



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

А-883

2-90-567

ЛЫКАСОВ
Геннадий Иванович

УДК 539.171.017

МЕХАНИЗМЫ АДРОН-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ
И ЭКЗОТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ В ЯДРАХ

Специальность: 01.04.16 - физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1990

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного
института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук	В. А. Карманов
доктор физико-математических наук	В. А. Тонеев
доктор физико-математических наук	Ю. М. Шабельский

Ведущая организация - Научно-исследовательский институт
ядерной физики Московского государственного университета
им. М. В. Ломаносова

Защита диссертации состоится "___" _____ 1991 г.
на заседании Специализированного совета Д-047.01.01 Лаборатории
теоретической физики Объединенного института ядерных исследований,
г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "___" _____ 1991 г.

Ученый секретарь
Специализированного совета
кандидат физико-математических наук

В. И. Журавлев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Процессы фрагментации ядер при средних и высоких энергиях в кинематической области, запрещенной для свободного адрон-нуклонного рассеяния, изучаются уже давно, начиная с пионерских работ Г. А. Лексина, М. Г. Мещерякова и др. Подобные работы стимулировали возникновение в теоретической ядерной физике так называемой "флуктонной" модели, первым автором которой был Д. И. Блохинцев. Впоследствии развилась целая область исследований - релятивистская ядерная физика.

Ее интенсивное развитие фактически началось в 70-х годах с предсказательных работ А. М. Балдина о кварковой природе кумулятивных процессов и последовавших вслед за этим экспериментов. Далее последовал целый ряд теоретических работ, объясняющих кумулятивный эффект с разных позиций. Одна группа из этих работ связана с разработкой "флуктонной" модели на кварковой основе. Другая предполагает наличие малонуклонных корреляций в ядрах. Во всех моделях подобного типа рождение кумулятивных адронов объясняется за счет взаимодействия налетающей частицы с компактным, массивным, образованием внутри ядра. При этом, как правило, взаимодействием начальной частицы и образовавшейся кумулятивной внутри ядра пренебрегается.

Остается неясным, насколько это пренебрежение справедливо и какова роль релятивистских эффектов в ядре, особенно в области допредельной фрагментации. Поэтому необходима модель, которая позволила бы с единых позиций понять природу как кумулятивных, так и некумулятивных адрон-ядерных процессов.

Цель работы состоит в разработке самосогласованного подхода к теоретическому анализу адрон-ядерных процессов некумулятивного и кумулятивного типа, включающего в себя динамику взаимодействия налетающей частицы, релятивистские ядерные эффекты, нуклонные и ненуклонные степени свободы в ядре, который позволил бы, во-первых, с единых позиций описать имеющиеся экспериментальные данные, а, во-вторых, указать постановку новых экспериментов для извлечения принципиально новой информации о механизме реакций и об экзотических, ненуклонных, состояниях в ядрах.

Научная новизна и практическая ценность. Новым является создание самосогласованного подхода к анализу адрон-ядерных процессов предкумулятивного и кумулятивного типа, учитывающего механизм реакций, релятивистские ядерные эффекты, ненуклонные степени свободы в ядрах.

Впервые отчетливо показана роль динамики взаимодействия налетающей частицы с ядром в области допредельной фрагментации ядер (предкумулятивной области), когда энергия начальных адронов $E_0 \approx 4 \pm 5$ (ГэВ). В частности, показана определяющая роль механизма возбуждения Δ -изобары при образовании протонов в h -A соударениях в кинематически запрещенной области (КЗО) для свободного N-N столкновения при $E_0 \approx 3 \pm 2$ (ГэВ).

Впервые показана важная роль релятивистской структуры дейтрона, особенно на малых N-N расстояниях, при исследовании поляризационных явлений в процессах типа стриппинга дейтрона, что является чрезвычайно актуальным в связи с проводимыми и планируемыми поляризационными экспериментами.

Проводится последовательный анализ эффектов вторичных взаимодействий адронов в ядре. Показывается, что их вклад в образование кумулятивных частиц постепенно вымирает по мере продвижения в область предельной фрагментации ядер. Исходя из спектров кумулятивных протонов в d -N-стриппинге, строится новая структурная функция дейтрона, поведение которой отличается от обычного ферми-движения на малых внутридейтронных расстояниях. Впервые показывается связь и различие многокварковых конфигураций от малонуклонных корреляций в ядре.

Развита новая модель фрагментации ядра в области больших кумулятивных чисел в рамках модели кварк-глюонных струн, предполагающая существование многокварковых конфигураций в ядре. Результаты такой модели хорошо согласуются с экспериментом. Делаются предсказания о поведении инклюзивных спектров кумулятивных адронов и структурных ядерных функций при больших кумулятивных числах и поперечных импульсах.

В целом результаты работы развивают новое направление релятивистской ядерной физики - теорию процессов фрагментации ядер при промежуточных и высоких энергиях, включающую в себя механизмы ядерных реакций, существенным образом учитывающую релятивистские ядерные эффекты и кварковую структуру ядра. Результаты такого теоретического анализа нашли применение, с одной стороны, в теоретических работах других авторов, с другой стороны, при постановке настоящих и планируемых в будущем экспериментов.

Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации.

I. Развита теоретический подход к анализу неупругих протон-дейтронных соударений в области допредельной фрагментации, учитывающий образование барионных резонансов в процессе таких взаимодействий. Показано, что при начальных энергиях $E_0 \approx 2 \pm 3$ (ГэВ) разновидность этого механизма, треугольные диаграммы с виртуальным мезоном в промежуточном состоянии, дает большое сечение образования протонов в предкумулятивной области, что согласуется с экспериментом.

2. Развита релятивистское обобщение вышеуказанного подхода. Применяя диаграммную технику Вайнберга и релятивизацию волновой функции дейтрона, проведен подробный анализ процессов допредельной фрагментации дейтрона.

3. При исследовании поляризационных явлений в d -P стриппинге обнаружена исключительно важная роль динамики взаимодействия на средних и больших N-N расстояниях, $\Gamma_{NN} > 0,4 \pm 0,5$ (фм), и релятивистских эффектов в дейтроне на малых Γ_{NN} .

4. Развита новая кварк-партоновая модель предельной фрагментации ядер, в которой построена ядерная структурная функция и самосогласовано описаны процессы стриппинга дейтрона, $ed \rightarrow e'X$, рождения кумулятивных мезонов в h -d соударении при больших x .

5. Разработан метод учета поперечного движения кварков в сталкивающихся адронах и ядрах, используя модель кварк-глюонных струн. В рамках такого метода удовлетворительно описываются наблюдаемые величины в адронных и адрон-ядерных мягких соударениях.

6. Используя построенную структурную функцию ядра в зависимости от x и вышеуказанный метод, развит подход к анализу процессов рождения кумулятивных адронов с большими x и P_{\perp} . Такой подход дает сильную корреляцию среднего поперечного импульса адронов $\langle P_{\perp} \rangle$ и x , что согласуется с экспериментом. Предсказано поведение спектров кумулятивных адронов и структурной ядерной функции при больших P_{\perp} .

Апробация диссертации и публикации. Основные результаты диссертации неоднократно докладывались на семинарах Лаборатории ядерных проблем, Лаборатории теоретической физики, Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, на международных семинарах по проблемам физики высоких энергий (Дубна - 1986, 1988, 1990), III Международном симпозиуме по пион-нуклонным и нуклон-нуклонным взаимодействиям (Гатчина - 1989), Международном совещании по теории малочастичных и кварк-адронных систем (Дубна - 1987), Международной конференции по поляризационным явлениям в ядерной физике (Париж - 1990), Всесоюзном симпозиуме по нуклон-нуклонным и адрон-ядерным взаимодействиям при промежуточных энергиях (Гатчина - 1986), на семинарах ИТЭФ, ФИАН, ЛИЯФ. По теме диссертации опубликовано 27 работ в советской и зарубежной печати.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения; содержит 177 страниц машинописного текста, включая 45 рисунков, библиографический список литературы из 181 названия.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении изложена постановка физической задачи, дано обоснование актуальности и важности исследуемых проблем, далее кратко освещается содержание диссертации.

В первой главе исследуются резонансные явления в процессах фрагментации легких ядер. В § I рассматривается роль механизма возбуждения барионных резонансов в образовании протонов в P-d реакциях в КЗО. Качественно анализируются спектрометрическая диаграмма (рис. I) и ряд возможных

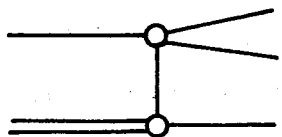


Рис. I. Спектрометрическая диаграмма.

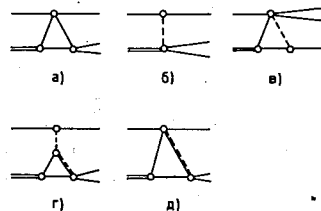


Рис. 2. Некоторые диаграммы реакции Pd -> PPn.

диаграмм второго порядка по h-N взаимодействию (рис. 2), дающий довольно заметный, а в некоторой кинематической области и определяющий вклад в процессы допредельной фрагментации ядер. В § 2 подробно исследуется механизм поглощения виртуального мезона нуклоном в Pd -> PPn реакции (рис. 2в). Показывается, что он может быть разновидностью изобарного механизма, когда процесс NN -> pi NN (см. верхнюю вершину рис. 2в) идет, в основном, через образование Delta-изобары в промежуточном состоянии. Вклад диаграмм типа рис. 2в в инвариантный энергетический спектр протонов, вылетающих в заднюю полусферу в зависимости от их кинематической энергии T, может быть представлен в следующем виде:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}^{Pd}} \frac{d\sigma}{dT} \approx A |F_{\pi}|^2 \frac{d\sigma}{dT} \quad (I)$$

где $d\sigma/dT_{\pi}$ - спектр пи-мезона по кинетической энергии T_{π} , рожденных в процессе $NN \rightarrow \pi NN$; A - некоторая слабо меняющаяся с T функция; F_{π} - формфактор, обусловленный немассовостью виртуального пи-мезона; P - импульс конечных протонов; σ_{tot}^{Pd} - полное сечение P-d соударения. Из (I) видно, что спектр протонов, соответствующий диаграмме рис. 2в, подобен энергетическому спектру пи-мезонов из реакции $NN \rightarrow \pi NN$, который имеет резонансный характер при начальной энергии

протонов $T_0 \approx 1$ (ГэВ) с максимумом при $T_{\pi} \approx 100 \pm 110$ (МэВ) или $x = T/T_{max} \approx 0,6 \pm 0,8$, где T_{max} - максимальная кинетическая энергия протонов, рассеянных в упругом p-d столкновении под тем же углом, что и в реакции $Pd \rightarrow PPn$. Такое поведение $d\sigma/dT_{\pi}$ обусловлено тем, что при $T_0 \approx 1$ (ГэВ) процесс $NN \rightarrow \pi NN$ идет, главным образом, через образование и распад Delta-изобары, т.е. $NN \rightarrow \Delta N \rightarrow \pi NN$. Далее показывается, что механизм мезопоглощения в дейтроне, изображенный на рис. 2в, может быть причиной большого выхода нуклонов, вылетающих в заднюю полусферу в реакции $Pd \rightarrow PPn$ при $x > 0,2$ и небольших (несколько ГэВ) энергиях начальных частиц. На рис. 3 представлены результаты расчета инвариантного дифференциального сечения $\frac{1}{\sigma_{tot}^{Pd}} \frac{d\sigma}{dT}$

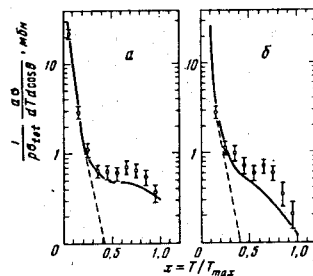


Рис. 3. Зависимость инвариантного дифференциального сечения протонов в реакции Pd -> PPn от x. Стреховая кривая - вклад спектрометрического механизма, сплошная - суммарный вклад графиков типа рис. 2а, в, 1.

протонов, образующихся в процессе Pd -> PPn, проинтегрированного по cos theta в интервале (-1, -0,67) - рис. 3а и (-0,67, 0,33) - рис. 3б с учетом диаграмм рис. 2а, в. Там же приведены экспериментальные данные при импульсе начальных протонов $P_0 = 1,66$ (ГэВ/с), что соответствует $T_0 \approx 1$ (ГэВ).

В § 3 главы I анализируется роль рассмотренного в §§ I, 2 механизма в появлении резонансно-подобных пиков в спектре масс двухнуклонной системы, m_{NN} , образующейся в P-d и P-He соударениях. Показывается, что такой механизм может имитировать эти пики при m_{NN} , соответствующей сумме масс нуклона и барионного резонанса (Delta, N* и т.д.).

В § 4 приводятся основные результаты, полученные в первой главе.

Во второй главе исследуются механизмы реакции $dP \rightarrow PX$, подобные рассмотренным в главе I, но при более высоких энергиях начальных частиц с учетом релятивистских эффектов в дейтроне.

В § I дается краткий обзор теоретических подходов к учету релятивистской структуры дейтрона. Акцентируется внимание на двух из них. В первом вершина d-NN (см. рис. 4а) сводится к волновой функции дейтрона (ВФД) Psi, квадрат модуля которой имеет обычную вероятностную интерпретацию, зависящей в общем релятивистском случае от двух переменных, инвариантных относительно преобразования Лоренца: переменной светового фронта X и поперечного импульса K_perp внутридейтронного нуклона. Вто-

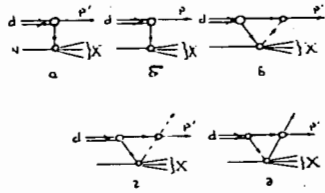


Рис. 4. Диаграммы процесса $dP \rightarrow PX$.

рой - подход Гросса, в котором $d-N$ вершина не сводится к $\Psi(x, K_1)$, а раскладывается по релятивистским инвариантам. При этом возникают четыре неизвестные функции, вид и параметры которых находятся из описания электрического и магнитного формфакторов дейтрона и его статических характеристик. В последующем рассмотрении существенно используется первый подход учета релятивистских эффектов в дейтроне.

В § 2 развивается метод исследования $d-N$ неупругих реакций, включающий в себя релятивизацию ВФД и механизм реакции. Анализ проводится в СБИ в рамках диаграммной техники Вайнберга, т.е. вместо фейнмановских графиков вычисляются диаграммы старой теории возмущения (СТВ) в СБИ. При этом графики, упорядоченные во времени и соответствующие флуктуации вакуума, дают вклад порядка $1/P$, где P - импульс начальных частиц, поэтому их вкладом пренебрегается, что справедливо при больших P . Учитываются графики вплоть до второго порядка $h-N$ взаимодействия, приведенные на рис. 4. Общий вид амплитуды процесса $dP \rightarrow PX$ представляется следующим образом:

$$F_d = \sum_{i=1}^5 F_d^{(i)}$$

где $F_d^{(i)}$ - амплитуды, соответствующие отдельным графикам рис. 4;

$$F_d^{(1)} = f_{1,NN} \frac{\Psi(X_1, K_1)}{(2X_1(1-X_1))^{1/2}}; \quad (2)$$

$$F_d^{(2)} = f_{2,NN} \frac{\Psi(X_2, K_1)}{(2X_2(1-X_2))^{1/2}};$$

$f_{1,NN}$, $f_{2,NN}$ - амплитуды $N-N$ взаимодействий, соответствующие нижним вершинам диаграмм 4а и 4б; X_1, X_2 - переменные светового фронта протона и нейтрона дейтрона соответственно; K_1 и $-K_1$ - их поперечные импульсы.

Диаграммы рис. 4в-д вычисляются, как указывалось выше, в рамках СТВ в СБИ с заменой нерелятивистской ВФД на релятивизованную $\Psi(X_1, K_1)$. Общее выражение для графиков рис. 4в-д представляется в следующем виде:

$$F_d^{(3-5)} = \frac{-gP}{(2\pi)^3} \int \frac{\Gamma_N^{(1)} \Gamma_N^{(2)} dx}{4\sqrt{E(K_1)E(K_2)}E(q)}. \quad (3)$$

$$\int \Psi(X, K_1) G(X, K_1) d^2 K_1;$$

где введены следующие обозначения: $\Gamma_N^{(1)}$ и $\Gamma_N^{(2)}$ - нижняя и верхняя вершины $h-N$ взаимодействий в диаграммах рис. 4в-д соответственно; $G = [E_d - E(K_1) + m - E(q) - E_x + i\epsilon]^{-1}$ - двухчастичная свободная функция Грина, которая записывается далее в переменных X и K_1 ; g - константа сильного взаимодействия, $g^2/4\pi = 14,7$. При этом импульсы нуклонов K_1, K_2 , промежуточной частицы (см. рис. 4в-д) и их энергии записываются в переменных X и K_1 . Волновая функция Ψ в общем случае зависит не только от относительного импульса нуклонов, но и от направления СБИ. Если выбрать определенное направление \vec{n} этой системы, оно выбирается, как и во многих работах, противоположным направлению налетающей на мишень частицы, то ВФД Ψ будет зависеть от инварианта $K^2 = (m^2 + K_1^2)/(4x(1-x)) - m^2$. Далее Ψ связывается с нерелятивистской ВФД $\Phi_{н.р.}$, но зависящей от K^2 , согласно работам Карманова В.А., Гарсеванишвили В.Г., Кобушкина А.П. и Стрикмана М.И., Франкфурта Л.Л.,

$$\Psi(X, K) = \left(\frac{m^2 + K_1^2}{4x(1-x)} \right)^{1/4} \Phi_{н.р.}(K^2)$$

Далее, используя амплитуду F_d , вычисляются наблюдаемые величины, в частности, инвариантный инклюзивный спектр протонов в стриппинге $dP \rightarrow PX$ $E d\delta/d^3P$. Показывается, что при $E_0 > 2$ (ГэВ/нуклон) вклад графиков рис. 4в-д в $E d\delta/d^3P$ постепенно падает с ростом E_0 . Однако при энергиях начальных частиц, близких к предельной фрагментации ядер, $E_0 = 4,5$ (ГэВ/нуклон), он не исчезает совсем, а в определенной кинематической области, $0,2 < x < 0,8$, дает довольно заметный вклад. Исследуются вклады отдельных диаграмм, приведенных на рис. 4 при $P_d \approx 9$ (ГэВ/с) или $P_0 \approx 4,5$ (ГэВ/с/нуклон). Анализ проводится в системе, где начальный дейтрон движется, а нуклон мишени покоится. На рис. 5 представлены результаты расчета инклюзивного инвариантного спектра $E d\delta/d^3P$. Далее эти же диаграммы рис. 4 вычисляются и при больших начальных энергиях, в частности, при $E_0 \approx 9$ (ГэВ/нуклон), при которых кинематическая граница образования кумулятивных протонов дальше, т.е. предельное X больше, чем при рассмотренных ранее E_0 . Показывается, что при $x > 0,8 \pm 0,85$ остается, в основном, вклад спектаторной диаграммы (рис. 4а), остальные

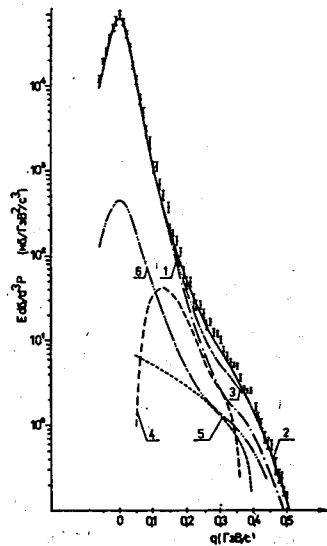


Рис.5. Зависимость протонного спектра в стриппинге $dP \rightarrow PX$ от импульса протона в системе покоя дейтрона. Кривые: 1 - вклад графика рис.4а; 2 - суммарный вклад диаграмм рис.4а-г; 3 - вклад рис.4а-б; 4 - вклад рис.4в; 5 - вклад рис.4г.

пренебрежимо малы, который не описывает экспериментальные данные о E_{d6}/d^3P в стриппинге $dP \rightarrow PX$ в этой области. Это видно из рис.6.

В § 3 исследуются поляризационные явления в $dP \rightarrow PX$ стриппинге в рамках предложенного в § 2 подхода, учитывающего как релятивистскую структуру дейтрона, так и механизм реакции. Выводятся общие выражения для поляризационных характеристик: векторной поляризации конечных протонов \vec{P} и тензорной компоненты поляризации T_{20} . Показывается, что вклад несекторных диаграмм оказывается существенным при $0,2 \text{ (ГэВ/с)} < q < 0,4 \text{ (ГэВ/с)}$ или $0,6 < x < 0,8$, особенно для передачи поляризации $\alpha = P'/P$, где \vec{P} - векторная поляризация дейтрона (см. рис.7, 8). Это наглядно видно из рис.8, 7, где приведены T_{20} и α в зависимости от разных переменных q, K, x при $E_d = 9 \text{ (ГэВ)}$; здесь q - импульс конечного протона, вылетающего назад в системе покоя дейтрона, K - релятивистски инвариантная переменная: $K^2 = (m^2 + k^2)/(4x(1-x)) - m^2$, x - переменная свето-

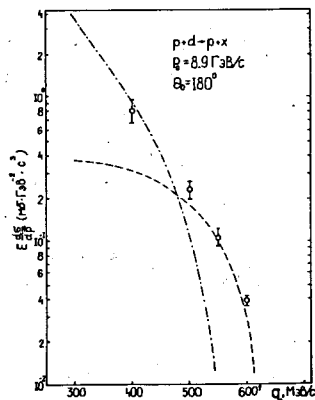


Рис.6. Вклады секторного механизма (рис.4а) с ВФД типа Рейда (штрихпунктирная кривая) и с ненуклонной компонентой дейтрона (штриховая кривая) в спектр протонов в стриппинге $dP \rightarrow PX$, $P_d \approx 18 \text{ (ГэВ/с)}$ или $P_0 = 8,9 \text{ (ГэВ/с/нуклон)}$.

векторная поляризация дейтрона (см. рис.7, 8). Это наглядно видно из рис.8, 7, где приведены T_{20} и α в зависимости от разных переменных q, K, x при $E_d = 9 \text{ (ГэВ)}$; здесь q - импульс конечного протона, вылетающего назад в системе покоя дейтрона, K - релятивистски инвариантная переменная: $K^2 = (m^2 + k^2)/(4x(1-x)) - m^2$, x - переменная свето-

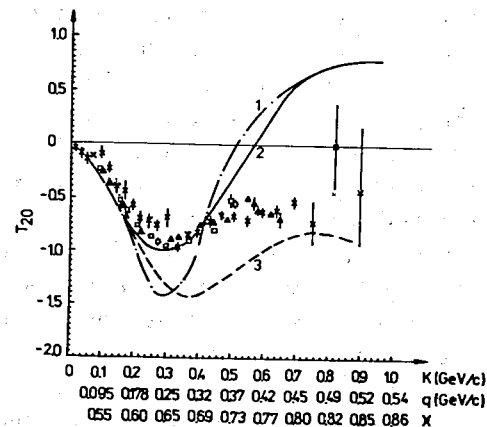


Рис.7. Зависимость T_{20} в стриппинге $dP \rightarrow PX$ от q, K, x . Кривые: 1 - вклад секторного механизма, 2 - графиков рис.4а-в, 3 - результат расчета в секторном механизме из работы *, где вершина $d \rightarrow NN$ (рис.4а) вычислялась методом Гросса.

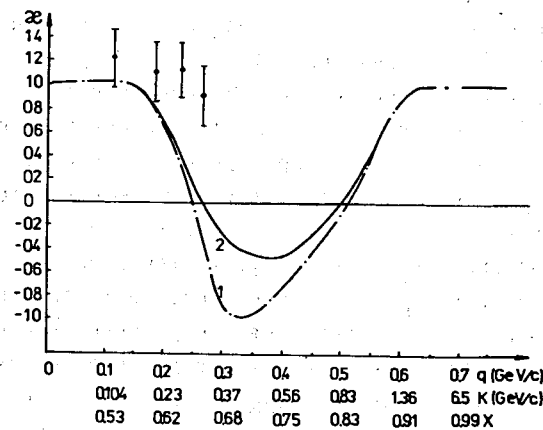


Рис.8. Зависимость передачи поляризации α от q, K, x . Кривые: 1 - вклад секторного механизма (рис.4а), 2 - суммарный вклад графиков (рис.4а-в).

* Браун М.А., Токарев М.В. Материалы симпозиума по нуклон-нуклонным и адрон-ядерным взаимодействиям при промежуточных энергиях. Гатчина, 1986, с.3II.

вого фронта, K_{\perp} - поперечный импульс внутридейтронного нуклона, m - его масса. Далее исследуется вопрос, можно ли ограничиться одной спектаторной диаграммой рис.4а для описания T_{20} и ∞ при $x < 0,8$. Показывается, что при таких x необходимо учитывать, как и при описании спектра $Ed\delta/d^3P$, диаграммы рис.4б-д. Пользоваться одним спектаторным механизмом можно только при больших x , $x > 0,8 \pm 0,85$.

В § 4 анализируются процессы $dN \rightarrow PX$, когда протоны вылетают под малыми углами, соответствующими большим углам θ^* в с.ц.м. NN, $\theta^* \approx \pi/2$. Анализируются так же, как и в §§ 2, 3, отдельные вклады диаграмм рис.4. Основной вклад здесь дают графики однократного N-N соударения (рис.4б), остальные диаграммы дают тоже заметный вклад в некоторой кинематической области. Правда, соотношение вкладов, например, диаграмм рис.4в и 4г, другое, чем в d-P стриппинге. Показывается, что в кинематической области, соответствующей малым N-N расстояниям $r_{NN} < 0,4$ (Фм), из всех диаграмм рис.4 не исчезающей остается только диаграмма однократного, в основном, жесткого N-N столкновения (рис.4б), которая вблизи кинематической границы не описывает экспериментальные данные.

В § 5 приведены основные результаты, полученные во второй главе.

Третья глава посвящена исследованию адрон-ядерных процессов в области предельной фрагментации ядер, где различие структурных функций ядра и нуклона проявляется очень сильно.

В § I устанавливается взаимосвязь процессов рождения кумулятивных адронов, возникающих от фрагментации валентных кварков, т.е. нуклонов, π - и K^+ -мезонов. Согласно анализу, проведенному в предыдущей II главе, спектр кумулятивных протонов, образующихся в $dP \rightarrow PX$ стриппинге, только при больших x , как указывалось выше, определяется спектаторной диаграммой рис.4а. Обычно при рассмотрении кумулятивных процессов в области предельной фрагментации пользуются переменной, соответствующей минимальной массе мишени, при которой образуются кумулятивные частицы. Поэтому в III и в последующих главах тоже используется эта переменная, которую можно определить еще так: $X = P'/P_{\max}$, где P' - импульс адрона, рожденного в h-A соударении, P_{\max} - максимальный импульс этого же адрона, но образующегося в свободном h-N столкновении. Тогда спектр протонов $p_{dN} \equiv Ed\delta/d^3P$ в $dP \rightarrow PX$ стриппинге при больших x , точнее при $1/2 x > 0,8$, можно представить, согласно II главе, в следующем виде:

$$p_{dN} \sim \frac{|\Psi(x, K_{\perp})|^2}{2(1-x/2)} G_{NN}^{\text{tot}} \equiv \frac{x}{2} G_{N/d}(x, K_{\perp}) G_{NN}^{\text{tot}} \quad (4)$$

При этом $G_{ND}(x, K_{\perp})$ есть функция распределения нуклонов в дейтроне, как она определялась и в § 4 главы II, но только здесь $0 \leq x \leq 2$. Таким образом, спектр кумулятивных протонов в рассматриваемой области x определяется распределением нуклонов в дейтроне G_{ND} . Однако, как показано в главе II и как, в частности, видно из рис.6, p_{dN} не описывается, если использовать выражение (4), обычным распределением нуклонов типа Парижской ВФД или типа функции Рейда. Поэтому выражение типа (4) можно использовать для определения нового распределения нуклонов в ядре, в частности, в дейтроне, так называемого эффективного распределения нуклонов - T_A . Тогда в случае фрагментации ядра при больших x инвариантный протонный спектр, по аналогии с (4), можно представить в виде:

$$p_{A \rightarrow N, P_1=0} \sim x T_A(x) \quad (5)$$

Далее устанавливается связь, используя эту функцию T_A между ядерной F_A и нуклонной F_N структурными функциями и между спектрами кумулятивных мезонов $p_{A \rightarrow h}$ и мезонов, рожденных в h-N соударении $p_{h \rightarrow N}$:

$$F_A(x, Q^2) = \int_X^A T_A(\alpha) F_N\left(\frac{x}{\alpha}, Q^2\right) d\alpha \quad (6)$$

$$p_{A \rightarrow h}(x, P_1) = \int_X^A T_A p_{N \rightarrow h}\left(\frac{x}{\alpha}, P_1\right) d\alpha \quad (7)$$

Здесь функция T_A может определяться либо малонуклонными корреляциями, либо многокварковыми конфигурациями. Далее используются результаты теоретического анализа глубоконеупругого рассеяния на ядрах, полученные в работах других авторов, в частности, А.В.Ефремова, что в общем случае не существует связи типа (6) с единой функцией T_A для любого распределения кварков и глюонов. В частности, для валентных и морских кварков в ядре получаются разные функции T_A . Из-за этого и для описания EMC-эффекта вводится дополнительное распределение морских кварков в ядре, которое такое же жесткое, как и в нуклоне. Соотношение (7) с единой функцией T_A определено для спектров адронов, образующихся от фрагментации только валентных кварков, т.е. π^{\pm} , K^+ -мезонов. Спектры же антипротонов \bar{P} и K^- -мезонов описываются с помощью другой функции T_A . В этом состоит различие моделей, опирающихся на многокварковые конфигурации и малонуклонные корреляции в ядрах.

В § 2 детально исследуется функция $T_A(x)$. Если предположить, что в ядре существуют многокварковые флуктоны или короткодействующие малонуклонные корреляции, то распределение $T_A(x)$ представляется в виде:

$$T_A(X) = \sum_{K=1}^A P_K^A T_K(X) \quad (8)$$

где P_K^A - вероятность $3k$ -кварковой (или k -нуклонной) корреляции, $T_K(X)$ - эффективное распределение "нуклонов" или $3q$ -бесцветных кластеров в таком образовании. Распределение кварков в ядре $q(X)$ связано с их распределением в нуклоне согласно свертке (6). Отсюда для распределения кварков в $3k$ -кварковой бесцветной системе имеем:

$$q_K(X) = \int_X^A T_K(d) q_N(X/d) d d \quad (9)$$

Функциональный вид $q_K(X)$ при больших x , $x > 1$, определяется из реджевского поведения кварковой структурной функции при $X \rightarrow K$. В рамках модели кварк-глюонных струн такое поведение имеет следующий вид:

$$q_K(X) \sim X_K^{-2\alpha_R(0)} (1-X_K)^{2(1-\alpha_B(0))(K-1) + \alpha_R - 2\alpha_N} \quad (10)$$

где $X_K = X/K$; $\alpha_R(0) = 0,5$, $\alpha_N(0) = -0,5$, $\alpha_B(0) = -0,5 \pm 0,0$ - пересечения бозонных (ρ , f , A_2 , ω), усредненной нуклонной и усредненной барионной (N , Δ) траекторий Редже. При этом слагаемое $\alpha_R(0) - 2\alpha_N(0) \approx 3/2$ в показателе $q_K(X)$ соответствует распределению валентных кварков в нуклоне, а дополнительный множитель $(1-X_K)^{2(1-\alpha_B(0))(K-1)}$ обусловлен вероятностью замедления ($k-1$) нуклонов (кварков и дикварков). Подставляя теперь (10) в (9), приближенно при больших d получается для распределения $T_K(d)$ следующее выражение:

$$T_K(X) = C_K X^{A_K} (K-X)^{B_K} \quad (II)$$

при этом $B_K = 2(1-\alpha_B(0))(K-1) - 1$. А величины A_K и C_K определяются из условий нормировки:

$$\int_0^A T_K(d) d d = 1; \quad \int_0^A d T_K(d) d d = 1 - \Delta_K$$

которые следуют из удовлетворительного описания ЕМС-эффекта, Δ_K - величина среднего импульса коллективного "моря" в k -флу-tone.

Имея общий функциональный вид $T_A(x)$ (8), (II), определяются далее параметры распределения $3q$ -кластеров в дейтроне $T_d(X)$ из фитирования спектров кумулятивных протонов из стриппинга $dP \rightarrow PX$ при $1/2 x > 0,8$, используя связь (5). При этом, согласно (8), $T_d(X) = P_1^d T_1(X) + P_2^d T_2(X)$,

где $P_1^d = 1 - P_2^d$. Результаты фитирования экспериментальных данных следующие: $\alpha_B(0) = -0,05$, $\Delta_2 = 0,34$, $P_2^d \approx 3,6\%$. Используя найденное эффективное распределение нуклонов в дейтроне $T_d(X)$, далее проверяется соотношение (6) для структурных функций ядра $F_A(X)$ и нуклона $F_N(X)$.

В § 3 вычисляются инклюзивные спектры кумулятивных π^- и K^+ -мезонов, рожденных в $P-d$ соударении, используя соотношение (7) и найденный вид функции $T_d(X)$. При этом получается вполне удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными.

В § 4 обсуждается связь и различие многокварковых конфигураций и малонуклонных корреляций в ядре. Демонстрируется, что и те, и другие могут объяснить поведение спектров кумулятивных адронов, возникающих от фрагментации валентных кварков, т.е. P , π^+ , K^+ . Спектры же частиц, образующихся от фрагментации морских кварков в ядре, т.е. \bar{P} , K^- , описываются совершенно по-разному.

В § 5 приводятся основные результаты, полученные в III главе.

Четвертая глава посвящена анализу роли многократного рассеяния в адрон-ядерных процессах образования кумулятивных частиц.

В § I исследуется вклад образования резонансов, в основном, векторных, в промежуточном состоянии при рождении кумулятивных мезонов на ядрах. При этом учитывается только фермиевское движение нуклонов в ядре. Показывается, что кинематическая граница вылета мезонов в $K30$ может увеличиться за счет многократных рассеяний налетающей частицы внутри ядра с образованием резонансов, особенно тяжелых, внутри ядра. Однако количественно такое перерассеяние дает вклад в спектры π^- -мезонов в области $1 < x < 2$, не превышающий $20 \pm 30\%$ от экспериментальных значений, а при $x > 2$ становится пренебрежимо малым.

В § 2 исследуются роли многократного рассеяния и ненуклонных степеней свободы в ядре в процессах образования адронов с большими поперечными импульсами P_{\perp} на ядрах. Многократное рассеяние рассматривается в рамках аддитивной кварковой модели. Показывается, что перерассеяние кварков налетающего адрона внутри ядра дает довольно заметный вклад в спектр по P_{\perp} и позволяет описать экспериментальные данные только при

$$x_{\perp} = 2P_{\perp}/\sqrt{S} \leq 0,6 \pm 0,7, \quad \text{где } \sqrt{S} - \text{энергия сталкивающихся частиц в с.ц.м.}$$

$h-N$ соударения. А при больших x_{\perp} , $x_{\perp} > 0,7$ основной вклад в спектр дает механизм однократного жесткого рассеяния на флутонах ядра. При этом существенно используется найденное в III главе распределение кварков в ядре $q_A(x)$. Вычисляются спектры π^{\pm} -мезонов с большими P_{\perp} , рожденных в $P-d$, $P-C^{12}$ взаимодействиях, A -зависимость спектров при $x_{\perp} = 0,8I$, где главный вклад дает флуточный механизм. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с опытом. Показывается, что ненуклонные степени свободы в ядре могут быть причиной большого выхода частиц с большими P_{\perp} в $h-A$ взаимодействиях при $x_{\perp} \rightarrow 1$.

В § 3 исследуется многократное рассеяние кумулятивных частиц, образующихся в ядре локально, за счет "флуктонного" механизма, рассмотренного в главе III. Обсуждается проблема нетривиальной A -зависимости спектров кумулятивных адронов. Демонстрируется, что перераспределение кумулятивных частиц внутри ядра дает довольно сильную A -зависимость их спектров. Такие эффекты могут объяснить A -зависимость импульсных спектров только K^+ -мезонов и протонов.

В § 4 также анализируется многократное рассеяние в обычных, некумулятивных, адрон-ядерных процессах, но в рамках модели кварк-глюонных струн (МКГС). Предлагается новая версия МКГС, в которой вводится последовательное деление внутреннего поперечного импульса в адроне K_1 между кварк-дикварковыми и кварк-антикварковыми струнами. Показывается, что последовательное деление K_1 дает более сильную зависимость функции распределения $q(K_1)$ от числа струн, чем равномерное. Отсюда следуют разные результаты для наблюдаемых величин в h - A мягких соударениях, которые сравниваются между собой. В рамках такой модели удовлетворительно описываются всевозможные экспериментальные данные об h - N и h - A столкновениях.

В § 5 приводятся основные результаты, полученные в главе IV.

В пятой главе на основе предложенной в главе IV версии МКГС и найденной в главе III структурной функции ядра развивается модель рождения кумулятивных адронов с большими x и P_1 .

В § I в рамках такой модели рассматривается образование кумулятивных мезонов в процессах $AP \rightarrow hX$. Согласно результатам главы III распределение кварков в ядре отличается от их распределения в нуклоне. Если предположить, что кумулятивные мезоны рождаются на ядрах за счет флуктонного механизма, то кварк каждого k -кластера в налетающем ядре может иметь максимальный импульс, равный импульсу этого кластера. Основной вклад в спектр кумулятивных адронов при больших x будут давать быстрые кварки, дикварки в ядре. Этот быстрый кварк (дикварк) может иметь и большой поперечный импульс за счет последовательного деления внутреннего поперечного импульса K_1 между $2k$ кварками и дикварками в k -кластере. Схематически такое деление изображено на рис.9 для $6q$ -кластера. Результаты расчета среднего значения квадрата поперечного импульса кумулятивных мезонов $\langle P_1^2 \rangle_h$ в рамках такой модели представлены на рис.10.

В § 2 рассматривается образование кумулятивных протонов в рамках такого подхода. Они могут образовываться не только от фрагментации дикварков, но и за счет спектаторного механизма, т.е. $3q$ -система-спектатор, находящаяся в k -кластере, переходит в кумулятивный протон. Т.е. механизм образования кумулятивных протонов состоит из двух частей: такого же механизма, как и при рождении мезонов и спектаторного механизма.

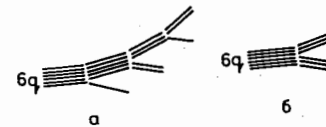


Рис.9. Деление поперечного импульса внутри $6q$ -кластера в случае рождения кумулятивных мезонов - а и в случае образования кумулятивных протонов - б.

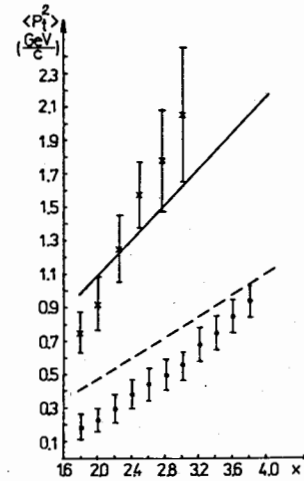
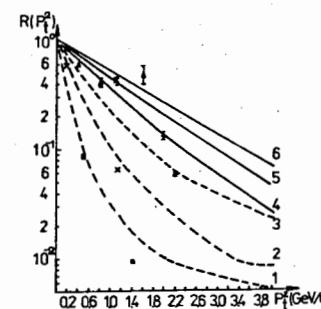


Рис.10. Зависимость среднего значения квадрата поперечного импульса кумулятивных протонов (штриховая линия) и π -мезонов (сплошная прямая) от x .

Поперечный импульс внутри k -кластера в случае спектаторного механизма в общем случае может делиться по-разному. Рассматривается предельная ситуация, когда число делений - минимальное, т.е. $\langle P_1^2 \rangle$ последовательно делится между "белыми", бесцветными $3q$ -системами, как изображено на рис.9б для $6q$ -кластера. На рис.10 представлены результаты расчета $\langle P_1^2 \rangle_p$ для протонов в зависимости от x (штрих-пунктирная линия). На рис.11 представлены результаты расчета отношения спектров

$$\frac{p(x, P_1^2)}{p(x, 0)}$$

Рис.11. Отношение инклюзивных спектров $R = F(x, P_1^2) / F(x, 0)$ в зависимости от P_1^2 . Штриховые кривые - для протонов, сплошные - для мезонов. 1 - $x = 1,8$; 2 - $x = 2,5$; 3 - $x = 3,5$; 4 - $x = 2$; 5 - $x = 2,5$; 6 - $x = 3$.



в зависимости от P_1^2 кумулятивных протонов и π -мезонов при разных x .

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Амелин Н.С., Лыкасов Г.И. О механизме неупругого $P-d$ рассеяния назад. - ЯФ, 1978, т.28, с.1258-1265.
2. Амелин Н.С., Лыкасов Г.И. Треугольные диаграммы и рождение пионов назад на легких ядрах. - Дубна, 1979. - 13 с. (Препринт/Объед. ин-т ядерн.исслед.: P2-12579).
3. Амелин Н.С., Глаголев В.В., Лыкасов Г.И. Характерные особенности взаимодействий адронов с легкими ядрами при средних энергиях. - ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.129-163.
4. Дolidze М.Г., Лыкасов Г.И. Резонансные особенности в двухнуклонной системе, образующейся в адрон-ядерных взаимодействиях. - Труды симпозиума "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях". ЛИЯФ, Ленинград, 1986, с.97-102.
5. Dolidze M.G., Glagolev V.V., Lykasov G.I. et al. Enhancements observed in the two-proton invariant mass distribution in the pionless deuteron breakup at 3.3 GeV/c. (Особенности, наблюдаемые в распределении по инвариантной массе двух протонов в безпионном развале дейтрона при 3,3 ГэВ/с). - Z.Phys., 1986, v.A325, p.391-397.
6. Дolidze М.Г., Лыкасов Г.И. Резонансные особенности в двухнуклонной системе, образующейся в $P-^4\text{He}$ взаимодействии. - Краткие сообщения ОИЯИ, № 15-86, Дубна, 1986, с.5-12.
7. Дolidze М.Г., Лыкасов Г.И., Мирианшвили Д.Г., Ниорадзе М.С. Резонансные особенности спектра эффективных масс двух нуклонов, образующихся в Pd -взаимодействии. - Дубна, 1984. - 10 с. (Препринт/Объед. ин-т ядерн.исслед.: P2-84-831).
8. Дolidze М.Г., Лыкасов Г.И. Структура релятивистского дейтрона и поляризационные явления в $d-P$ стриппинге. - Материалы XXU зимней школы ЛИЯФ, 1990, т.3.
9. Dolidze M.G., Lykasov G.I. $d-N$ Interaction and deuteron wave function on light cone. ($d-N$ взаимодействие и волновая функция дейтрона на световом фронте). - Материалы III Международного симпозиума по пион-нуклонной и нуклон-нуклонной физике. Гатчина, 1989, с.2, с.411-417. Ленинград, 1989.
10. Дolidze М.Г., Лыкасов Г.И. Тензорная поляризация дейтрона в реакциях его стриппинга. - ЯФ, 1989, т.50, с.1209-1211.
11. Dolidze M.G., Lykasov G.I. Sensitivity of T_{20} in $dA \rightarrow PX$ to the reaction mechanism and relativistic effects. (Чувствительность T_{20} в $dA \rightarrow PX$ к механизму реакции и релятивистским эффектам). - Z.Phys., 1990, v.A336, p.339-344.
12. Dolidze M.G., Lykasov G.I. Sensitivity of polarization characteristics in $dA \rightarrow PX$ to the reaction mechanism and relativistic effects.

- (Чувствительность поляризационных характеристик в $dA \rightarrow PX$ к механизму реакции и релятивистским эффектам). - Материалы 7 Международной конференции по поляризационным явлениям в ядерной физике. Париж, 1990, с.50F.
13. Dolidze M.G., Lykasov G.I. Polarization phenomena in $d-N$ reactions and the structure of deuteron at small distances. (Поляризационные явления в $d-N$ реакциях и структура дейтрона на малых расстояниях). - Труды X Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Тезисы докладов. Дубна, 1990, с.46.
 14. Игнатенко М.А., Лыкасов Г.И. О механизме фрагментации релятивистских дейтронов. - ЯФ, 1987, т.46, с.1080-1087.
 15. Игнатенко М.А., Лыкасов Г.И. О фрагментации релятивистских дейтронов в протоны на ядрах. - Труды симпозиума "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях". ЛИЯФ, 1986, с.359-363. Ленинград, 1986.
 16. Ажгирей Л.С., ..., Лыкасов Г.И. и др. Импульсные спектры вторичных протонов в PP -, Pd - и $P^{12}C$ -соударениях при 4,3 и 8,9 (ГэВ/с). - ЯФ, 1978, т.28, с.1005-1017.
 17. Dolidze M.G., Lykasov G.I. Interaction of relativistic deuterons with nucleons. (Взаимодействие релятивистских дейтронов с нуклонами). - Z.Phys., 1990, v.A335, p.95-100.
 18. Ефремов А.В., Кайдалов А.Б., Ким В.Т., Лыкасов Г.И., Славин Н.В. Образование кумулятивных адронов в кварковых моделях фрагментации флуктонов. - ЯФ, 1988, т.47, с.1364-1373.
 19. Амелин Н.С., Лыкасов Г.И. Роль резонансов в образовании кумулятивных π -мезонов на ядрах. - ЯФ, 1981, т.33, с.194-200.
 20. Лыкасов Г.И., Шерхонов Б.Х. Образование мезонов с большими поперечными импульсами в протон-ядерном взаимодействии в кварковой модели. - ЯФ, 1983, т.36, с.704-712.
 21. Лыкасов Г.И., Шерхонов Б.Х. Инклюзивные спектры мезонов с большими поперечными импульсами в протон-ядерных соударениях при высоких энергиях. - Дубна, 1982. - 4 с. (Сообщение/Объед. ин-т ядерн.исслед.: P2-82-911).
 22. Lykasov G.I. Soft and hard quark collisions in large transverse momentum hadron-nucleus processes. (Мягкие и жесткие кварковые соударения в адрон-ядерных процессах с большими поперечными импульсами). - Acta Phys.Pol., 1984, v.B15, p.489-498.
 23. Lykasov G.I., Sherkhonov B.Kh. Role of soft and hard quark processes in dilepton production in hadron-nucleus collisions. (Роль мягких и жестких кварковых процессов в рождении дилептонов в адрон-ядерных столкновениях). - Acta Phys.Pol., 1984, v.B15, p.483-488.

24. Ефремов А.В., Ким В.Т., Лыкасов Г.И. Жесткие адрон-ядерные процессы и многокварковые конфигурации в ядрах. - ЯФ, 1986, т.44, с.241-249.
25. Лыкасов Г.И., Славин Н.В. Поперечные импульсы адронов в инклюзивных реакциях в модели кварк-глюонных струн. - ЯФ, 1989, т.49, с.1446-1454.
26. Ефремов А.В., Ким В.Т., Лыкасов Г.И. Жесткие адрон-ядерные процессы и многокварковые конфигурации в ядрах. - Материалы УШ Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986, т.1, с.68.
27. Кайдалов А.Б., Лыкасов Г.И., Славин Н.В. Поперечные импульсы кумулятивных адронов и многокварковые конфигурации в ядрах. - Материалы IX Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1988, т.1, с.271-278.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 декабря 1990 года.