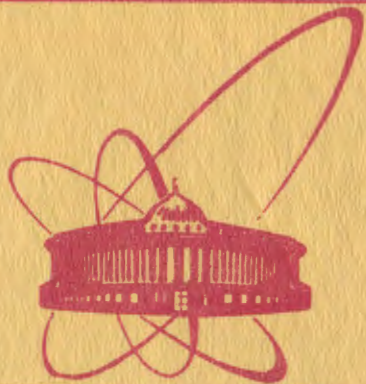


888/82

22/11-82



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

P1-81-753

А.П.Гаспарян, И.Н.Ерофеева, И.А.Ивановская,  
Т.Канарек, Е.Н.Кладницкая, Н.Н.Мельникова,  
В.С.Мурзин, С.Ю.Сивоклоков, Л.Н.Смирнова,  
А.П.Чеплаков, Ю.М.Шабельский

ПРОЦЕССЫ С ОБРАЗОВАНИЕМ  
ТЯЖЕЛЫХ СТРИППИНГОВЫХ ФРАГМЕНТОВ  
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  $\alpha$ -ЧАСТИЦ  
С ИМПУЛЬСОМ 4,2 ГэВ/с  
НА НУКЛОН С ТАНТАЛОМ И ПРОПАНОМ

*Направлено в ЯФ*

1981

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При соударении релятивистского ядра с ядром мишени во взаимодействии могут участвовать не все нуклоны налетающего ядра. Определение вероятности взаимодействия одного, двух и т.д. нуклонов ядра-снаряда является целью ряда экспериментальных и теоретических работ /1-5/. Распределение по числу взаимодействующих нуклонов должно зависеть от атомного номера ядра-мишени. Невзаимодействующие нуклоны могут объединяться в стриппинговые фрагменты налетающего ядра.

В данной работе определены вероятности процессов, в которых преимущественно взаимодействует только один или только два нуклона налетающего ядра  ${}^4\text{He}$ , для двух типов ядер-мишеней: тантала и усредненного ядра пропана ( $\text{C}_3\text{H}_8$ ). Импульс налетающего ядра составляет 4,2 ГэВ/с на нуклон.

Исследуются реакции вида



Вторичные частицы  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}$  являются стриппинговыми фрагментами, т.е. состоят из нуклонов, не участвовавших во взаимодействии.

Проведен расчет вероятности образования фрагментов  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}$  в зависимости от атомного веса ядра-мишени в модели многократного рассеяния.

Получены данные о множественности отрицательных частиц и всех заряженных частиц в реакциях /1 ÷ 3/.

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные данные получены на 2-метровой пропановой пузырьковой камере. Внутри камеры помещены три пластины из тантала толщиной 1 мм с расстоянием между ними 93 мм. Камера облучена ядрами гелия с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон.

Регистрировались взаимодействия пучковых  $\alpha$ -частиц в пластинах и пропане камеры.

Результаты определения множественности вторичных частиц разного типа и способы их идентификации описаны в работах<sup>1,6/</sup>.

Измерены углы вылета и импульсы релятивистских вторичных частиц для взаимодействий ядер  $^4\text{He}$  с танталом, а также углы и импульсы всех вторичных частиц для взаимодействий в пропане.

Стриппинговыми считались частицы с импульсом  $p/z \geq 3$  ГэВ/с и углом вылета  $\theta < 4^\circ$ . Заряд стриппинговых частиц определялся по плотности ионизации.

Всего измерено 763 события в пластинах тантала и 849 событий в пропане камеры.

На рис.1 приведены импульсные спектры стриппинговых частиц в  $\alpha\text{Ta}$ -взаимодествиях для частиц с зарядом  $z=2/a/$  и  $z=1/b/$ . Аналогичные спектры для  $\alpha$ -пропан-взаимодействий показаны на рис. 2/а,б/. Частицы с  $z=2$  являются в основном фрагментами  $^3\text{He}$  с возможной примесью  $\alpha$ -частиц, испытывающих квазиупругое рассеяние. Фрагменты с  $z=1$  состоят из стриппинговых протонов, дейтронов и ядер трития. На рис.1/б/, 2/б/ приведена только высокоимпульсная часть спектра, где сосредоточены в основном многонуклонные фрагменты. Стрелками отмечены

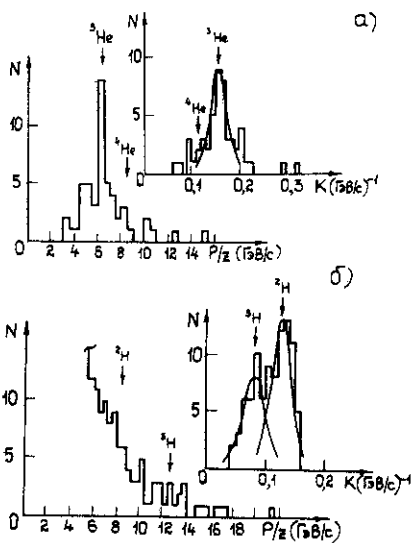


Рис.1. Импульсные спектры стриппинговых частиц с зарядом  $z=2/a/$  и  $z=1/b/$  в  $\alpha\text{Ta}$ -взаимодействиях и спектры по К для  $(p/z) > 6$  ГэВ/с.

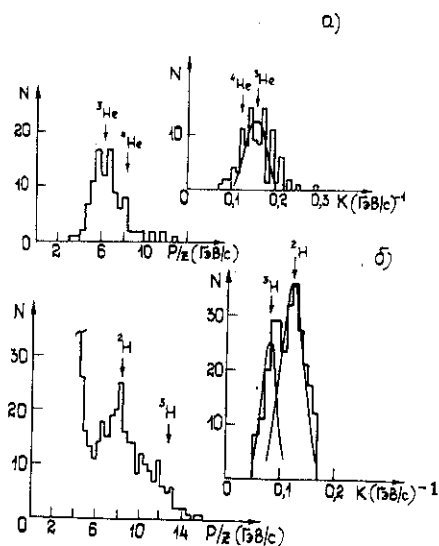


Рис.2. Импульсные спектры стриппинговых частиц с зарядом  $z=2/a/$  и  $z=1/b/$  для  $\alpha$ -пропан-взаимодействий и спектры по К для  $(p/z) > 6$  ГэВ/с.

ожидаемые значения величины  $(p/z)$  для вылета различных фрагментов. На рис.1 и 2 показаны также соответствующие распределения по величине  $K = \frac{1}{(p/z)}$ . Известно, что при измерении импульсов частиц в пучке с заданным первичным импульсом  $p_0$  распределение по величине  $K$  описывается гауссовской кривой. На рис.1/а/ видно, что максимум распределения частиц с  $z=2$  соответствует ожидаемому значению для фрагмента  ${}^3\text{He}$ . Полуширина распределения  $\sigma=0,015$  соответствует средней погрешности в измерении импульсов фрагментов  $\langle \Delta p/p \rangle \approx 10\%$ . События, которые вышли за пределы гауссовской кривой в области малых  $K$ , могут быть обусловлены как примесью  ${}^4\text{He}$ , так и погрешностями измерений, превышающими среднюю. Анализ показал, что в области больших  $K$  уширение вызывается большей погрешностью измерений. Средняя погрешность для этих событий составляет  $\sim 20\%$  из-за малых длин измерений, обусловленных вторичными взаимодействиями. Таким образом, можно считать, что распределение по величине  $K$  стриппинговых частиц с  $z=2$  в основном удовлетворяет гауссовскому распределению и согласуется с оценками погрешностей измерений импульсов вторичных частиц в работе /7/.

На рис.2/а/ приведены спектры стриппинговых частиц с  $z=2$  для взаимодействий в пропане. Максимум спектра соответствует вылету фрагментов  ${}^3\text{He}$ , как и для  $\alpha\text{Ta}$ -взаимодействий. При этом распределение расширяется в область больших значений  $K$  в основном за счет меньшей длины измерения треков. В области малых  $K$  должно проявиться присутствие случаев упругого  $\alpha p$ -рассеяния на водороде пропана.

Рассмотрим вероятность регистрации  ${}^4\text{He}$  среди вторичных частиц в процессах упругого  $\alpha p$ - и квазиупругого  $\alpha C$ - и  $\alpha\text{Ta}$ -взаимодействий.

Большая величина наклона дифференциального сечения упругого  $\alpha p$ -рассеяния  $/b=40/$  приводит к тому, что 99% протонов отдачи имеют импульс менее 350 МэВ/с. Порог регистрации протона в пропане составляет 150 МэВ/с, что соответствует пробегу 2 мм. В интервал импульсов протонов 150 МэВ/с-350 МэВ/с попадает 40% событий упругого  $\alpha p$ -рассеяния, а в интервал 200 МэВ/с-350 МэВ/с - 20% событий. Однако в области малых длин пробега протонов  $l \lesssim 1$  см,  $p < 200$  МэВ/с/ эффективность обнаружения двухлучевых взаимодействий невелика и нижняя граница спектра регистрируемых протонов не является достаточно резкой для того, чтобы расчетным путем найти число зарегистрированных упругих событий. На основе соотношения между импульсом и углом вылета протона в соответствии с кинематикой упругого рассеяния на опыте выделено 10 случаев упругого взаимодействия, что соответствует регистрации  $\sim 9\%$  упругих  $\alpha p$ -событий.

В случае квазиупругого взаимодействия  $\alpha$ -частицы с ядрами мишени рассеяние происходит на движущемся нуклоне ядра. Корреляция между импульсом и углом вылета протона отдачи нарушается, поэтому выделить такие случаи по результатам измерений не удастся. Примем, что эффективность регистрации таких событий не выше 9%, найденных для упругих  $\alpha p$ -событий. Величина сечения квазиупругого рассеяния оценивалась по формуле /7/:

$$\sigma_q^{AA} = 1,6 (A_i^{1/3} + A_t^{1/3} - 1) \sigma_{el}^{NN},$$

где  $A_i$  и  $A_t$  - атомный вес ядер снаряда и мишени, а  $\sigma_{el}^{NN}$  - величина упругого NN-рассеяния. Значение  $\sigma_{el}^{NN}$  принято равным 12 мб. Тогда оценка числа зарегистрированных случаев квазиупругого рассеяния составляет для тантала ~3,5 события и для пропана ~5,6 событий. Общее число зарегистрированных случаев упругого  $\alpha p$ - и квазиупругого  $\alpha C$ -рассеяния в пропане составляет ~16 событий, что согласуется с числом случаев на рис.2/а/, выходящих за пределы гауссовской кривой в области малых значений переменной  $K$ .

Для взаимодействий в тантале при отборе кандидатов в квазиупругие события были использованы следующие критерии: 1/ число частиц в событии  $n_{\pm} = 2$ ; 2/ имеется протон с остановкой внутри камеры / $p < 600$  МэВ/с/. По таким критериям исключено одно событие с  $(p/z) = 15,7 + 2,2$  ГэВ/с. Это согласуется с оценкой, приведенной выше, т.к. порог регистрации протона при взаимодействии в пластине составляет 200 МэВ/с и уменьшает вероятность регистрации квазиупругих взаимодействий в два раза.

Среди частиц с  $z=2$  и углом вылета  $\theta < 4^\circ$  в  $\alpha Ta$ -взаимодействиях были найдены три случая /6% от всех событий/, где близкие вторичные взаимодействия / $\ell \leq 4$  см/ не позволили измерить импульсы этих частиц. Поправка, учитывающая близкие вторичные взаимодействия как в пропане, так и в тантале, для реакции со стриппинговыми фрагментами  ${}^3He$  и  ${}^3H$  предполагалась по величине такой же. Доля случаев реакции /1/ от числа всех неупругих  $\alpha Ta$ -взаимодействий и ее сечение приведены в таблице.

Описывая распределение стриппинговых фрагментов  ${}^2H$  и  ${}^3H$  /рис.16 и 26/ налетающего ядра по переменной  $K$  гауссовской кривой, мы нашли полуширину ( $\sigma=0,015$ ) распределения для  ${}^3H$ -фрагмента в области  $K < 1/p_{3H}$ , поскольку эта область не содержит примеси частиц другой природы. Фрагменты, оставшиеся за пределами этой кривой в области  $K > 1/p_{3H}$ , были отнесены к  ${}^2H$ -фрагментам. Полуширина гауссовского распределения для  ${}^2H$ -фрагментов  $\sigma=0,015$  найдена на участке спектра  $1/p_{3H} < K < 1/p_{2H}$ . Из рисунков 16 и 26 видно, что практически все стриппинговые фрагменты попадают в область импульсов  $p \geq 6$  ГэВ/с / $K < 0,16/$ , а примесь стриппинговых протонов невелика.

Таблица

Реакция	Доля случаев реакции от числа неуспешных взаимодействий	Сечение реакции, мб	$\langle n_- \rangle$	$\mathcal{D}_-$	$\langle n_+ \rangle$	$\mathcal{D}_+$
(1) $\alpha + \text{Ta} \rightarrow {}^3\text{He} + \dots$	$0,068 \pm 0,009$	$159 \pm 21$	$0,64 \pm 0,09$	$0,66 \pm 0,20$	$5,1 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,5$
(1) $\alpha + \text{C}_3\text{H}_8 \rightarrow {}^3\text{He} + \dots$	$0,107 \pm 0,012$	$238 \pm 27$				
(2) $\alpha + \text{Ta} \rightarrow {}^2\text{H} + \dots$	$0,050 \pm 0,008$	$117 \pm 19$	$0,47 \pm 0,11$	$0,47 \pm 0,11$	$4,9 \pm 0,5$	$2,9 \pm 0,8$
(2) $\alpha + \text{C}_3\text{H}_8 \rightarrow {}^2\text{H} + \dots$	$0,103 \pm 0,009$	$229 \pm 25$				
(3) $\alpha + \text{Ta} \rightarrow {}^2\text{H} + \dots$	$0,074 \pm 0,010$	$173 \pm 23$	$0,77 \pm 0,10$	$0,81 \pm 0,27$	$6,8 \pm 0,4$	$3,8 \pm 0,5$
(3) $\alpha + \text{C}_3\text{H}_8 \rightarrow {}^2\text{H} + \dots$	$0,20 \pm 0,02$	$425 \pm 35$				

Площадь под гауссовскими кривыми в спектре  $\frac{dN}{dK}$  определяет число случаев вылета фрагментов  ${}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}$ . Поправка на учет близких вторичных взаимодействий для реакции /3/ составила +5%.

Полученные значения сечений реакций /2/ и /3/ приведены в таблице.

### 3. СРАВНЕНИЕ С РАСЧЕТАМИ ПО МОДЕЛИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Вероятности образования различных стриппинговых фрагментов в зависимости от атомного веса ядра-мишени могут быть рассчитаны по модели многократного рассеяния. Образование фрагментов  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  происходит в таких процессах, когда соответственно нейтрон или протон налетающей  $\alpha$ -частицы взаимодействует упруго или неупруго с мишенью, а остальные три нуклона пролетают без взаимодействия, т.е. являются стриппинговыми. Вклад других механизмов, когда в состав  ${}^3\text{He}$  или  ${}^3\text{H}$  входит взаимодействующий нуклон, должен быть мал. Вероятность этого составляет около 10% в двухлучевых событиях  $\alpha p \rightarrow {}^3\text{He} p$  /9/. В соударениях с рождением вторичных частиц она должна быть еще меньше.

В случае взаимодействия одного из нуклонов налетающего ядра  ${}^4\text{He}$  три оставшихся стриппинговых нуклона могут оказаться в состояниях  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^2\text{H}+p$ ,  ${}^2\text{H}+n$  или фрагментировать на три несвязанных нуклона. В модели многократного рассеяния /4/ предполагается, что при достаточно высокой начальной энергии /несколько ГэВ на нуклон/ процесс формирования этих конечных состояний происходит на больших расстояниях от ядра-мишени и не должен зависеть от ее типа. В таком случае вероятности образования фрагментов  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  можно записать в виде

$$V_{4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}}(A) = C_{3\text{He}} \cdot V_1^{4\text{He}}(A),$$

$$V_{4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H}}(A) = C_{3\text{H}} \cdot V_1^{4\text{He}}(A),$$

/4/

где  $V_1^{4\text{He}}(A)$  - вероятность того, что именно один нуклон ядра  ${}^4\text{He}$  провзаимодействует с ядром А мишени, а  $C_{3\text{He}}$  и  $C_{3\text{H}}$  - вероятности перехода трех стриппинговых нуклонов соответственно в  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$ .

Функция  $V_1^{4\text{He}}(A)$  может быть вычислена с помощью модели многократного рассеяния. Она представляется в виде /4/:

$$V_1^{4\text{He}}(A) = \frac{4}{\sigma_{\text{inel}}^{4\text{He}A}} \int d^2b [D(b)]^3 [1 - D(b)], \quad /5/$$

$$D(b) = \int \rho_{4\text{He}}(t-b) \cdot e^{-\sigma A \rho_A(t)} d^2t, \quad /6/$$

где  $b$  - прицельный параметр,  $\sigma$  - сечение взаимодействия нуклонов,  $D(b)$  имеет смысл вероятности для одного нуклона ядра  ${}^4\text{He}$  пролететь сквозь ядро-мишень без взаимодействия.

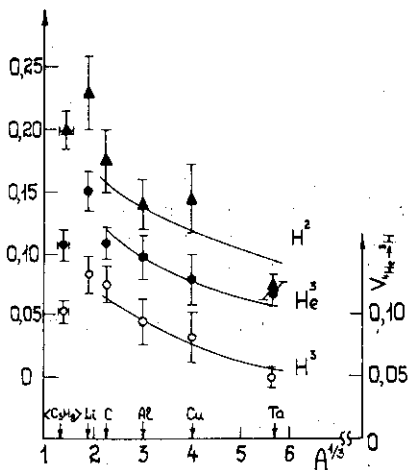


Рис.3. Вероятность образования  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}$  стриппинговых фрагментов при соударениях  $\alpha$ -частиц с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон с ядрами в зависимости от атомного веса ядра-мишени:  $\blacktriangle$  -  ${}^2\text{H}$ ,  $\bullet$  -  ${}^3\text{He}$ /шкала слева/,  $\square$  -  ${}^3\text{H}$  /шкала справа/.

Предполагалось, что при  $A \leq 16$  плотность ядерной материи описывается формулой

$$\rho(r) = \left(\frac{a^2}{\pi}\right)^{3/2} \exp(-a^2 r^2),$$

где  $a_{4\text{He}}^2 = 0,337 \text{ Фм}^{-2}$ ,  $a_{12\text{C}}^2 = 0,26 \text{ Фм}^{-2}$ . При  $A > 16$  имеем

$$\rho(r) = \rho_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r+c_1}{c_2}\right) \right]^{-1},$$

где  $c_1 = 1,12 \text{ Фм} \cdot A^{1/3}$ ,  $c_2 = 0,545 \text{ Фм}$ . Величина сечения принята равной  $\sigma = \sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}} = 42,7 \text{ мб}$ . Условие нормировки имеет вид:

$$\int_0^\infty \rho(r) 4\pi r^2 dr = 1.$$

Величины  $C_{3\text{He}}$  и  $C_{3\text{H}}$  определяются из сравнения с экспериментом.

На рис.3 приведены результаты расчета вероятностей  $V_{4\text{He} \rightarrow 3\text{He}}(A)$  и  $V_{4\text{He} \rightarrow 3\text{H}}(A)$  для различных типов ядер-мишеней вместе с экспериментальными данными. Данные для тантала и пропана получены в настоящей работе, а для ядер Li, C, Al и Cu - на 2-метровой стримерной камере СКМ-200 при облучении ее пучком  $\alpha$ -частиц с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон<sup>18</sup>. Расчетные кривые удовлетворительно описывают зависимость  $V(A)$  для  $A \geq 12$  и согласуются с опытом при значениях  $C_{3\text{He}} = 0,27 / \chi^2 / \text{ст. св.} = 2/$ ,  $C_{3\text{H}} = 0,26 / \chi^2 / \text{ст. св.} = 0,6/$ . Данные для пропана выпадают из этой зависимости при условии ее плавной экстраполяции в область мень-



ших значений  $A$ . Однако приведенные формулы неприменимы в области  $A \leq 12$ .

Образование стриппинговых ядер  ${}^2\text{H}$  возможно при взаимодействии как одного, так и двух нуклонов налетающего ядра  ${}^4\text{He}$ . Как видно из результатов работы<sup>/8/</sup>, вклад первого механизма, когда рождается стриппинговая система  ${}^2\text{H}+p$  или  ${}^2\text{H}+d$ , в несколько раз меньше вклада второго. Оценка вклада этого механизма, найденная для системы  ${}^2\text{H}+p$ , по нашим данным, составляет  $1/18+5\%$ . Пренебрегая этим вкладом, т.е. считая, что  ${}^2\text{H}$  рождаются только в двухнуклонных взаимодействиях, получаем

$$V_{{}^4\text{He} \rightarrow {}^2\text{H}}(A) = C_{2\text{H}} \cdot V_2^{{}^4\text{He}}(A), \quad /7/$$

$$V_2^{{}^4\text{He}}(A) = \frac{6}{\sigma_{\text{inel}}^{{}^4\text{He}A}} \cdot \int d^2b [D(b)]^2 [1 - D(b)]^2 \quad /8/$$

Результаты расчета функции  $V_{{}^4\text{He} \rightarrow {}^2\text{H}}$  для разных ядер-мишеней, приведенные на рис.3, также согласуются с экспериментом. Коэффициент  $C_{2\text{H}}$  при этом оказывается равным 0,6. В действительности, он может быть завышен на  $\sim 20\%$  из-за вклада однонуклонных взаимодействий.

Точность определения параметров  $C_{{}^3\text{He}}$ ,  $C_{{}^3\text{H}}$ ,  $C_{2\text{H}}$  — порядка 20%.

#### 4. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ С ВЫЛЕТОМ ТЯЖЕЛЫХ ФРАГМЕНТОВ

Для событий  $\alpha\text{Ta}$  с испусканием фрагментов  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}$  исследовалась множественность отрицательных и всех заряженных частиц. Имея в виду результаты п.3, можно ожидать, что средняя множественность отрицательных частиц в событиях со стриппинговыми фрагментами  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  будет близка к средней множественности таких же частиц в нейтрон-нуклонных и протон-нуклонных взаимодействиях соответственно, т.к. взаимодействие только одного из четырех нуклонов налетающего ядра более вероятно при периферическом соударении с ядром-мишенью.

Значения средней множественности отрицательных частиц  $\langle n_- \rangle$ , дисперсии распределения по числу отрицательных частиц  $D_-$ , а также средней множественности всех заряженных частиц  $\langle n_{\pm} \rangle$  и дисперсии их распределения  $D_{\pm}$  приведены в таблице. Сравнивая величину  $\langle n_- \rangle$  для реакций /1/ и /2/ на тантале с данными по  $\langle n_- \rangle$  для ядер  $\text{Li}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ <sup>/8/</sup>, можно отметить постоянство  $\langle n_- \rangle$  для всех типов ядер-мишеней, как это должно быть в случае квазинуклонного взаимодействия с ядром. Величина  $\langle n_- \rangle$  близка к значению, наблюдаемому в соответствующих нуклон-нуклонных реакциях при нормировке на их неупругое сечение  $\langle n_- \rangle_{pN} = 0,43 \pm 0,01$ ;  $\langle n_- \rangle_{nN} = 0,62 \pm 0,04$ <sup>/6/</sup>.

Средняя множественность всех заряженных частиц  $\langle n_{\pm} \rangle$  в  $\alpha$ Та-взаимодействиях с  ${}^3\text{He}$ - и  ${}^3\text{H}$ -фрагментами существенно меньше, чем для всех  $\alpha$ Та-взаимодействий /  $\langle n_{\pm} \rangle_{\alpha\text{Ta}} = 16,0 \pm 0,6 / 13\%$ . Однако ядро-мишень в части случаев получает довольно сильное возбуждение. Зарегистрированы события с суммарным зарядом всех вторичных частиц, равным 8 для пропана и 14 для тантала. Это означает, что взаимодействие нуклона из ядра  ${}^4\text{He}$  с ядро-мишенью даже при условии формирования  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  стриппинговых фрагментов может происходить при достаточно малых прицельных параметрах.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение взаимодействий  $\alpha$ -частиц с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон с танталом и пропаном с испусканием тяжелых фрагментов  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}$  на 2-метровой пропановой камере позволило установить следующее:

1. Зависимость вероятности испускания фрагментов  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}$  от атомного веса ядра-мишени описывается моделью многократного рассеяния. При этом вероятности объединения невзаимодействующих нуклонов в связанную систему оказываются довольно большими. Так, три нуклона-спектатора примерно в половине случаев объединяются в ядра  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$ , причем с одинаковой вероятностью. Если спектаторами являются два нуклона, то в 2/3 событий это протон и нейтрон. Они оказываются связанными в дейтрон более чем в половине случаев.

2. Экспериментальные данные по множественности отрицательных частиц в событиях с вылетом фрагментов  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  соответствуют взаимодействию одного налетающего нуклона. Значение  $\langle n_{-} \rangle$  совпадает со средней множественностью  $\langle n_{-} \rangle_{NN}$  в нуклон-нуклонных взаимодействиях, нормированной на неупругое сечение.

Авторы благодарны всем участникам сотрудничества по исследованию ядро-ядерных взаимодействий на 2-метровой пропановой камере и лаборантам, участвовавшим в просмотре пленок и измерениях, за помощь в получении экспериментальных данных.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Abdrahamanov E.O. et al. Z.Phys.C, Part. and Fields, 1980, 5, 1;  
Баатар Ц. и др. ОИЯИ, P1-80-209, Дубна, 1980.
2. Gasparyan A.P. et al. Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf., Kyoto, 1979, v.6, HE 3-6, p. 176.
3. Kowalski M., Bartke J. Communication of JINR, E1-80-809, Dubna, 1980.

4. Гаспарян А.П. и др. ОИЯИ, 1-80-853, Дубна, 1980.
5. Хорозов С. ОИЯИ, 2-80-142, Дубна, 1980.
6. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1978, т.28, с. 1304.
7. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979.
8. Abdurakhimov A.V. et al. JINR, E1-12730, Dubna, 1979.
9. Glagolev V.V. et al. JINR, E1-12943, Dubna, 1979.
10. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, 1-9280, Дубна, 1975.
11. Баатар Ц. и др. ОИЯИ, 1-80-111, Дубна, 1980.
12. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
13. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-10779, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 ноября 1981 года.