ростом средних, так и поперечных импульсов пары. Для самых больших импульсов $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ значительно меньше, чем $\langle r^2 \rangle_{Ta}^{1/2}$, и не зависит от множественности протонов, а также от ядра-мишени (С, Та) и типа ядра-снаряда (р, а, С) ^{7/}.

2. Среднеквадратичный радиус области испускания медленных протонов ($p \leq 0,3$ ГэВ/с) не меньше радиуса ядра тантала.

3. Видна тенденция увеличения значения $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ области испускания протонов с ростом их множественности.

Авторы выражают глубокую благодарность доктору Р.Ледницкому за предоставление программы для вычисления теоретических корреляционных функций, профессору Е.Бартке за плодотворные обсуждения; лаборантам и всем участникам сотрудничества по исследованиям на 2-метровой пузырьковой пропановой камере, принявшим участие в обработке फिल्मовой информации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. — ЯФ, 1972, т.15, с.392.
2. Cosconi G. — Phys.Lett., 1974, B49, p.459.
3. Koonin S. — Phys.Lett., 1977, B10, p.43.
4. Ледницки Р., Любошиц В.Л. — ЯФ, 1982, т.35, с.1316.
5. Ахабабян Н. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.434.
6. Bartke J. et al. — Z.Phys.A, 1986, 324, p.471.
7. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, P1-86-765, Дубна, 1986.
8. Гмитро М. и др. ОИЯИ, P2-86-252, Дубна, 1986.
9. Гаспарян А.П., Мехтиев Р.Р. ОИЯИ, P1-85-14, Дубна, 1985.
10. Sternheimer R.M., Peierls R.F. — Phys.Rev., 1971, B3, p.3681.
11. Maccabee H.D., Papworth D.G. — Phys.Lett., 1969, A30, p.241.
12. Highland V.L. — Nucl.Instr. and Meth., 1975, 129, p.497; 1979, 161, p.171.
13. Bartke J., Kowalski M. — Phys.Rev., 1984, C30, p.1341.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р.00 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984./2 тома/	7 р.75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984./2 тома/	13 р.50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июня 1987 года.