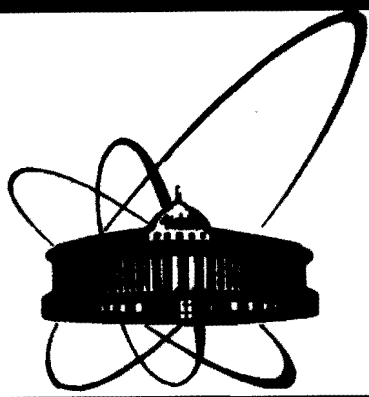


86-765

Л Я П



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-86-765

ДВУХПРОТОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

В p-C, d-C, α -C И C-C ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с на нуклон

1986

Д. Армутлийски, Е. Богданович, Л. А. Диденко, А. П. Гаспарян,
В. Г. Гришин, И. А. Ивановская, Т. Канарек, Е. Н. Кладницкая,
Д. К. Копылова, В. Б. Любимов, К. Миллер, В. Ф. Никитина, Я. Плюта,
М. И. Соловьев, Р. Тогоо, Г. П. Тонеева, А. П. Чеплаков
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В. Болдеа, С. Дица
Центральный институт физики, Бухарест

З. Стругальски
Варшавский технический университет

Е. Бартке, М. Ковальски
Институт ядерной физики, Краков

Р. Н. Бекмирзаев, У. Д. Шеркулов
Самаркандский государственный университет

Г. Н. Агакишиев, Р. Р. Мехтиев
Институт физики АН АзССР, Баку

З. В. Метревели
Институт физики высоких энергий Тбилисского государственного
университета

М. Чубарян
Ереванский физический институт

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы появилось много работ, в которых анализируются корреляции тождественных частиц, испускаемых с близкими импульсами как во взаимодействиях адрон-адрон, адрон-ядро, так и ядро-ядро. Корреляционный эффект проявляется в увеличении вероятности наблюдения двух тождественных частиц с близкими импульсами относительно вероятности наблюдения пары нетождественных частиц. Исследование таких корреляций позволяет определить пространственно-временные характеристики испускаемых коррелируемых частиц. С целью определения радиуса области испускания τ_0 и времени жизни τ_0 источников экспериментальные корреляционные функции сравниваются с теоретическими функциями, в которые τ_0 и τ_0 входят как параметры. Теоретические основы этого подхода для пар тождественных бозонов изложены в работах ^{1,2}, а для пар тождественных фермионов в ^{3,4}.

В данной работе будут проанализированы корреляционные функции протонов, испускаемые во взаимодействиях $p-C$, $d-C$, $\alpha-C$ и $C-C$ при первичном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон, и определены радиусы области их испускания в зависимости от сорта сталкивающихся ядер, а также от значений среднего импульса пары протонов и их поперечного импульса. Результаты анализа будут сравнены с некоторыми другими результатами, касающимися двухпротонных корреляций.

2. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ

Теоретическая корреляционная функция протонов использована в виде, данном в ⁴:

$$B(q, P; \tau_0, \tau_0) = A_c(k^*) [1 + B_0(q, P; \tau_0, \tau_0) + B_1(q, P; \tau_0, \tau_0)]. \quad (1)$$

Кинематические переменные определены согласно общепринятым правилам: P_1, P_2 - 4-импульсы, \vec{P}_1, \vec{P}_2 - 3-импульсы протонов, $q = P_1 - P_2$; $P = \frac{1}{2}(P_1 + P_2)$; $q_0 = |E_1 - E_2|$; $k^* = \sqrt{-q^2}$. Как теоретические, так и экспериментальные функции вычислялись в зависимости от переменной k^* , т.е. от импульса одного из протонов в собственной системе пары. Эта переменная представляется нам наиболее адекватной /см. ⁴/.

Члены $B_0(q, P; \tau_0, \tau_0)$, $A_c(k^*)$ и $B_i(q, P; \tau_0, \tau_0)$ описывают эффекты, связанные с квантовой статистикой, кулоновским отталкиванием и сильным взаимодействием в конечном состоянии соответственно. Надо отметить, что в формулу /1/ включен ядерный потенциал в виде прямоугольной ямы /5/.

Теоретические корреляционные функции были вычислены для разных значений параметра τ_0 . "Сила" эффекта растет с уменьшением значения τ_0 ; чем меньше радиус, тем выше максимум корреляционной функции.

В эксперименте корреляционные функции определяются согласно формуле

$$R(k^*) = \frac{D(k^*)}{D_{\text{фон}}(k^*)}, \quad /2/$$

где $D(k^*)$ - плотность протонных пар в фазовом пространстве, $D_{\text{фон}}(k^*)$ - плотность протонных пар, полученная в условиях отсутствия корреляции. Фоновые распределения, построенные случайным смешиванием протонов из разных событий, но с одинаковым числом протонов, сравнивались с распределениями, построенными без учета топологии событий. В пределах ошибок они согласуются.

Мерой величины эффекта может быть среднее значение корреляционной функции в диапазоне переменной k^* , соответствующем области эффекта, вычисленное согласно формуле

$$\langle R \rangle = \int_{k^*=10 \text{ МэВ}}^{k^*=60 \text{ МэВ}} R(k^*) \rho(k^*) dk^*, \quad /3/$$

где $\rho(k^*)$ - плотность протонных пар в распределении фона, нормированная на единицу в области эффекта ($10 \leq k^* \leq 60$) МэВ.

Из теоретических корреляционных функций тоже вычислены значения $\langle R \rangle$. Для вычислений введены значения параметров v и τ_0 . Средняя скорость протонных пар $v = 0,4$ была определена из эксперимента, временной параметр предположен $\tau_0 = 1$ фм. Чтобы теоретические значения $\langle R \rangle$ можно было сравнивать с экспериментом, учтено влияние экспериментальных ошибок и факт неравномерного распределения числа пар фона по мере увеличения значений k^* для взаимодействий (p, d, α , C) - C, соответственно. На основе полученных значений $\langle R \rangle$ построены кривые, которые представляют зависимость $\langle R \rangle$ от τ_0 для всех анализируемых взаимодействий. Из этих кривых определены значения τ_0 , соответствующие средним значениям $\langle R \rangle$, полученным из эксперимента.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Предметом анализа являлись события, зарегистрированные на снимках с 2-метровой пузырьковой камеры, заполненной жидким про-

паном (C_3H_8) и облученной в пучках p, d, α и C при импульсе налетающих частиц 4,2 ГэВ/с на нуклон от синхрофазотрона ОИЯИ. Взаимодействия (p, d, α , C)-C отбирались по критериям, приведенным в /6/. Статистическая информация об экспериментальном материале приведена в табл. 1. Для анализа двухпротонных корреляций взяты хорошо идентифицированные протоны, импульс которых не превышает 1,0 ГэВ/с.

ТАБЛИЦА 1

Экспериментальный материал

Взаим.	$N_{\text{взаим.}} C_3H_8$	$N_{\text{взаим.}} C_{\text{тот}}$	$N_{\text{взаим.}} C_{p \geq 2}$
p-C	4150	2844	1911
d-C	7595	4713	3912
α -C	3667	1958	1920
C-C	6657	3291	3213

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл. 2 указаны значения $\langle R \rangle$, вычисленные из экспериментальных корреляционных функций для разных сортов сталкивающихся ядер и в разных импульсных пределах вторичных протонов. Видно, что с ростом среднего импульса пары протонов значения $\langle R \rangle$ растут, а значения параметра τ_0 , определенные из кривых $\langle R \rangle = f(\tau_0)$, уменьшаются. Такая же тенденция видна при исследовании зависимости от p_T . Для медленных протонов значения $\langle R \rangle$ меньше, или τ_0 больше, чем для быстрых протонов.

Для гауссовского распределения источников /как в работе /4/ / имеется следующее соотношение между параметром τ_0 и среднеквадратичным радиусом области испускания: $\langle r^2 \rangle^{1/2} = \tau_0 \sqrt{3}$.

В табл. 3 и на рис. 1 показаны значения среднеквадратичного радиуса $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ области испускания протонов для разных значений среднего импульса пары. Для взаимодействий p-C и d-C для импульсов $\frac{1}{2} |\vec{p}_1 + \vec{p}_2| \geq 0,4$ ГэВ/с статистика резко падает, поэтому

эти значения не приведены. Видно, что с ростом среднего импульса пары среднеквадратичный радиус уменьшается для всех сортов налетающих ядер. В табл. 4 даны значения $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ для разных значений p_T . Видна тенденция уменьшения радиуса области испускания протонов с ростом их поперечного импульса. Табл. 5 показывает значения $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ в импульсных интервалах: $a / \frac{1}{2} |\vec{p}_1 + \vec{p}_2| \geq$

ТАБЛИЦА 2

Значения $\langle R \rangle$ и Γ для разных средних импульсов пары протонов и разных поперечных импульсов для p-C, d-C, α -C и C-C взаимодействий

$\frac{1}{2} \vec{p}_1 + \vec{p}_2 $ ГэВ/с	$\langle R \rangle$		Γ_T ГэВ/с	$\langle R \rangle$	
	$0,01 \leq k^* \leq 0,06$	$\Gamma_0, \text{фм}$		$0,01 \leq k^* \leq 0,06$	$\Gamma_0, \text{фм}$
p - C					
$\geq 0,1$	$1,3_{\pm 0,2}$	$1,9_{-0,3}^{+0,4}$	$\geq 0,1$	$1,3_{\pm 0,2}$	$1,9_{-0,3}^{+0,4}$
$\geq 0,2$	$1,6_{\pm 0,3}$	$1,3_{-0,3}^{+0,4}$	$\geq 0,2$	$1,4_{\pm 0,2}$	$1,6_{-0,3}^{+0,4}$
$\geq 0,3$	$2,1_{\pm 0,6}$	$1,0_{-0,4}^{+0,5}$	$\geq 0,3$	$1,4_{\pm 0,3}$	$1,5_{-0,4}^{+0,5}$
$< 0,3$	$1,0_{\pm 0,2}$	$3,5_{-2,0}^{+3,0}$			
d - C					
$\geq 0,1$	$1,3_{\pm 0,1}$	$2,0_{-0,3}^{+0,3}$	$\geq 0,1$	$1,2_{\pm 0,1}$	$2,0_{-0,2}^{+0,3}$
$\geq 0,2$	$1,7_{\pm 0,2}$	$1,2_{-0,3}^{+0,3}$	$\geq 0,2$	$1,3_{\pm 0,1}$	$1,9_{-0,2}^{+0,3}$
$\geq 0,3$	$1,6_{\pm 0,3}$	$1,3_{-0,3}^{+0,4}$	$\geq 0,3$	$1,7_{\pm 0,2}$	$1,3_{-0,3}^{+0,4}$
$< 0,3$	$1,1_{\pm 0,1}$	$2,7_{-0,7}^{+1,6}$			
α - C					
$\geq 0,1$	$1,1_{\pm 0,2}$	$2,2_{-0,4}^{+0,5}$	$\geq 0,1$	$1,1_{\pm 0,2}$	$2,2_{-0,4}^{+0,7}$
$\geq 0,2$	$1,2_{\pm 0,2}$	$1,9_{-0,4}^{+0,7}$	$\geq 0,2$	$1,2_{\pm 0,2}$	$2,0_{-0,4}^{+0,7}$
$\geq 0,3$	$1,8_{\pm 0,4}$	$1,3_{-0,4}^{+0,6}$	$\geq 0,3$	$1,2_{\pm 0,2}$	$2,1_{-0,5}^{+0,9}$
$\geq 0,4$	$2,2_{\pm 0,7}$	$1,1_{-0,4}^{+0,5}$	$\geq 0,4$	$1,5_{\pm 0,3}$	$1,5_{-0,4}^{+0,7}$
$\geq 0,5$	$2,2_{\pm 1,0}$	$1,0_{-0,4}^{+0,5}$	$\geq 0,5$	$2,1_{\pm 0,5}$	$1,0_{-0,4}^{+0,5}$
$< 0,3$	$0,9_{\pm 0,2}$	$4,2_{-1,9}^{+2,6}$			

Продолжение таблицы 2

C - C					
$\geq 0,1$	$1,2_{\pm 0,1}$	$2,1_{-0,3}^{+0,4}$	$\geq 0,1$	$1,2_{\pm 0,1}$	$2,0_{-0,3}^{+0,4}$
$\geq 0,2$	$1,3_{\pm 0,1}$	$1,9_{-0,3}^{+0,4}$	$\geq 0,2$	$1,2_{\pm 0,1}$	$2,1_{-0,3}^{+0,4}$
$\geq 0,3$	$1,5_{\pm 0,2}$	$1,6_{-0,3}^{+0,4}$	$\geq 0,3$	$1,3_{\pm 0,2}$	$1,9_{-0,4}^{+0,5}$
$\geq 0,4$	$1,7_{\pm 0,3}$	$1,3_{-0,3}^{+0,4}$	$\geq 0,4$	$1,3_{\pm 0,2}$	$1,8_{-0,5}^{+0,6}$
$\geq 0,5$	$1,9_{\pm 0,4}$	$1,0_{-0,3}^{+0,4}$	$\geq 0,5$	$1,3_{\pm 0,2}$	$1,7_{-0,5}^{+0,7}$
$< 0,3$	$1,0_{\pm 0,1}$	$3,1_{-0,7}^{+1,4}$			

ТАБЛИЦА 3

Изменение значений $\langle \Gamma^2 \rangle^{1/2}$ с ростом среднего импульса пары протонов

$\frac{1}{2} \vec{p}_1 + \vec{p}_2 $ ГэВ/с	Взаим.			
	p-C $\langle \Gamma^2 \rangle^{1/2}, \text{фм}$	d-C $\langle \Gamma^2 \rangle^{1/2}, \text{фм}$	α -C $\langle \Gamma^2 \rangle^{1/2}, \text{фм}$	C-C $\langle \Gamma^2 \rangle^{1/2}, \text{фм}$
$\geq 0,1$	$3,2_{-0,5}^{+0,7}$	$3,4_{-0,5}^{+0,5}$	$3,8_{-0,9}^{+1,2}$	$3,6_{-0,4}^{+0,6}$
$\geq 0,2$	$2,3_{-0,5}^{+0,7}$	$2,2_{-0,5}^{+0,5}$	$3,3_{-0,7}^{+1,2}$	$3,2_{-0,4}^{+0,6}$
$\geq 0,3$	$1,7_{-0,5}^{+0,9}$	$2,3_{-0,5}^{+0,9}$	$2,2_{-0,7}^{+1,0}$	$2,7_{-0,5}^{+0,6}$
$\geq 0,4$	-	-	$1,7_{-0,7}^{+0,9}$	$2,3_{-0,5}^{+0,7}$
$\geq 0,5$	-	-	$1,7_{-0,7}^{+0,9}$	$1,8_{-0,5}^{+0,7}$

ТАБЛИЦА 4

Изменение значений $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ с ростом поперечного импульса пары протонов

P_T ГэВ/с	Взаим.	p-C	d-C	α -C	C-C
		$\langle r^2 \rangle^{1/2}$, фм	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$, фм	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$, фм	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$, фм
$\geq 0,1$		$3,2^{+0,7}_{-0,5}$	$3,5^{+0,5}_{-0,4}$	$3,9^{+1,2}_{-0,7}$	$3,5^{+0,7}_{-0,5}$
$\geq 0,2$		$2,8^{+0,7}_{-0,5}$	$3,3^{+0,5}_{-0,4}$	$3,4^{+1,3}_{-0,7}$	$3,6^{+0,7}_{-0,5}$
$\geq 0,3$		$2,6^{+0,8}_{-0,7}$	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$	$3,7^{+1,5}_{-0,9}$	$3,3^{+0,8}_{-0,7}$
$\geq 0,4$		-	-	$2,7^{+1,2}_{-0,7}$	$3,1^{+1,0}_{-0,9}$
$\geq 0,5$		-	-	$1,7^{+0,9}_{-0,7}$	$2,9^{+1,2}_{-0,9}$

ТАБЛИЦА 5

Значение $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ области испускания быстрых и медленных протонов

Взаим.	$\frac{1}{2} \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \geq 0,3$ ГэВ/с	$\frac{1}{2} \vec{p}_1 + \vec{p}_2 < 0,3$ ГэВ/с
	p-C	$1,7^{+0,9}_{-0,5}$
d-C	$2,3^{+0,9}_{-0,5}$	$4,7^{+2,8}_{-1,2}$
α -C	$2,2^{+1,0}_{-0,7}$	$7,2^{+4,5}_{-3,3}$
C-C	$2,7^{+0,6}_{-0,5}$	$5,3^{+2,4}_{-1,3}$

$\geq 0,3$ ГэВ/с и $\frac{1}{2} |\vec{p}_1 + \vec{p}_2| < 0,3$ ГэВ/с, что предположительно соответствует разным механизмам испускания протонов. Заметна разница значений $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ в этих двух импульсных классах для всех исследуемых нами взаимодействий. Среднеквадратичный радиус области испускания протонов из "быстрой" стадии взаимодействия

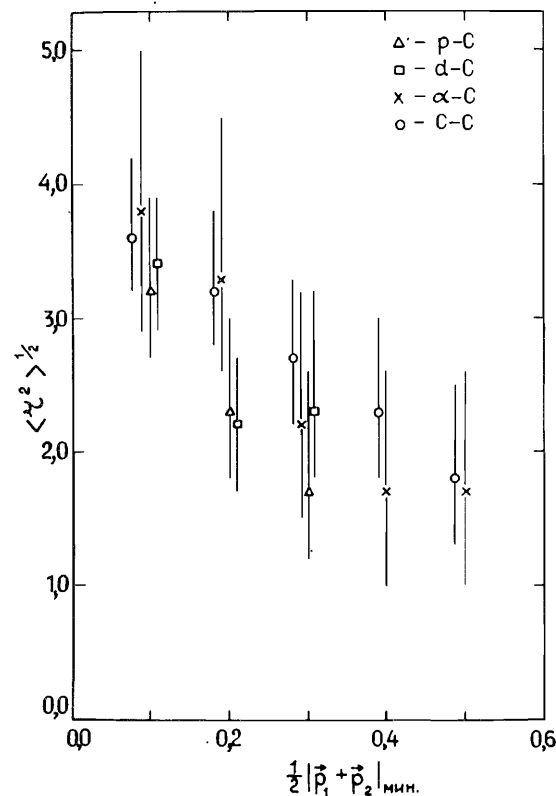


Рис. 1. Зависимость значения $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от среднего импульса пары протонов $\frac{1}{2} |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|_{\text{мин.}}$

сравним с радиусом ядра углерода $\langle r^2 \rangle^{1/2}_{12C} = (2,52 \pm 0,03)$ фм ^{17/}, а для медленных протонов - больше.

В нашей предыдущей работе ^{18/} были определены радиусы области испускания быстрых и медленных протонов во взаимодействиях π^- -Xe при $p = 3,5$ ГэВ/с. Для быстрых протонов $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 4,6^{+0,9}_{-0,7}$ фм, а для медленных $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 8,8^{+5,0}_{-1,4}$ фм. Напомним, что среднеквадратичный радиус ядра ксенона $\langle r^2 \rangle^{1/2}_{Xe} = (4,87 \pm 0,03)$ фм. Можно заметить, что во всех анализируемых нами взаимодействиях область испускания

быстрых протонов не превышает размеров ядра мишени, тогда как область испускания медленных протонов получается больше размеров ядра-мишени.

Следует подчеркнуть, что теоретические значения $\langle R \rangle$ получены в предположении, что $r_0 = 1$ фм. Увеличение этого параметра может привести к уменьшению значений $\langle r^2 \rangle^{1/2}$, и поэтому большие значения радиуса области испускания медленных протонов нельзя принимать буквально.

На рис. 2 показана зависимость $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от массы ядра-снаряда. Видно, что в пределах ошибок среднеквадратичный радиус не меняется с ростом массы налетающего ядра.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты, полученные в этой работе, подтверждают общие тенденции поведения значений радиуса области испускания протонов ^{9, 10/}:

- для "быстрых" протонов среднеквадратичный радиус области

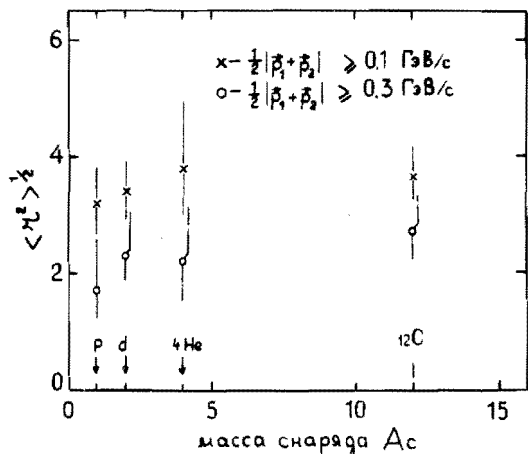


Рис. 2. Зависимость значения $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ от массы налетающего ядра A_c .

испускания сравним с радиусом ядра мишени, для медленных - больше;

- наблюдается уменьшение $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ с ростом среднего импульса пары;

- наблюдается уменьшение $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ с ростом поперечного импульса пары;

- не наблюдается изменений $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ с ростом массы ядра снаряда.

Авторы выражают глубокую благодарность доктору Р.Ледницкому за предоставление нам программы для вычисления теоретических корреляционных функций, а также за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1972, т.15, с.392.
2. Cossoni G. Phys. Lett., 1974, В49, р.459.
3. Koonin S. Phys. Lett., 1977, В70, р.43.
4. Ледницки Р., Любошиц В.Л. ЯФ., 1982, т.35, с.1316.
5. Гмитро М., Квасил Я., Ледницки Р., Любошиц В.Л. 1986, P2-86-252, Дубна, ОИЯИ.
6. Агакишиев Г.Н. и др. 1983, 1-83-662, Дубна, ОИЯИ.
7. Бобченко Б.М. и др. ЯФ., 1979, т.30, с.1553.
8. Bartke J. et al. Z.Phys.A., 1986, A324, р.471.
9. Azimov S.A. et al., Phys.Rev., 1984, D29, р.1304.
10. Akhbabian N. et al., Z.Phys., 1984, C26, р.245.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 ноября 1986 года.

Армутлийски Д. и др.

P1-86-765

Двухпротонные корреляции в p-C, d-C, α-C и C-C взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон

Проанализированы двухчастичные корреляции протонов, испускаемых с близкими импульсами во взаимодействиях p-C, d-C, α-C и C-C при первичном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. События были зарегистрированы на снимках с 2-метровой пропановой камеры ОИЯИ. Из всего экспериментального материала были отобраны столкновения налетающих ядер с углеродом, в которых число протонов $v \geq 2$. С целью определения пространственно-временных характеристик области испускания экспериментальные корреляционные функции сравнивались с теоретическими функциями. В результате анализа определены радиусы области испускания быстрых и медленных протонов, соответственно. Для быстрых протонов ($\frac{1}{2}|\vec{p}_1 + \vec{p}_2| \geq 0,3 \text{ ГэВ/с}$) среднеквадратичные радиусы области испускания сравнимы с $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ ядра углерода, для медленных - больше. С ростом как средних, так и поперечных импульсов пары протонов наблюдается уменьшение радиуса области испускания для всех сортов налетающих ядер. Не наблюдается зависимости $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от массы ядра-снаряда.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Armutlijski D. et al.

P1-86-765

Two-Proton Correlations in p-C, d-C, α-C and C-C Interactions at 4.2 GeV/c per Nucleon

Two-particle correlations between secondary protons from p-C, d-C, α-C and C-C collisions at 4.2 GeV/c per nucleon, emitted with small relative momenta, were studied. The correlations confronted to corresponding theoretical predictions provide an information about the radius of the proton emission region. From this method it is found that for fast ($\frac{1}{2}|\vec{p}_1 + \vec{p}_2| \geq 0,3 \text{ GeV/c}$) protons the radius of the proton emission region is of the magnitude as the radius of carbon target nucleus, for slow protons ($\frac{1}{2}|\vec{p}_1 + \vec{p}_2| < 0,3 \text{ GeV/c}$) the size of the emission region seems to be larger than that of the nucleus. Rms radius of the proton emission region decreases with an increase of proton momenta, and with increase of the transversal proton momenta as well. Rms radius of the proton emission region is not dependent on the kind of the incident nucleus.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986