

5819

Б-202

23/III-71

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2871/2-71

P1 - 5819



5819

А.М. Балдин, Н. Гиордэнеску, В.Н. Зубарев,  
А.Д. Кириллов, В.А. Кузнецов, Н.С. Мороз,  
В.Б. Радоманов, В.Н. Рамжин, В.А. Свиридов,  
В.С. Ставинский, М.И. Яцута

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

НАБЛЮДЕНИЕ ПИОНОВ  
ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ  
ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ДЕЙТОНОВ С ЯДРАМИ

1971

P1 - 5819

А.М. Балдин, Н. Гиордэнеску, В.Н. Зубарев,  
А.Д. Кириллов, В.А. Кузнецов, Н.С. Мороз,  
В.Б. Радоманов, В.Н. Рамжин, В.А. Свиридов,  
В.С. Ставинский, М.И. Яцута

НАБЛЮДЕНИЕ ПИОНОВ  
ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ  
ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ДЕЙТОНОВ С ЯДРАМИ

*Направлено в Physics Letters*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Изучение эффектов, связанных с большими передачами импульсов при столкновении лептонов с адронами или адронов с адронами, привлекает в последние годы все большее внимание. В результате многочисленных исследований были обнаружены очень интересные закономерности, носящие универсальный характер.

Среди этих закономерностей особое значение имеет масштабная инвариантность, по-видимому, отражающая общие важные свойства материи. Одним из ярких проявлений этой закономерности следует считать обнаруженную зависимость отношения выходов вторичных клонированных пионов <sup>/1/</sup> только от отношения  $p/p_{max}$ , где  $p_{max}$  - максимальный импульс, а  $p$  - импульс вторичной частицы, для  $p \geq 0,6 p_{max}$ .

Проблема получения вторичных пучков частиц имеет большое значение не только с точки зрения отмеченных выше идей, но и с точки зрения планирования экспериментов, строительства и усовершенствования ускорителей.

На синхрофазотроне в августе 1970 г. были завершены работы по модернизации ряда систем ускорителя и получен режим ускорения дейтронов с импульсом 11 Гэв/с.

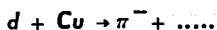
Новый режим открывает интересные перспективы для исследований в области релятивистской ядерной физики /2/. Поскольку ядра дейтерия обладают отношением заряда к массе примерно таким же, что и ядра с одинаковым количеством протонов и нейтронов, то проблема релятивистского ускорения многозарядных ядер на синхрофазотроне в основном сводится к проблеме создания источников полностью ионизованных атомов. Ускорение частиц, обладающих зарядом, большим единицы, дает возможность получать энергию ускоряемых частиц (при одинаковых параметрах ускорителя) большую, чем энергия протонов в число раз, равное кратности их заряда.

В связи с изложенным возникает естественный вопрос: сколь интенсивны будут пучки вторичных частиц с энергией, превышающей энергию, приходящуюся на один нуклон релятивистски движущегося ядра? Ответ на этот вопрос имеет большое значение в обоих указанных выше аспектах.

В работах /2,3/ были высказаны соображения в пользу возможности получения на основе релятивистского ускорения многозарядных ионов вторичных пучков частиц с энергией, значительно превышающей номинальную энергию ускорителя.

Естественно ожидать, что для большой передачи энергии одной вторичной частице группа нуклонов налетающего ядра должна находиться на относительных расстояниях, меньших размеров области, в которой происходят многочастичные обмены - то есть появление пионов с энергией, значительно превышающей энергию, которая приходится на один нуклон налетающего ядра, является следствием многонуклонного столкновения, следствием ядерного кумулятивного эффекта.

Целью настоящей работы являлось обнаружение простейшего многобарийонного столкновения:



при энергии пионов, значительно превышающей половину кинетической энергии дейтонов.

### Эксперимент

Первичный пучок ускоренных дейтонов ( $d$ ) попадал на одну из помещенных в камере ускорителя медных мишеней  $T_1, T_2, T_3, T_4, T_5$  (рис. 1). Рожденные в направлении падающих дейтонов пионы анализировались по импульсу магнитным полем ускорителя и попадали в магнитные каналы  $K_1$  и  $K_2$  (рис. 1). Первые объективы ( $L_1, L_2$  и  $L_8, L_9, L_{10}$ ) магнитной оптики каналов определяли телесные углы вылета вторичных пионов  $\Delta\Omega_{1,2} = 2 \cdot 10^{-4}$  и  $\Delta\Omega_2 = 4.5 \cdot 10^{-4}$  стеррад), а импульсные щели  $K_1$  и  $K_2$  определяли интервал регистрируемых импульсов ( $\pm \frac{\Delta p_1}{p_1} = 3\%$  и  $\pm \frac{\Delta p_2}{p_2} = 1,5\%$ ). Анализирующие магниты ( $H_1, H_2$  и  $H_3$ ) вместе с магнитным полем ускорителя определяли энергию вторичных пионов.

Поскольку геометрия магнитных каналов фиксирована, разные энергии вторичных пионов можно было получить, либо меняя мишень в камере ускорителя ( $T_1, T_2$  и т.д.), либо меняя магнитное поле ускорителя, т.е. меняя энергию ускоренных дейтонов.

Сечение рождения пионов  $\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp}$  определяется через измеряемые величины следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp} = \frac{n}{N} \cdot \frac{1}{e \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta p \cdot \epsilon}, \quad \text{где}$$

$n$  - интенсивность рожденных дейтонов,

$N$  - интенсивность падающих дейтонов,

$e$  - число ядер на см<sup>2</sup>,

$\Delta\Omega$  - телесный угол магнитного канала,

$\Delta p$  - интервал импульсов и

$\epsilon$  - эффективность взаимодействия первичного пучка с мишенью.

Чтобы исключить погрешность, связанную с эффективностью взаимодействия ( $\epsilon$ ) ускоренного пучка дейтонов с мишенью, абсолютная нормировка была выполнена по экспериментальным данным <sup>/1,4/</sup> для сечения рождения пионов ускоренными протонами. Действительно, сечение образования пионов протонами равно:

$$\frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp} = \frac{m}{M} \cdot \frac{1}{\epsilon \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta p \cdot \epsilon \cdot \sigma} \quad , \text{ где}$$

$m$  - интенсивность рожденных пионов,

$M$  - интенсивность ускоренных протонов.

Следовательно:

$$\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp} = \eta \frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp} \quad , \text{ где}$$

$\eta$  - экспериментально измеряемая величина.

Измерения на ускоренных протонах были проведены без изменения геометрии опыта (положения мишени в камере ускорителя, магнитного поля ускорителя и оптики магнитного канала).

Интенсивность первичного пучка протонов ( $M$ ) и дейтонов ( $N$ ) определялась по внутреннему монитору пучка синхрофазотрона с точностью  $\sim 10\%$ . Интенсивность вторичных пионов ( $n$  и  $m$ ) определялась системой черенковских годоскопических (канал 1) <sup>/5/</sup> и сцинтилляционных счетчиков (канал 2).

Регистрирующая аппаратура (рис. 1, канал 1) состояла из счётчика антисовпадений  $S_0$  с отверстием диаметром 7 см, определяющего размеры пучка пионов; годоскопического счётчика  $G_0$  двойных совпадений центральной зоны и дифференциального черенковского счётчика  $M$  тройных совпадений. При угловом разрешении  $\pm 2$  мрад система имела энергетическое разрешение  $+\frac{\Delta E}{E} = 1,5\%$ . Уровень фона (случайные совпадения) для определения отношения  $\frac{n}{m}$  составлял  $10^{-8}$ .

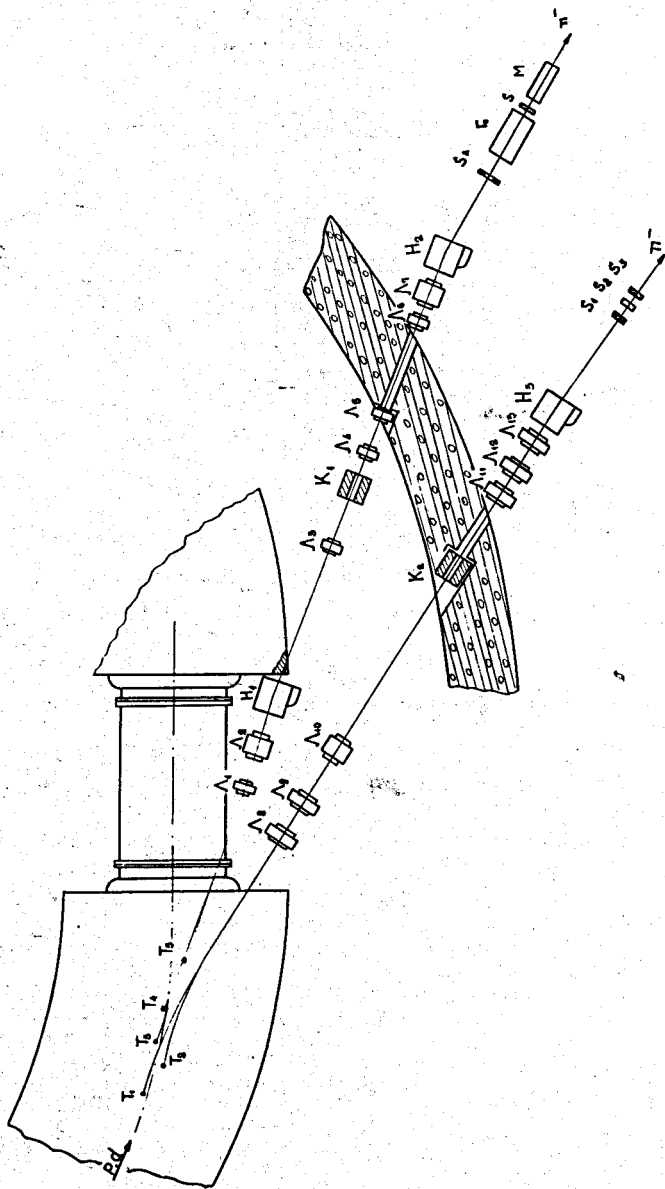


Рис. 1. Схема эксперимента.

Счетчики настраивались на регистрацию пионов так, что вероятность регистрации мюонной и электронной компонент не превышала нескольких процентов.

В фокальной плоскости канала 2 располагался годоскоп из трех сцинтилляционных счетчиков.

В таблице 1 приведены экспериментальные данные по величине  $\eta$  для различных первичных энергий дейтонов, различных энергий и углов вылета вторичных пионов (все величины в лабораторной системе координат).

Для определения абсолютной величины сечения рождения пионов дейтонами по измеренной величине  $\eta$  необходимо иметь экстраполированные значения сечения рождения пионов (указанных в столбце 2 таблицы 1 энергий) протонами с импульсом, равным импульсу ускоренных дейтонов.

Анализ экспериментальных данных по сечению образования пионов на ядрах ( $Be$ ,  $Al$ ,  $Pb$ ) протонами с импульсом 11, 8; 18,8; 23,1; 70 Гэв/с <sup>/1,4/</sup> методом наименьших квадратов показал, что необходимая для нормировки величина  $\frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp}$  может быть аппроксимирована аналитической функцией одной переменной

$$X = p_{\pi} / p_{\pi \max} \quad , \quad \text{где}$$

$p_{\pi}$  - импульс рожденного пиона,

$p_{\pi \max}$  - максимальный импульс пиона в предположении, что налетающий протон взаимодействует с одним из нуклонов ядра мишени.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные по  $\frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp} (0^{\circ})$ , пересчитанные на ядро меди (прямая пропорциональность полному неупругому сечению) в зависимости от переменной  $X$ . И использованные для пересчета на ядро меди неупругие сечения, равные <sup>/6/</sup>:



Таблица I

Кинетическая энергия дептонов (Гэв)	Импульс вторичных пионов (Гэв/с)	Максимально возможный импульс пиона, рожденного одним из нуклонов дептона	Угол вылета вторичных пионов (град.)	5	6
12	2	3	4	5	6
7,60	4,23	3,82	0	(1,7 ± 0,25) · 10 <sup>-2</sup>	сцинтилляционный
7,92	4,62	3,98	0	(1,2 ± 0,18) 10 <sup>-2</sup>	черенковский
7,92	4,62	3,98	94	(1,5 ± 0,22) 10 <sup>-2</sup>	черенковский
8,52	4,95	4,30	0	(0,8 ± 0,12) 10 <sup>-2</sup>	черенковский
8,52	4,95	4,30	94	(1,2 ± 0,18) 10 <sup>-2</sup>	черенковский
5,40	3,35	2,72	0	(0,8 ± 0,12) 10 <sup>-2</sup>	сцинтилляционный
8,52	7,02	4,30	0	(5,3 ± 0,8) 10 <sup>-4</sup>	черенковский
8,50	7,24	4,29	0	(4,4 ± 0,7) 10 <sup>-5</sup>	сцинтилляционный

Таблица 2

Кинетическая энергия дейтонов (ГэВ)	X	$\theta$ [m $\cdot$ r]	$\frac{d^2\sigma_{\pm}}{d\Omega dp} \left[ \frac{mb}{st. G\mu k} \right]$	$\alpha$
7,60	0,667	0	3,81 $\pm$ 0,76	0,057 $\pm$ 0,015
7,92	0,694	0	2,24 $\pm$ 0,45	0,045 $\pm$ 0,012
7,92	-	94	0,82 $\pm$ 0,17	-
8,52	0,681	0	1,52 $\pm$ 0,30	0,03 $\pm$ 0,008
8,52	-	94	0,83 $\pm$ 0,17	-
5,40	0,779	0	1,24 $\pm$ 0,25	0,06 $\pm$ 0,015
8,52	0,966	0	0,014 $\pm$ 0,003	0,3 $\pm$ 0,2

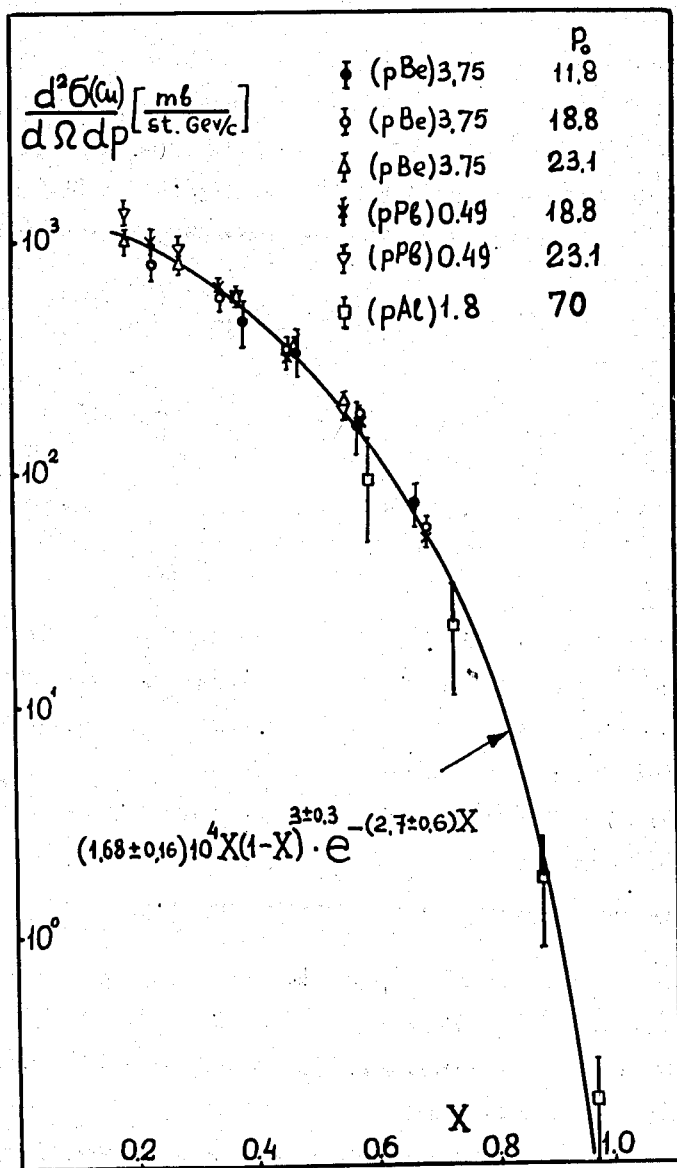


Рис. 2. Аппроксимация экспериментальных данных по сечению рождения пионов на ядрах меди аналитической функцией.

$$\sigma(Be) = 227 \text{ мб}$$

$$\sigma(Al) = 472 \text{ мб}$$

$$\sigma(Cu) = 850 \text{ мб}$$

$$\sigma(Pb) = 1750 \text{ мб},$$

хорошо согласуются с зависимостью от атомного номера типа  $A^{2/3}$ .

Экспериментальные данные фитировались аналитической функцией вида:

$$\frac{d^2 \sigma_p}{d\Omega dp} = AX(1-X)^c e^{-aX}.$$

При  $X^2 = 29$  (28 экспериментальных точек) получены значения параметров:

$$\begin{aligned} A &= (1,68 \pm 0,16) 10^4 && \text{мб} \\ a &= 2,70 \pm 0,60 && \text{стер. Гэв/с} \\ c &= 2,99 \pm 0,30 \end{aligned}$$

Таким образом, экспериментальные данные по рождению пионов протонами разных энергий можно описать функцией, зависящей от относительной переменной  $X$ . Используя найденную параметризацию, можно по экспериментальной величине  $\eta$  найти абсолютные величины сечения образования пионов дейтонами. Экспериментальные данные по

$\frac{d^2 \sigma_d}{d\Omega dp}$  приведены в таблице II. В этой же таблице приведены отношения ( $a$ ) сечений  $\frac{d^2 \sigma_d}{d\Omega dp}$  к протонному сечению

$\frac{d^2 \sigma_p}{d\Omega dp}$  при такой энергии протонов, чтобы максимально возможные импульсы пионов в реакциях  $d + N \rightarrow \pi^- + \dots$   $p + N \rightarrow \pi^- + \dots$  были равны ( $X$  - отношение импульса рожденного пиона к максимально возможному в реакции с дейтоном).

На рис. 3 приведена кривая сечения рождения пионов дейтонами, нормированная на среднее значение  $a$ , найденное нормировкой экспериментальных данных для дейтонов по протонному фиту.

## Обсуждение экспериментальных данных

Полученные результаты показывают, что при бомбардировке мишени даже такими слабо связанными ядрами как дейтоны выход вторичных пионов заданной энергии всего лишь в  $\sim 25$  раз ниже чем при бомбардировке той же мишени протонами (при равных кинематических пределах для энергии пиона, рожденного на нуклоне мишени). Таким образом, обнаруженный эффект достаточно велик, чтобы представлять интерес в обоих, указанных во введении, аспектах.

В <sup>13/</sup> была высказана гипотеза, что спектры вторичных частиц высоких энергий при столкновении релятивистских ядер определяются локальными свойствами адронной материи, а не геометрическими характеристиками сталкивающихся объектов (формфакторами). Эта гипотеза фактически означает распространение масштабной инвариантности на столкновение релятивистских ядер.

Согласно сформированной гипотезе, спектр вторичных частиц от бомбардировки ядрами дейтерия должен определяться той же универсальной функцией от аргумента  $X$ , которой описывается спектр вторичных частиц в нуклон-нуклонных столкновениях. Из рис. 3 видно, что экспериментальные данные, полученные в настоящей работе для ядер дейтерия, хорошо согласуются с этой гипотезой. Оценка же абсолютной нормировки спектра (отношение выхода частиц от столкновения группы из  $A$  нуклонов с мишенью, к выходу от столкновения протонов) должна определяться вероятностью нахождения группы из  $A$  нуклонов в области мезообразования.

В применении к нашему случаю эта модель означает, что отношение выходов пионов в случае дейтонной и протонной бомбардировок в условиях, когда аргумент  $X$  одинаков, должно быть постоянной величиной, равной отношению объема, определяемого радиусом взаимодейст-

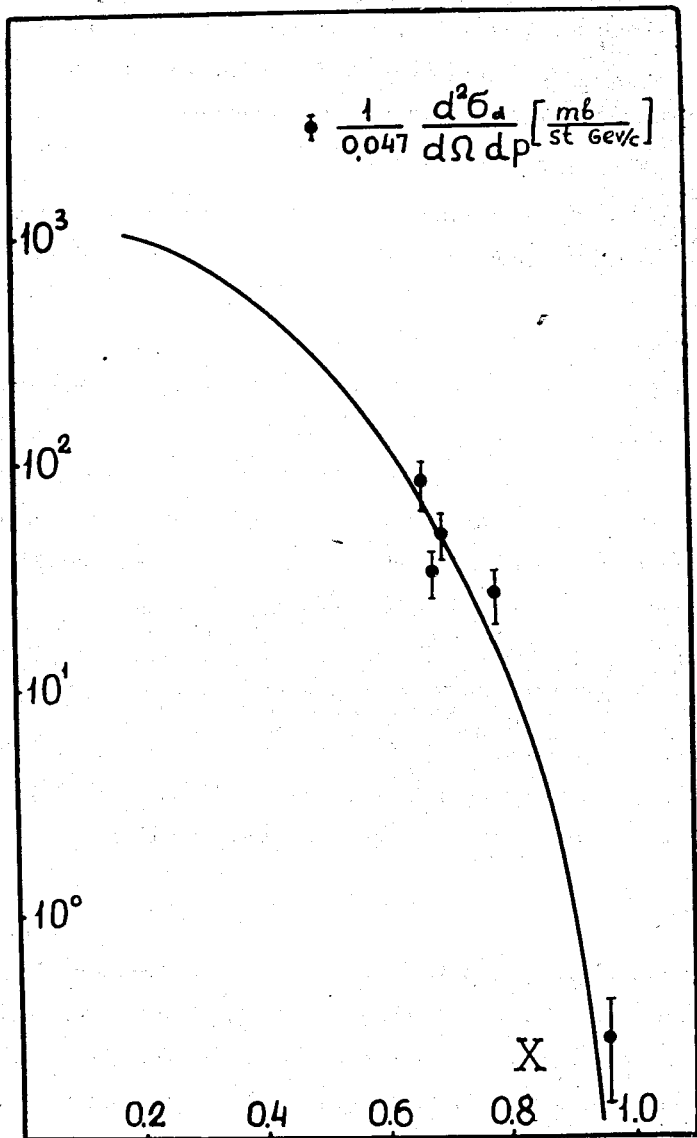


Рис. 3. Сравнение экспериментальных данных по сечению рождения пионов дейтронами с теоретической функцией, описывающей сечение рождения пионов протонами.

вия  $\rho$ , к объему, занимаемому дейтроном,  $a \approx (\rho/R_d)^3$ .

Как видно из табл. II, величина  $a$  в пределах ошибок постоянна и равна  $4 \pm 5\%$ . Отсюда для радиуса  $\rho$  получаем

$$\rho \approx (0,7 + 0,8) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Таким образом, наши данные хорошо согласуются с обсуждаемой моделью. Следует отметить, что они относятся к близким значениям

$X$ .

Точка при  $X = 0,966$  тоже согласуется с моделью, причем сечение в этой области падает на два порядка величины по сравнению с

$X = 0,7$ . Однако этому факту мы не склонны придавать большого значения, ибо в данной области спектр недостающих масс определяется очень малым разрешенным фазовым объемом, в котором основную роль играют дискретные и квазидискретные состояния, а не состояния сплошного спектра с большим числом образующихся частиц.

Считаем своим приятным долгом выразить благодарность Н.И. Павлову, И.Н. Семенюшкину, Л.П. Зиновьеву, Ю.Д. Безногих, С.В. Федукову, С.Н. Перфееву, О.Н. Цисляку, А.С. Исаеву, И.Н. Яловому за обеспечение режима ускорения дейтронов, А. Михулу, С.Б. Герасимову, Л. Ивановой за полезные обсуждения и помощь в работе.

#### Литература

1. Ю.Б. Бушнин, Ю.П. Горин, С.П. Денисов, С.В. Донсков, А.Ф. Дунайцев, В.А. Качанов, В.И. Котов, В.М. Кутьин, А.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, Е.А. Разуваева, Д.А. Стоянова, Ю.С. Ходырев, Р.С. Шувалов, Дж.В. Аллаби, Ф. Бион, А.М. Везерелл, Дж.Джакмелли, А.Н. Дидденс, П. Дюйтейль, Р. Менье, Ж.П. Пенье, М. Спигель, К.А. Стольбрандт, Ж.П. Строт, К. Шлюпманн. Ядерная физика, 10, 585 (1969).
2. А.М. Балдин. Труды международной конференции по физике тяжелых ионов. Препринт ОИЯИ, Р7-5769, Дубна (1971).

3. А.М. Балдин. Краткие сообщения по физике №1, стр. 35, Академия наук СССР (1971).
4. D. Dekkers, J.A. Geibel, R. Mermod, G. Weber, T.R. Willitts, K. Winter, B. Jordan, M. Vivargent, N.M. King, and E.J.N. Wilson Phys.Rev., 137, B.gb2 (1965).
5. V.I. Ivanov, N.S. Moroz, V.B. Radomanov, V.S. Stavinsky, V.N. Zubarev. Preprint JINR E13-5459, Dubna, 1970.
6. G. Bellettini, G. Cocconi, A.N. Diddens, E. Lillethun, G. Matthiae, J.P. Scanlon and A.M. Wetherell. Nucl.Phys., 79, 609 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

21 июня 1971 года.