

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-86-728

Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.Н.Жмыров,  
В.В.Иванов, М.А.Игнатенко, А.С.Кузнецов,  
Ю.А.Кожевников, Э.Мулас, С.В.Разин,  
Г.Д.Столетов, Н.П.Юдин\*

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ  $A(d,p)X$   
ПРИ 9 ГэВ/с В ОБЛАСТИ БОЛЬШИХ  
ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРОТОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\* Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

1986

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование импульсных спектров протонов от фрагментации дейтронов на ядрах, интенсивно проводящееся в последние годы, стимулируется главным образом стремлением получить дополнительную информацию о структуре дейтрона и ее проявлении в ядерных столкновениях. Определенный этап этих исследований завершился, когда стало ясно <sup>/1-3/</sup>, что всю накопленную к тому времени совокупность данных <sup>\*</sup>) о реакции  $A(d, p)X$  можно описать на основе модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния, с использованием известных волновых функций дейтрона (например, функций Рейда или Моравчика - Гартенхауза), и лоренцевского преобразования импульсов нуклонов внутри дейтрона при переходе из системы покоя дейтрона в лабораторную систему координат <sup>/1/</sup>.

В течение последних нескольких лет экспериментальные исследования реакций  $A(d, p)X$  проведены при импульсах дейтронов вплоть до 9 ГэВ/с, а спектры протонов измерены в более широком импульсном интервале, почти до кинематической границы их испускания <sup>/4-6/</sup>. При этом оказалось, что новые данные <sup>/6/</sup> уже не описываются в рамках прежнего подхода <sup>/1/</sup>, с использованием известных волновых функций дейтрона. Для объяснения возникшего расхождения были привлечены представления о примеси шестикварковой компоненты в волновой функции дейтрона и о проявлении в спектре протонов дибарионного резонанса <sup>/6/</sup>.

Наряду с накоплением новых экспериментальных данных за последние годы определенные успехи достигнуты и в развитии теоретических моделей для описания столкновений релятивистских составных систем <sup>/7-10/</sup>. Становится все более понятным, что извлечение информации о структуре дейтрона из данных о его фрагментации на ядрах невозможно без корректного описания механизма протекания реакции и надлежащего учета релятивистских эффектов. В значительной мере остается открытым и вопрос о том, в какой степени различные аспекты структуры релятивистской системы проявляются в спектрах ее фрагментов, испущенных в результате

<sup>\*</sup>) В работе <sup>/3/</sup> можно найти ссылки на результаты, полученные до 1978 г.

взаимодействия этой системы с мишенью. Все это обуславливает дальнейшие, более целенаправленные, исследования процессов фрагментации релятивистских дейтронов.

В экспериментах, описанных в работах /4,6/, измерялись спектры протонов, вылетающих в реакциях  $A(d, p)X$  под нулевым углом. При этом авторы надеялись извлечь информацию о волновой функции дейтрона непосредственно из результатов измерения дифференциальных сечений. Однако уже указывалось /5,11/, что дифференциальные сечения реакций  $A(d, p)X$ , измеренные под малыми углами, чувствительны не только к квадрату волновой функции дейтрона, но и к структуре поверхностного слоя ядра-мишени. При определенных условиях может оказаться существенным также вклад других механизмов, отличных от стриппинга и дифракционной диссоциации /12,13/.

Эти соображения побудили нас при исследовании реакций  $A(d, p)X$  выбрать такие кинематические условия, чтобы результаты экспериментов можно было интерпретировать с помощью одного доминирующего механизма реакции. Поэтому при измерении спектров протонов, испускаемых во взаимодействиях дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с ядрами водорода, дейтерия и углерода, угол наблюдения был выбран равным 0,139 рад. При этом интервалу импульсов вторичных протонов от 4,3 до 7,3 ГэВ/с в системе покоя дейтрона соответствуют углы испускания протонов вблизи от  $90^\circ$ , а именно от  $67^\circ$  до  $96^\circ$ , и можно было надеяться, что создаются условия для применимости модели жестких столкновений /7-9/.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения импульсных спектров протонов, испускаемых в реакциях  $A(d, p)X$ , проводились на синхрофазотроне ОИЯИ с помощью магнитного спектрометра с проволочными камерами на линии с ЭВМ. Схема эксперимента показана на рис. 1.

Пучок выведенных из синхрофазотрона дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с и интенсивностью  $(0,5 + 5) \cdot 10^9$  частиц в импульсах длительностью около 0,5 с и с частотой 0,1 Гц падал на мишени из  $CH_2$ ,  $CD_2$  и C толщиной около 2 г/см<sup>2</sup> каждая, устанавливавшиеся поочередно в ионопровод медленного вывода пучка. Вторичные частицы, испущенные под углом 0,139 рад, регистрировались в пределах горизонтального углового акцептанса 0,005 рад сцинтилляционными счетчиками С0 + С4 и проволочными камерами К1 + К13 /14/.

Телесный угол основного плеча спектрометра определялся размерами сцинтилляторов счетчиков С0 ( $54 \times 120 \times 20$  мм<sup>3</sup>) и С4 ( $600 \times 190 \times 20$  мм<sup>3</sup>) и

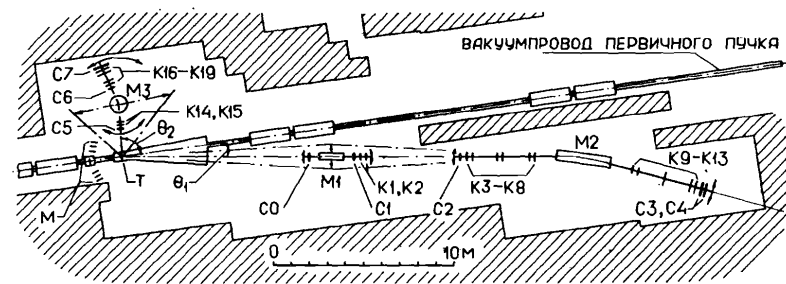


Рис. 1. Схема эксперимента. Т — мишень, М — миниторы пучка, М1 + М3 — магниты, С0 + С7 — сцинтилляционные счетчики, К1 + К19 — проволочные камеры.

составлял  $2,9 \cdot 10^{-5}$  ср. Каждый сцинтиллятор просматривался с противоположных концов двумя фотоумножителями типа XP-2020 через световоды из плексигласа. Импульсы от ФЭУ использовались как для выработки триггирующего сигнала установки, так и для измерения времени пролета регистрируемых частиц.

Импульсы вторичных частиц определялись по значениям координат, зарегистрированных проволочными камерами спектрометра, и данным о поле в зазоре анализирующего магнита с точностью около 0,2% /15/. Измерения охватывали импульсный интервал вторичных частиц от 3,3 до 9 ГэВ/с и проводились в неизменных геометрических условиях при нескольких значениях тока возбуждения анализирующего магнита. Эти значения выбирались таким образом, чтобы части спектра, полученные при соседних значениях тока, имели перекрывающиеся участки, измеренные со 100 %-ной геометрической эффективностью спектрометра. Это было необходимо, чтобы обеспечить правильное "сшивание" различных частей спектра в условиях быстрого изменения выхода вторичных частиц с импульсом.

Вторичные протоны выделялись по измеренным значениям их импульса и времени пролета на базе длиной около 22 м между счетчиками С0 и С4 с временным разрешением  $\pm 200$  пс /16/.

В типичных экспериментальных условиях регистрировалось от 10 до 500 событий за импульс ускорителя, в зависимости от измеряемой части спектра и интенсивности первичного пучка. Экспериментальная информация поступала в специальный блок буферной памяти, а в промежутках между импульсами ускорителя через аппаратуру связи передавалась в ЭВМ ЕС-1010, записывалась на магнитные ленты и подвергалась предвари-

тельной обработке в ходе эксперимента. Окончательная обработка данных с учетом всех критериев отбора событий производилась на ЭВМ CDC-6500.

Относительное мониторирование интенсивности дейтронного пучка, падавшего на мишень, производилось с помощью двух телескопов сцинтиляционных счетчиков, направленных на отдельную мониторную мишень из полиэтилена толщиной 600 мкм, расположенную в ионопроводе медленного вывода на расстоянии около 1,5 м перед исследуемой мишенью. Для абсолютной нормировки полученных в относительных единицах дифференциальных сечений  $d^2\epsilon/d\Omega dp$  процесса  $A(d, p)X$  в специальных опытах проводилось измерение наведенной активности ядер  $^{24}\text{Na}$  в тонких алюминиевых фольгах, облученных в месте расположения мишени. Предполагалось, что сечение реакции  $^{27}\text{Al}(d, X)^{24}\text{Na}$  не зависит от импульса падающих дейтронов в интервале от 3,8 до 9 ГэВ/с, и его значение было принято равным  $(15,25 \pm 1,5)$  мб  $^{17}$ . Если допустить, что в указанном интервале импульсная зависимость сечения этой реакции совпадает с известной зависимостью реакции  $^{27}\text{Al}(p, X)^{24}\text{Na}$   $^{18}$ , то вместо 15,25 мб следовало бы использовать значение, на 5 % меньшее.

В результаты измерений вносились поправки, связанные с ядерным поглощением и многократным рассеянием регистрируемых частиц в веществе установки, а также с геометрической неэффективностью спектрометра вблизи от границ исследуемого интервала импульсов, отвечающего данному значению тока возбуждения анализирующего магнита. Вклады "фоновых" событий и случайных совпадений исключались из статистического материала в результате использования критериев отбора "полезных" событий, определенных на основе геометрической реконструкции траекторий проходящих через установку частиц и анализа амплитуд сигналов со сцинтиляционных счетчиков.

Спектры протонов, образованных в  $d-p$  и  $d-d$  соударениях, находились по разности спектров, полученных с мишенями из  $\text{CH}_2$ ,  $\text{CD}_2$  и  $\text{C}$ . Возможная систематическая ошибка абсолютных значений измеренных дифференциальных сечений оценивается равной  $\pm 15$  %.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Импульсные спектры протонов, испускаемых под углом 0,139 рад во взаимодействиях дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с ядрами водорода, дейтерия и углерода, показаны на рис. 2. Полученные значения инвариантных дифференциальных сечений приведены в таблице.

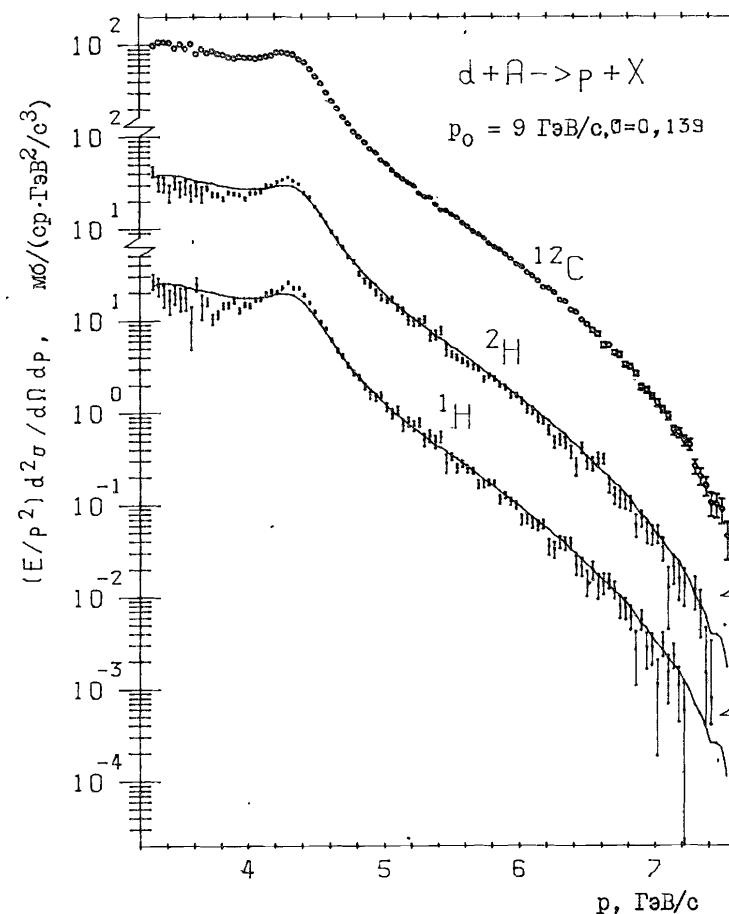


Рис. 2. Импульсные спектры протонов, зарегистрированных под углом 0,139 рад во взаимодействиях дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с ядрами водорода, дейтерия и углерода. Сплошные кривые – результат сплайн-интерполяции инвариантного дифференциального сечения для углеродной мишени, умноженный на коэффициенты 0,371 и 0,243.

Таблица. Импульсные спектры протонов, испущенных под углом 0,139 рад в реакциях  $A(d, p)X$  при импульсе дейтронов 9 ГэВ/с

| №  | P, ГэВ/с | $(E/p^2)d^2\sigma/d\Omega dp, \text{ мб}/(\text{ср}\cdot\text{ГэВ}^2/\text{с}^3)$ |          |          |          |          |          |
|----|----------|---|----------|----------|----------|----------|----------|
|    |          | $I_H$   |          | $I_{2H}$ |          | $I_{2C}$ |          |
| I  | 2        | 3   |          | 4        |          | 5        |          |
| 1  | 3.30     | 2.67E+01  | ±5.3E+00 | 4.19E+01 | ±6.1E+00 | 9.76E+01 | ±5.8E+00 |
| 2  | 3.34     | 2.38E+01  | ±5.3E+00 | 3.13E+01 | ±5.9E+00 | 1.06E+02 | ±6.0E+00 |
| 3  | 3.38     | 1.91E+01  | ±5.2E+00 | 3.11E+01 | ±5.9E+00 | 1.06E+02 | ±6.0E+00 |
| 4  | 3.42     | 1.67E+01  | ±5.1E+00 | 2.49E+01 | ±5.6E+00 | 1.05E+02 | ±5.9E+00 |
| 5  | 3.46     | 1.98E+01  | ±4.9E+00 | 3.27E+01 | ±5.6E+00 | 9.18E+01 | ±5.5E+00 |
| 6  | 3.50     | 1.76E+01  | ±5.0E+00 | 2.76E+01 | ±5.6E+00 | 1.02E+02 | ±5.8E+00 |
| 7  | 3.54     | 1.75E+01  | ±4.7E+00 | 2.90E+01 | ±5.4E+00 | 9.09E+01 | ±5.4E+00 |
| 8  | 3.58     | 9.62E+00  | ±4.7E+00 | 2.51E+01 | ±5.5E+00 | 1.02E+02 | ±5.7E+00 |
| 9  | 3.62     | 2.49E+01  | ±4.6E+00 | 2.76E+01 | ±5.0E+00 | 8.05E+01 | ±5.0E+00 |
| 10 | 3.66     | 1.47E+01  | ±4.5E+00 | 2.43E+01 | ±5.1E+00 | 8.90E+01 | ±5.3E+00 |
| 11 | 3.70     | 1.60E+01  | ±1.7E+00 | 2.79E+01 | ±1.9E+00 | 8.10E+01 | ±1.9E+00 |
| 12 | 3.74     | 1.04E+01  | ±1.5E+00 | 2.41E+01 | ±1.7E+00 | 8.56E+01 | ±1.7E+00 |
| 13 | 3.78     | 1.16E+01  | ±1.3E+00 | 2.32E+01 | ±1.5E+00 | 7.89E+01 | ±1.5E+00 |
| 14 | 3.82     | 1.46E+01  | ±1.3E+00 | 2.13E+01 | ±1.4E+00 | 7.68E+01 | ±1.4E+00 |
| 15 | 3.86     | 1.48E+01  | ±1.2E+00 | 2.49E+01 | ±1.3E+00 | 7.30E+01 | ±1.3E+00 |
| 16 | 3.90     | 1.62E+01  | ±1.1E+00 | 2.43E+01 | ±1.2E+00 | 7.12E+01 | ±1.2E+00 |
| 17 | 3.94     | 1.29E+01  | ±1.0E+00 | 2.37E+01 | ±1.2E+00 | 7.33E+01 | ±1.2E+00 |
| 18 | 3.98     | 1.49E+01  | ±1.0E+00 | 2.10E+01 | ±1.1E+00 | 7.21E+01 | ±1.1E+00 |
| 19 | 4.02     | 1.45E+01  | ±1.0E+00 | 2.42E+01 | ±1.1E+00 | 7.23E+01 | ±1.1E+00 |
| 20 | 4.06     | 1.69E+01  | ±1.0E+00 | 2.45E+01 | ±1.1E+00 | 7.10E+01 | ±1.1E+00 |
| 21 | 4.10     | 1.70E+01  | ±9.9E-01 | 2.52E+01 | ±1.1E+00 | 7.27E+01 | ±1.1E+00 |
| 22 | 4.14     | 1.95E+01  | ±1.0E+00 | 2.99E+01 | ±1.1E+00 | 7.46E+01 | ±1.1E+00 |
| 23 | 4.18     | 2.09E+01  | ±1.0E+00 | 2.96E+01 | ±1.1E+00 | 7.61E+01 | ±1.1E+00 |
| 24 | 4.22     | 2.03E+01  | ±1.0E+00 | 3.24E+01 | ±1.2E+00 | 8.21E+01 | ±1.1E+00 |
| 25 | 4.26     | 2.30E+01  | ±1.1E+00 | 3.42E+01 | ±1.2E+00 | 8.18E+01 | ±1.1E+00 |
| 26 | 4.30     | 2.59E+01  | ±1.1E+00 | 3.65E+01 | ±1.2E+00 | 8.02E+01 | ±1.1E+00 |
| 27 | 4.34     | 2.27E+01  | ±1.0E+00 | 3.35E+01 | ±1.2E+00 | 7.68E+01 | ±1.1E+00 |
| 28 | 4.38     | 2.26E+01  | ±9.7E-01 | 3.07E+01 | ±1.1E+00 | 6.90E+01 | ±1.0E+00 |
| 29 | 4.42     | 1.91E+01  | ±9.2E-01 | 2.47E+01 | ±1.0E+00 | 6.41E+01 | ±9.6E-01 |
| 30 | 4.46     | 1.56E+01  | ±6.2E-01 | 2.23E+01 | ±6.8E-01 | 5.40E+01 | ±6.6E-01 |
| 31 | 4.50     | 1.25E+01  | ±5.3E-01 | 1.73E+01 | ±5.7E-01 | 4.53E+01 | ±5.7E-01 |
| 32 | 4.54     | 9.70E+00  | ±4.5E-01 | 1.42E+01 | ±4.9E-01 | 3.77E+01 | ±4.9E-01 |
| 33 | 4.58     | 8.17E+00  | ±3.9E-01 | 1.19E+01 | ±4.2E-01 | 2.99E+01 | ±4.2E-01 |
| 34 | 4.62     | 6.18E+00  | ±3.3E-01 | 9.34E+00 | ±3.6E-01 | 2.45E+01 | ±3.6E-01 |
| 35 | 4.66     | 4.81E+00  | ±2.9E-01 | 7.90E+00 | ±3.2E-01 | 2.02E+01 | ±3.2E-01 |
| 36 | 4.70     | 4.18E+00  | ±2.5E-01 | 6.36E+00 | ±2.8E-01 | 1.63E+01 | ±2.8E-01 |
| 37 | 4.74     | 3.29E+00  | ±2.3E-01 | 4.95E+00 | ±2.5E-01 | 1.38E+01 | ±2.5E-01 |
| 38 | 4.78     | 2.73E+00  | ±2.0E-01 | 4.32E+00 | ±2.2E-01 | 1.12E+01 | ±2.2E-01 |
| 39 | 4.82     | 2.45E+00  | ±1.9E-01 | 3.24E+00 | ±2.0E-01 | 9.76E+00 | ±2.1E-01 |
| 40 | 4.86     | 1.94E+00  | ±1.7E-01 | 2.71E+00 | ±1.8E-01 | 8.62E+00 | ±1.9E-01 |
| 41 | 4.90     | 1.55E+00  | ±1.5E-01 | 2.41E+00 | ±1.7E-01 | 7.21E+00 | ±1.7E-01 |
| 42 | 4.94     | 1.49E+00  | ±1.5E-01 | 2.04E+00 | ±1.6E-01 | 6.52E+00 | ±1.6E-01 |
| 43 | 4.98     | 1.56E+00  | ±1.4E-01 | 1.78E+00 | ±1.4E-01 | 5.43E+00 | ±1.5E-01 |
| 44 | 5.02     | 1.16E+00  | ±1.3E-01 | 1.68E+00 | ±1.4E-01 | 5.03E+00 | ±1.4E-01 |
| 45 | 5.06     | 9.77E-01  | ±1.2E-01 | 1.70E+00 | ±1.3E-01 | 4.25E+00 | ±1.3E-01 |
| 46 | 5.10     | 1.06E+00  | ±1.1E-01 | 1.39E+00 | ±1.2E-01 | 3.76E+00 | ±1.2E-01 |
| 47 | 5.14     | 7.37E-01  | ±1.0E-01 | 1.28E+00 | ±1.2E-01 | 3.41E+00 | ±1.2E-01 |
| 48 | 5.18     | 8.03E-01  | ±1.0E-01 | 1.01E+00 | ±1.1E-01 | 3.13E+00 | ±1.1E-01 |
| 49 | 5.22     | 7.18E-01  | ±9.8E-02 | 9.75E-01 | ±1.0E-01 | 2.90E+00 | ±1.1E-01 |
| 50 | 5.26     | 7.95E-01  | ±9.2E-02 | 9.54E-01 | ±9.7E-02 | 2.40E+00 | ±9.8E-02 |

Таблица (продолжение)

| I   | 2    | 3        |          | 4        |          | 5        |          |
|-----|------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| 51  | 5.30 | 5.07E-01 | ±9.4E-02 | 1.02E+00 | ±9.6E-02 | 2.21E+00 | ±9.4E-02 |
| 52  | 5.34 | 5.65E-01 | ±8.5E-02 | 6.89E-01 | ±8.9E-02 | 2.17E+00 | ±9.4E-02 |
| 53  | 5.38 | 4.88E-01 | ±7.8E-02 | 6.99E-01 | ±8.4E-02 | 1.82E+00 | ±8.6E-02 |
| 54  | 5.42 | 5.47E-01 | ±7.6E-02 | 7.77E-01 | ±8.2E-02 | 1.58E+00 | ±8.1E-02 |
| 55  | 5.46 | 2.88E-01 | ±7.0E-02 | 4.88E-01 | ±7.6E-02 | 1.55E+00 | ±8.0E-02 |
| 56  | 5.50 | 3.34E-01 | ±3.4E-02 | 4.33E-01 | ±3.6E-02 | 1.41E+00 | ±3.8E-02 |
| 57  | 5.54 | 2.50E-01 | ±2.9E-02 | 3.94E-01 | ±3.1E-02 | 1.31E+00 | ±3.4E-02 |
| 58  | 5.58 | 2.77E-01 | ±2.6E-02 | 3.68E-01 | ±2.8E-02 | 1.14E+00 | ±2.9E-02 |
| 59  | 5.62 | 2.45E-01 | ±2.3E-02 | 3.39E-01 | ±2.5E-02 | 1.05E+00 | ±2.6E-02 |
| 60  | 5.66 | 2.33E-01 | ±2.1E-02 | 3.10E-01 | ±2.2E-02 | 9.32E-01 | ±2.3E-02 |
| 61  | 5.70 | 1.66E-01 | ±1.8E-02 | 2.98E-01 | ±2.0E-02 | 8.66E-01 | ±2.1E-02 |
| 62  | 5.74 | 1.67E-01 | ±1.7E-02 | 2.31E-01 | ±1.8E-02 | 7.81E-01 | ±1.9E-02 |
| 63  | 5.78 | 1.73E-01 | ±1.6E-02 | 2.50E-01 | ±1.7E-02 | 6.84E-01 | ±1.8E-02 |
| 64  | 5.82 | 1.71E-01 | ±1.5E-02 | 2.33E-01 | ±1.6E-02 | 6.27E-01 | ±1.6E-02 |
| 65  | 5.86 | 1.14E-01 | ±1.3E-02 | 2.05E-01 | ±1.5E-02 | 5.84E-01 | ±1.5E-02 |
| 66  | 5.90 | 1.28E-01 | ±1.3E-02 | 1.89E-01 | ±1.4E-02 | 5.20E-01 | ±1.4E-02 |
| 67  | 5.94 | 1.08E-01 | ±1.2E-02 | 1.53E-01 | ±1.3E-02 | 4.64E-01 | ±1.3E-02 |
| 68  | 5.98 | 1.00E-01 | ±1.1E-02 | 1.55E-01 | ±1.2E-02 | 4.02E-01 | ±1.2E-02 |
| 69  | 6.02 | 6.86E-02 | ±1.0E-02 | 1.34E-01 | ±1.1E-02 | 3.80E-01 | ±1.2E-02 |
| 70  | 6.06 | 7.09E-02 | ±9.5E-03 | 1.09E-01 | ±1.0E-02 | 3.28E-01 | ±1.1E-02 |
| 71  | 6.10 | 6.40E-02 | ±9.0E-03 | 1.06E-01 | ±9.9E-03 | 3.01E-01 | ±1.0E-02 |
| 72  | 6.14 | 6.06E-02 | ±8.5E-03 | 8.73E-02 | ±9.2E-03 | 2.66E-01 | ±9.8E-03 |
| 73  | 6.18 | 6.24E-02 | ±8.0E-03 | 8.26E-02 | ±8.6E-03 | 2.26E-01 | ±9.0E-03 |
| 74  | 6.22 | 3.55E-02 | ±7.5E-03 | 6.49E-02 | ±8.2E-03 | 2.20E-01 | ±8.8E-03 |
| 75  | 6.26 | 3.31E-02 | ±7.1E-03 | 4.88E-02 | ±7.6E-03 | 1.98E-01 | ±8.4E-03 |
| 76  | 6.30 | 3.95E-02 | ±6.7E-03 | 5.16E-02 | ±7.1E-03 | 1.65E-01 | ±7.6E-03 |
| 77  | 6.34 | 3.78E-02 | ±6.6E-03 | 4.72E-02 | ±6.9E-03 | 1.59E-01 | ±7.5E-03 |
| 78  | 6.38 | 3.83E-02 | ±6.0E-03 | 3.76E-02 | ±6.2E-03 | 1.28E-01 | ±6.7E-03 |
| 79  | 6.42 | 2.25E-02 | ±5.6E-03 | 2.62E-02 | ±5.8E-03 | 1.22E-01 | ±6.5E-03 |
| 80  | 6.46 | 2.16E-02 | ±5.1E-03 | 4.18E-02 | ±5.7E-03 | 1.00E-01 | ±5.9E-03 |
| 81  | 6.50 | 1.47E-02 | ±4.7E-03 | 2.94E-02 | ±5.2E-03 | 9.06E-02 | ±5.6E-03 |
| 82  | 6.54 | 1.96E-02 | ±4.6E-03 | 2.79E-02 | ±4.9E-03 | 7.79E-02 | ±5.2E-03 |
| 83  | 6.58 | 1.35E-02 | ±4.2E-03 | 3.21E-02 | ±4.9E-03 | 7.14E-02 | ±4.9E-03 |
| 84  | 6.62 | 1.43E-02 | ±3.8E-03 | 3.17E-02 | ±4.5E-03 | 5.41E-02 | ±4.3E-03 |
| 85  | 6.66 | 1.51E-02 | ±3.0E-03 | 1.64E-02 | ±3.1E-03 | 5.41E-02 | ±3.4E-03 |
| 86  | 6.70 | 1.21E-02 | ±2.7E-03 | 1.28E-02 | ±2.8E-03 | 4.49E-02 | ±3.0E-03 |
| 87  | 6.74 | 8.13E-03 | ±2.4E-03 | 1.17E-02 | ±2.5E-03 | 4.23E-02 | ±2.8E-03 |
| 88  | 6.78 | 7.66E-03 | ±2.1E-03 | 1.12E-02 | ±2.2E-03 | 3.35E-02 | ±2.4E-03 |
| 89  | 6.82 | 6.20E-03 | ±1.9E-03 | 1.05E-02 | ±2.1E-03 | 3.14E-02 | ±2.2E-03 |
| 90  | 6.86 | 2.66E-03 | ±1.6E-03 | 6.09E-03 | ±1.7E-03 | 2.68E-02 | ±2.0E-03 |
| 91  | 6.90 | 5.79E-03 | ±1.4E-03 | 7.13E-03 | ±1.5E-03 | 1.90E-02 | ±1.6E-03 |
| 92  | 6.94 | 2.85E-03 | ±1.3E-03 | 5.09E-03 | ±1.4E-03 | 1.76E-02 | ±1.5E-03 |
| 93  | 6.98 | 2.91E-03 | ±1.1E-03 | 4.76E-03 | ±1.2E-03 | 1.50E-02 | ±1.3E-03 |
| 94  | 7.02 | 1.15E-03 | ±9.6E-04 | 4.85E-03 | ±1.1E-03 | 1.27E-02 | ±1.2E-03 |
| 95  | 7.06 | 3.18E-03 | ±9.7E-04 | 3.37E-03 | ±1.0E-03 | 1.09E-02 | ±1.1E-03 |
| 96  | 7.10 | 1.51E-03 | ±8.3E-04 | 1.26E-03 | ±8.3E-04 | 9.17E-03 | ±9.9E-04 |
| 97  | 7.14 | 2.36E-03 | ±7.4E-04 | 2.09E-03 | ±7.5E-04 | 6.44E-03 | ±8.2E-04 |
| 98  | 7.18 | 1.09E-03 | ±6.6E-04 | 1.59E-03 | ±7.0E-04 | 6.05E-03 | ±7.9E-04 |
| 99  | 7.22 | 5.89E-04 | ±5.7E-04 | 1.41E-03 | ±6.3E-04 | 4.98E-03 | ±7.1E-04 |
| 100 | 7.26 |          |          |          |          | 4.51E-03 | ±6.7E-04 |
| 101 | 7.30 |          |          | 1.19E-03 | ±4.9E-04 | 2.60E-03 | ±5.0E-04 |
| 102 | 7.34 |          |          | 7.67E-04 | ±4.1E-04 | 2.02E-03 | ±4.4E-04 |
| 103 | 7.38 |          |          | 1.48E-04 | ±3.2E-04 | 1.60E-03 | ±3.9E-04 |
| 104 | 7.42 |          |          | 7.95E-05 | ±2.6E-04 | 1.04E-03 | ±3.1E-04 |
| 105 | 7.46 |          |          |          |          | 1.01E-03 | ±3.1E-04 |
| 106 | 7.50 |          |          |          |          | 8.93E-04 | ±2.9E-04 |
| 107 | 7.54 |          |          |          |          | 4.49E-04 | ±2.1E-04 |

Для импульсов, больших половины начального импульса дейтрона, измерения охватывают почти всю кинематически доступную для испускания протонов в реакциях  $A(d, p)X$  область (для ядер водорода, дейтерия и углерода значения кинематической границы составляют 7,30, 7,70 и 8,11 ГэВ/с соответственно). На протяжении исследованного импульсного интервала выходы вторичных протонов падают более чем на четыре порядка по отношению к их выходам в максимумах спектров. Поскольку поперечные импульсы зарегистрированных протонов достаточно велики (около 0,6 ГэВ/с для максимумов спектров), можно полагать, что это не спектры от стриппинга или дифракционной диссоциации дейтронов, а в основном протоны, испытавшие взаимодействие с нуклонами мишени. Максимумы протонных спектров находятся при 4,3 ГэВ/с; как раз такой импульс должен иметь протон с начальным импульсом 4,5 ГэВ/с после упругого рассеяния на нуклоне на угол 0,139 рад. Участки спектров левее максимумов обогащены протонами, потерявшими энергию в неупругих взаимодействиях с нуклонами мишени.

Сплошные кривые на рис. 2 представляют собой результат сплайн-интерполяции значений инвариантного дифференциального сечения для углеродной мишени, умноженный на коэффициенты 0,371 и 0,243. Как видно из рисунка, эти кривые в интервале импульсов от 4,6 до 7,2 ГэВ/с хорошо согласуются с данными для дейтериевой и водородной мишеней. Таким образом, в указанном интервале импульсов имеет место универсальность высокоимпульсных частей спектров протонов, т.е. совпадение их формы для разных мишеней. При этом инвариантное дифференциальное сечение образования протонов в реакции  $A(d, p)X$  может быть представлено в виде двух сомножителей,  $E ds/d\vec{p} = \gamma_A \gamma_d(\vec{p})$ , один из которых,  $\gamma_A$ , зависит только от ядра-мишени и не зависит от импульса регистрируемых протонов, а второй,  $\gamma_d(\vec{p})$ , зависит только от фрагментирующего ядра - дейтрона. Коэффициенты  $\gamma_A$ , пропорциональные  $I$ , 0,371 и 0,243 для ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^2\text{H}$  и  $^1\text{H}$ , соответствуют показателю степени  $A$ -зависимости инвариантного дифференциального сечения, равному  $0,55 \pm 0,02$ .

Из рис. 2 также видно, что в окрестности максимумов протонных спектров, в области шириной примерно 0,6 ГэВ/с, свойство универсальности исчезает. Форма спектра здесь становится зависящей от ядра-мишени, и для максимумов протонных спектров показатель степени  $A$ -зависимости составляет  $0,44 \pm 0,02$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные данные о реакции  $^1\text{H}(d, p)X$  анализировались в работе /19/ в рамках релятивистской модели жестких соударений /7-9/, в которой выход протонов объясняется процессами столкновений "конституентов" (нуклонов) налетающих дейтронов с протонами мишени. Импульсное распределение нуклонов в релятивистском дейтроне в этой модели задается с помощью структурной функции  $G_{N/D}(y, \vec{\ell}_T)$ , которая характеризует вероятность обнаружить в дейтроне нуклон с поперечным импульсом  $\vec{\ell}_T$  и долей  $y$  продольного импульса дейтрона в системе его бесконечного импульса. Эта функция, в отличие от обычной волновой функции дейтрона, является функцией двух независимых переменных. Инвариантное дифференциальное сечение реакции  $^1\text{H}(d, p)$  представляется в виде /9/

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = \int dy d\vec{\ell}_T G_{N/D}(y, \vec{\ell}_T) \frac{R}{y} E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}(Np \rightarrow pX), \quad (1)$$

где  $E d\sigma(Np \rightarrow pX)/d\vec{p}$  - инвариантное сечение процесса взаимодействия нуклонов дейтрона с протонами мишени, а  $R$  - отношение инвариантных потоков для  $N-p$  и  $d-p$  рассеяний. Отметим, что отношение  $R/y$  близко к единице почти во всей области изменения кинематических переменных.

Выполненный анализ, результаты которого подробно описаны в работе /19/, показал, что экспериментальные данные о реакции  $^1\text{H}(d, p)X$  не описываются с помощью структурных функций, выведенных из нерелятивистских волновых функций дейтрона (таких, как функция для потенциала Рейда или функция для парижского потенциала). Отметим также, что сам переход от импульса внутреннего движения нуклонов  $\vec{k}$  к переменным  $(y, \vec{\ell}_T)$  неоднозначен.

Хорошее согласие с экспериментом удается получить, используя структурную функцию дейтрона в виде /9/

$$G_{N/D}(y, \vec{\ell}_T) = \frac{N_0}{2(2\pi)^3} \frac{[y(1-y)]^g}{[M^2(y) + \vec{\ell}_T^2]^2 [1 + \vec{\ell}_T^2/(\delta^2 + M^2(y))]^{\delta-1}}, \quad (2)$$

где

$$M^2(y) = (1-y)m_p^2 + ym_n^2 - y(1-y)m_d^2,$$

$m_p$ ,  $m_n$  и  $m_d$  - массы протона, нейтрона и дейтрона соответственно. Удовлетворительное описание данных достигается при значениях параметров  $g = 3$ ,  $\delta^2 = 0,6$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $N_0 = 336,1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Параметр  $N_0$

определяется условием нормировки

$$\int G_{N/D}(y, \vec{l}_T) dy d\vec{l}_T = 1. \quad (3)$$

Ранее /9/ функция (2) со значением  $\delta^2 = 0,2$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> была использована для описания инклюзивного спектра протонов, испущенных под углом  $2,5^\circ$  в реакции  ${}^1_2\text{C}(d, p)\text{X}$  при начальной кинетической энергии дейтронов  $2,1$  ГэВ/нуклон /5/.

Представляется интересным сопоставить импульсное распределение нуклонов в дейтроне, вытекающее из структурной функции (2), с другими известными импульсными распределениями, прежде всего с полученным из опытов с электронами.

Воспользовавшись условиями нормировки функции (2) и нерелятивистской волновой функции  $\varphi(\vec{k})$ , можно получить следующее соотношение между структурной функцией и квадратом волновой функции:

$$|\varphi(\vec{k})|^2 = \frac{1}{2} \int_0^\pi G_{N/D}(y(\vec{k}), \vec{l}_T) J(y(\vec{k}), \vec{l}_T) \sin\theta d\theta, \quad (4)$$

где

$$|\vec{l}_T| = |\vec{k}_T| = k \sin\theta, \quad k_z = k \cos\theta,$$

а  $J = |\partial y / \partial k_z|$  — якобиан перехода от переменных  $(y, \vec{l}_T)$  к  $\vec{k}$ , для вычисления которого можно воспользоваться любой из зависимостей  $y(\vec{k})$ , приведенных в /19/. Результат вычисления  $|\varphi(\vec{k})|^2$  для функции (2), воспроизводящей наши данные, показан на рис. 3 кривой 1. Там же кружками представлены значения квадрата волновой функции, извлеченные из данных по инклюзивным спектрам электронов, измеренным в реакции электродезинтеграции дейтрона /20/. Кривыми 2 и 3 показаны квадраты волновых функций дейтрона для потенциала N-N взаимодействия Рейда /21/ и для парижского потенциала /22/ соответственно.

Из рис. 3 видно, что импульсное распределение нуклонов в дейтроне, вычисленное из структурной функции (2), в целом согласуется с распределением, полученным из данных об инклюзивной реакции  ${}^2\text{H}(e, e')\text{X}$  /20/. В то же время оба эти распределения отличаются от распределений, отвечающих известным нерелятивистским волновым функциям дейтрона. Различие это, проявляющееся во всем импульсном интервале, наиболее заметно в области импульсов от 0,15 до 0,6 ГэВ/с, где результаты экспериментов по  $(e, e')$ -и  $(d, p)$ -реакциям заметно превышают предсказания потенциальных моделей.

Согласно работе /23/ расхождение между импульсным распределением нуклонов в дейтроне, полученным из данных об инклюзивной реакции  ${}^2\text{H}(e, e')\text{X}$  /20/, и распределениями, вычисленными для потенциала Рейда

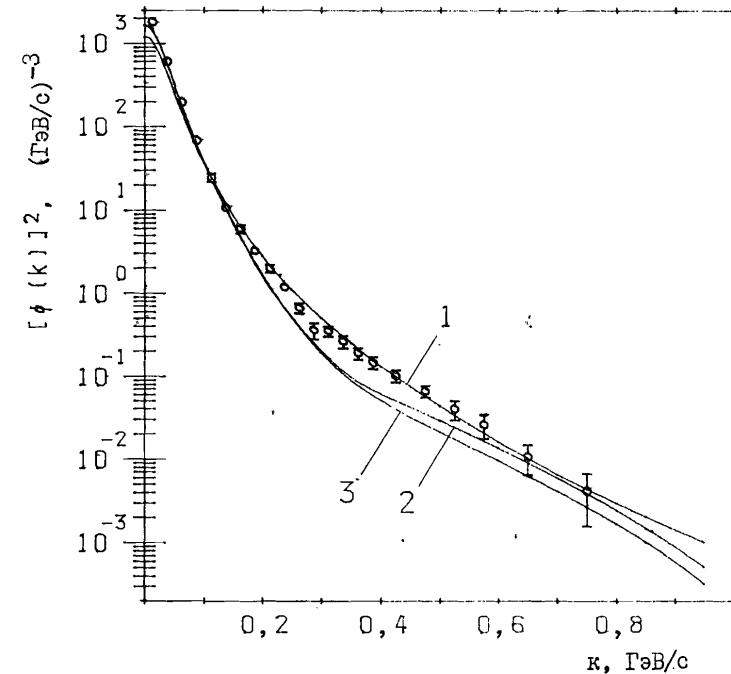


Рис. 3. Значения квадрата волновой функции дейтрона, полученные из данных о реакции  ${}^2\text{H}(e, e')\text{X}$  /20/ (кружки), из данных настоящей работы о реакции  ${}^1\text{H}(d, p)\text{X}$  (кривая 1), из потенциала Рейда /21/ (кривая 2) и из парижского потенциала /22/ (кривая 3).

и для парижского потенциала, можно устранить, если учесть взаимодействие в конечном состоянии N-N системы и вклад обменных мезонных токов в процесс электродезинтеграции дейтрона /24/.

Расхождение между импульсным распределением, отвечающим нашим данным о реакции  ${}^1\text{H}(d, p)\text{X}$ , и предсказаниями известных потенциальных моделей может быть обусловлено вкладом механизмов, не учтенных в диаграмме модели жестких соударений (рис. 1 в работе /19/). Одним из таких механизмов может быть, например, механизм с обменом виртуальным пионом /12,13/. Заметим, однако, что сейчас трудно усмотреть аналогию между вкладом этого механизма в реакцию  $(d, p)$  и поправками на эффекты обменных мезонных токов и взаимодействия в конечном состоянии при описании реакции  $(e, e')$ . Следует также иметь в виду, что, пока

параметры структурной функции (2) не зафиксированы на основании других независимых данных, их варьирование для улучшения описания спектра протонов от реакции  ${}^1\text{H}(d, p)X$  может оказаться эквивалентным феноменологическому учету вкладов механизмов, не охваченных диаграммой импульсного приближения.

Аналогичное рассмотрение импульсных распределений в дейтроне проводилось ранее в работах <sup>/5,25/</sup>. Там это распределение извлекалось из данных о спектрах протонов, вылетающих в процессе фрагментации дейтронов на ядрах углерода под  $0^\circ$ , в предположении о пропорциональности дифференциального сечения квадрату волновой функции дейтрона. При этом, однако, были получены противоречивые результаты. В работе <sup>/5/</sup> отмечено согласие экспериментальных данных, полученных при 2,1 ГэВ/нуклон, с расчетами, в которых использовалась волновая функция Рейда, вплоть до импульсов внутреннего движения 350 МэВ/с. Для больших импульсов результаты расчетов превышают экспериментальные данные. В работе <sup>/25/</sup> импульсное распределение дейтрона, полученное из данных о фрагментации дейтронов с импульсом 8,9 ГэВ/с <sup>/6/</sup>, сравнивалось с распределением для парижского потенциала. Здесь расхождение между экспериментом и модельными вычислениями проявляется в интервале импульсов 0,2 - 0,6 ГэВ/с, где экспериментальные значения лежат выше расчетной кривой. Делались попытки <sup>/6,25/</sup> объяснить указанное расхождение примесью шестикваркового состояния в волновой функции дейтрона.

Следует, однако, заметить, что инклюзивный спектр протонов от стриппинга и дифракционной диссоциации дейтронов на ядрах, как это уже отмечалось <sup>/5,11/</sup>, не связан достаточно простым образом с квадратом волновой функции дейтрона. В области больших импульсов протонов этот спектр в значительной степени определяется структурой поверхностного слоя ядра-мишени, а не деталями волновой функции дейтрона на малых расстояниях.

Недавно стали известны результаты измерений спектра протонов, вылетающих под нулевым углом при фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на водороде <sup>/26/</sup>. Процедура извлечения квадрата волновой функции дейтрона из этих данных свободна от осложнений, связанных с влиянием поверхностного слоя ядра-мишени. Полученное в работе <sup>/26/</sup> импульсное распределение нуклонов в дейтроне находится в хорошем согласии с распределением, извлеченным из данных об инклюзивной реакции  ${}^2\text{H}(e, e')X$  <sup>/20/</sup>.

Таким образом, наблюдается согласие между импульсными распределениями нуклонов в дейтроне, полученными из данных о реакциях  $(e, e')$  и  $(d, p)$ , причем реакция  ${}^1\text{H}(d, p)X$  исследовалась в разных кинематических областях: в работе <sup>/26/</sup> - при нулевых, а в данной работе -

при больших поперечных импульсах протонов. Случайное совпадение импульсных распределений, извлеченных из данных трех различных экспериментов, представляется нам маловероятным. Его, по-видимому, можно рассматривать как указание на то, что обычно используемые потенциальные модели не дают правильного импульсного распределения нуклонов в дейтроне при больших импульсах внутреннего движения.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описаны результаты измерения импульсных спектров протонов, вылетающих под углом  $0,139$  рад в реакциях  $A(d, p)X$  на ядрах водорода, дейтерия и углерода при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с. Спектры прослежены практически до кинематической границы испускания протонов. Обнаружена универсальность высокоимпульсной части протонного спектра, т.е. его независимость от ядра-мишени. Отсюда следует, что измерение высокоимпульсных частей спектров протонов, испускаемых с большими поперечными импульсами во взаимодействиях релятивистских дейтронов с ядрами, является эффективным средством изучения структуры релятивистского дейтрона.

Спектр протонов от реакции  ${}^1\text{H}(d, p)X$  можно удовлетворительно описать <sup>/19/</sup> в релятивистской модели жестких столкновений <sup>/7-9/</sup>, используя структурную функцию дейтрона <sup>/9/</sup>, являющуюся функцией двух независимых переменных; определены параметры этой функции. Полученное из этой структурной функции импульсное распределение нуклонов в дейтроне хорошо согласуется с распределениями, извлеченными из экспериментальных данных о реакциях  ${}^2\text{H}(e, e')X$  <sup>/20/</sup> и  ${}^1\text{H}(d, p(0^\circ))X$  <sup>/26/</sup>, но отличается от распределений, предсказываемых рейдовским и парижским потенциалами нуклон-нуклонного взаимодействия. Если это расхождение окажется не связанным с вкладами других механизмов, то результаты указанных экспериментов действительно дают импульсное распределение нуклонов в дейтроне.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность профессору М.Г.Мещерякову за поддержку этой работы и ценные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bertocchi L., Treleani D. Nuovo Cim., 1976, v.36A, p.1.
2. Treleani D. Lett. Nuovo Cim., 1977, v.20, p.5.



3. Azhgirey L.S. et al. Nucl. Phys., 1978, v.A305, p.404.
4. Anderson L. et al. LBL Report, LBL-14330, Berkeley, 1982.
5. Anderson L. et al. Phys. Rev. C, 1983, v.28, p.1224.
6. Ableev V.G. et al. Nucl. Phys., 1983, v.A393, p.491.
7. Schmidt I.A., Blankenbecler R. Phys. Rev. D, 1977, v.15, p.3321.
8. Wong Ch.-y., Blankenbecler R. Phys. Rev. C, 1980, v.22, p.2433.
9. Chemtob M. Nucl. Phys., 1979, v.A314, p.387.
10. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys. Reports, 1981, v.76, p.215.
11. Kühn H., Nissen-Meyer A. Nucl. Phys., 1978, v.A312, p.409.
12. Браун М.А., Вечернин В.В. ЯФ, 1986, т.43, с.1579.
13. Игнатенко М.А., Лыкасов Г.И. Препринт ОИЯИ, P2-86-629, Дубна, 1986.
14. Ажгирей Л.С. и др. Препринт ОИЯИ, I3-86-164, Дубна, 1986.
15. Ажгирей Л.С. и др. Сообщение ОИЯИ, I3-86-52, Дубна, 1986.
16. Ажгирей Л.С. и др. Препринт ОИЯИ, P1-85-749, Дубна, 1985.
17. Banaigs J. et al. Nucl. Instr. Meth., 1971, v.95, p.307.
18. Charalambus St., Dutrannois J., Goebel K. CERN Report, CERN/DI/HP 90, Geneva, 1966.
19. Ажгирей Л.С., Газин С.В., Юдин Н.П. Препринт ОИЯИ, P1-86-729, Дубна, 1986.
20. Bosted P. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, v.49, p.1380.
21. Alberi G., Roza L.P., Thome Z.D. Phys. Rev. Lett., 1975, v.34, p.503.
22. Lacombe M. et al. Phys. Lett., 1981, v.101B, p.139.
23. Ciofi degli Atti C., Salme G. INFN Preprint, INFN-ISS 85/2, Roma, 1985.
24. Arenhövel H. Nucl. Phys., 1982, v.A384, p.287.
25. Аблеев В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37, с.196.
26. Ableev V.G. et al. In: Proc. of II Internat. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, Sweden, June 1985, v.1, p.157.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 ноября 1986 года.

Ажгирей Л.С. и др.

P1-86-728

Исследование реакций  $A(d,p)X$  при 9 ГэВ/с  
в области больших поперечных импульсов протонов

На синхрофазотроне ОИЯИ с помощью магнитного спектрометра с проволочными камерами измерены импульсные спектры протонов в реакциях  $A(d,p)X$  на ядрах водорода, дейтерия и углерода при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с. Измерения проведены под углом вылета протонов 0,139 рад и охватывают область их импульсов от 3,3 до 7,3 ГэВ/с. Обнаружена универсальность высокоимпульсных частей спектров протонов, то есть независимость их формы от ядра-мишени. Анализ спектра протонов в реакции  ${}^1\text{H}(d,p)X$  показал, что он удовлетворительно воспроизводится моделью жестких столкновений. Обсуждается полученное на основе этого анализа импульсное распределение нуклонов в дейтроне.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Azhgirey L.S. et al.

P1-86-728

Investigation of  $A(d,p)X$  Reactions at 9 GeV/c  
in the Region of Large Transversal Momenta of Protons

Momentum spectra of protons in the  $A(d,p)X$  reactions on the hydrogen deuterium and carbon nuclei at 9 GeV/c deuteron momentum have been measured at the JINR synchrophasotron by using a magnetic spectrometer with wire chambers. The measurements have been made at an angle of 0.139 rad and have covered the proton momentum interval from 3.3 to 1.3 GeV/c. It has been found that the high momentum parts of the proton spectra are universal, i.e. their shape does not depend on the target nucleus. The momentum spectrum of protons in the  ${}^1\text{H}(d,p)X$  reaction is reasonably reproduced in the framework of analysis based on the relativistic hardscattering model. The momentum distribution of nucleons in a deuteron obtained on the basis of this analysis is discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986