

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-87-442

ДВУХПРОТОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
И РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ ИСПУСКАНИЯ ПРОТОНОВ
В p Ta-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.И.Йовчев, Т.Канарек, Е.Н.Кладницкая, Д.К.Копылова,
В.Б.Любимов, З.В.Метревели⁴, Р.Р.Мехтиев¹, К.Миллер, В.Ф.Никитина,
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 ($R(k^*)$) в диапазоне переменной k^* , соответствующем области эффекта ($10 \leq k^* \leq 60$ МэВ/с); среднее значение вычислено согласно формуле

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

$k_2^* = 60$ МэВ
 $k_1^* = 10$ 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 Та /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 рТа 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/}.

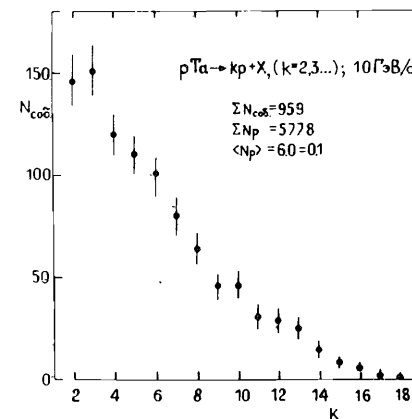


Рис.1. Распределение по множественности вторичных протонов для рТа-событий с числом протонов $N_p \geq 2$.

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 Та 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 пробегов в пластинке. Статистический характер многократного рассеяния и ионизационных потерь энергии не позволяет однозначно определить величины изменения импульсов и углов эмиссии прото-

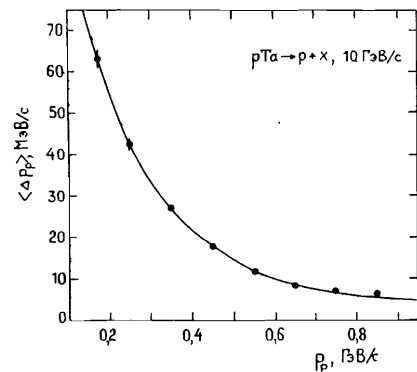


Рис.2. Зависимость среднего значения уменьшения импульса протона $\langle \Delta p_p \rangle$ в пластинке от измеренного значения его импульса p_p .

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 экспери-

ментальных 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-

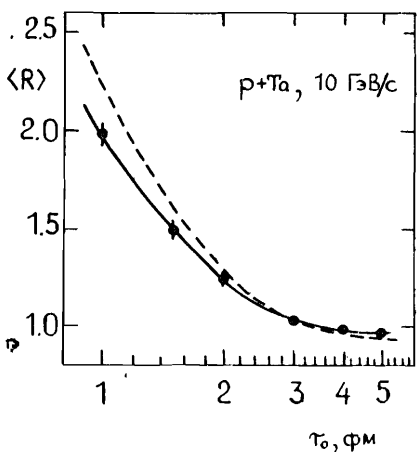


Рис.3. Зависимость среднего значения двухпротонной корреляционной функции $\langle R \rangle$ в интервале $(10 < k^* < 60) \text{ МэВ/с}$ от параметра τ_0 . Штриховая кривая — расчеты без учета экспериментальных погрешностей, сплошная кривая — расчеты с учетом всех методических эффектов.

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 $R_{\text{экс}}(k^*)$ 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 Та. (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-симметричного распределения источников связан с параметром τ_0 отношением $\langle r^2 \rangle^{1/2} = \tau_0 \sqrt{3} / 19$, 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

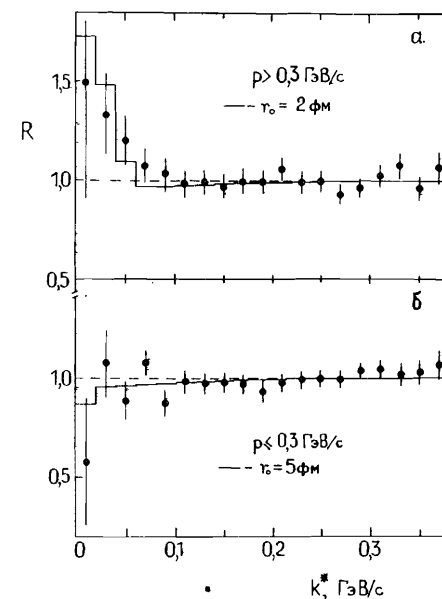


Рис.4. Двухпротонные корреляционные функции: а) для $\langle p \rangle > 0,3 \text{ ГэВ/с}$; б) для $\langle p \rangle \leq 0,3 \text{ ГэВ/с}$. Точки — экспериментальные распределения, гистограммы — теоретические расчеты, учитывающие экспериментальные погрешности: $p \equiv \langle p \rangle$.

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 $\langle p \rangle_{\text{мин}}$

Таблица 1

$\langle p \rangle_{\text{мин}}$, ГэВ/с	$\langle p' \rangle_{\text{мин}}$, 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

* $\langle p' \rangle_{\text{мин}}$ — 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 $\langle p_{\perp} \rangle_{\text{мин}}$

Таблица 2

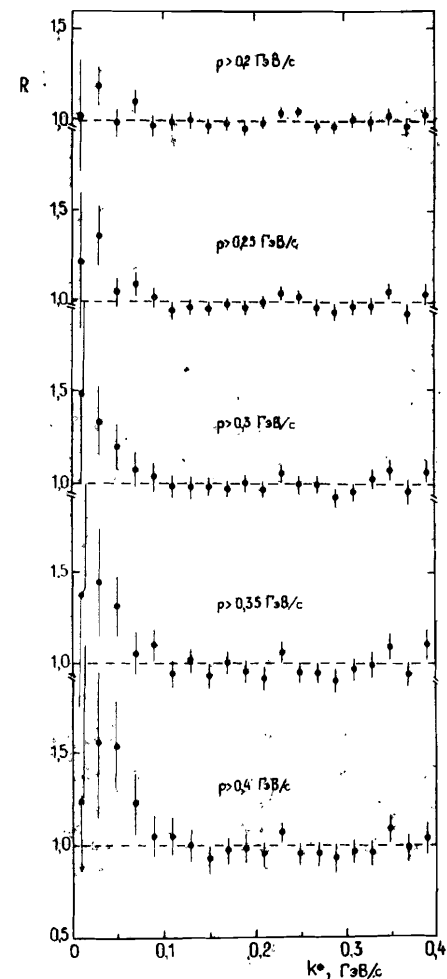
$\langle p_{\perp} \rangle_{\text{мин}}$, ГэВ/с	$\langle R \rangle$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$, фм
0,0	$1,06 \pm 0,7$	5,0 +1,7 -0,9
0,1	$1,09 \pm 0,7$	4,5 +1,2 -0,7
0,2	$1,20 \pm 0,10$	3,6 +0,9 -0,5
0,3	$1,26 \pm 0,18$	3,3 +1,0 -0,5
0,4	$1,4 \pm 0,4$	3,0 +2,6 -0,9

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 $\langle p \rangle_{\text{мин}}$. 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-



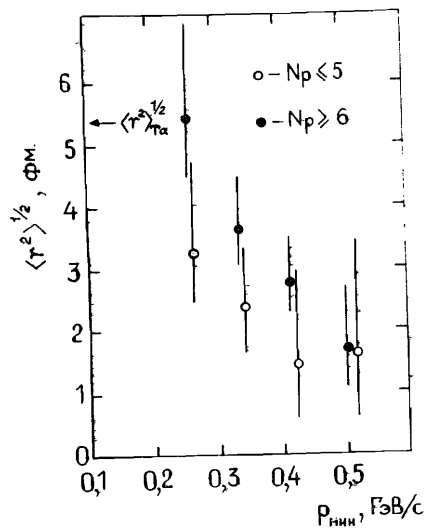


Рис.6. Зависимость значения $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от $\langle p \rangle_{\text{мин}}$ для разных множественностей испускаемых протонов. Светлые кружки — $N_p \leq 5$, черные кружки — $N_p \geq 6$.

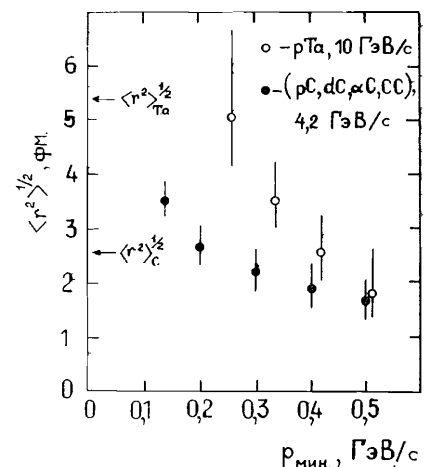
Зависимость среднего значения корреляционной функции $\langle R \rangle$ и среднеквадратичного радиуса области испускания протонов $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от минимального значения средних импульсов протонов $\langle p \rangle_{\text{мин}}$ для событий с разной множественностью протонов N_p

$\langle p \rangle_{\text{мин}}, \text{ГэВ/с}$	$N_p < 6$		$N_p \geq 6$	
	$\langle R \rangle$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}, \text{фм}$	$\langle R \rangle$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}, \text{фм}$
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	$2,1 \pm 1,0$	$1,6^{+2,1}_{-1,0}$	$2,0 \pm 0,6$	$1,7^{+1,0}_{-0,7}$

Таблица 3

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 р, d, α, С 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

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

стом импульсов происходит быстрее, чем для взаимодействий легких ядер с углеродом. Для значения импульсов $\langle p \rangle_{\text{мин}} \geq 0,4$ 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 ($\langle p \rangle_{\text{мин}} \geq 0,3$ 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 $\langle r^2 \rangle_{\text{Ta}}^{1/2}$, и не зависит от множественности протонов, а также от ядра-мишени (C, Та) и типа ядра-снаряда (р, α, C) /7/.

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

3. Видна тенденция увеличения значения $\langle \sigma^2 \rangle^{1/2}$ 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 фильмовой информации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. — ЯФ, 1972, т.15, с.392.
2. Cossoni 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.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Агакишиев Г.Н. и др.
Двухпротонные корреляции и размеры области испускания протонов в pTa-взаимодействиях при импульсе 10 ГэВ/с

P1-87-442

Исследовались двухчастичные корреляции протонов, испускаемых с близкими импульсами в pTa-взаимодействиях при начальном импульсе 10 ГэВ/с, с целью определения размеров области их испускания. Результаты сравнивались с результатами двухпротонных корреляций во взаимодействиях легких ядер, $A = (p, d, \alpha, C)$, с ядрами углерода. Определены радиусы области испускания протонов $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ в разных интервалах средних полных и поперечных импульсов протонных пар. В результате сравнения радиусов области испускания протонов из pTa- и pA-взаимодействий оказалось, что для $\langle p \rangle_{\text{мин}} \geq 0,4$ ГэВ/с ($\langle p \rangle_{\text{мин}} = \frac{1}{2} |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|_{\text{мин}}$) радиусы области испускания меньше, чем радиусы ядер-мишени, и 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.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Agakishiev G.N. et al.
Two-Particle Correlations and Regions of Proton Emission
Regions in pTa-Interactions at $p = 10$ GeV/c

P1-87-442

Two-particle correlations between secondary protons emitted with small relative momenta in pTa-interactions are studied in order to obtain the values of radius of their emission region at $P = 10$ GeV/c. The results were compared with those on two-proton correlations in interactions of light nuclei, $A = (p, d, \alpha, C)$ with carbon nuclei. The radii of proton emission region are determined for different intervals of average total and transverse momenta of proton pairs. As a result of comparing the sizes of the emission regions of protons from pTa and pA interactions it turned out that for $\langle p \rangle_{\text{мин}} \geq 0,4$ GeV/c ($\langle p \rangle_{\text{мин}} = \frac{1}{2} |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|_{\text{мин}}$) the radii of the emission region are less than those of target nuclei and they coincide for both types of interactions. This result might be an indication to the emission of fast protons resulting from the interaction of the projectile with a definite part of a target-nucleus which weakly depends on the size of a projectile.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987