



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2000-95

На правах рукописи
УДК 539.128

СИТНИК
Игорь Михайлович

**ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЛЕГКИХ ЯДЕР
В РЕАКЦИЯХ ФРАГМЕНТАЦИИ ПОД НУЛЕВЫМ УГЛОМ**

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2000

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор

НИКИТИН
Владимир Алексеевич

доктор физико-математических наук
профессор

БЛОХИНЦЕВ
Леонид Дмитриевич

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

КУЛИКОВ
Вячеслав Васильевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт физики высоких энергий (Протвино)

Защита диссертации состоится "___" _____ 2000 г. в ___ час. на заседании диссертационного совета Д-047.01.06 при Лаборатории физики частиц Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Московская область.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "___" _____ 2000 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета



В.Г. Кривохижин

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы. Структура легких ядер является одной из центральных проблем современной ядерной физики. Модели дейтрона, основанные на знании NN потенциала, хорошо описывают физические процессы с участием дейтрона до $q^2 < 0.4(\text{ГэВ}/c)^2$ при упругом рассеянии, где q^2 – квадрат переданного импульса, или до $k < 0.2 \text{ ГэВ}/c$ при развале дейтрона, где k – внутренний импульс фрагментов в дейтроне. Для более высоких значений упомянутых переменных становятся существенными такие проблемы, как сход с массовой поверхности фрагментов дейтрона, при еще более высоких значениях этих переменных добавляются проблемы многокварковых конфигураций, релятивистских связанных состояний, теория которых до сих пор не устоялась. Ядра ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ интересны в связи с известной проблемой нескольких тел. Здесь неоднозначность теоретических моделей начинается при гораздо меньших значениях упомянутых переменных. Достаточно напомнить, что разница масс ${}^3\text{He}$ и трития до сих пор не объяснена. Изучение структуры ${}^3\text{He}$ имеет еще и прикладное значение. Дело в том, что для изучения свойств нейтрона поляризованный ${}^3\text{He}$ используется как модель поляризованного нейтрона. Пределы применимости такого приближения до сих пор четко не установлены.

Существует устойчивое мнение, что при изучении легких ядер лептонные пробники предпочтительны по сравнению с адронными, и, соответственно, широкая программа таких исследований предусмотрена и закладывается при обосновании строительства новых электронных ускорителей. Между тем, в электрорасщеплении легких ядер, такая проблема, как мезонные обменные токи имеет примерно столько решений, сколько физиков ей занимается. В связи с этим, расщепление ядер с помощью адронных пробников, где упомянутая проблема стоит примерно на десятом месте, является важной альтернативой при изучении структуры легких ядер.

Цель диссертационной работы– экспериментальное изучение реакций $T(A, A')X$, где A –легкое ядро ($d, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$), A' – фрагмент этого ядра. Кинематика реакции такова, что в системе покоя A фрагмент вылетает под углом 180° к объекту T , разбивающему ядро. Такая кинематика наиболее удалена от кинематики, возможной при рассеянии на свободном фрагменте A' . Поэтому ожидается, что импульс фрагмента, лишь с небольшими искажениями, равен тому, который он имел в ядре до столкновения, не смотря на то, что процесс является инклюзивным. Методиче-

ски предпочтительно было использовать другую кинематику, связанную с описанной лоренц-преобразованием. В этой кинематике, после соударения ускоренного ядра A с мишенью T исследуется импульсный спектр фрагментов A' , вылетевших под углом 0° , в области импульсов

$$p_{A'} > \frac{m_{A'}}{m_A} p_A.$$

Основное преимущество этой кинематики состоит в том, что она позволяет изучать импульсные спектры фрагментов во всем диапазоне импульсов. В кинематике, где фрагментирующее ядро покоится, надежные результаты можно получить, начиная с внутренних импульсов $k > 0.3$ ГэВ/с. В этом случае возникают трудности с нормировкой импульсных спектров фрагментов.

Особый интерес вызывает область импульсов фрагментов, превышающая 0.5 ГэВ/с, так как здесь можно ожидать проявления многокварковых степеней свободы.

Важную роль играют поляризационные характеристики изучаемых процессов, позволяя существенно сузить круг моделей, претендующих на объяснение импульсных спектров фрагментов в легких ядрах.

Научная новизна работы. Импульсные спектры фрагментации (${}^3\text{He}, d$), (${}^4\text{He}, t$) на углеродной мишени, и (d, p) на водороде впервые получены в интервале внутренних импульсов фрагментов $0 < k < 1$ ГэВ/с. Для сравнения, спектр (d, p) на водороде был изучен в Сакле (Франция) в интервале $0 < k < 0.5$ ГэВ/с.

Анализирующая способность T_{20} в реакции фрагментации ($\overset{\leftrightarrow}{d}, p$) на углероде была впервые измерена в диапазоне $0 < k < 0.7$ ГэВ/с. Примерно в это же время эта характеристика была изучена в Сакле (на водороде) в интервале $0 < k < 0.5$ ГэВ/с при меньших энергиях пучка дейтронов.

При измерении коэффициента передачи поляризации от дейтрона к протону в реакции (\vec{d}, \vec{p}) на углероде впервые была использована методика работы при фиксированном импульсе вторичных протонов. Эта методика затем была использована в ряде других экспериментов, в том числе без участия автора. Достигнутое значение $k = 0.57$ ГэВ/с является пока рекордным.

Анализирующая способность T_{20} в реакции упругого $\overset{\leftrightarrow}{d} p$ рассеяния назад впервые измерена до $k = 0.85$ ГэВ/с. Этот эксперимент выполнялся в рамках совместного проекта для ускорителей в Сакле и Дубне по измерению поляризационных характеристик упругого $\overset{\leftrightarrow}{d} p$ рассеяния назад. В

Сакле эта характеристика была измерена до $k = 0.52$ ГэВ/с .

Ценность полученных результатов. Критерием ценности полученных результатов, по-видимому, может служить тот факт, что они дважды входили в цикл работ, удостоенных Первой премии ОИЯИ (1990 и 1998 гг.). Экспериментальные результаты стали предметом исследования во многих теоретических работах. Данные по фрагментации (${}^3\text{He}, d$) легли в основу проекта по измерению тензорной поляризации дейтронов в реакции ${}^1\text{H}({}^3\text{He}, \vec{d})X$, осуществленного на ускорителе САТУРН (Сакле, Франция) при участии автора в качестве лидера проекта. Данные по T_{20} в реакции упругого $\vec{d} p$ назад легли в основу проектов по полному эксперименту для этой реакции на ускорителях Дубны и COSY.

Апробация работы и публикации. Материалы, изложенные в диссертации, докладывались на семинарах Лаборатории высоких энергий. Они представлялись на сессиях Ядерного отделения АН СССР, многократно докладывались на международных конференциях, в частности, на Дубненских симпозиумах "Deuteron-91-93-95-97", "Int. Seminar on High Energy Phys. Problem", на Пражских симпозиумах "Spin-95-97-99". Дадим также прямые ссылки на самые престижные из них, где доклад был сделан автором диссертации и впоследствии вошел в Труды конференции.

1. I. Atanasov, ...I.M. Sitnik et al., The measurements of transfer coefficient in (d,p) reaction at fixed proton momentum of 4.5 GeV/c and the deuteron momentum in range 6.0-9.0 GeV/c, In: Proc. of the 10th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics (Yamada Conference XXXV) "Frontiers of High Energy Spin Physics", November 9-14, 1992, Nagoya, Japan, ed. by T. Hasegawa, N. Horikawa, A. Masaike, S. Sawada, Universal Academy Press, Inc., Tokyo, Japan, p.537;
2. L.S. Azhgirey, ...I.M. Sitnik et al., Measurements of T_{20} in backward elastic dp scattering at deuteron momenta 3.5-6 GeV/c, In: AIP Conf. Proc. 334 "Few-body problems in physics", Williamsburg, VA May 1994; Editor: F. Gross, New-York, p.423.
3. I.M. Sitnik, V.P. Ladygin, Status and Future of Polarization Phenomena Investigation in Backward Elastic Deuteron-Proton Scattering, In: AIP Conf. Proc. 339 "Polarization Phenomena in Nuclear Physics", Bloomington, IN Sept. 1994; Editors: E.G. Stephenson, S.E. Vigdor, New-York, p.331.

Результаты, изложенные в диссертации, публиковались в журналах:

Основные результаты изложены в 17-ти публикациях.

Объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Некоторые выкладки вынесены в четыре приложения.

Содержание работы

Во введении формулируется цель работы, обосновывается актуальность проведенных исследований. Дается краткий исторический обзор, связанный с изучением реакций фрагментации легких ядер в ЛВЭ. Обосновывается предпочтительность кинематики, использованной в проведенных экспериментах. Формулируются принципы релятивистского импульсного приближения (РИП), используемого при интерпретации экспериментальных данных; даются основные понятия, касающиеся поляризационных характеристик реакций, исследуемых в работе.

В условиях коллинеарной кинематики связь используемой для представления данных переменной светового фронта k с измеряемыми импульсами имеет вид:

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{\sqrt{m_s^2 + p_s^2} + p_s}{\sqrt{m_A^2 + p_A^2} + p_A} = \frac{\sqrt{m_s^2 + q^2} + q}{m_A}, \\ M_{sf}^2 &= \frac{m_s^2}{\alpha} + \frac{m_f^2}{1 - \alpha}, \\ k^2 &= \frac{\lambda(M_{sf}^2, m_s^2, m_f^2)}{4M_{sf}^2},\end{aligned}\tag{1}$$

$$\text{где } \lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc.$$

где m_A , m_s и m_f – массы фрагментирующего ядра и его двух фрагментов, наблюдателя и участника взаимодействия, соответственно; p_A и p_s – соответствующие импульсы (p_A задается ускорителем, p_s измеряется в эксперименте); q – импульс фрагмента-наблюдателя в системе покоя фрагментирующего ядра. Отметим, что переменные α и k являются лоренц-инвариантами. В рамках нерелятивистского импульсного приближения (НИП) связь инвариантных сечений с импульсными распределени-

ями фрагментов $n_s(q)$ в ядрах дается соотношением

$$\frac{d^3\sigma}{dq^3} = C \cdot n_s(q) \cdot \sigma_{JT}, \quad (2)$$

где σ_{JT} – полное сечение взаимодействия активного фрагмента с мишенью, константа C подбирается из условия нормировки распределений $n_s(q)$. В рамках РИП аналогичная связь дается соотношением

$$E \frac{d^3\sigma}{dq^3} = C \cdot F(p_A, p_s) \cdot \frac{\varepsilon_s \varepsilon_f}{(1 - \alpha) M_{sf}} n_s(k) \cdot \sigma_{JT}. \quad (3)$$

Здесь $E \cdot d^3\sigma/dq^3$ – инвариантное сечение, $F(p_A, p_s)$ – кинематический фактор, отличающийся существенно от 1 только вблизи кинематического предела ($p_s \simeq p_A$), ε_s и ε_f – энергии фрагментов в системе их центра ($M_{sf} = \varepsilon_s + \varepsilon_f$).

В первой главе рассмотрена постановка экспериментов на установках "АЛЬФА" и "АЛЬФА-ЗС". Обосновываются общие требования к установкам, предназначенным для изучения реакций, сечения которых изменяются в диапазоне около семи порядков. Показано, что импульсный акцептанс таких установок не должен превышать $\Delta p/p \simeq 5\%$, а импульсная характеристика акцептанса должна быть как можно более крутой со стороны меньших импульсов.

С помощью установки "АЛЬФА", показанной на рис.1, были измерены сечения фрагментации (d, p), (${}^3\text{He}, d$), (${}^3\text{He}, p$), (${}^4\text{He}, t$) и (${}^4\text{He}, p$) на углеродной мишени в интервале внутренних импульсов фрагментов в ядре $0 < k < 1$ ГэВ/с. Сечение (d, p) было также измерено на CH_2 мишени, что позволило восстановить сечение этой реакции на водороде. Была также измерена поляризационная характеристика T_{20} реакции ${}^{12}\text{C}(\overset{\uparrow}{d}, p)X$ в интервале $0 < k < 0.3$ ГэВ/с.

Магнитом M_0 частицы, вылетевшие из мишени T под углом 0° , вывелись на ось спектрометра. Током в магните регулировался импульс этих частиц. Пропорциональные камеры, совместно с анализирующим магнитом M_1 , использовались для определения угла вылета и импульса вторичных частиц. Черенковские счетчики использовались для идентификации вторичных частиц. Относительное мониторингирование процесса осуществлялось с помощью сцинтилляционных телескопов T_1, T_2 , регистрирующих поток вторичных частиц с мишени под углом, близким к 90° .

Основные параметры установки: угловой акцептанс – $\delta\Omega \simeq 1 \cdot 10^{-7}$ срад, разрешение по углу вылета частиц из мишени – ± 1 рад. Импульсное

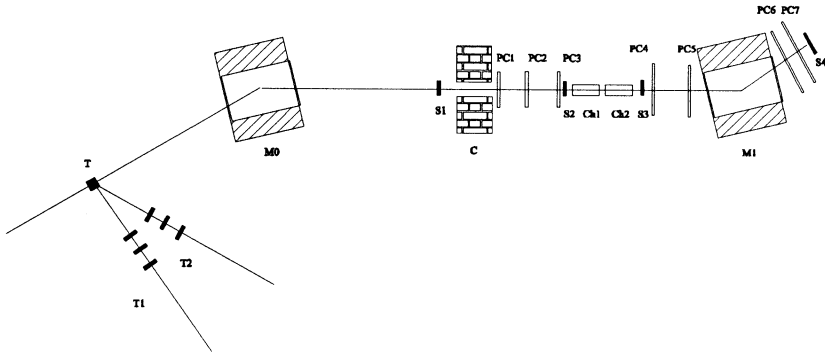


Рис. 1: Схема расположения аппаратуры для измерения сечений фрагментации легких ядер. T_i , S_i – сцинтилляционные телескопы и счетчики, Ch_i – черенковские счетчики, PC_i – пропорциональные камеры, T – мишень, M_0 , M_1 – отклоняющий и анализирующий магниты, C – коллиматор.

разрешение достигало $\delta p/p = 0.35\%$, импульсный акцептанс варьировался в некоторых пределах, но не превышал $\Delta p/p \leq 5\%$.

Выбор узкой мишени T позволил избежать многих систематических осложнений, так как

- колебания центра пучка от сброса к сбросу не приводят к смещению источника излучения вторичных частиц;
- в пределах ширины мишени распределение плотности пучка можно без большой ошибки считать равномерным, что существенно при оценке геометрической эффективности установки;
- оценка потока прошедших через мишень частиц с помощью телескопов T_1, T_2 становится слабо зависящей от колебаний центра пучка (при широкой мишени необходимо принимать в расчет поглощение в мишени частиц отдачи, средняя величина которого зависит от положения центра пучка в текущем сбросе).

Важное значение при проведении названных экспериментов имела место идентификация частиц. Так, при импульсах фрагментов намного превышающих наивероятнейший, фон частиц другого сорта имел превышение

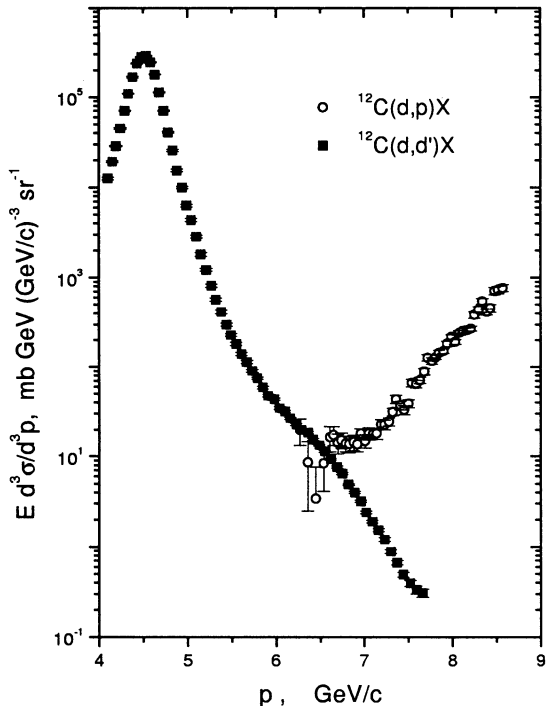


Рис. 2: Сечения $d \rightarrow p$ и $d \rightarrow d'$ как функция лабораторного импульса.

до нескольких порядков, что иллюстрируется на рис.2. При изучении реакций фрагментации ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, кроме отбора по скорости с помощью черенковских счетчиков, проводился отбор частиц по заряду с помощью сцинтилляционных счетчиков.

При измерениях в области максимума выхода фрагментов (внутренний импульс $k \simeq 0$) имел место недостаточно высокий счет мониторов на один триггер (с соотношением до 1/100). Эта проблема была решена с помощью разработанного специально для этой цели делителя частоты, снижавшего частоту триггеров в заданное число раз. Как показано в диссертации, скорость накопления статистики при этом не снижалась. Впервые эта схема была применена во время измерения T_{20} на установке "АЛЬФА".

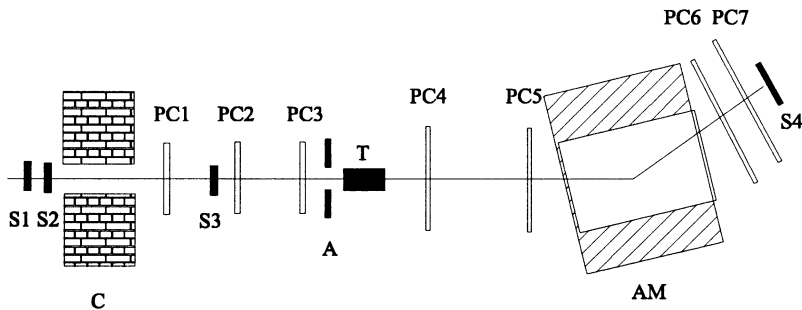


Рис. 3: Схема расположения аппаратуры для калибровочных измерений. S , A – сцинтилляционные счетчики, PC – пропорциональные камеры, T – мишень, AM – анализирующий магнит, C – коллиматор.

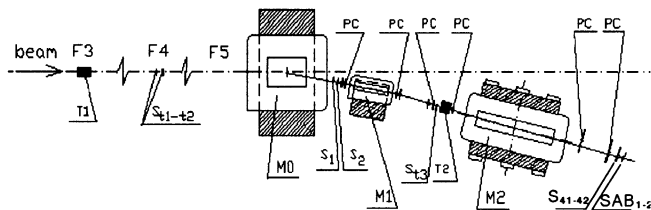


Рис. 4: Общий вид установки АЛЬФА-3С при измерении κ .

В описанной выше постановке экспериментов сечения измерялись с точностью до фактора, при этом интенсивность пучка изменялась в пределах 10^8 – 10^{10} частиц/цикл. Для абсолютной калибровки использовался тот же спектрометр в конфигурации, показанной на рис.3. Измерения проводились в области максимума выхода фрагментов при низкой интенсивности (10^5), что позволяло регистрировать падающие на мишень частицы пучка.

Угловой аксептанс установки "АЛЬФА" был явно недостаточен для изучения поляризационных характеристик процессов фрагментации в области высоких внутренних импульсов, и основная часть этих измерений проведена на установке "АЛЬФА-3С", схема которой показана на рис.4. Основные параметры установки: угловой аксептанс – $\delta\Omega \approx 2 \cdot 10^{-4}$ срад, угол вылета частиц из мишени не измерялся. Импульсное разре-

шение варьировалось в пределах $\delta p/p = 0.25-1\%$. Импульсный аксептанс определялся магнитным каналом ВП-1 на участке мишень-спектрометр и составлял $\Delta p/p \simeq 3\%$. Перемещаемые магниты M_1 и M_2 позволяли конфигурировать геометрию установки исходя из нужд того или иного эксперимента.

Протяженность канала ВП-1 составляла 40 м, и, после измерения T_{20} в реакции $^{12}C(\vec{d}, p)X$, черенковские счетчики были заменены на время-пролетную технику.

Во время измерений осуществлялся контроль за среднестатистическими параметрами пучка и токами в элементах магнитного канала. В условиях большой протяженности канала ВП-1, при неучтенных колебаниях этих параметров, влияющих на "прозрачность" канала ВП-1, результат измерений может оказаться непредсказуемым. Этот вопрос подробно разбирается в диссертации.

Измерение коэффициента передачи поляризации κ в реакции $^{12}C(\vec{d}, \vec{p})X$ проводилось при постоянном импульсе вторичных частиц, а изменение внутреннего импульса достигалось за счет изменения импульса первичного пучка. В этом случае анализирующая способность второго рассеяния остается одной и той же при всех внутренних импульсах, включая калибровочную точку при $k = 0$. Все систематические погрешности измерения выпадают после нормировки данных на $\kappa = 1$ при $k = 0$. Тем не менее, статистическая погрешность данных тем ниже, чем выше анализирующая способность второго рассеяния, и для лучшего выделения упругого рассеяния (обладающего наивысшей анализирующей способностью) импульс вторичных протонов измерялся как до, так и после второго рассеяния. В результате импульсное разрешение составило $\delta p/p \simeq 1.5\%$. При использовании только одного магнита в качестве анализирующего импульсное разрешение становится равным импульсному аксептансу канала ВП-1, т.е. $\delta p/p \simeq 3\%$. Для уменьшения систематических ошибок, связанных с возможной нестабильностью параметров пучка, геометрия установки была сконфигурирована таким образом, чтобы аксептанс установки, как функция квадрата переданного 4-импульса t , обладал максимально резкой переходной характеристикой, и отбор событий в статистику велся в области плато по геометрической эффективности.

При измерении T_{20} в упругом $\vec{d} p$ рассеянии назад главной проблемой было достижение наивысшего импульсного разрешения. С этой целью геометрия установки была сконфигурирована таким образом, чтобы обеспечить максимально возможный угол-отклонения вторичных протонов в

магните M_2 . Достигнутое импульсное разрешение составило $\delta p/p \simeq 0.25\%$. Важным методическим моментом было использование прямого пучка для настройки магнитных элементов канала ВП-1 и спектрометра. При этом импульс пучка устанавливался равным ожидаемому импульсу вторичных протонов для каждой экспериментальной точки.

Большая часть экспериментов по измерению сечений фрагментации легких ядер была проведена на связи с ЭВМ БЭСМ-4, удаленной от установки "АЛЬФА" на расстояние около 1 км. Созданная автором в 1975 г. on-line программа могла обслуживать произвольное число терминалов (обычно использовалось до трех), один из которых был основным, с которого осуществлялась перезагрузка, редактирование программы, запуск и прерывание набора статистики. Просмотр накопленных распределений, изменение параметров установки были возможны с любого терминала. К числу параметров установки относились:

- формат события;
- геометрические константы спектрометра;
- сигнатура триггера для универсального логического блока;
- соотношение частот использования тех или иных триггеров в процессе накопления статистики.

Основные контуры программы были сохранены в on-line программах, обслуживавших установку "АЛЬФА-ЗС", созданных другими авторами и на других компьютерах.

Вторая глава посвящена вопросам обработки экспериментальной информации. Базовый пакет программ, созданный автором на ЭВМ БЭСМ-6, был адаптирован на ЕС-1050 (в ЛВЭ и Россендорфе), NORD-100/500 (в Софии), VAX в ЛВТА. В настоящее время большая часть программного обеспечения адаптирована для персональных компьютеров. С его помощью был обработан набор экспериментов, далеко выходящий за рамки набора экспериментов, рассмотренных в диссертации.

В главе рассмотрены как "инвариантная" часть программ, т.е. не меняющаяся в зависимости от конкретного эксперимента, так и детали, связанные с каждым из рассмотренных в диссертации экспериментов. К инвариантной части относятся декодировка первичной информации, статистический пакет "Нора", созданный примерно в одно и то же время с известным пакетом НВООК и равный ему по мощности, но не создававший проблем в условиях весьма ограниченной оперативной памяти ЭВМ

БЭСМ-6 (32 кбайт). Достаточно инвариантным оказался также пакет проведения треков через пропорциональные камеры.

Подробно рассмотрена процедура использования данных с датчиков Холла, контролирующих элементы магнитного канала, и данных о среднестатистических параметрах пучка, получаемых с ЭВМ, обслуживающей ускоритель.

Из деталей, связанных с конкретными экспериментами, отметим здесь алгоритм обработки эксперимента по передаче поляризации от дейтрона к протону. В основе анализа лежит формула

$$A(t, k; p_p) = \kappa(k)A(t, 0; p_p), \quad (4)$$

где $A(t, 0; p_p)$ – асимметрия, которая измеряется при $k = 0$ ($p_d = 2p_p$), когда $\kappa(0)$ полагается равной 1. $p_p = 4.5$ Гэв/с на протяжении всего эксперимента. В рамках этого принципа возможны два подхода при нахождении $\kappa(k)$. Можно по данным калибровочной точки параметризовать поведение $A(t, 0)$ и затем описывать асимметрию в остальных точках функцией $\kappa(k)A(t, 0)$, где $\kappa(k)$ – параметр. Во втором подходе, который и использовался, в программе минимизации функционала анализируется сразу вся статистика, и, соответственно, вся статистика используется для нахождения в том числе и $A(t, 0)$. Математически этот подход записывается как поиск минимума следующего функционала:

$$\sum_{i,j} [\kappa(k_i)A^{el}(t_j, 0) - As_i^{el}(t_j)]^2 + \sum_{i,j} [\kappa(k_i)A^{in}(t_j, 0) - As_i^{in}(t_j)]^2 = \min, \quad (5)$$

где $As_i^{el}(t_j)$, $As_i^{in}(t_j)$ – экспериментальные точки по асимметрии упругих и неупругих рассеяний, разбитые на интервалы по переданному 4-импульсу второго рассеяния (j – номер интервала), $A^{el}(t_j, 0)$, $A^{in}(t_j, 0)$ – полиномы пятой степени со свободными параметрами. Параметр $\kappa(k = 0) = 1$ фиксировался, $\kappa(k_i)$ – основные искомые параметры.

Первый и второй подходы дадут совпадающие результаты, когда статистика в калибровочной точке на порядок больше, чем в рабочих. При примерно равной статистике, как это имело место, второй метод обеспечивает значительно меньшую статистическую ошибку результата.

В третьей главе анализируются импульсные спектры фрагментов, извлеченные из данных по сечениям фрагментации ядер d , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

Инвариантные сечения ${}^{12}\text{C}(d, p)X$, ${}^1\text{H}(d, p)X$, ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, d)X$, ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, p)X$, ${}^{12}\text{C}({}^4\text{He}, t)X$, ${}^{12}\text{C}({}^4\text{He}, p)X$ показаны на

рис.5,6,7. представленные как функции импульса фрагмента q в системе покоя фрагментирующего ядра. Сечения на рис.5 при импульсах,

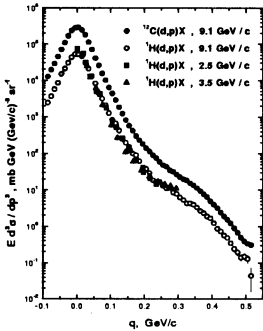


Рис. 5: Инвариантные сечения $^{12}\text{C}(d,p)X$ и $^1\text{H}(d,p)X$, измеренные при импульсе дейтронов 9.1 ГэВ/с.

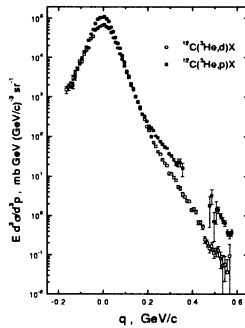


Рис. 6: Инвариантные сечения $^{12}\text{C}(^3\text{He},d)X$ и $^{12}\text{C}(^3\text{He},p)X$, измеренные при импульсе ^3He 10.8 ГэВ/с.

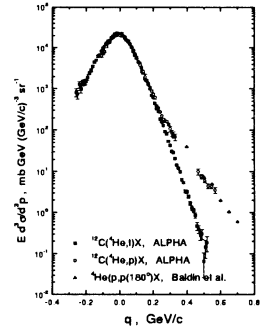


Рис. 7: Инвариантные сечения $^{12}\text{C}(^4\text{He},t)X$ и $^{12}\text{C}(^4\text{He},p)X$, измеренные при импульсах ^4He 10.8 и 18.1 ГэВ/с, соответственно.

меньших 9.1 ГэВ/с, получены в Сакле (Франция).

Тщательный анализ спектров в области максимума показал, что они асимметричны, будучи представленными как функции импульса фрагмента q в системе покоя фрагментирующего ядра. В то же время они оказываются симметричными, будучи представленными как функции переменной светового фронта k . Это видно из рис.8,9, где экспериментальные точки при отрицательных значениях q показаны полыми значками, а при положительных – сплошными.

Аппроксимация данных функциями $f(k^2)$ или $f(q^2)$ с использованием РИП или НИП подходов дает, соответственно, следующие значения χ^2 : 16/14 и 54/14 для $d \rightarrow p + X$ реакции; 16/27 и 35/27 для $^3\text{He} \rightarrow d + X$ реакции; и 26/38 и 50/38 для $^4\text{He} \rightarrow t + X$ реакции. На сегодняшний день это пока единственное экспериментальное подтверждение справедливости динамики светового фронта, которая все еще не стала общепринятой.

На рис.10,11 приведены импульсные распределения фрагментов в ядрах ^3He и ^4He , извлеченные из инвариантных сечений по формуле (3). Этими двумя рисунками мы вновь демонстрируем преимущество переменной светового фронта k в качестве внутреннего импульса. Если на

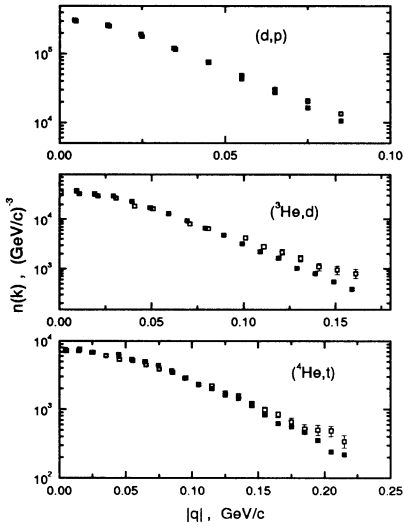


Рис. 8: Импульсные распределения фрагментов в легких ядрах в области максимума, извлеченные из сечений в рамках нерелятивистского ИП.

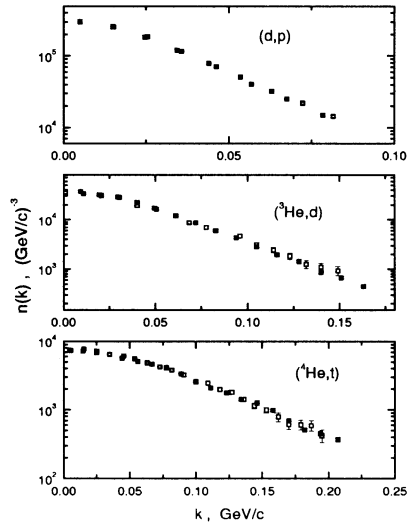


Рис. 9: Импульсные распределения фрагментов в легких ядрах в области максимума, извлеченные из сечений в рамках РИП.

рисунках 6,7 сечения расходятся на порядки величины при наибольших значениях q , то на рисунках 10,11 во всем диапазоне изменения k масштаб расхождений соответствует тому, который ожидается в теоретических расчетах. Так, в рамках ИП процесс ${}^3\text{He} \rightarrow d$ обусловлен исключительно вершиной ${}^3\text{He} \rightarrow d + p$, в то время как процесс ${}^3\text{He} \rightarrow p$ также и вершиной ${}^3\text{He} \rightarrow p + p + n$. Расчеты, выполненные в области импульсов $0 - 0.3$ ГэВ/с Скиавиллой и др., показывают, что вершина ${}^3\text{He} \rightarrow d + p$ доминирует в волновой функции ${}^3\text{He}$ по сравнению с ${}^3\text{He} \rightarrow p + p + n$. Из рис.10 видно, что это действительно так. При больших импульсах, однако, вклад другой вершины заметно возрастает. Аналогичная ситуация имеет место при фрагментации ${}^4\text{He}$, где в процессе ${}^4\text{He} \rightarrow p$ при малых импульсах доминирует вершина ${}^4\text{He} \rightarrow t + p$ по сравнению с вершинами ${}^4\text{He} \rightarrow d + p + n$ и ${}^4\text{He} \rightarrow p + p + n + n$.

Для реакции (d,p) исследована A -зависимость, показанная на рис.12. Показано, что импульсный спектр, извлеченный из сечений фрагментации дейтрона на водороде, хорошо совпадает со стандартными волновыми

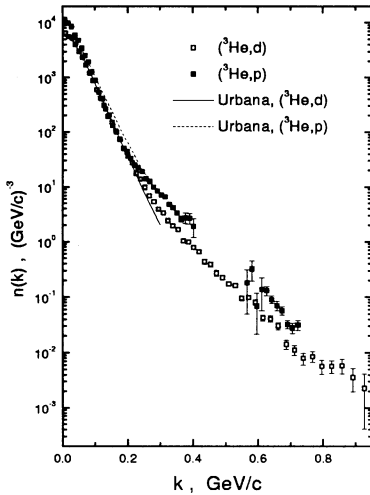


Рис. 10: Импульсные распределения дейтронов и протонов в ${}^3\text{He}$.

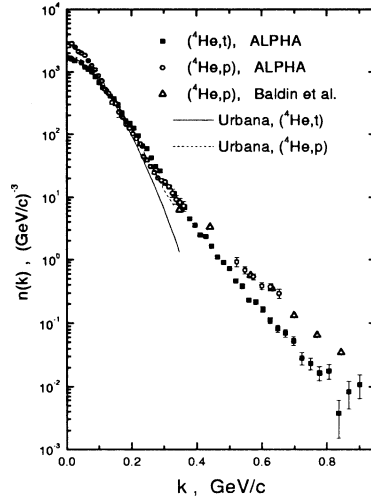


Рис. 11: Импульсные распределения тритонов и протонов в ${}^4\text{He}$.

функциями дейтрона в интервале $0 < k < 0.2$ ГэВ/с. Анализируются причины, по которым расчеты, учитывающие глауберовское перерасcеяние, не описывают А-зависимости, полученной в эксперименте. Из этого анализа вытекает, что в сечениях фрагментации ${}^4\text{He}$, изученных только на углеродной мишени, такая зависимость (кроме фактора) не должна иметь место. Изумительное совпадение со спектром тритонов, извлеченным из сечений электрорасщепления ${}^4\text{He}$ в интервале $0-0.2$ ГэВ/с, полученных в НИКНЕФ-К, подтверждает такой вывод. В то время как все стандартные волновые функции дейтрона совпадают как минимум в интервале $0-0.2$ ГэВ/с, для волновых функций ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ это не так. Сравнение спектра $({}^4\text{He}, t)$ с теоретическими предсказаниями показывает преимущество потенциала Urbana над потенциалом Argonne.

Импульсные спектры (d, p) , $({}^3\text{He}, d)$ и $({}^4\text{He}, t)$ в полном диапазоне измерений показаны на рис.14. Результаты сравниваются с данными по электрорасщеплению соответствующих ядер. Все три пары наборов совпадают друг с другом лучше, чем с расчетами в импульсном приближении. Из рис. 15 видно, что максимум расхождения расчетов с экспериментальными спектрами приходится на область, где S-волна стан-

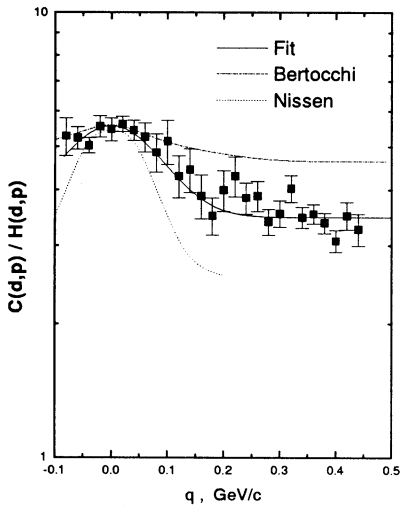


Рис. 12: Отношение инвариантных сечений фрагментации дейтрона на углероде и водороде.

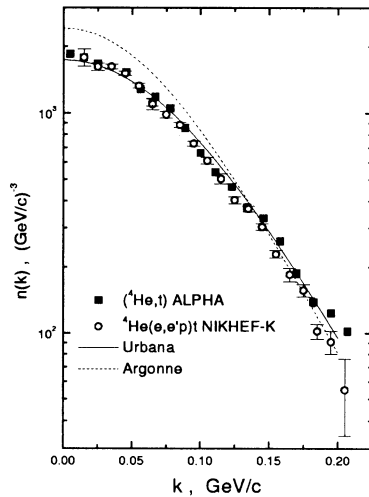


Рис. 13: Импульсные распределения в ${}^4\text{He}$ тритонов, извлеченное из сечений реакции ${}^4\text{He} \rightarrow t + X$. Сплошные и пунктирные кривые – расчет на основе Urbana и Argonne потенциалов

дартных волновых функций пересекает ноль (для реакции ${}^4\text{He} \rightarrow t$ такой рисунок не приводится, так как положение максимума в этом случае очевидно). Отметим, что для электронных и адронных пробников дополнительные механизмы, с помощью которых делают попытки объяснить наблюдаемый эффект, кардинально различаются. В частности, для данных по электрорасщеплению большая роль отводится мезонным обменным токам, эффект которых в случае адронного пробника на два порядка ниже. Особенно контрастным выглядит спектр $({}^4\text{He}, t)$, который описывается исключительно S -волной. Включение всех возможных поправок для электрорасщепления не помогает избежать особенности в области нуля S -волны. В то же время в обоих экспериментальных спектрах не содержится даже намек на какую-либо особенность в этой области. Все это наводит на мысль, что либо S -волна не пересекает ноль, либо волновые функции, кроме S - и D -волн (или только S -волны для вершины ${}^4\text{He} \rightarrow t + p$) содержат еще какие-то компоненты.

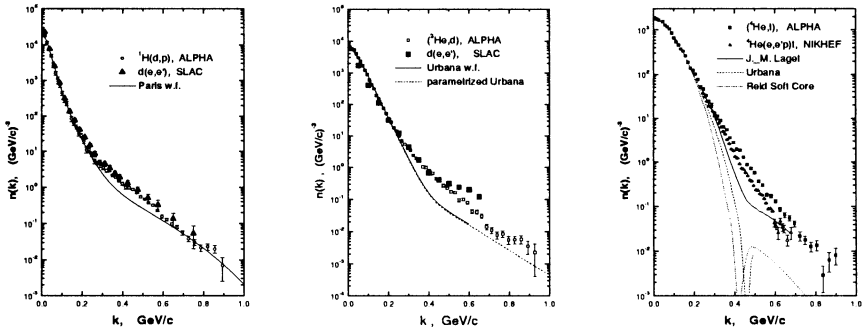


Рис. 14: Импульсные распределения (d, p) , $({}^3\text{He}, d)$ и $({}^4\text{He}, t)$, полученные с помощью адронных и электронных пробников.

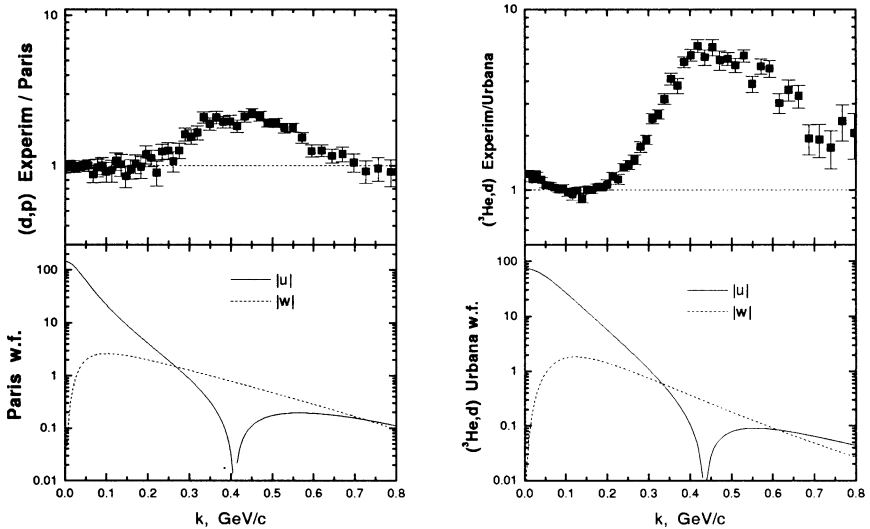


Рис. 15: Отношение импульсных распределений (d, p) и $({}^3\text{He}, d)$ к расчетам в импульсном приближении с использованием Парижского и Urbana потенциалов, соответственно. u и w – S - и D -волны, соответственно.

В четвертой главе анализируются данные по измерению поляризационных характеристик процесса $^{12}\text{C}(\overset{\leftrightarrow}{d}, p)X$ и упругого $\overset{\leftrightarrow}{d} p$ рассеяния назад. В начале главы, в рамках ИП, дается связь исследованных наблюдаемых, T_{20} и коэффициента передачи поляризации от дейтрона к протону κ , с S - и D -волновыми компонентами волновой функции дейтрона (u и w , соответственно). Показано, что экстремумы T_{20} и нули κ совпадают. Показано также, что при доминировании одной из волн ($|w/u| \ll 1$ или $|w/u| \gg 1$) поляризационные характеристики слабо чувствительны к знаку w/u . В частности, при $|w/u| \gg 1$, $T_{20} \simeq -0.07$. На рис. 16 показаны

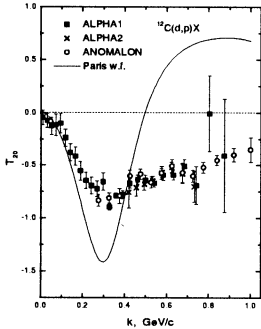


Рис. 16: T_{20} для фрагментации дейтрона на углероде. Сплошная кривая – Парижская волновая функция.

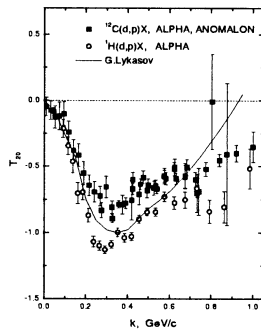


Рис. 17: T_{20} для фрагментации дейтрона на водороде и углероде. Кривая – расчет Лыкасова.

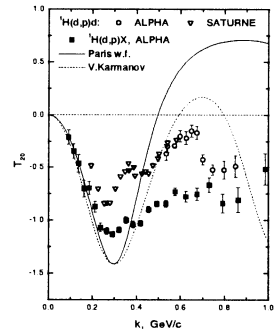


Рис. 18: T_{20} в реакциях $\overset{\leftrightarrow}{d} p \rightarrow pd$ и $\overset{\leftrightarrow}{d} p \rightarrow pX$.

данные по анализирующей способности реакции $^{12}\text{C}(\overset{\leftrightarrow}{d}, p)X$ при импульсе дейтронов 9 ГэВ/с. Приводятся также данные, измеренные совсем недавно нашей группой и группой "Аномалон". Хорошее совпадение всех трех наборов данных можно трактовать в пользу надежности каждого из них. Основные особенности данных по T_{20} таковы:

- положение минимума примерно совпадает с предсказаниями;
- ожидаемое значение минимума $-\sqrt{2}$ не достигается;
- данные обнаруживают тенденцию к выходу на асимптотику с отрицательным значением T_{20} .

В рамках ИП тот факт, что данные не достигают ожидаемого значения минимума, означает, что S -волна не пересекает 0, что не предусмотрено

ни одной реалистической волновой функцией дейтрона (ВФД). Однако правильное положение минимума указывает на то, что необходимое значение минимума не достигается из-за дополнительных к ИП механизмов реакции, таких, например, как механизм с дельта-изобарой (кривая на рис. 17). При больших значениях внутреннего импульса этот механизм вымирает.

A-зависимость показана на рис. 17. Из рисунка видно, что хотя данные на водороде идут всюду чуть ниже, чем данные на углероде, основные три особенности поведения T_{20} , перечисленные выше, остаются теми же самыми. Масштаб эффекта A-зависимости вполне ожидаем в рамках учета глауберовских поправок. При рассмотрении дополнительных к ИП механизмов реакции также можно ожидать некоторой A-зависимости. Дело в том, что эти механизмы чувствительны к изоспину мишени, и ядро, как комбинация нейтронов и протонов, может давать несколько другой эффект чем чистый водород.

На рис.18 показаны данные по измерению T_{20} в реакции $\overset{\leftrightarrow}{d} p \rightarrow pd$, дополненные данными при более низких энергиях, полученными при участии автора в Сакле. Как видно из рисунка, в области перекрытия два набора дают хорошее совпадение. Отметим, что в эксперименте, выполненном в Сакле, импульсное разрешение составляло $\delta p/p \simeq 0.04\%$, которое гарантировало полное отделение событий упругого рассеяния от фона фрагментации дейтрона. Совпадение данных говорит о том, что процедура извлечения данных по T_{20} в условиях худшего импульсного разрешения ($\delta p/p \simeq 0.25\%$) была проведена корректно. Поскольку связь T_{20} с компонентами ВФД одинакова для процессов фрагментации дейтрона и упругого dp рассеяния назад, на рисунке также показан набор данных по T_{20} для реакции фрагментации дейтрона на водороде. Хотя данные по T_{20} для упругого $\overset{\leftrightarrow}{d} p \rightarrow pd$ рассеяния демонстрируют те же принципиальные отличия от предсказаний, которые были отмечены выше для процесса фрагментации дейтрона, факт нарушения ИП налицо. Обнаруженная в поведении T_{20} тонкая структура в данный момент еще не нашла своего объяснения. Отметим, что один из максимумов в спектре T_{20} , а именно, при $k \simeq 0.65$ ГэВ/с по положению на оси x совпадает с максимумом для расчета на основе ВФД Карманова.

Данные по измерению коэффициента передачи поляризации от дейтрона к протону в реакции $^{12}C(d, \vec{p})X$ показаны на рисунках 20,22. Пересечение 0 данных по κ , в то время как T_{20} не достигает ожидаемого значения экстремума, свидетельствует о невозможности описания процесса фрагментации дейтрона в рамках ИП; если волновая функция дейтрона

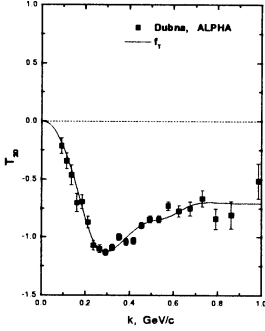


Рис. 19: Фит данных по T_{20} .

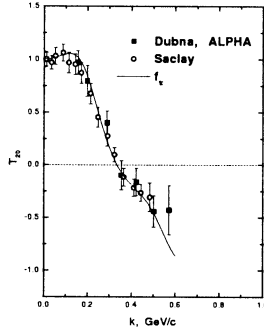


Рис. 20: Фит данных по κ .

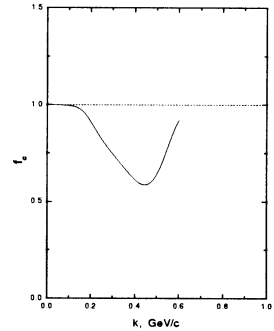


Рис. 21: Отклонение от ИП.

включает в себя только S - и D -волны. Степень отклонения от ИП существующего набора данных по T_{20} и κ можно оценить, воспользовавшись соотношением

$$\frac{8}{9} \left((T_{20} + \frac{1}{\sqrt{8}})^2 + \kappa_0^2 \right) = 1 \quad (6)$$

Это соотношение выполняется для любой ВФД, включающей только S - и D -волны, в случае, если импульсное приближение справедливо. Функция

$$f_c = \sqrt{\frac{8}{9} \left((f_T + \frac{1}{\sqrt{8}})^2 + f_\kappa^2 \right)},$$

и функции f_T и f_κ , аппроксимирующие данные по T_{20} и κ_0 , показаны на рисунках 19, 20, 21. Как видно из рис.21, после максимума отклонения от ИП при $k \simeq 0.45$ ГэВ/с, намечается тенденция к увеличению вклада ИП механизма при возрастании k . Поэтому интерпретация асимптотики T_{20} , близкой к значению -0.7 , как доминирование D -волны, вполне оправдано.

Несколько из 28 волновых функций, рассмотренных в работе Чертова, Мателича, Моравчика имеют доминирующую D -волну при больших внутренних импульсах. Сравнение данных по T_{20} и κ_0 для процесса фрагментации с расчетами на основе двух функций из этого набора и сами эти функции приведены на рисунках 22, 23. Отметим, что S -волна одной из этих функций не пересекает 0. Как показано в диссертации, в условиях доминирования одной из волн данные становятся малочувствительными к знаку отношения w/u , и существующий набор данных не дает четкого ответа на вопрос: имела ли место смена знака S -волны или нет. Измерение

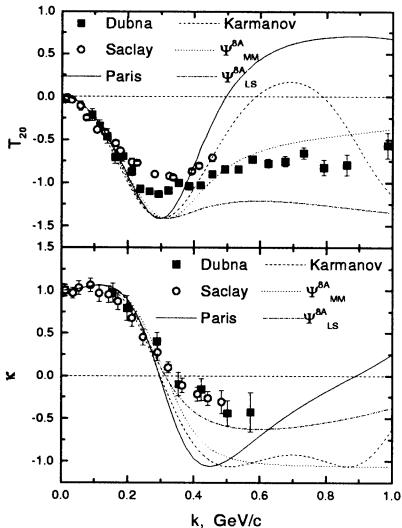


Рис. 22: T_{20} и κ для (d,p) процесса.

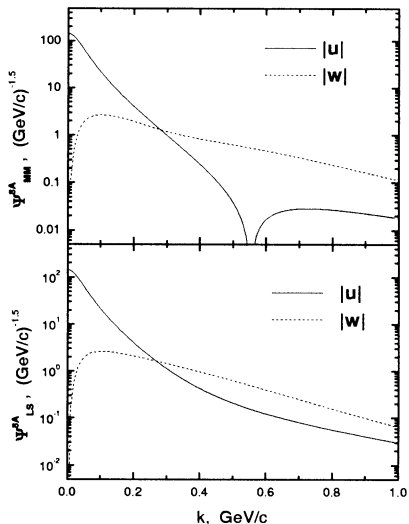


Рис. 23: ВФД из работы Чертова и др.

κ_0 при более высоких, чем достигнутые, значениях k , могло бы приблизить данный вопрос к разрешению при условии, что ИП доминирует при высоких значениях k (что контролируется соотношением (6)). Отметим также, что на вопрос о знаке w/u при высоких значениях k может быть получен совершенно разный ответ при исследовании реакций развала дейтрона и его упругого рассеяния (ed). Если на малых расстояниях доминирует $6q$ -состояние, то в упругом рассеянии равноправно участвуют все его проекции (все компоненты Фоковского столбца), такие как NN , NN^* , $\Delta\Delta$ и др., в то время как процесс развала будет отбирать, в основном, проекцию pn .

В заключении сформулированы основные результаты диссертации и рассмотрены перспективные эксперименты. Основные выводы состоят в следующем.

1. Спланированы и проведены эксперименты на установке АЛЬФА:

- (а) по измерению сечений фрагментации ядер d , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ на углеродной мишени в интервале $0-1$ ГэВ/с, а также ядер d на CH_2 мишени, что позволило восстановить сечение этой реакции на

водороде.

- (b) по измерению T_{20} реакции $^{12}C(\overset{\leftrightarrow}{d}, p)X$ в интервале 0–0.3 ГэВ/с .
2. Спланированы и проведены эксперименты на установке АЛЬФА-3С:
- (a) по измерению T_{20} реакции $^{12}C(\overset{\leftrightarrow}{d}, p)X$ в интервале 0.25–0.8 ГэВ/с ;
- (b) по измерению коэффициента передачи поляризации κ от дейтрона к протону в реакции $^{12}C(\overset{\leftrightarrow}{d}, \vec{p})X$ в интервале 0–0.57 ГэВ/с ;
- (c) по измерению T_{20} упругого $\overset{\leftrightarrow}{d} p$ рассеяния назад в интервале k 0.53–0.85 ГэВ/с .
3. Из идей, обеспечивших методическую корректность проведенных экспериментов, отметим следующие:
- (a) Необходимость малого импульсного акцептанса для всех перечисленных экспериментов; важность узкой мишени при измерении сечений фрагментации легких ядер; необходимость контроля за среднестатистическими параметрами пучка; необходимость использования делителя частоты триггеров при работе в области больших сечений; необходимость контроля за структурой интенсивности в процессе медленного вывода пучка.
- (b) при измерении κ работа при постоянном импульсе вторичных частиц, импульсный анализ входящих и выходящих частиц при втором рассеянии, специфическая геометрия установки для обострения характеристики чувствительности триггера к квадрату переданного импульса t ;
- (c) при измерении T_{20} в упругом $\overset{\leftrightarrow}{d} p$ рассеянии назад настройка установки на прямом пучке с импульсом равным импульсу вторичного дейтрона в основном измерении.
4. Впервые в ОИЯИ была создана on-line программа с широким использованием управляемых от ЭВМ блоков КАМАК и с использованием терминала для управления экспериментальной установкой, создан суперскоростной алгоритм обработки камерной информации.
5. Создан базовый пакет программ off-line обработки информации с установки АЛЬФА, легко адаптируемый к любой физической задаче.

6. Экспериментально доказано, что для сравнения данных по фрагментации легких ядер с расчетами хорошей переменной является переменная светового фронта k .
7. Экспериментально наблюдается A -зависимость сечений фрагментации дейтрона. Показано и экспериментально подтверждено, что при фрагментации ${}^4\text{He} \rightarrow t$ A -зависимость сводится к фактору.
8. Извлеченные из данных по сечениям импульсные спектры фрагментов легких ядер хорошо совпадают со спектрами, извлеченными из данных по электрорасщеплению легких ядер, и имеют превышение над расчетами на основе импульсного приближения (ИП) в области с центром $k \simeq 0.4$ ГэВ/с, который хорошо совпадает с точкой пересечения нуля S -волной для стандартных волновых функций дейтрона.
9. Основные особенности данных по T_{20} реакции ${}^{12}\text{C}(\overset{\leftrightarrow}{d}, p)X$ таковы:
 - (а) ожидаемое значение минимума $-\sqrt{2}$ не достигается, хотя его положение примерно совпадает с предсказаниями;
 - (б) данные обнаруживают тенденцию к выходу на асимптотику с отрицательным значением T_{20} .

Сравнение данных с T_{20} реакции ${}^1\text{H}(\overset{\leftrightarrow}{d}, p)X$ показывает наличие A -зависимости.

10. Данные по T_{20} в упругом $\overset{\leftrightarrow}{d}$ p рассеянии назад, заметно отличаясь от данных в реакции ${}^1\text{H}(\overset{\leftrightarrow}{d}, p)X$, демонстрируют нарушение ИП в той или иной степени во всем диапазоне перекрытия. Обнаружено наличие тонкой структуры в данных.
11. Данные по κ в реакции ${}^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{p})X$, будучи проанализированы совместно с данными по T_{20} , показывают отклонение от ИП, начиная с $k \simeq 0.2$ ГэВ/с, достигающее максимума при $k \simeq 0.45$ ГэВ/с. При дальнейшем возрастании k намечается тенденция к увеличению вклада механизма ИП, что делает интерпретацию отрицательного значения асимптотики T_{20} за счет доминирования D -волны вполне вероятной.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Л.Г. Ефимов, Н.М. Пискунов, И.М. Ситник, Применение алфавитно-цифрового дисплея типа ВТ-340 на линии с ЭВМ БЭСМ-4, В: Трудах VIII Межд. Симп. по ядерной электронике, Дубна, 1975, ОИЯИ Д13-9287, Дубна (1975), стр.285, а также препринт ОИЯИ 10-8833 Дубна, 1975
2. Н.М. Пискунов, И.М. Ситник, В.И. Шаров, Программы для работы с управляемыми модулями КАМАК на линии с ЭВМ БЭСМ-4, препринт ОИЯИ 10-8885 Дубна, 1975
3. Н.М. Пискунов, В.Н.Садовников,И.М. Ситник и др.,Программное обеспечение ЭВМ БЭСМ-4 для работы в режиме on-line с установкой "АЛЬФА", Сообщение ОИЯИ 10-10255, Дубна, 1976
4. Г.Л. Мазный, И.М. Ситник, Е.А. Строковский, Комплекс программ обработки с 2500-канального спектрометра с пропорциональными камерами, В сб.: "Труды совещания по программированию и математическим методам решения физических задач", ОИЯИ, Д10,11-11264, Дубна, 1978, 504– 508
5. В.Г. Аблеев, Д.В.Анчишкин, Х.Димитров,... И.М. Ситник и др.,Импульсное распределение протонов и дейтронов от фрагментации ${}^3\text{He}$ при 10.78 ГэВ/с на углероде при нулевых углах, Письма в ЖЭТФ 45 (1987) 467–469
6. В.Г. Аблеев, Л.Визирева, В.И.Волков,... И.М. Ситник и др.,Измерение тензорной анализирующей способности реакции ${}^{12}\text{C}(d,p)$ с вылетом протонов под нулевым углом при импульсе дейтронов 9.1 ГэВ/с, Письма в ЖЭТФ 47 (1988) 558–561
7. В.Г. Аблеев, Л.Визирева, С.В.Джмухадзе,...И.М. Ситник и др.,Измерение тензорной анализирующей способности реакции $\text{C}(d,p)$ с вылетом протонов под нулевым углом при импульсе дейтронов 9.1 ГэВ/с , Краткие сообщения ОИЯИ N 4[43]-90 (1990) 5
8. V.G. Ableev, S.V.Dshemuchadzse, C.Dimitrov,...I.M. Sitnik et al.,Proton and Triton Momentum Distribution from ${}^4\text{He}$ Fragmentation at Relativistic Energies, Few-Body Systems 8 (1990) 137–144
9. I.M. Sitnik, L. Penchev, Speculation around deuteron disintegration data, In: Proc. of the Int. Symp. "DEUTERON-91", Dubna, June 11–13, 1991; JINR E2-92-25, Dubna, 1992, 172–176

10. I. Atanasov, ...I.M. Sitnik et al., The measurements of the polarization transfer coefficient in (d, p) reaction at fixed proton momentum of 4.5 GeV/c and the deuteron momentum in range 6.0-9.0 GeV/c, In: Proc. of the 11th Int. Seminar on High Energy Phys. Problem, Sept. 7-12 1992, Dubna; ed. by A.M. Baldin and V.V. Burov, Dubna, JINR, 1994, 443
11. V.G. Ableev, A. Filipkovsky, A.A. Nomofilov, ...I.M. Sitnik et al., Calibration measurement of the $^{12}\text{C}(d, p)$ and $p(d, p)$ cross sections at small proton momenta in the deuteron rest frame, JINR Rapid Com. N°1[52]-92 (1992) 5-9
12. V.G. Ableev, V.P. Ladygin, A.A. Nomofilov, ...I.M. Sitnik et al., Measurement of the $^{12}\text{C}(d, p)$ and $p(d, p)$ forward cross sections over a wide range of proton momenta, JINR Rapid Com. N°1[52]-92 (1992) 10-16
13. B. Kuehn, V.P. Ladygin, P.K. Manyakov, ... I.M. Sitnik et al., The measurements of the polarization transfer coefficient in the (d, p) reaction at a fixed proton momentum 4.5 GeV/c and a deuteron momentum range of 6.0-9.0 GeV/c, Phys. Lett. B 334 (1994) 298-303
14. L.S. Azhgirey, A.P. Kobushkin, B. Kuehn, ...I.M. Sitnik et al., Polarization transfer in the $^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{p})X$ Reaction for Deuteron Momenta between 5.8 and 9.0 GeV/c, JINR Rapid Com. No 3[77]-96 (1996) 23
15. И.М. Ситник,
Экспериментальный тест адекватности релятивистского импульсного приближения при описании фрагментации легких ядер, ЯФ 59 (1996) 1104-1108
16. L.S. Azhgirey, E.V. Chernykh, A.P. Kobushkin, ...I.M. Sitnik et al., Tensor analyzing power T_{20} in backward elastic dp scattering and breakup at 0° between 3.5-6.5 GeV/c, Phys. Lett. B 391 (1997) 22-28
17. I.M. Sitnik, Spin structure of light nuclei, Czechoslovak Journ. of Phys. 50 S1 (2000) 293

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 2000 года.

Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 12.05.2000
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 2,43
Тираж 100. Заказ 52016

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области