

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕР ^4He С ПРОТОНАМИ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

А. В. Блинов, М. В. Чадеева***

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

ВВЕДЕНИЕ	1015
ОСОБЕННОСТИ МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЖВПК	1017
СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР ^4He С ПРОТОНАМИ И УПРУГОЕ $p^4\text{He}$ -РАССЕЯНИЕ	1019
ПАРНЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ВТОРИЧНЫХ НУКЛОНОВ	1032
КУМУЛЯТИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ НУКЛОНОВ И ЛЕГЧАЙ- ШИХ ЯДЕР	1042
ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКСКЛЮЗИВНЫХ РЕАК- ЦИЙ	1052
ПОИСК МУЛЬТИКВАРКОВЫХ РЕЗОНАНСОВ	1058
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1068
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1069

*E-mail: blinov@itep.ru

**E-mail: marina.chadeyeva@itep.ru

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕР ${}^4\text{He}$ С ПРОТОНАМИ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

А. В. Блинов, М. В. Чадеева***

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

С начала 1970-х гг. в ЛВЭ ОИЯИ и ИТЭФ проводились эксперименты, в которых с помощью жидководородных пузырьковых камер в эксклюзивной постановке исследовалась фрагментация легчайших ядер (d , ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$) на протонах в области промежуточных энергий ($\sim 0,2\text{--}2$ ГэВ/нуклон). Эти исследования представляют большой интерес как с точки зрения возможности детального теоретического анализа полученных в 4π -геометрии данных, основанного на достаточно хорошем понимании структуры волновых функций этих ядер, так и с точки зрения выявления возможных экзотических механизмов взаимодействия. В обзоре представлены последние наиболее интересные результаты, полученные в эксперименте ИТЭФ по изучению ${}^4\text{He}$ -взаимодействий при импульсах ядер ${}^4\text{He}$ 2,7 и 5 ГэВ/с: по сечениям, упругому рассеянию, парным интерференционным корреляциям вторичных нуклонов, кумулятивному образованию нуклонов и ядер d , ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, характеристикам эксклюзивных реакций, поиску возможного образования многокварковых мешков — дибарионов и трибарионов, а также обсуждаются основные результаты независимого эксперимента ОИЯИ при импульсах 8,6 и 13,6 ГэВ/с.

Since early 1970s there have been performed experiments aimed to investigate the fragmentation of the lightest nuclei (d , ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, and ${}^4\text{He}$) on protons at intermediate energies ($\sim 0.2\text{--}2$ GeV per nucleon). These experiments were set up in ITEP and LHE JINR and realized in an exclusive approach with the help of liquid-hydrogen bubble chambers. This investigation is of great interest from two points of view: 1) possibility of detailed theoretical analysis of the data obtained in 4π -geometry on the basis of good understanding of these nuclei wave function structure; 2) search for exotic interaction mechanisms. The overview presents the latest most interesting results of the ITEP experiment on the study of ${}^4\text{He}$ p interactions at ${}^4\text{He}$ nuclei momenta of 2.7 and 5 GeV/c on cross sections, elastic scattering, pair correlations of secondary nucleons, cumulative production of nucleons and the lightest nuclei (d , ${}^3\text{H}$, and ${}^3\text{He}$), main features of exclusive reactions, search for possible multiquark bag production (dibaryons and tribaryons). The essential results of independent JINR experiment at 8.6 and 13.6 GeV/c are also under discussion.

PACS: 25.40-h

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время во всем мире все возрастающее внимание уделяется экспериментальным и теоретическим исследованиям малонуклонных систем, что обусловлено их особым статусом в ядерной физике. Благодаря большому

*E-mail: blinov@itep.ru

**E-mail: marina.chadeyeva@itep.ru

Таблица 1. Эксперименты по изучению фрагментации легчайших ядер (d , ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$) на протонах с помощью ЖВПК

Взаимодействие	P_A , ГэВ/ c	P_A/A , А ГэВ/ c	T_p , ГэВ	Диаметр ЖВПК, см	Институт
dp	3,34	1,67	0,98	100	ОИЯИ
${}^3\text{H}p$	2,5	0,83	0,32	80	ИТЭФ
${}^3\text{H}p$	5	1,67	0,98	80	ИТЭФ
${}^3\text{He}p$	2,5	0,83	0,32	80	ИТЭФ
${}^3\text{He}p$	5	1,67	0,98	80	ИТЭФ
${}^3\text{He}p$	13,5	4,5	3,67	100	ОИЯИ
${}^4\text{He}p$	2,7	0,68	0,22	200	ИТЭФ
${}^4\text{He}p$	5	1,25	0,62	200	ИТЭФ
${}^4\text{He}p$	8,6	2,15	1,42	100	ОИЯИ
${}^4\text{He}p$	13,6	3,4	2,61	100	ОИЯИ

прогрессу в развитии теоретических подходов к микроскопическому описанию легчайших ядер с $A = 2, 3, 4$ появляется возможность адекватного сравнения теории и эксперимента. Особый интерес представляет исследование лептонных и адронных взаимодействий с малонуклонными системами при промежуточных энергиях (от нескольких сотен МэВ до нескольких ГэВ на нуклон) как с точки зрения возможности детального количественного анализа, основанного на фундаментальных свойствах ядерного гамильтониана, так и с точки зрения выявления экзотических механизмов взаимодействия (кварковых и релятивистских эффектов, коллективных взаимодействий нуклонов, образования кумулятивных частиц и т. д.). С этой целью в ЛВЭ ОИЯИ и ИТЭФ с начала 1970-х гг. проводятся систематические исследования ядерных реакций в малонуклонных системах с использованием ускоренных пучков легчайших ядер и жидководородных пузырьковых камер (ЖВПК) в качестве мишени (список проведенных экспозиций при различных начальных импульсах ядра P_A и соответствующих эквивалентных кинетических энергиях первичных протонов в системе покоя ядра T_p см. в табл. 1). ЖВПК представляет собой одновременно чистую протонную мишень и эффективный трековый детектор заряженных частиц. Важным преимуществом данной методики является возможность эффективно исследовать эксклюзивные каналы фрагментации ядер на протонах мишени практически в 4π -геометрии.

Среди легчайших ядер ядро ${}^4\text{He}$ (α -частица) занимает особое положение. Это дважды «магическое» ядро, имеющее замкнутую оболочку. Средняя ядерная плотность в нем близка к ядерной плотности свинца, т. е. оно выступает уже практически как ядерная среда и, следовательно, при его использовании можно изучать большинство эффектов, происходящих на сложных ядрах. С другой стороны, ${}^4\text{He}$ — это ядро, для которого возможно решение

динамических уравнений Фаддеева–Якубовского [1] (см. также недавние обзоры [2, 3], посвященные теоретическим подходам и численным алгоритмам решения таких уравнений). Поскольку ядерная плотность в ядре ${}^4\text{He}$ велика, можно ожидать, что вклад ненуклонных степеней свободы (Δ -изобар, кластеров, кварковых конфигураций) в волновую функцию (ВФ) этого ядра будет большим, чем для двух- и трехнуклонных ядер.

Впервые постановка эксперимента, при которой пучок ускоренных α -частиц направлялся на пузырьковую камеру, была осуществлена на 1-м ЖВПК ОИЯИ при начальном импульсе 8,6 ГэВ/с [4]. В этой работе изучалось упругое ${}^4\text{He}p$ -рассеяние, когерентное образование пионов ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^4\text{He}N\pi$ и реакция ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pn$.

В настоящем обзоре сделана попытка обобщить совокупность накопленных к настоящему моменту в литературе экспериментальных данных о ${}^4\text{He}p(p{}^4\text{He})$ -взаимодействиях при промежуточных энергиях. Основное внимание уделено последним наиболее интересным результатам, полученным в эксперименте ИТЭФ по исследованию ${}^4\text{He}p$ -взаимодействий при импульсах ядер ${}^4\text{He}$ 2,7 и 5 ГэВ/с: по сечениям, упругому рассеянию, парным интерференционным корреляциям вторичных нуклонов, кумулятивному образованию нуклонов и ядер d , ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, характеристикам эксклюзивных реакций, поиску возможного образования многокварковых мешков — дибарионов и трибарионов. Также обсуждаются основные результаты более раннего независимого эксперимента ОИЯИ при импульсах 8,6 и 13,6 ГэВ/с.

1. ОСОБЕННОСТИ МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЖВПК

ЖВПК ИТЭФ диаметром 2 м [5] экспонировалась в сепарированных пучках ядер ${}^4\text{He}$ с импульсами 2,7 и 5 ГэВ/с. Внутренний пучок протонов от протонного синхротрона ИТЭФ с импульсом 9,7 ГэВ/с сбрасывался на алюминиевую мишень размером $1 \times 2 \times 15$ мм. Магнитная система отбирала положительные частицы, вылетающие под углом 62 мрад к направлению внутреннего пучка. Пучок ядер ${}^4\text{He}$ формировался с помощью двухступенчатого электростатического сепаратора. Сепарированные пучки фокусировались и направлялись на входное окно пузырьковой камеры, помещенной в магнитное поле 0,92 Тл. Фоновые частицы в первичном пучке (преимущественно дейтроны) надежно отделялись по ионизации следов. Получено $\sim 60\,000$ и $\sim 120\,000$ фотографий при импульсах 2,7 и 5 ГэВ/с соответственно при средней интенсивности загрузки ~ 5 –8 частиц на расширение камеры. Эффективность двойного просмотра фотографий составила свыше 95%. Всего с помощью полуавтоматических измерительных устройств ПУОС было обмерено $\sim 18\,000$ – $19\,000$ взаимодействий при каждом начальном импульсе.

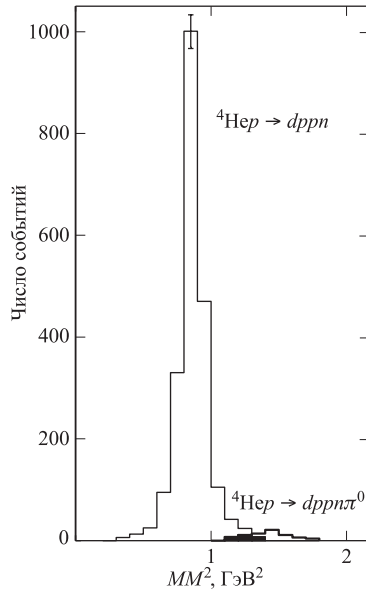


Рис. 1. Распределения по квадрату недостающей массы MM^2 для «неуравновешенных» событий реакции ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$ (тонкая гистограмма) и событий реакции ${}^4\text{He} \rightarrow dppn\pi^0$ (толстая гистограмма) при импульсе 5 ГэВ/с. Зачерненная область соответствует перекрытию событий канала без пиона и с пионом

Геометрическое восстановление проводилось с помощью модифицированной программы TVGP, а для кинематического уравнивания событий использовался пакет программ HYDRA. Отметим, что применяемая экспериментальная методика позволяет анализировать данные по рассматриваемым реакциям в 4π -геометрии (потери событий с короткими треками протонов отдачи с импульсом < 80 МэВ/с в системе покоя камеры практически целиком сосредоточены в канале упругого рассеяния).

Для идентификации частиц в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях использовалась стандартная для камерных экспериментов процедура выбора массовых гипотез с учетом данных по видимой ионизации треков вторичных частиц. События реакций без нейтральных частиц и с одной нейтральной частицей в конечном состоянии проходили процедуру кинематического уравнивания.

На рис. 1 представлены распределения по квадрату недостающей массы MM^2 для «неуравновешенных» событий реакции ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$, а также событий нефитируемой реакции ${}^4\text{He} \rightarrow dppn\pi^0$ при импульсе 5 ГэВ/с. Видно, что MM^2 для реакции ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$ имеет гауссов вид со средним, близким к квадрату массы нейтрона $m_n^2 \simeq 0,88$ ГэВ². Перекрытие событий канала без нейтрального пиона и канала с образованием нейтрального пиона (зачерненная область на рис. 1) составляет $\lesssim 1\%$ по отношению к полному числу событий реакции ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$.

Для определения топологических сечений αp -взаимодействия подсчитывалось число взаимодействий с различной топологией в рабочей области ка-

меры. Эффективная длина рабочей области 2-м ЖВПК ИТЭФ составляла $l = 109,4$ см. Полное сечение αp -взаимодействия стандартно определялось по формуле

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{1}{nl} \ln \frac{1}{1 - N_{\text{ev}}/N_0}, \quad (1)$$

где n — число ядер водорода в 1 см^3 (при температуре 28 К); l — длина рабочей области; N_0 — число входных треков α -частиц, N_{ev} — полное число взаимодействий в рабочей области с учетом систематических потерь двухлучевых событий.

В области малых переданных 4-импульсов $|t_{\text{min}}| < |t| < |t_{\text{azim}}|$ вводились поправки на потерю событий упругого рассеяния с большими углами заглупления. Эти поправки определялись путем анализа распределений по углу, образованному плоскостью события и плоскостью, проходящей через первичный трек и вектор, направленный вдоль магнитного поля в камере. Потеря событий с короткими треками протонов отдачи в реакции упругого ${}^4\text{He}p$ -рассеяния при $|t| < |t_{\text{min}}|$ оценивалась путем экстраполяции данных в интервале $|t_{\text{min}}| < |t| < |t_{\text{max}}|$ по экспоненте в область $|t| < |t_{\text{min}}|$. Дифференциальные сечения упругого ${}^4\text{He}p$ -рассеяния в области $|t| > |t_{\text{max}}|$ не определялись вследствие малой статистики. Величины $|t_{\text{min}}|$, $|t_{\text{max}}|$, $|t_{\text{azim}}|$ выбирались на основе анализа экспериментального материала ($|t_{\text{min}}| \simeq 0,03 (\text{ГэВ}/c)^2$, $|t_{\text{max}}| \simeq 0,1-0,2 (\text{ГэВ}/c)^2$). Систематическая погрешность абсолютной нормировки полного сечения составляет $\sim 3\%$.

В экспериментах на 1-м ЖВПК ОИЯИ [6] использовались пучки ядер ${}^4\text{He}$, ускоренных на синхрофазотроне ОИЯИ до импульсов 8,6 и 13,6 ГэВ/с. Длина эффективной области камеры была $(32,97 \pm 0,05)$ см. После стандартной процедуры двукратного просмотра фотографий (с эффективностью для двухлучевых событий $\sim 98\%$), обмера треков, геометрической реконструкции и кинематического анализа суммарная статистика по обоим первичным импульсам составила 38 732 и 31 145 событий соответственно.

Дальнейшим развитием методики пузырьковых камер явился успешный запуск в ИТЭФ гелиевой пузырьковой камеры (ГПК) [7], спроектированной на базе работавшей в течение ряда лет 80-см ЖВПК. При экспозиции ГПК было получено $\sim 95\,000$ фотографий на пучке π^- -мезонов с импульсом 1,1 ГэВ/с.

2. СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР ${}^4\text{He}$ С ПРОТОНАМИ И УПРУГОЕ p ${}^4\text{He}$ -РАССЕЯНИЕ

2.1. Упругое p ${}^4\text{He}$ -рассеяние в теории многократного рассеяния Глаубера–Ситенко с учетом спина. Реакция упругого p ${}^4\text{He}$ -рассеяния является одним из наглядных примеров того, как происходила эволюция наших представлений о возможностях применения теории многократного рассеяния Глаубе-

ра–Ситенко [8,9] к анализу данных адрон-ядерного рассеяния в области промежуточных энергий. Напомним основные предположения этой теории.

- Предполагается, что в процессе рассеяния адрона на малый угол $\theta \ll 1$ частица в ядре движется по прямой линии (эйкональное приближение). При этом выполняется соотношение $kR_A \gg 1$, где k — импульс налетающей частицы, R_A — радиус ядра.

- Считается, что в течение времени взаимодействия налетающей частицы с ядром нуклоны в этом ядре покоятся (адиабатическое приближение).

- Предполагается, что справедливо правило аддитивности фаз, т. е. сдвиг фазы волны, описывающей частицу, проходящую через ядро, равен сумме сдвигов фаз на отдельных нуклонах (правило «сдвигов фаз»).

В стандартной теории Глаубера–Ситенко накладывается также требование о дифракционном характере элементарного адрон-нуклонного рассеяния.

При использовании этих предположений амплитуда взаимодействия адрона h с ядром, содержащим A нуклонов, при котором ядро переходит из начального состояния $|i\rangle$ в конечное состояние $|f\rangle$, дается следующим выражением в системе покоя ядра:

$$\langle f|F|i\rangle = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\Delta\mathbf{b}} d^2b \langle f|\Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A)|i\rangle, \quad (2)$$

где $\Delta = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ — импульс, переданный частицей ядру в процессе рассеяния (\mathbf{k} и \mathbf{k}' — импульсы частицы до и после столкновения в системе покоя ядра); \mathbf{b} — прицельный параметр налетающей частицы относительно центра ядра; \mathbf{s}_j — поперечная составляющая радиуса-вектора j -го нуклона ядра; Γ — функция профиля рассеяния частицы на ядре, которая выражается через функции профиля рассеяния на отдельных нуклонах ядра Γ_j следующим образом:

$$\Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A) = 1 - \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)), \quad (3)$$

где

$$\Gamma_j(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-i\mathbf{q}\mathbf{b}} f_j(\mathbf{q}) d^2q, \quad (4)$$

а $f_j(\mathbf{q})$ — амплитуда рассеяния адрона на j -м нуклоне ядра в системе покоя ядра.

Первоначально расчеты по теории многократного рассеяния проводились с использованием упрощенных модельных предположений об амплитуде hN -рассеяния:

- а) амплитуды hp - и hn -рассеяния предполагались тождественными, т. е. изоспиновой зависимостью амплитуды пренебрегалось,
- б) ее спиновой зависимостью также пренебрегалось,

в) предполагалось, что амплитуда имеет дифракционный характер и при малых Δ может быть аппроксимирована простой экспоненциальной зависимостью $f = ((i + \alpha_{hN})/4\pi)k\sigma_{\text{tot}}^{hN} \exp(-\beta^2 \Delta^2/2)$, где $\alpha_{hN} = \text{Re } f(0)/\text{Im } f(0)$, σ_{tot}^{hN} — полное сечение hN -рассеяния, β^2 — параметр наклона сечения упругого hN -рассеяния.

Теория Глаубера–Ситенко с успехом применялась при анализе экспериментальных данных по упругому, квазиупругому рассеянию, образованию новых частиц и резонансов в адрон-ядерных столкновениях при высоких энергиях [10, 11]. В дальнейшем было найдено немало примеров, когда теория Глаубера–Ситенко или ее простейшие модификации (см., например, [12–17]) начинали работать при довольно низких энергиях, при которых не выполняются некоторые из вышеперечисленных основных предположений эйкональной теории, в частности NN -рассеяние не является дифракционным. Все это заставило пересмотреть бытовавшее отношение к теории Глаубера–Ситенко как к сугубо высокоэнергетической теории и с успехом применять ее также в области промежуточных энергий.

Первые расчеты [18, 19] амплитуды упругого $p^4\text{He}$ -рассеяния по теории многократного рассеяния при энергиях $T_p = 600$ МэВ проводились с использованием выражений (2)–(4), а также предположений а)–в) об амплитуде NN -рассеяния. Для достижения наилучшего согласия теории и эксперимента в данных работах варьировался параметр α_{NN} . Наблюдалось удовлетворительное согласие теории и данных [20].

Если при высоких энергиях ($T_p > 1$ ГэВ) предположения а)–в) не противоречат имеющимся экспериментальным данным и теоретическим представлениям, то при промежуточных энергиях эти приближения не согласуются с результатами фазового анализа NN -рассеяния. Поэтому физический смысл удовлетворительного описания данных авторами работ [18, 19] не был ясен.

Впервые реалистический расчет амплитуды $p^4\text{He}$ -рассеяния с учетом спиновой и изоспиновой структуры амплитуды NN -рассеяния проведен Лыкасовым и Тарасовым [13, 16]. Амплитуду упругого $p^4\text{He}$ -рассеяния, пренебрегая кулоновской составляющей, в системе покоя ядра можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \langle i | \hat{F}_{p\alpha} | i \rangle = & \int e^{i\Delta \mathbf{b}} d^2 b \left\langle i \left| \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{j_1=1}^4 \int d^2 q_1 e^{-i\mathbf{q}_1(\mathbf{b}-\mathbf{s}_{j_1})} \hat{f}_{j_1}(\mathbf{q}_1) + \right. \right. \\ & + \frac{i}{(2\pi)^3 k} \sum_{j_1 \neq j_2}^4 \theta(z_{j_1} - z_{j_2}) \int d^2 q_1 d^2 q_2 e^{-i\mathbf{q}_1(\mathbf{b}-\mathbf{s}_{j_1}) - i\mathbf{q}_2(\mathbf{b}-\mathbf{s}_{j_2})} \times \\ & \left. \left. \times \hat{f}_{j_1}(\mathbf{q}_1) \hat{f}_{j_2}(\mathbf{q}_2) - \frac{1}{(2\pi)^4 k^2} \sum_{j_1 \neq j_2, j_2 \neq j_3}^4 \theta(z_{j_1} - z_{j_2}) \theta(z_{j_2} - z_{j_3}) \times \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \int d^2 q_1 d^2 q_2 d^2 q_3 e^{-i\mathbf{q}_1(\mathbf{b}-\mathbf{s}_{j_1})-i\mathbf{q}_2(\mathbf{b}-\mathbf{s}_{j_2})-i\mathbf{q}_3(\mathbf{b}-\mathbf{s}_{j_3})} \hat{f}_{j_1}(\mathbf{q}_1) \hat{f}_{j_2}(\mathbf{q}_2) \hat{f}_{j_3}(\mathbf{q}_3) - \\
& \quad - \frac{i}{(2\pi)^5 k^3} \sum_{j_1 \neq j_2, j_2 \neq j_3, j_3 \neq j_4}^4 \theta(z_{j_1} - z_{j_2}) \theta(z_{j_2} - z_{j_3}) \theta(z_{j_3} - z_{j_4}) \times \\
& \quad \times \int d^2 q_1 d^2 q_2 d^2 q_3 d^2 q_4 e^{-i\mathbf{q}_1(\mathbf{b}-\mathbf{s}_{j_1})-i\mathbf{q}_2(\mathbf{b}-\mathbf{s}_{j_2})-i\mathbf{q}_3(\mathbf{b}-\mathbf{s}_{j_3})-i\mathbf{q}_4(\mathbf{b}-\mathbf{s}_{j_4})} \times \\
& \quad \times \hat{f}_{j_1}(\mathbf{q}_1) \hat{f}_{j_2}(\mathbf{q}_2) \hat{f}_{j_3}(\mathbf{q}_3) \hat{f}_{j_4}(\mathbf{q}_4) \Big| i \rangle, \quad (5)
\end{aligned}$$

где k — импульс налетающего протона; Δ — переданный импульс; \hat{f}_j — инвариантная амплитуда взаимодействия протона с j -м нуклоном ядра, являющаяся матрицей в спиновом и изоспиновом пространствах; s_j и z_j — поперечная и продольная координаты j -го нуклона ядра; $|i\rangle$ — ВФ начального состояния ядра, умноженная на спин-изоспиновую ВФ налетающего нуклона, $\theta(z) = 0(z < 0)$ и $1(z > 0)$. Усреднение по пространственным координатам внутриядерных нуклонов в выражении (5) проводится с учетом корреляций центра масс.

В с. ц. м. двух нуклонов инвариантная амплитуда взаимодействия протона с j -м нуклоном ядра имеет стандартный вид

$$\begin{aligned}
\hat{f}_j = a_j + \frac{1}{2}(g_j - h_j)(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})(\boldsymbol{\sigma}_j\mathbf{n}) + c_j((\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n}) + (\boldsymbol{\sigma}_j\mathbf{n})) + \\
+ \frac{1}{2}(g_j + h_j)(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{m})(\boldsymbol{\sigma}_j\mathbf{m}) + e_j(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{l})(\boldsymbol{\sigma}_j\mathbf{l}), \quad (6)
\end{aligned}$$

где $\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\sigma}_j$ — спиновые операторы налетающего нуклона и нуклона ядра; $\mathbf{m} = (\mathbf{p} - \mathbf{p}')/|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|$, $\mathbf{l} = (\mathbf{p} + \mathbf{p}')/|\mathbf{p} + \mathbf{p}'|$, $\mathbf{n} = [\mathbf{l}, \mathbf{m}]$, \mathbf{p}, \mathbf{p}' — импульсы частицы до и после взаимодействия в с. ц. м., коэффициенты a_j, g_j, h_j, c_j, e_j в выражении (6) являются матрицами в изоспиновом пространстве:

$$a_j = a^0 + a^1 \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\tau}_j \text{ и т. д.}, \quad a^0 = \frac{1}{2}(a_p + a_n), \quad a^1 = \frac{1}{2}(a_p - a_n), \quad (7)$$

где a_p и a_n — соответствующие коэффициенты в инвариантных амплитудах pp - и pn -рассеяния (скалярные амплитуды); $\boldsymbol{\tau}, \boldsymbol{\tau}_j$ — изоспиновые операторы налетающего нуклона и нуклона ядра.

Очевидно, что использование в расчете амплитуды pN -рассеяния в виде (6), (7) дает возможность учесть эффекты перезарядки начального протона на нуклонах ядра в промежуточном состоянии, которые могут быть весьма существенны в области $T_p \lesssim 400$ МэВ, где элементарная pn -перезарядка значительна.

Известно, что в ВФ основного состояния ядра ${}^4\text{He}$ главный вклад дает S -волновая компонента. Поэтому $|i\rangle$ можно записать в следующем виде:

$$|i\rangle = \varphi_{4\text{He}}^s(1234) \xi_{4\text{He}}^a(1234) \xi_p, \quad (8)$$

где $\varphi_{4\text{He}}^s$ — симметричная функция относительно перестановки координат нуклонов; $\xi_{4\text{He}}^a$ — антисимметричная функция спиновых и изоспиновых ВФ нуклонов, отвечающая состоянию с полными спином и изоспином ноль; ξ_p — спин-изоспиновая ВФ начального протона.

Амплитуду упругого $p^4\text{He}$ -рассеяния в с. ц. м. сталкивающихся частиц можно записать в виде

$$\hat{F}_{p\alpha} = A + C\sigma\mathbf{n}, \quad (9)$$

где величины A и C можно выразить через скалярные амплитуды a, c, g, h, e NN -рассеяния и ядерные формфакторы.

Как показано в [13], при интегрировании по внутриядерным импульсам в членах амплитуды (5), описывающей n -кратные столкновения налетающей частицы с нуклонами ядра, можно с точностью до малой величины $\sim r_0^2/R^2$ (r_0 — радиус NN -взаимодействия, R — радиус ядра) выносить элементарные амплитуды NN -рассеяния за знак интеграла в точках Δ/n . Такая процедура позволяет непосредственно использовать в расчете элементарные скалярные амплитуды NN -рассеяния, восстановленные по результатам фазового анализа, без какой-либо их параметризации. В работе [14] основные соотношения теории Глаубера записывались не в системе покоя ядра, а в системе Брейта ядра-мишени, в которой начальное и конечное ядра имеют одинаковые по величине, но противоположно направленные импульсы.

Спиновые эффекты в упругом $p\alpha$ -рассеянии при промежуточных энергиях детально исследовались Манаенковым [21, 22]. В отличие от [13, 15] здесь при интегрировании по внутриядерным импульсам использовались элементарные скалярные амплитуды NN -рассеяния в параметризованном виде. Поскольку вклад четырехкратных соударений в амплитуды A и C очень мал, в них учет спиновых эффектов не проводился. В расчетах учитывались вклады коэффициентов при втором члене выражения (7) a^1, c^1 и т. д., определяющих изоспиновую зависимость скалярных амплитуд, не выше третьей степени.

Независимый расчет с учетом спин-изоспиновой зависимости NN -рассеяния, использующий простую параметризацию скалярных NN -амплитуд, проводился также в [23, 24].

Детали расчета. С использованием процедуры интегрирования [13], усреднения по спин-изоспиновым компонентам ВФ (8) [21], а также кинематики [14] имеем

$$A = \sum_{j=1}^4 G_j W_j, \quad C = \sum_{j=1}^4 G_j H_j. \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
W_1 &= 2a_p + 2a_n, \\
W_2 &= 6\tilde{a}_p\tilde{a}_n - 8\tilde{c}_p\tilde{c}_n + 2\tilde{c}_p^2 + 2\tilde{c}_n^2 - \tilde{g}_p^2 - \tilde{g}_n^2 + \tilde{g}_p\tilde{g}_n - \\
&\quad - \tilde{h}_p^2 - \tilde{h}_n^2 + \tilde{h}_p\tilde{h}_n - 2\tilde{e}_p^2 - 2\tilde{e}_n^2 + 2\tilde{e}_p\tilde{e}_n, \\
W_3 &= (4\bar{a}_p\bar{a}_n - \bar{a}_p^2 - \bar{a}_n^2)(\bar{a}_p + \bar{a}_n) - (2\bar{a}_p + 2\bar{a}_n - \bar{g}_p - \bar{g}_n - \bar{h}_p - \bar{h}_n) \times \\
&\quad \times (4\bar{c}_p\bar{c}_n - \bar{c}_p^2 - \bar{c}_n^2) - (\bar{g}_p^2 + \bar{g}_n^2 - \bar{g}_p\bar{g}_n + \bar{h}_p^2 + \bar{h}_n^2 - \bar{h}_p\bar{h}_n + \\
&\quad + 2\bar{e}_p^2 + 2\bar{e}_n^2 - 2\bar{e}_p\bar{e}_n)(\bar{a}_p + \bar{a}_n) + \frac{3}{2}(\bar{g}_p^2 - \bar{g}_n^2 + \bar{h}_p^2 - \bar{h}_n^2)(\bar{a}_p - \bar{a}_n) + \\
&\quad + 3(\bar{e}_p^2 - \bar{e}_n^2)(\bar{a}_p - \bar{a}_n), \\
W_4 &= \frac{1}{16}(\check{a}_p + \check{a}_n)^4,
\end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned}
H_1 &= 2c_p + 2c_n, \\
H_2 &= 6\check{c}_p\check{a}_n + 6\check{c}_n\check{a}_p - (2\check{g}_p - \check{g}_n + 2\check{h}_p - \check{h}_n)\check{c}_p - \\
&\quad - (2\check{g}_n - \check{g}_p + 2\check{h}_n - \check{h}_p)\check{c}_n, \\
H_3 &= 6(\bar{c}_p + \bar{c}_n)\bar{a}_p\bar{a}_n - 3(\bar{c}_p - \bar{c}_n)(\bar{a}_p^2 - \bar{a}_n^2) - (\bar{g}_p + \bar{g}_n + \bar{h}_p + \bar{h}_n) \times \\
&\quad \times (2\bar{c}_p\bar{a}_n + 2\bar{c}_n\bar{a}_p - \bar{c}_p\bar{a}_p - \bar{c}_n\bar{a}_n) + 3(\bar{g}_p - \bar{g}_n + \bar{h}_p - \bar{h}_n) \times \\
&\quad \times (\check{a}_p\bar{c}_n - \bar{a}_n\check{c}_p) - \frac{2}{3}(\bar{g}_p^2 + \bar{g}_n^2 - \bar{g}_p\bar{g}_n + \bar{h}_p^2 + \bar{h}_n^2 - \bar{h}_p\bar{h}_n + \\
&\quad + \bar{e}_p^2 + \bar{e}_n^2 - \bar{e}_p\bar{e}_n + \bar{g}_p\bar{h}_p + \bar{g}_n\bar{h}_n - \frac{1}{2}\bar{g}_p\bar{h}_n - \frac{1}{2}\bar{g}_n\bar{h}_p)(\bar{c}_p + \bar{c}_n) + \\
&\quad + (\bar{g}_p^2 - \bar{g}_n^2 + \bar{h}_p^2 - \bar{h}_n^2 + \bar{e}_p^2 - \bar{e}_n^2 + \bar{g}_p\bar{h}_p - \bar{g}_n\bar{h}_n)(\bar{c}_p - \bar{c}_n), \\
H_4 &= \frac{1}{4}(\check{c}_p + \check{c}_n)(\check{a}_p + \check{a}_n)^3,
\end{aligned} \tag{12}$$

где $A = A(s, t)$, $C = C(s, t)$; $a = a(s_0, t)$, $c = c(s_0, t)$; $\tilde{a} = \tilde{a}(s_0, t/4)$, $\tilde{c} = \tilde{c}(s_0, t/4)$, ... и т. д.; $s = (M + m)^2 + 2MT_p$, $s_0 = 4m^2 + 2mT_p$, $t = -\Delta^2$, $M = 4m$ — масса ядра ${}^4\text{He}$, m — масса нуклона;

$$\begin{aligned}
G_1 &= \left(\frac{s}{M^2}\right)^{-1/2} \left(\frac{s_0}{m^2}\right)^{1/2} \int G(\mathbf{q}_1, 0, 0, 0) \delta(\Delta - \mathbf{q}_1) d^2q_1, \\
G_2 &= \frac{i}{2\pi k_B} \left(\frac{s}{M^2}\right)^{-1/2} \left(\frac{s_0}{m^2}\right) \int G(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, 0, 0) \delta(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 - \Delta) d^2q_1 d^2q_2, \\
G_3 &= -\frac{1}{(2\pi)^2 k_B^2} \left(\frac{s}{M^2}\right)^{-1/2} \left(\frac{s_0}{m^2}\right)^{3/2} \int G(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3, 0) \times \\
&\quad \times \delta(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_3 + \mathbf{q}_2 - \Delta) d^2q_1 d^2q_2 d^2q_3,
\end{aligned}$$

$$G_4 = -\frac{i}{(2\pi)^3 k_B^3} \left(\frac{s}{M^2}\right)^{-1/2} \left(\frac{s_0}{m^2}\right)^2 \int G(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3, \mathbf{q}_4) \times \\ \times \delta(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_3 + \mathbf{q}_4 - \mathbf{\Delta}) d^2 q_1 d^2 q_2 d^2 q_3 d^2 q_4, \quad (13)$$

$$G(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_4) = \int \rho(\mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_4) e^{i(\mathbf{q}_1 \mathbf{s}_1 + \mathbf{q}_2 \mathbf{s}_2 + \mathbf{q}_3 \mathbf{s}_3 + \mathbf{q}_4 \mathbf{s}_4)} \times \\ \times \delta\left(\sum_{j=1}^4 \frac{\mathbf{s}_j}{4}\right) d^2 s_1 \dots d^2 s_4,$$

$$\rho(\mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_4) = \int \rho(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_4) \delta\left(\sum_{j=1}^4 \frac{z_j}{4}\right) dz_1 \dots dz_4,$$

$$\rho(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_4) = |\varphi_{{}^4\text{He}}^s(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_4)|^2,$$

где $\mathbf{r}_j = (s_j, z_j)$, $z_j = \mathbf{r}_j \mathbf{k}_B / k_B$, $\mathbf{s}_j \mathbf{k}_B = 0$, $\mathbf{k}_B = (\mathbf{k} + \mathbf{k}')/2$ — полусумма импульсов протона до и после рассеяния в системе Брейта ядра-мишени; $k_B^2 = s(k_{\text{cm}}^2 + t/4)/(M^2 - t/4)$, $k_{\text{cm}}^2 = (s - (M + m)^2)(s - (M - m)^2)/(4s)$.

Данные по дифференциальным сечениям упругого $p^4\text{He}$ -рассеяния в области промежуточных энергий сравнивались с расчетом по формулам (10)–(13). Использовалась простейшая параметризация плотности ядра ${}^4\text{He}$ в гауссовом виде $\rho(r) \sim \exp(-r^2/R^2)$. Значения параметра R , используемые в различных расчетах дифференциальных сечений упругого $p\alpha$ -рассеяния в рамках теории Глаубера [18–21, 25, 26], различаются на 10–15%. Настоящий расчет проводился при $R = 1,25$ Фм [19, 20]. При расчете ядерных формфакторов в членах 2-, 3- и 4-кратного рассеяния использовалась замена в нормировочных множителях $R^2 \rightarrow R^2 + 2\beta^2$ ($\beta^2 \simeq 6$ (ГэВ/с) 2 — усредненный параметр наклона сечения упругого NN -рассеяния), чтобы эти члены в предположениях а)–в) об амплитуде NN -рассеяния (т. е. в приближении тождественных бесспиновых частиц) совпадали с соответствующими выражениями из работ [18, 19, 25]. Такая замена практически не влияет на результаты вычислений, но дает возможность адекватно сравнить различные подходы.

Амплитуды pn - и pp -взаимодействия восстанавливались по результатам последнего фазового анализа Арндта [27]. Отметим, что в области промежуточных энергий скалярные амплитуды NN -рассеяния имеют весьма неординарное поведение и не всегда могут быть достаточно точно аппроксимированы простыми аналитическими выражениями.

Интересным самостоятельным вопросом является выяснение роли различного рода поправок к стандартной теории многократного рассеяния. В частности, ранее был проведен учет френелевских, неадиабатических, кинематических и фермиевских поправок к амплитуде $p^4\text{He}$ -рассеяния [15, 21], а также

эффектов D -волновых компонент ВФ ядра ${}^4\text{He}$ и образования Δ -изобар в промежуточном состоянии [22]. Эти поправки, которые существенны при описании данных с точностью порядка нескольких процентов, в рамках используемой теоретической схемы (точность которой составляет $\sim 10\text{--}15\%$) не учитывались.

2.2. Упругое $p^4\text{He}$ -рассеяние: сравнение теории и эксперимента. На рис. 2–4 приведены данные различных экспериментов по дифференциальным сечениям $d\sigma/dt$ упругого $p^4\text{He}$ -рассеяния в областях $T_p \simeq 600, 200$ МэВ и 1 ГэВ соответственно. Сплошными кривыми на рисунках показаны результаты расчетов по теории многократного рассеяния Глаубера–Ситенко с учетом спин-изоспиновой структуры амплитуды NN -рассеяния (см. предыдущий раздел).

Как следует из рис. 2, различные наборы данных при $T_p \simeq 600$ МэВ, для которой в литературе представлено наибольшее число результатов независи-

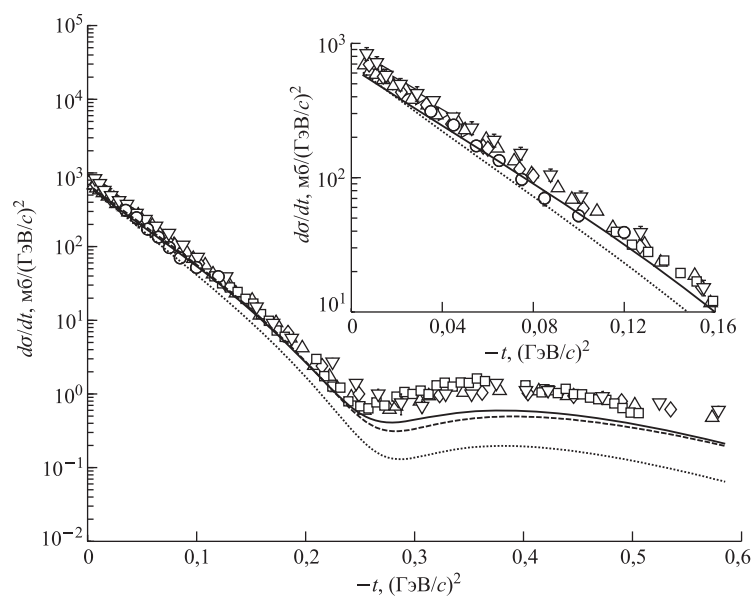


Рис. 2. Дифференциальные сечения реакции $p^4\text{He} \rightarrow p^4\text{He}$ при $T_p \simeq 600$ МэВ. \diamond — $T_p = 500$ МэВ [28]; \triangle — $T_p = 560$ МэВ [29]; ∇ — $T_p = 587$ МэВ [20]; \square — $T_p = 600$ МэВ [30]; \circ — $T_p = 620$ МэВ [31]; \triangleright — $T_p = 695$ МэВ [32]. Кривые отвечают расчетам по теории многократного рассеяния Глаубера–Ситенко при $T_p = 600$ МэВ с учетом вклада спин-спиновых скалярных амплитуд NN -рассеяния g, h, e (сплошная), без учета их вклада (штриховая) и с учетом только амплитуды a (пунктирная)

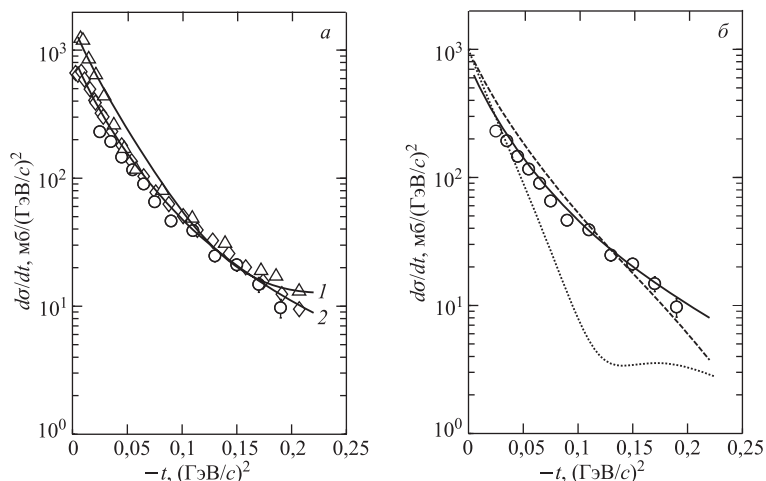


Рис. 3. Дифференциальные сечения реакции $p^4\text{He} \rightarrow p^4\text{He}$ при $T_p \simeq 200$ МэВ. \triangle — $T_p = 156$ МэВ [33]; \diamond — $T_p = 200$ МэВ [28]; \circ — $T_p = 220$ МэВ [34]. а) Кривые 1 и 2 отвечают расчетам по теории многократного рассеяния Глаубера–Ситенко с учетом спин-изоспиновой структуры амплитуды элементарного NN -рассеяния при $T_p = 156$ и 200 МэВ соответственно. б) Кривые отвечают расчетам с учетом вклада спин-спиновых скалярных амплитуд NN -рассеяния g, h, e (сплошная), без учета их вклада (штриховая) и с учетом только амплитуды a (пунктирная)

мых экспериментов, в целом согласуются между собой. Теоретическая кривая адекватно воспроизводит все особенности экспериментальных распределений, однако при $-t > 0,3$ $(\text{ГэВ}/c)^2$ лежит на 15–20% ниже данных. В этой области существенную роль могут играть различные поправки к стандартной теории многократного рассеяния, а также детали ядерной структуры, которые не учитывались в настоящем расчете (расчеты [13], использующие более реалистическую параметризацию для плотности ядра в виде суперпозиции гауссианов, «поднимают» кривую в этой области). В рамках импульсного приближения ядро ${}^4\text{He}$, имеющее нулевой спин, представляет собой своеобразный селектор вклада скалярных амплитуд NN -взаимодействия a и c (см. (10)–(12)) в дифференциальные сечения упругого $p^4\text{He}$ -рассеяния. Представляет интерес оценить вклад в дифференциальные сечения амплитуд g, h, e , отвечающих спин-спиновому взаимодействию двух нуклонов. На рис. 2–4 штриховые кривые соответствуют расчету без учета вклада амплитуд g, h, e . Видно, что вклад этих амплитуд при $T_p \simeq 600$ МэВ оказывается малозаметным, тем не менее его учет улучшает согласие теории и эксперимента. При этом вклад чисто спиновых амплитуд c в этой области энергий оказывается чрезвычайно существен. Пунктирные кривые на рис. 2–4 соответствуют учету лишь амплитуды

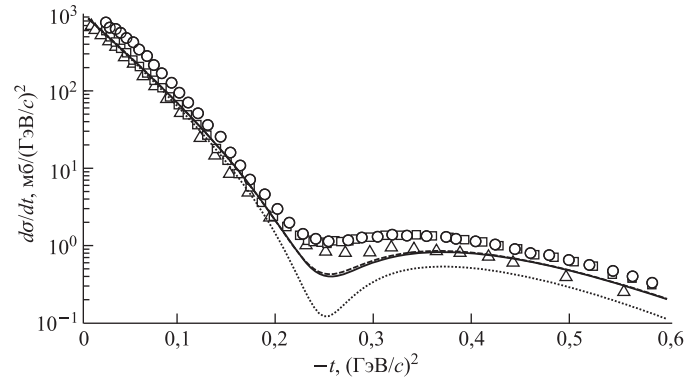


Рис. 4. Дифференциальные сечения реакции $p^4\text{He} \rightarrow p^4\text{He}$ при $T_p \simeq 1$ ГэВ. \square — $T_p = 1000$ МэВ [35]; \triangle — $T_p = 1030$ МэВ [29]; \circ — $T_p = 1050$ МэВ [36]. Кривые отвечают расчетам по теории многократного рассеяния Глаубера–Ситенко при $T_p = 1000$ МэВ с учетом вклада спин-спиновых скалярных амплитуд NN -рассеяния g, h, e (сплошная), без учета их вклада (штриховая) и с учетом только амплитуды a (пунктирная)

a , отвечающей бесспиновому NN -рассеянию. Как следует из рис. 2, при $-t > 0,3$ (ГэВ/с) 2 ее вклад составляет не более 30 %.

На рис. 3, *a* приведены данные при $T_p \simeq 200$ МэВ, а также результаты расчета по теории многократного рассеяния при $T_p = 200$ МэВ (кривая 1) и $T_p = 156$ МэВ (кривая 2). Важно отметить, что независимые эксперименты, основанные на совершенно различных экспериментальных методиках (ЖВПК и установка с пропорциональными камерами и полупроводниковыми детекторами) дают близкие результаты. Данные на рис. 3, *a* в целом хорошо согласуются с предсказаниями теории многократного рассеяния. Наблюдаемое согласие теории и эксперимента при таких относительно низких энергиях не является случайным и связано со стопроцентной важностью учета в этой области энергий спинов частиц при описании процессов адрон-ядерного взаимодействия.

Данные на рис. 3, *б* отвечают $T_p = 220$ МэВ [34], а сплошная кривая — расчету при данной энергии. Отметим, что при этой начальной энергии вклад амплитуд g, h, e в дифференциальные сечения элементарного NN -взаимодействия очень существен. Вклад этих амплитуд в сечения упругого $p^4\text{He}$ -рассеяния также оказывается заметным и его учет улучшает согласие теории и эксперимента (ср. сплошную и штриховую кривые на рис. 3, *б*), хотя он не так велик, как в случае NN -рассеяния при данной энергии. Учет лишь бесспиновой амплитуды a (пунктирная кривая на рис. 3, *б*) в данной области энергий не позволяет адекватно описать экспериментальные данные.

Данные различных экспериментов в области $T_p \simeq 1$ ГэВ (см. рис. 4) отличаются друг от друга на $\sim 15\text{--}20\%$. Теоретическая кривая лучше всего согласуется с данными [29]. Вклад спин-спиновых скалярных амплитуд в этом случае, как следует из рис. 4, оказывается пренебрежимо мал. Амплитуда a доминирует при малых $-t$, в области интерференционного минимума ее вклад составляет $\sim 30\%$.

Если для pp -рассеяния фазовый анализ [27] дает адекватные результаты вплоть до $T_p \simeq 3$ ГэВ, то для pn -рассеяния — лишь до $T_p \simeq 1,3$ ГэВ. Поэтому в настоящее время отсутствует возможность применения используемой теоретической схемы для анализа данных упругого $p^4\text{He}$ -рассеяния при $T_p > 1,3$ ГэВ и, в частности, данных при $T_p = 1,42$ и $2,61$ ГэВ [43]. Однако при таких энергиях спиновые эффекты не должны играть заметную роль, и вполне удовлетворительное описание этих данных в рамках стандартной глауберовской теории (см. [43]) не представляется случайным.

2.3. Сечения ${}^4\text{He}$ -рассеяния. В табл. 2 и на рис. 5 представлены имеющиеся в литературе данные различных экспериментов, в которых определялись полные сечения $p^4\text{He}$ - и $n^4\text{He}$ -рассеяния при промежуточных энергиях (не включены данные, полученные из упругого рассеяния с помощью оптической теоремы, имеющие погрешность нормировки $\geq 15\%$). Сплошная и пунктирная кривые — расчеты с применением оптической теоремы по теории

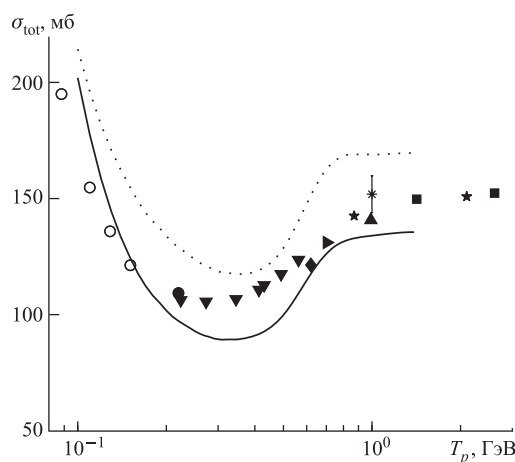


Рис. 5. Полные сечения $p^4\text{He}$ - и $n^4\text{He}$ -рассеяния в зависимости от T_p . \circ — [37] ($n^4\text{He}$); \bullet — [34]; \blacktriangledown — [38]; \blacklozenge — [31]; \blacktriangleright — [39]; \star — [40]; \blacktriangle — [41]; $*$ — [42]; \blacksquare — [43]. Кривые — расчеты с применением оптической теоремы по теории многократного рассеяния Глаубера–Ситенко (сплошная) и в импульсном приближении (пунктирная)

Таблица 2. Полные сечения $p^4\text{He}({}^4\text{He}p)$ - и $n^4\text{He}$ -рассеяния при промежуточных энергиях

$T_p(T_n)$, ГэВ	σ_{tot} , мб	Работа
0,088	195,1* ($n^4\text{He}$)	[37]
0,110	154,9* ($n^4\text{He}$)	[37]
0,129	136,0* ($n^4\text{He}$)	[37]
0,151	121,4* ($n^4\text{He}$)	[37]
0,220	109,4 \pm 1,8	[34]
0,224	106,3 \pm 1,3	[38]
0,273	105,7 \pm 1,3	[38]
0,345	106,8 \pm 1,1	[38]
0,413	110,8 \pm 1,2	[38]
0,430	112,8 \pm 1,0	[38]
0,491	117,6 \pm 1,5	[38]
0,563	123,7 \pm 0,9	[38]
0,620	121,5 \pm 2,9	[31]
0,702	131,2 \pm 1,5**	[39]
0,87	142,7 \pm 1,2	[40]
0,991	140,9 \pm 1,4**	[41]
1,00	152 \pm 8**	[42]
1,42	149,9 \pm 2,1	[43]
2,1	151 \pm 1	[40]
2,61	152,5 \pm 1,7	[43]

* Систематическая погрешность 2 %.
** По данным упругого рассеяния с помощью оптической теоремы.

многократного рассеяния Глаубера–Ситенко и в импульсном приближении (по результатам фазового анализа Арндта [27]) соответственно. Из сравнения данных и кривых на рис. 5 можно сделать следующие выводы.

- Наблюдается сильное расхождение между кривыми и данными, особенно в интервале $0,3 < T_p < 0,5$ ГэВ, для которого в литературе имеются результаты только одного эксперимента [38]. Форма наблюдаемого распределения и абсолютная величина сечений сильно отличаются как от рассчитанного на основе феноменологии NN -рассеяния суммарного сечения рассеяния начального протона на отдельных нуклонах ядра (пунктирная кривая), так и от расчета по теории Глаубера (сплошная кривая). По нашему мнению, в последнем случае такое сильное наблюдаемое расхождение теории и эксперимента нельзя объяснить лишь большой чувствительностью амплитуды упругого αp -рассеяния при $t = 0$ в теории Глаубера к учету членов $\sim r_0^2/R^2$, которыми пренебрегалось в рамках используемой теоретической схемы.

Таблица 3. Топологические сечения и сечения отдельных каналов ^4He -взаимодействия при промежуточных энергиях

Топология события, канал реакции	$P_{^4\text{He}}$, ГэВ/с (T_p , ГэВ); работа			
	2,7 (0,22) [34]	5,0 (0,62) [31]	8,6 (1,42) [43]	13,6 (2,61) [43]
	Сечение, мб			
2*	53,1 ± 1,7	59,2 ± 2,8	64,2 ± 3,0	60,0 ± 2,9
$^4\text{He}p \rightarrow ^4\text{He}p$	18,5 ± 1,7	31,4 ± 2,8	42,1 ± 4,1	39,2 ± 3,1
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{He}d$	0,2 ± 0,03	—	—	—
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{He}pn$	34,4 ± 0,4	22,2 ± 0,4	12,60 ± 0,22	7,62 ± 0,19
$^4\text{He}p \rightarrow ^4\text{He}p\pi^0$	—	2,6 ± 0,2	0,81 ± 0,06	0,76 ± 0,06
$^4\text{He}p \rightarrow ^4\text{He}\pi^+n$	—	2,0 ± 0,1	1,18 ± 0,07	0,89 ± 0,06
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{He}d\pi^0$	—	0,50 ± 0,07	0,20 ± 0,03	0,10 ± 0,02
$^4\text{He}p \rightarrow ^4\text{He}pX$	—	—	0,03 ± 0,01	1,38 ± 0,08
$^4\text{He}p \rightarrow ^4\text{He}\pi^+X$	—	—	0,12 ± 0,02	0,55 ± 0,05
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{He}pX$	—	0,80 ± 0,08	4,69 ± 0,13	5,60 ± 0,16
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{He}dX$	—	—	0,02 ± 0,01	0,04 ± 0,01
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{He}\pi^+X$	—	—	2,44 ± 0,1	3,85 ± 0,13
3*	56,3 ± 0,6	60,2 ± 0,7	72,3 ± 2,7	61,1 ± 1,9
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{H}pp$	20,7 ± 0,4	16,1 ± 0,4	12,28 ± 0,22	7,46 ± 0,18
$^4\text{He}p \rightarrow ddp$	4,3 ± 0,1	2,8 ± 0,2	1,53 ± 0,08	0,86 ± 0,06
$^4\text{He}p \rightarrow dppn$	21,4 ± 0,4	21,2 ± 0,4	9,91 ± 0,19	4,37 ± 0,14
$^4\text{He}p \rightarrow pppX$	9,9 ± 0,2	11,5 ± 0,3	11,39 ± 0,21	8,76 ± 0,2
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{H}d\pi^+$	—	0,80 ± 0,08	0,19 ± 0,03	0,06 ± 0,02
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{H}pp\pi^0$	—	1,00 ± 0,09	2,56 ± 0,1	1,61 ± 0,08
$^4\text{He}p \rightarrow ddp\pi^0$	—	0,40 ± 0,06	0,54 ± 0,04	0,21 ± 0,03
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{H}d\pi^+\pi^0$	—	—	0,16 ± 0,02	0,16 ± 0,03
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{H}p\pi^+n$	—	3,0 ± 0,2	11,50 ± 0,21	6,90 ± 0,18
$^4\text{He}p \rightarrow dd\pi^+n$	—	0,65 ± 0,07	0,68 ± 0,05	0,15 ± 0,03
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{H}ppX$	—	—	0,10 ± 0,02	1,01 ± 0,07
$^4\text{He}p \rightarrow ddpX$	—	—	0,05 ± 0,01	0,17 ± 0,03
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{H}d\pi^+X$	—	—	0,11 ± 0,02	0,01 ± 0,01
$^4\text{He}p \rightarrow dppX$	—	0,80 ± 0,08	3,64 ± 0,12	3,99 ± 0,13
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{H}p\pi^+X$	—	—	0,89 ± 0,06	3,12 ± 0,12
$^4\text{He}p \rightarrow dd\pi^+X$	—	—	0,17 ± 0,03	0,12 ± 0,02
$^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{H}\pi^+\pi^+X$	—	—	0,15 ± 0,02	1,29 ± 0,08
$^4\text{He}p \rightarrow dp\pi^+X$	—	1,10 ± 0,09	7,00 ± 0,16	7,58 ± 0,18
$^4\text{He}p \rightarrow d\pi^+\pi^+X$	—	—	0,17 ± 0,03	1,12 ± 0,07
$^4\text{He}p \rightarrow ppp^+X$	—	0,65 ± 0,07	8,66 ± 0,18	9,48 ± 0,21

Окончание табл. 3

${}^4\text{He}p \rightarrow p\pi^+\pi^+X$	—	—	$0,65 \pm 0,05$	$2,55 \pm 0,11$
${}^4\text{He}p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^+X$	—	—	—	$0,12 \pm 0,02$
4*	—	$1,00 \pm 0,08$	$5,2 \pm 0,4^\dagger$	$9,0 \pm 0,4^\dagger$
5*	—	$0,40 \pm 0,06$	$8,2 \pm 0,5^\dagger$	$20,8 \pm 0,8^\dagger$
6*	—	—	—	$0,4 \pm 0,1$
7*	—	—	—	$1,2 \pm 0,4$
8*, 9*	—	—	—	$0,07 \pm 0,04$
<i>Примечание.</i> X обозначает две и более нейтральные частицы.				
† Сечения отдельных каналов для данной топологии событий приведены в [43].				

• Для прояснения ситуации необходимы новые независимые эксперименты в данной области энергий.

Для последующего детального количественного анализа данных по полным сечениям ${}^4\text{He}p$ -взаимодействия при промежуточных энергиях в рамках теории многократного рассеяния могут представлять интерес подходы, развитые В. К. Лукьяновым с коллегами для расчета полных сечений ядро-ядерных взаимодействий, позволяющие как включать в рассмотрение реалистические распределения ядерной плотности, так и учитывать короткодействующие корреляции [44–46].

Что касается данных по сечениям отдельных каналов ${}^4\text{He}p$ -взаимодействия, то здесь методика ЖВПК имеет очевидные преимущества перед любой другой. Отметим, что эти данные носят фундаментальный характер и широко используются в различных расчетах, в частности, при моделировании процессов первичного ядерного нуклеосинтеза (см., например, [47, 48]).

Топологические сечения и сечения различных каналов ${}^4\text{He}p$ -взаимодействия при промежуточных энергиях (с учетом поправок) приведены в табл. 3 (ошибки статистические). В таблицу не включены результаты экспериментов, имеющие погрешность абсолютной нормировки более 10 %, а также данные в области $T_p \lesssim 150$ МэВ.

3. ПАРНЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ВТОРИЧНЫХ НУКЛОНОВ

Эффективным методом современной ядерной физики, служащим для определения пространственно-временного размера области эмиссии частиц в ядерных реакциях, является двухчастичная интерферометрия, основанная на анализе парной корреляционной функции эмитируемых тождественных

частиц с импульсами \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 :

$$C(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \frac{d^2 N / d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2}{(dN/d\mathbf{p}_1)(dN/d\mathbf{p}_2)}, \quad (14)$$

где $dN/d\mathbf{p}_{1(2)}$ и $d^2 N/d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2$ — инклюзивное одночастичное и дважды инклюзивное парное распределения излучаемых частиц соответственно [49–55].

Обычно в корреляционных экспериментах из-за недостатка статистики невозможно исследовать зависимость величины C в виде (14) как функции всех шести переменных $(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$. Как правило, парная корреляционная функция C определяется стандартным образом в зависимости от модуля полуразности импульсов эмитируемых частиц в системе покоя пары $q_{\text{inv}} \equiv k^* = \frac{1}{2} |\mathbf{p}_1^* - \mathbf{p}_2^*|$ в следующем виде:

$$C = K_{\text{norm}} \frac{N_c}{N_{\text{nc}}}, \quad (15)$$

где N_c и N_{nc} — число событий с данным q_{inv} , отвечающее соответственно экспериментально наблюдаемому (коррелированному) и фоновому (некоррелированному) распределениям. Последнее генерируется путем «перемешивания» импульсов частиц, отвечающих различным событиям. K_{norm} — нормировочная константа, определяемая таким образом, чтобы $C \rightarrow 1$ при достаточно больших q_{inv} , где корреляции отсутствуют. Отметим, что определения C в виде (15) (используемом в большинстве экспериментов [53–55]) и в виде (14) эквивалентны (см., например, [54]).

Особый интерес с точки зрения исследования корреляций представляют данные по образованию системы двух нуклонов в реакциях с участием наиболее компактного ядра — ${}^4\text{He}$:



где h — налетающая частица; NN — эмитируемая пара нуклонов; X — система вторичных частиц и ядерных фрагментов. Такие данные позволяют прояснить вопрос об особенностях корреляционной функции эмитируемой пары нуклонов, когда размер области эмиссии оказывается сравним с радиусом действия ядерных сил. Однако эти данные практически полностью отсутствуют в литературе.

Большой интерес представляет изучение зависимости корреляционной функции от импульсов вторичных частиц. Известно (см., например, [53, 55]), что даже для столкновений тяжелых ядер корреляционная функция двух протонов существенно зависит от модуля суммарного импульса пары в системе покоя ядра $P_{\text{tot}} = |\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2|$. В случае ${}^4\text{He}$ -взаимодействия следует ожидать

усиления этой зависимости. Интересно также исследовать поведение корреляционной функции в зависимости от направления переданного импульса эмитируемой пары нуклонов $\mathbf{q} = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)$ по отношению к импульсу начального протона \mathbf{p}_{in} в системе покоя ядра — такие данные позволяют получить информацию о форме области эмиссии [52]. В такой постановке эксперимента, когда пучок ядер бомбардирует протон-мишень, а эффективность регистрации продуктов фрагментации ядра (медленных в системе покоя ядра) максимальна, можно детально исследовать зависимость корреляционной функции от P_{tot} в широком диапазоне импульсов и от направления \mathbf{q} .

3.1. NN-корреляции в модели Ледницки–Любошица. Теоретический расчет корреляций двух нерелятивистских протонов с малыми относительными импульсами при учете взаимодействия в конечном состоянии, который основывался на численном решении уравнения Шредингера с нуклон-нуклонным потенциалом Рейда и кулоновским потенциалом, впервые был проведен Куниным [50]. В дальнейшем Ледницки и Любошиц предложили модель [51], в рамках которой при учете как S -волнового короткодействующего ядерного, так и кулоновского взаимодействия получили аналитическое выражение для двухпротонной корреляционной функции в зависимости от пространственно-временных параметров r_0, τ_0 области эмиссии частиц (использовалось предположение, что точки генерации нуклонов независимы и их распределение носит гауссов характер). При этом среднеквадратичный радиус (СКР) области генерации равен $R = \sqrt{3}r_0$. С помощью полученных в [51] выражений можно адекватно воспроизвести двухпротонную корреляционную функцию для $r_0 > 1,5$ Фм, не зная явного вида решения уравнения Шредингера ψ ($\psi = \exp(-i\mathbf{k}^*\mathbf{r}) + \phi_{\mathbf{k}^*}(\mathbf{r})$) внутри области действия ядерных сил.

Однако при малых значениях $r_0 \lesssim 1$ Фм (которые могут играть существенную роль в случае эмиссии нуклонов в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях) некоторые формулы [51] (в частности, (21)) становятся неприменимы. В этом случае результат целиком определяется поведением функции ϕ в области действия короткодействующего потенциала и чувствителен к форме потенциала (см. [56]). В работе [57] для анализа данных по корреляционной функции pp -системы C_{pp} использовалась простейшая модификация модели Ледницки–Любошица, где в качестве ψ бралось точное решение уравнения Шредингера с потенциалом в виде прямоугольной ямы:

$$U(r) = \begin{cases} -K^2/m, & r \leq D, \\ 0, & r > D, \end{cases} \quad (17)$$

где K и D — параметры ямы; m — масса нуклона.

Явный вид функции ϕ см. в [51]. В качестве параметров ямы использовались значения (для nn -рассеяния): $K^{nn} = 0,11$ ГэВ/с и $D^{nn} = 0,983d_0^{pp}$. Учет кулоновского взаимодействия при вычислении C_{pp} проводился в соответствии с подходом, развитым в [51]. При расчете длины и эффективные

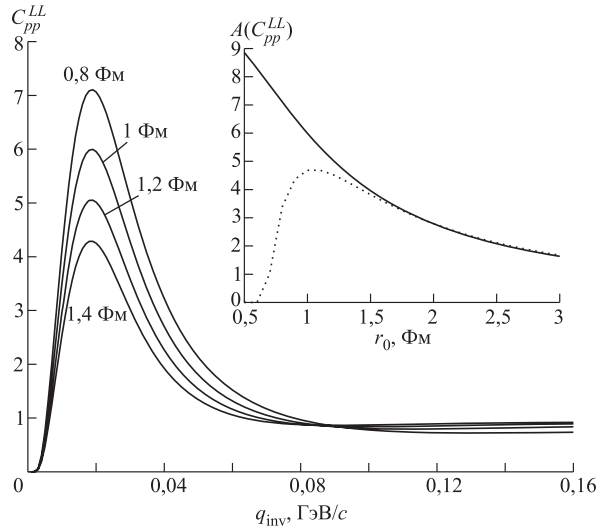


Рис. 6. Корреляционная функция двух протонов $C_{pp}^{LL}(q_{inv})$, рассчитанная в рамках использованной теоретической модели (см. текст) для указанных значений r_0 . На вставке показана зависимость «амплитуды» корреляционной функции $A(C_{pp}^{LL})$ от r_0 для используемой теоретической модели (сплошная кривая) и «традиционной» модели Ледницки–Любошица (пунктирная кривая)

радиусы pp -рассеяния принимались равными $f_0^{pp} = 7,77$, $d_0^{pp} = 2,77$ ФМ [51]. Использовалось также обычное приближение равных времен эмиссии в системе центра масс частиц ($\tau_0 = 0$).

На рис. 6 представлены результаты расчета корреляционной функции двух протонов $C_{pp}^{LL}(q_{inv})$ в рамках используемой в [57] теоретической модели для различных значений r_0 . На вставке к рис. 6 показана зависимость «амплитуды» корреляционной функции (т. е. ее максимального значения) $A(C_{pp}^{LL})$ от r_0 для используемой теоретической модели (сплошная кривая) и «традиционной» модели Ледницки–Любошица [51] (пунктирная кривая). Видно, что для $r_0 > 1,5$ ФМ кривые практически совпадают, однако для $r_0 \lesssim 1$ ФМ результаты существенно различаются.

Корреляционная функция pn -системы вычислялась аналогичным образом [58]. В данном случае интерференционные корреляции двух нетождественных частиц обусловлены только эффектом взаимодействия в конечном состоянии. Корреляционная функция C_{pn} , усредненная по распределениям источников неполяризованных нуклонов, имеет вид

$$C_{pn} = 1 + \frac{1}{4}(C^{(0)} + 3C^{(1)}), \quad (18)$$

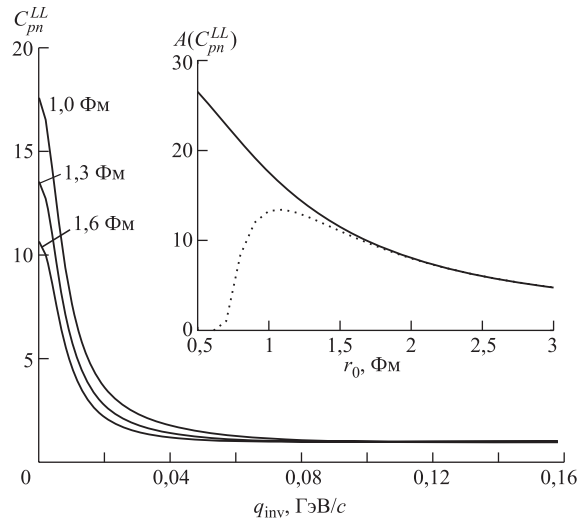


Рис. 7. Корреляционная функция pn -пары $C_{pn}^{LL}(q_{inv})$, рассчитанная в рамках использованной теоретической модели (см. текст) для указанных значений r_0 . На вставке показана зависимость «амплитуды» корреляционной функции $A(C_{pn}^{LL})$ от r_0 для используемой теоретической модели (сплошная кривая) и «традиционной» модели Ледницки–Любошица (пунктирная кривая)

где функции $C^{(0)}$ и $C^{(1)}$ описывают вклады синглетного и триплетного состояний. При расчете длины и эффективные радиусы pn -взаимодействия в синглетном и триплетном состояниях принимались равными $f_0^{pn} = 23,7$, $d_0^{pn} = 2,7$ и $f_1^{pn} = -5,4$, $d_1^{pn} = 1,7$ ФМ [59, 60]. В качестве параметров ямы использовались значения $K_0^{pn} = 0,11$ ГэВ/с, $D_0^{pn} = 0,983d_0^{pn}$ и $K_1^{pn} = 0,18$ ГэВ/с, $D_1^{pn} = 1,14d_1^{pn}$ [59, 61]. Корреляционная функция pn -системы $C_{pn}^{LL}(q_{inv})$ для различных значений r_0 представлена на рис. 7.

3.2. Корреляционная функция системы двух протонов. На рис. 8 представлена корреляционная функция C_{pp} системы двух протонов в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с в зависимости от q_{inv} [57].

Для определения пространственно-временного размера области эмиссии протонов данные аппроксимировались теоретической кривой в рамках модифицированной модели Ледницки–Любошица с учетом экспериментального разрешения установки (см. [57]). Наилучшей аппроксимации данных при $q_{inv} < 0,1$ ГэВ/с теоретической кривой по всем шести основным каналам с образованием двух протонов с учетом ошибок измерений соответствует значение СКР области pp -эмиссии $R_{pp} = (1,6 \pm 0,3)$ ФМ (сплошная кривая на рис. 8). Отметим, что аппроксимация экспериментальных данных в рамках модели без учета ошибок дает близкий результат $R_{pp} = (1,65 \pm 0,4)$ ФМ.

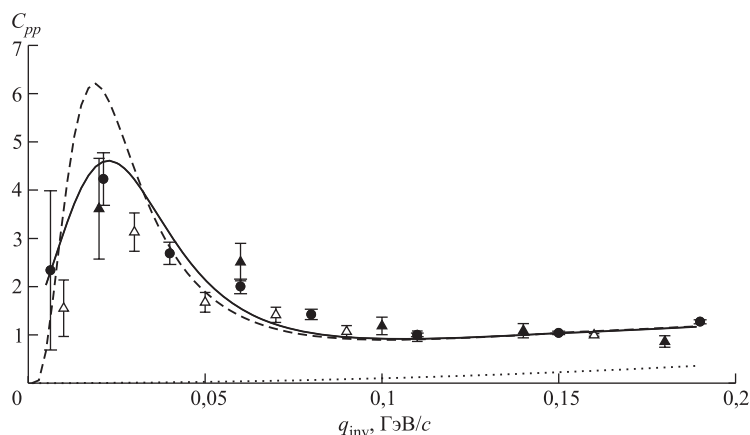


Рис. 8. Корреляционная функция C_{pp} системы двух протонов в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с в зависимости от q_{inv} [57]. \bullet — данные по шести основным каналам с образованием двух протонов; \triangle и \blacktriangle — по реакциям ${}^4\text{He}p \rightarrow pppnn(\pi^0)$ и ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$ соответственно. Кривые — предсказания модифицированной модели Ледницки–Любошица с учетом ошибок измерений (сплошная) и без учета ошибок (штриховая). Пунктирная кривая — предполагаемый вклад кинематического фона

Из анализа распределений на рис. 8 можно сделать следующие выводы.

- Корреляционные функции двух протонов для всех шести каналов, а также для реакций ${}^4\text{He}p \rightarrow pppnn(\pi^0)$ и ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$ в пределах ошибок измерений согласуются между собой. Отметим, что точность измерений импульсов протонов в эксперименте [57] оказывается достаточной, чтобы наблюдать характерный «завал» корреляционной функции при $q_{\text{inv}} \rightarrow 0$, обусловленный интерференцией кулоновского и ядерного компонентов C_{pp} .

- Учет ошибок измерений приводит к улучшению согласия теории и эксперимента (в особенности в области интерференционного максимума), однако не влияет существенно на величину пространственно-временного радиуса pp -эмиссии, отвечающую наилучшей аппроксимации экспериментальных данных. Это позволяет использовать модель без учета ошибок измерений для грубой оценки данного параметра при анализе зависимости C_{pp} от различных кинематических параметров (в частности, от модуля суммы импульсов протонов P_{tot}).

- СКР области pp -эмиссии в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях оказывается близок к зарядовому СКР ядра $R_{{}^4\text{He}}^{\text{ch}} = 1,67$ Фм [62,63] и к СКР распределения плотности ядра $R_{{}^4\text{He}} = 1,53\text{--}1,66$ Фм, который использовался для анализа данных по рассеянию протонов на ядре ${}^4\text{He}$ при промежуточных энергиях [18–21,25,31]. Отметим, что $R_{{}^4\text{He}} = \sqrt{3/2}a_0$ для параметризации плотности основного со-

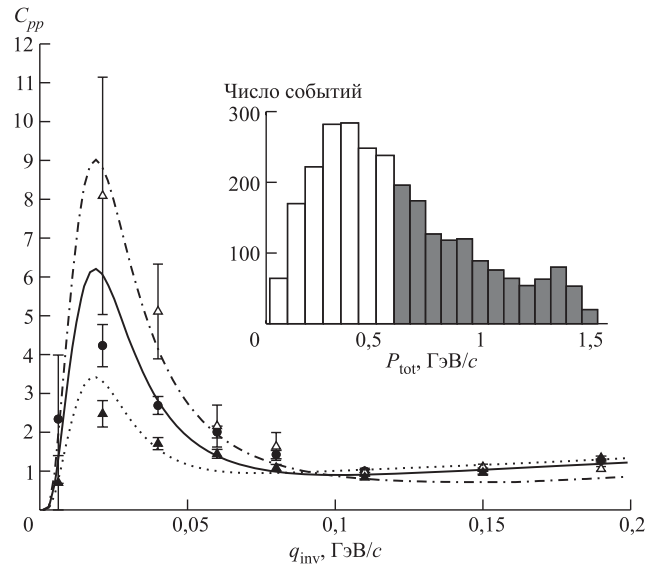


Рис. 9. Корреляционная функция системы двух протонов в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с [57] для событий шести основных каналов в зависимости от переданного импульса q_{inv} с ограничениями $P_{\text{tot}} < 0,6$ ГэВ/с (\blacktriangle), $P_{\text{tot}} > 0,6$ ГэВ/с (\triangle) и без ограничений по P_{tot} (\bullet). На вставке показано распределение по P_{tot} . Кривые — предсказания модифицированной модели Леднички–Любошица, отвечающие $R = 2,55$ (пунктирная), 1,65 (сплошная) и 0,8 Фм (штрихпунктирная)

стояния ядра в гауссовом виде $\rho(r) \sim \exp(-r^2/a_0^2)$. Таким образом, результаты [57] подтверждают основной вывод [64] о близости пространственно-временного радиуса pp -эмиссии к радиусу ядра. Кроме того, сравнение C_{pp} при начальных импульсах ядра 5 ГэВ/с [57] и 8,6 (13,6) ГэВ/с [64] позволяет сделать вывод о некоторой тенденции к увеличению размера области эмиссии протонов при росте начального импульса ($R_{pp} = (1,7 \pm 0,3)$ Фм [64]). Корреляционная функция двух протонов в реакции (16) была также определена на пучке электронов с энергией 4,46 ГэВ [65]. Для СКР было получено значение $R_{pp} = 1,6$ Фм с систематической ошибкой $\sim 3\%$, что показывает равенство данной величины в случаях как сильного, так и электромагнитного взаимодействий.

На вставке рис.9 показано распределение по модулю суммы импульсов двух протонов в системе покоя ядра P_{tot} для событий шести основных каналов с образованием двух протонов. Очевидно, что при данном начальном импульсе имеется значительная ($\sim 40\%$) доля событий с относительно малыми импульсами $P_{\text{tot}} < 0,6$ ГэВ/с. На рис.9 представлена корреляцион-

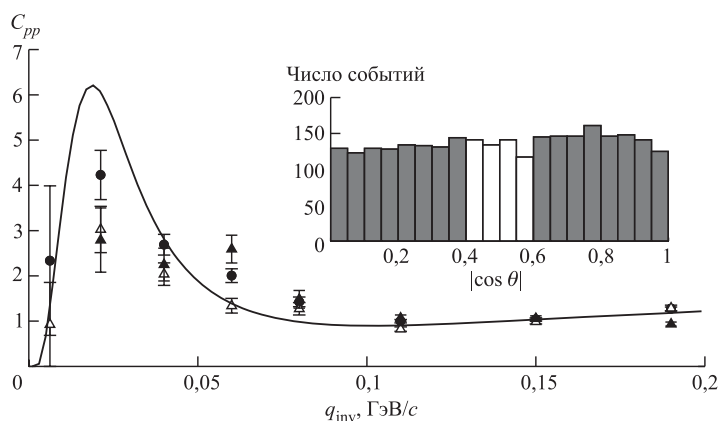


Рис. 10. Корреляционная функция системы двух протонов в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с [57] для событий шести основных каналов в зависимости от переданного импульса q_{inv} с ограничениями $|\cos \theta| < 0,4$ (Δ), $|\cos \theta| > 0,6$ (\blacktriangle) и без ограничений по $|\cos \theta|$ (\bullet). На вставке показано распределение по $|\cos \theta|$. Кривая — предсказания модифицированной модели Ледницки–Любошица

ная функция системы двух вторичных протонов для событий шести основных каналов в зависимости от переданного импульса q_{inv} с ограничениями $P_{\text{tot}} < 0,6$ ГэВ/с, $P_{\text{tot}} > 0,6$ ГэВ/с и без ограничений по P_{tot} . Кривые отвечают предсказаниям модифицированной модели Ледницки–Любошица без учета ошибок измерений с параметрами r_0 , отвечающими СКР pp -эмиссии $R_{pp} = 2,55$ Фм ($\sim 1,5R_{\text{He}}$), $1,65$ Фм ($\sim R_{\text{He}}$), $0,8$ Фм ($\sim R_p$, где $R_p = 0,80$ Фм — СКР протона), что соответствует наилучшей аппроксимации наборов данных при $q_{\text{inv}} < 0,1$ ГэВ/с, плюс кинематический фон. Наблюдается очень сильная зависимость C_{pp} от ограничения по P_{tot} . Кроме того, из формального сравнения теории и эксперимента следует, что эмитируемые пары протонов с относительно большими импульсами P_{tot} образуются из области порядка размера протона, а пары «испарительных» протонов с относительно малыми импульсами P_{tot} образуются как бы «вне ядра» (или «в ядре», но в разные промежутки времени, что эквивалентно с точки зрения обсуждаемой здесь пространственно-временной картины эмиссии частиц).

На вставке рис. 10 показано распределение по $|\cos \theta|$, где θ — угол между векторами \mathbf{q} и \mathbf{p}_{in} (импульс первичного протона в системе покоя ядра) для событий шести основных каналов с образованием двух протонов. Распределение практически изотропно. На рис. 10 представлена корреляционная функция системы двух вторичных протонов для событий шести основных каналов в зависимости от переданного импульса q_{inv} с ограничением $|\cos \theta| < 0,4$, $|\cos \theta| > 0,6$ и без ограничений по $|\cos \theta|$. Кривая отвечает предсказаниям

модифицированной модели Ледницки–Любошица без учета ошибок измерений с параметром r_0 , отвечающим $R_{pp} = 1,65$ Фм. В пределах ошибок измерений распределения на рис. 10 хорошо согласуются друг с другом. Это является указанием на то, что область эмиссии коррелированных пар протонов в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях имеет сферически-симметричную форму.

3.3. Корреляционная функция pn -системы. На рис. 11 представлена корреляционная функция C_{pn} pn -системы в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с в зависимости от q_{inv} [58]. Для анализа отбирались лишь события

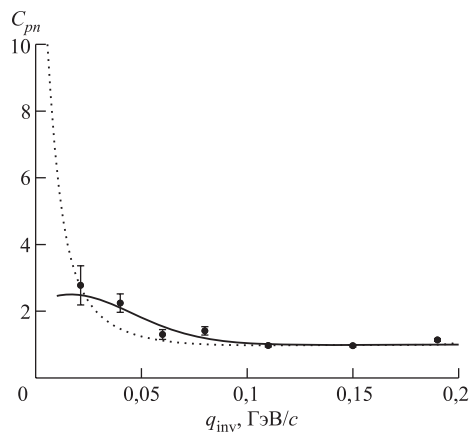


Рис. 11. Корреляционная функция C_{pn} в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с в зависимости от q_{inv} [58]. Кривые — предсказания модифицированной модели Ледницки–Любошица с учетом погрешностей измерений (сплошная) и без учета погрешностей (пунктирная)

каналов с одним нейтроном в конечном состоянии, для которых возможно восстановление и кинематическое уравнивание импульса нейтрона. Суммарное число событий этих каналов составляет более 75% всей статистики реакций с одновременным образованием протона и нейтрона. В случае канала ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$, где образуются два протона, для анализа отбирался протон-спектатор, наиболее медленный в системе покоя ядра.

Для определения пространственно-временного размера области эмитируемой pn -пары данные аппроксимировались теоретической кривой в рамках модифицированной модели Ледницки–Любошица с учетом экспериментального разрешения установки. Наилучшей аппроксимации данных теоретической кривой при $q_{inv} < 0,1$ ГэВ/с с учетом погрешностей измерений соответствует значение СКР области pn -эмиссии $R_{pn} = (2,1 \pm 0,3)$ Фм, которое существенно превышает радиус ядра ${}^4\text{He}$. Отметим, что определяемый с помощью аппроксимации данных параметр, соответствующий размеру области эмиссии, в случае pn -корреляций (в отличие от pp -корреляций) оказывается чрезвычайно чувствителен к учету погрешностей измерений. Это связано с принципиально различным поведением корреляционной функции C_{pn} при $q_{inv} \rightarrow 0$.

Показанные на рис. 11 кривые построены для параметра r_0 , отвечающего $R_{pn} = 2,1$ Фм. Очевидно, что учет погрешностей измерений приводит к существенному улучшению согласия теории и эксперимента.

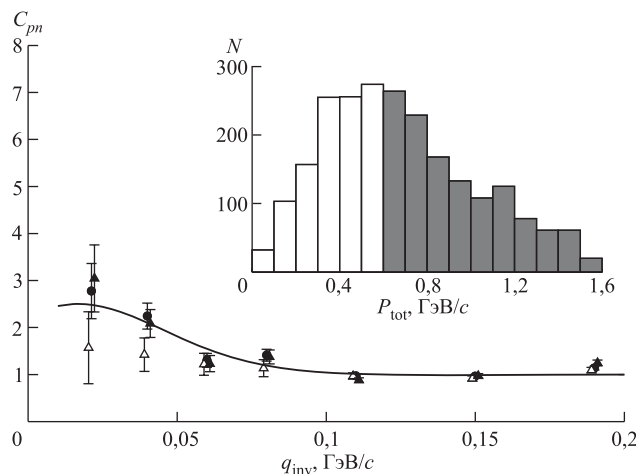


Рис. 12. Корреляционная функция C_{pn} в ^4He -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с [58] в зависимости от q_{inv} с ограничениями $P_{\text{tot}} < 0,6$ ГэВ/с (\blacktriangle), $P_{\text{tot}} > 0,6$ ГэВ/с (\triangle) и без ограничений по P_{tot} (\bullet). На вставке показано распределение по P_{tot} , где затененная область соответствует $P_{\text{tot}} > 0,6$ ГэВ/с. Кривая — предсказания модифицированной модели Леднички–Любошица

На рис. 12 представлена корреляционная функция C_{pn} в зависимости от q_{inv} с ограничениями $P_{\text{tot}} < 0,6$ ГэВ/с, $P_{\text{tot}} > 0,6$ ГэВ/с и без ограничений по P_{tot} . Кривая отвечает предсказаниям модифицированной модели Леднички–Любошица без ограничений по P_{tot} при учете погрешностей измерений с параметром r_0 , отвечающим СКР $R_{pn} = 2,1$ Фм. Как видно из рис. 12, в пределах погрешностей C_{pn} в отличие от C_{pp} практически не зависит от накладываемых ограничений по P_{tot} . В противоположность pp -эмиссии наблюдается даже некоторая тенденция к ослаблению корреляционного эффекта при $P_{\text{tot}} > 0,6$ ГэВ/с. Отметим, что для исследования свойств C_{pn} при больших P_{tot} были бы весьма желательны независимые корреляционные эксперименты с использованием электроники.

Независимость C_{pn} от суммарного импульса эмитируемых частиц, а также полученное значение СКР области эмиссии, практически совпадающее с зарядовым СКР дейтрона ($R_d^{\text{ch}} = (2,095 \pm 0,006)$ Фм [66], $(1,9660 \pm 0,0068)$ Фм [67], $(2,128 \pm 0,011)$ Фм [68]) и близким к нему СКР распределения плотности дейтрона $R_d^m = 1,953(3)$ Фм [69]), позволяет нам сделать предположение, что эмиссия коррелированных pn -пар в данном случае, по-видимому, происходит через виртуальный дейтрон.

На рис. 13 представлена корреляционная функция pn -системы C_{pn} в зависимости от переданного импульса q_{inv} с ограничением $|\cos \theta| < 0,5$, $|\cos \theta| >$

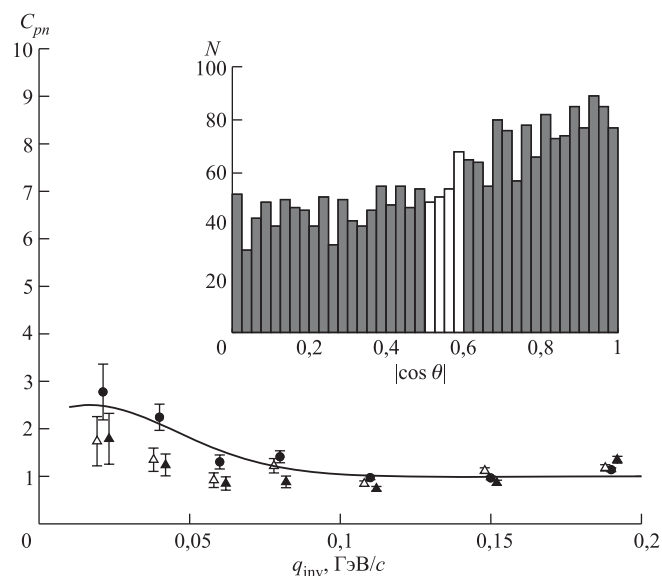


Рис. 13. Корреляционная функция C_{pn} в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с [58] в зависимости от q_{inv} с ограничением $|\cos \theta| < 0,5$ (Δ), $|\cos \theta| > 0,6$ (\blacktriangle) и без ограничений по $|\cos \theta|$ (\bullet). На вставке показано распределение по $|\cos \theta|$, где затененные области соответствуют указанным ограничениям. Кривая отвечает предсказаниям модели

0,6 и без ограничений по $|\cos \theta|$ (θ — угол между векторами \mathbf{q} и \mathbf{p}_{in}). Кривая отвечает предсказаниям модифицированной модели Ледницки–Любошица без ограничений по $|\cos \theta|$ при учете погрешностей измерений с параметром r_0 , отвечающим $R = 2,1$ Фм. В пределах погрешностей распределения на рис. 13 хорошо согласуются друг с другом, что является указанием на то, что область эмиссии pn -пар в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях также сферически-симметрична.

4. КУМУЛЯТИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ НУКЛОНОВ И ЛЕГЧАЙШИХ ЯДЕР

Изучение процессов рождения адронов и легких фрагментов, вылетающих под большими углами в адрон-ядерных взаимодействиях и столкновениях релятивистских ядер, дает ценную информацию о механизме ядерного взаимодействия на малых расстояниях и о деталях ядерной структуры.

Начиная с конца 1960-х – начала 1970-х гг. в ОИЯИ и ИТЭФ проводится широкое изучение ядерных реакций, в которых вторичные адроны испуска-

ются в кинематическую область, запрещенную для взаимодействия на свободном нуклоне (КЗО) — так называемые кумулятивные адроны [70,71]. Важную роль в развитии этих исследований сыграл А. М. Балдин, который впервые высказал предположение, что спектры вторичных частиц при столкновениях релятивистских ядер определяются локальными свойствами адронной материи, а не геометрическими характеристиками сталкивающихся объектов. Основные закономерности рождения частиц в КЗО позволили Г. А. Лексину сформулировать гипотезу предельной фрагментации ядра (ядерный скейлинг) [72], которая широко проверялась для достаточно тяжелых ядер ($A \geq 12$).

Особый интерес представляет информация о кумулятивном образовании адронов и ядерных фрагментов в реакциях с участием ядра ${}^4\text{He}$ как с точки зрения выполнимости ядерного скейлинга для легчайших ядер, так и с точки зрения проверки различных моделей кумулятивного образования частиц. Это тем более интересно, так как структура ВФ этого ядра, вытекающая из решений уравнения движения с реалистическими NN -потенциалами, определена в работах [73,74].

В ряде экспериментов изучались различные аспекты образования кумулятивных адронов и ядерных фрагментов во взаимодействиях протонов с ядром ${}^4\text{He}$. В эксперименте Беркли [75] по изучению выхода протонов и заряженных ядерных фрагментов во взаимодействиях релятивистских протонов, дейтронов, α -частиц и ядер углерода с ядрами-мишенями (C, CH_2 , Cu, Pb) данные по αp -взаимодействию извлекались из сравнения результатов эксперимента на мишенях CH_2 и C и не были представлены в полной мере. В эксперименте TRIUMF были определены инклюзивные спектры протонов, вылетающих под углами $65\text{--}160^\circ$ при взаимодействии протонов с начальной кинетической энергией $T_p = 500$ МэВ с ядрами ${}^4\text{He}$ [76]. Рождение кумулятивных протонов, вылетающих под углом $\theta = 156^\circ$ при $T_p = 1$ ГэВ, было исследовано в эксперименте ЛИЯФ [77]. В диапазоне более высоких энергий отметим пионерскую работу [78], в которой определены спектры кумулятивных протонов, π^+ -мезонов и дейтронов в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях при импульсе $8,6$ ГэВ/с. Инвариантные сечения кумулятивного образования пионов, нуклонов и легчайших ядер d , ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях при импульсах $8,6$ и $13,6$ ГэВ/с в зависимости от модуля импульса P частиц были получены на 1-м ЖВПК ОИЯИ [79]. В этом же эксперименте детально исследовался вопрос о том, как пионообразование меняет характер кумулятивных спектров протонов и нейтронов, образованных в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях [80]. Наблюдались нерегулярности в спектрах нуклонов, вылетающих под большими углами в реакциях без образования пионов, что может быть связано с существенным вкладом образования промежуточной Δ -изобары.

4.1. Спектры кумулятивных частиц. С помощью 2-м ЖВПК ИТЭФ, экспонированной в пучке α -частиц с импульсом 5 ГэВ/с, были определены инвариантные сечения образования кумулятивных протонов, нейтронов и лег-

чайших ядер d , ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ в зависимости от кинетической энергии T частиц [81] (ранее та же методика использовалась для изучения кумулятивного образования нуклонов в ${}^3\text{He}p$ - и ${}^3\text{H}p$ -взаимодействиях при том же начальном импульсе [82]).

Для анализа отбирались события эксклюзивных каналов ${}^4\text{He}p$ -взаимодействия, в которых протоны, дейтроны, ядра ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ вылетали в заднюю полусферу ($\cos\theta < 0$) в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$. При построении спектра кумулятивных нейтронов отбирались лишь события каналов, для которых возможно восстановление и кинематическое уравнивание импульса нейтрона. Суммарное число таких событий составляет более 75 % от полного числа событий с образованием нейтронов.

К сожалению, набранная в данном эксперименте статистика недостаточна, чтобы исследовать инвариантные сечения образования кумулятивных частиц как функцию угла их вылета θ . Тем не менее для сравнения этих данных с результатами экспериментов, выполненных при фиксированных углах θ , была получена оценка величины среднего угла вылета кумулятивных частиц в данном эксперименте. Из анализа угловых спектров в разных каналах ${}^4\text{He}p$ -взаимодействия следует, что этот угол практически не зависит от типа вылетающей частицы и лежит в интервале $108\text{--}135^\circ$ (в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$).

На рис. 14 представлены инвариантные сечения $f \equiv E(d\sigma/d^3p)$ образования нуклонов и легчайших ядер d , ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях при импульсе $5\text{ ГэВ}/c$ в зависимости от кинетической энергии T частиц, вылетающих в заднюю полусферу в системе покоя ядра. Как следует из рис. 14, в наблюдаемых спектрах прослеживаются две области, в которых характеры спектров различны: $T < T_c$ — «испарительная» или спектаторная область и $T > T_c$ — собственно «кумулятивная» область (для нуклонов $T_c^{p,n} \simeq 50\text{--}60\text{ МэВ}$, что порядка энергии ферми-движения в ядре ${}^4\text{He}$, для ядер-фрагментов T_c уменьшается с увеличением их массы: $T_c^d \simeq 30\text{ МэВ}$, $T_c^{{}^3\text{H}, {}^3\text{He}} \simeq 20\text{ МэВ}$). Полученные зависимости $f(T)$ аппроксимировались в области $T < T_c$ в виде $f(T) = A_1 \exp(-T/T_1) + A_2 \exp(-T/T_2)$, а в области $T > T_c$ — в виде $f = A_0 \exp(-T/T_0)$. Кривые на рис. 14 — результат такой аппроксимации.

Как следует из рис. 14, выходы кумулятивных протонов и нейтронов в кумулятивной области в пределах ошибок эксперимента совпадают. Используемая экспериментальная методика позволяет легко ответить на вопрос: какие каналы ${}^4\text{He}p$ -взаимодействия являются основным источником высокоэнергетичных кумулятивных нуклонов. Оказалось, что при $T > 100\text{ МэВ}$ основной вклад в рождение кумулятивных протонов вносят каналы ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$ (55 %) и ${}^4\text{He}p \rightarrow pppnn$ (29 %), а нейтронов — ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$ (61 %) и ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pn$ (37 %).

Отметим, что спектаторная область образования частиц в КЗО, важная для понимания всей картины кумулятивного рождения в целом, как правило,

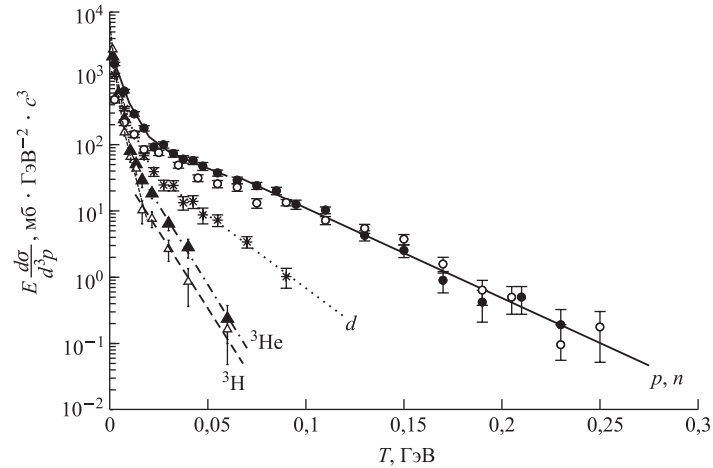


Рис. 14. Инвариантные сечения $E(d\sigma/d^3p)$ кумулятивного рождения нуклонов и легчайших ядер в $^4\text{He}p$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с в зависимости от кинетической энергии T в системе покоя ядра [81]. ● — протоны; ○ — нейтроны; * — дейтроны; ▲ — ядра ^3He ; △ — ядра ^3H . Сплошная, пунктирная, штрихпунктирная и штриховая кривые — результат аппроксимации данных для протонов ($T_c = 65$ МэВ), дейтронов, ^3He и ^3H соответственно

не может быть исследована в условиях традиционной постановки эксперимента с использованием электроники (пучок налетающих частиц и ядромишень) из-за низкой эффективности регистрации частиц в этой области. В эксперименте, когда используется пучок ядер, налетающих на мишень-протон, образовавшаяся кумулятивная частица является быстрой в системе покоя камеры, и эффективность ее регистрации близка к 100 %.

Важной характеристикой кумулятивного образования является наклон спектра в кумулятивной области (так называемая температура). В табл. 4 приведены имеющиеся в литературе значения температур спектров T_0 кумулятивных протонов и дейтронов для $^4\text{He}p$ -взаимодействий при промежуточных энергиях.

Из сравнения данных по T_0 для протонов из табл. 4 следует:

- T_0 возрастает с увеличением начальной энергии в полном соответствии с основными закономерностями ядерного скейлинга (так называемая угловая зависимость кумулятивного образования частиц [70]);

- T_0 из [76] оказываются существенно меньше полученных в [81] и [77], что представляется странным, хотя общая тенденция уменьшения параметра T_0 с падением начальной энергии сохраняется.

Таблица 4. Наклоны T_0 спектров инклюзивных сечений кумулятивного рождения нуклонов и легчайших ядер в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях, полученные в различных экспериментах

Частица	$p_{\text{in}},$ ГэВ/с	$T_{\text{in}},$ ГэВ	θ, \circ	$T_c,$ МэВ	$T_0,$ МэВ	Работа
p	1,09	0,5	160	50	~ 15	[76]
p	1,09	0,5	120	50	~ 20	[76]
p	1,25	0,62	90–180	50	33 ± 1	[81]
p	1,25	0,62	90–180	65	32 ± 1	[81]
p	1,7	1,0	156	65	$27,0 \pm 0,1$	[77]
p	8,6	7,7	180	50	$38 \pm 1,5$	[78]
n^*	1,25	0,62	90–180	50	38 ± 2	[81]
n^*	1,25	0,62	90–180	65	38 ± 2	[81]
d	1,25	0,62	90–180	40	19 ± 1	[81]
d	8,6	7,7	180	40	17 ± 1	[78]
${}^3\text{H}$	1,25	0,62	90–180	20	$9,4 \pm 0,9$	[81]
${}^3\text{He}$	1,25	0,62	90–180	20	$9,1 \pm 0,6$	[81]

* Без учета вклада каналов с образованием двух и более нейтральных частиц.

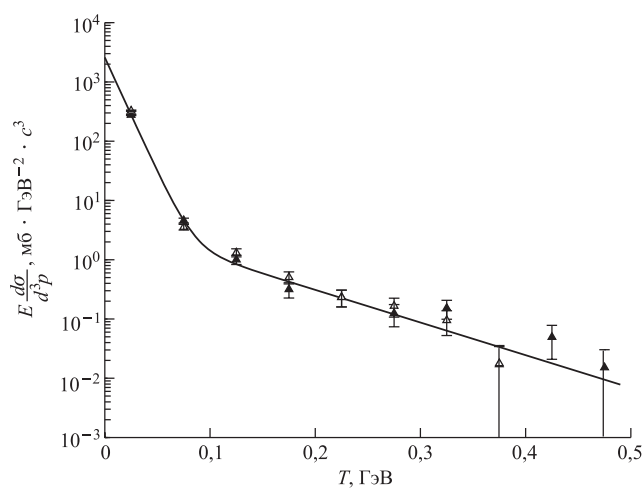


Рис. 15. Инвариантные спектры $E(d\sigma/d^3p)$ образования ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, вылетающих в переднюю полусферу в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$, в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с [81] в зависимости от кинетической энергии T в системе покоя ядра. \blacktriangle — ${}^3\text{He}$; \triangle — ${}^3\text{H}$. Сплошная кривая отвечает параметризации данных для ядра ${}^3\text{He}$ двумя экспонентами

Сравнивая значения T_0 из табл. 4 для дейтронов, можно сделать вывод, что для них зависимость T_0 от энергии первичных протонов оказывается, по-видимому, более слабой.

Как видно из рис. 14, выходы ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в кумулятивной области сильно отличаются друг от друга: $\sigma_{{}^3\text{H}}^b/\sigma_{{}^3\text{He}}^b(T > T_c) = 0,4 \pm 0,1$. Для сравнения на рис. 15 приведены инвариантные спектры ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, вылетающих в переднюю полусферу ($\cos\theta > 0$) в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$ (кривая отвечает параметризации спектра ядер ${}^3\text{He}$ двумя экспонентами). Видно, что в этом случае выходы совпадают практически при всех значениях T . Однако такое странное на первый взгляд поведение кумулятивных ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ находит вполне адекватное объяснение в рамках термодинамических моделей образования кумулятивных частиц (см. ниже).

4.2. Спектр кумулятивных протонов. Модель Франкфурта–Стрикмана.

Спектр кумулятивных протонов, образованных в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с [81], сравнивался с предсказаниями модели короткодействующих малонуклонных корреляций Франкфурта–Стрикмана [83]. В рамках этой модели инвариантное сечение образования протона с 4-импульсом $p = (\mathbf{p}, E_p)$ и массой m на ядре A налетающим адроном h в реакции



(X — система вторичных частиц и ядерных фрагментов) равно

$$f_p = E_p \frac{d\sigma}{d^3p} = k_h A \sigma^{hN} \lambda_{NN}^A \rho(\alpha, k_\perp), \quad (20)$$

где k_h — коэффициент, учитывающий глауберовское экранирование; A — число нуклонов в ядре; σ^{hN} — сечение рассеяния адрона h на нуклоне; λ_{NN}^A — коэффициент, характеризующий различие вероятностей пары нуклонов оказаться на малом относительном расстоянии в ядре A и дейтроне (для дейтрона $\lambda_{NN}^d = 1$ по определению). В расчетах [81] использовалось $\sigma^{hN} = \sigma_{\text{tot}}^{hN}$, где σ_{tot}^{hN} — полное сечение hN -рассеяния, как предлагают авторы модели для небольших начальных кинетических энергий адронов (для области высоких начальных энергий авторы считают предпочтительным использовать $\sigma^{hN} = \sigma_{\text{in}}^{hN}$, где σ_{in}^{hN} — неупругое сечение hN -рассеяния). В приближении парной корреляции величина $\rho(\alpha, k_\perp)$ связана с однонуклонной матрицей плотности ядра $n(k)$ в системе покоя ядра следующим образом:

$$\rho(\alpha, k_\perp) = \frac{n(k) \sqrt{m^2 + k^2}}{2 - \alpha}, \quad (21)$$

где

$$k \equiv (k_\perp, k_3), \quad k_\perp = p_\perp, \quad \alpha = 1 + \frac{k_3}{\sqrt{m^2 + k^2}}. \quad (22)$$

В системе покоя ядра \mathbf{p} и α связаны следующим соотношением:

$$\alpha = \left(\sqrt{m^2 + p^2} - \frac{(\mathbf{p}\mathbf{p}_h)}{p_h} \right) \frac{A}{m_A}, \quad (23)$$

где m — масса нуклона; m_A — масса ядра; \mathbf{p}_h — импульс налетающего адрона.

Предполагается, что формула (20) справедлива для описания спектра протона вне спектаторной области [83].

Для учета глауберовской экранировки использовались полученные ранее данные по полному сечению ${}^4\text{He}$ -взаимодействия [31] и произведение $k_h A \sigma_{\text{tot}}^{hN}$ в выражении (20) при $A = 4$ заменялось на экспериментально наблюдаемое $\sigma_{\text{tot}}^{p{}^4\text{He}}$. Расчет проводился при $\lambda_{NN}^{{}^4\text{He}} = 3$. Использовались имеющиеся в литературе модельные одночастичные импульсные распределения протонов в ядре ${}^4\text{He}$ [73, 74]. Расчет проводился для некоторого «эффективного» угла вылета кумулятивного протона $\theta = 130^\circ$, близкого к экспериментально наблюдаемому среднему углу вылета кумулятивных частиц в эксперименте [81]. Отметим, что предельная кинетическая энергия кумулятивного протона, отвечающая этому углу, при учете только парных корреляций составляет $T_p^* = 350$ МэВ.

На рис. 16 представлены данные по инвариантным сечениям $E(d\sigma/d^3p)$ кумулятивного образования протонов [81] и результаты расчета по модели Франкфурта–Стрикмана с $n(k)$ из работ [74] (сплошная кривая) и [73] (пунктирная кривая). Штрихпунктирной кривой на рис. 16 показан расчет спектра кумулятивных протонов в приближении самосогласованного поля [83] с $n(k)$ [74]:

$$\rho(\alpha, k_\perp) = \frac{n(k)}{2} m, \quad (24)$$

где

$$k_\perp = p_\perp, \quad \alpha = 1 - \frac{k_3}{m}. \quad (25)$$

Из рис. 16 следует, что при $T > 50$ МэВ (т.е. вне спектаторной области) модель с $n(k)$ [74] вполне удовлетворительно описывает данные [81] (как форму спектра, так и абсолютные значения). Использование импульсного распределения [73] существенно ухудшает согласие теории и эксперимента. Таким образом, анализ кумулятивных спектров нуклонов оказывается весьма критичным способом проверки имеющихся данных по $n(k)$ в ${}^4\text{He}$. Отметим, что расчет в приближении самосогласованного поля в данной области хуже описывает форму экспериментального спектра, чем модель Франкфурта–Стрикмана.

То обстоятельство, что данная модель, основанная на фейнмановском скейлинге при высоких энергиях, хорошо описывает данные, полученные при

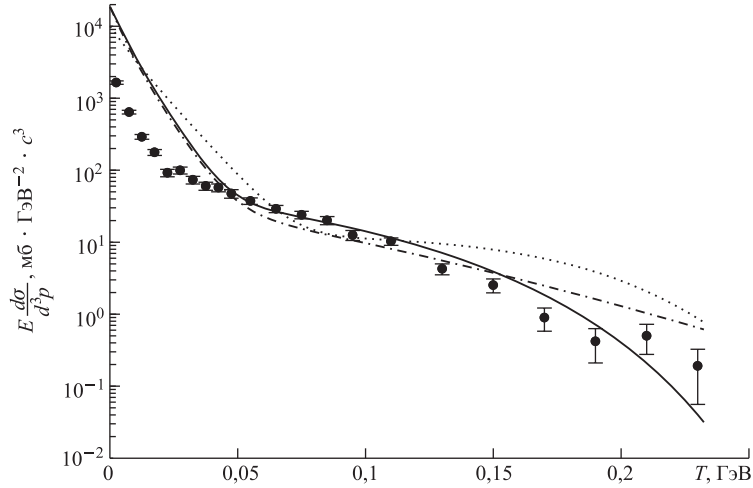


Рис. 16. Инвариантные сечения $E(d\sigma/d^3p)$ кумулятивного рождения протонов в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с [81] в зависимости от кинетической энергии T в системе покоя ядра. Кривые отвечают предсказаниям модели короткодействующих нуклонных корреляций Франкфурга–Стрикмана с использованием импульсного распределения протонов в ядре ${}^4\text{He}$ из работ [74] (сплошная), [73] (пунктирная), а также приближению самосогласованного поля (штрихпунктирная)

энергии ~ 600 МэВ [81], свидетельствует, что гипотеза ядерного скейлинга работает уже при достаточно низких энергиях.

Анализ кумулятивных спектров показывает также, что в области энергий $\simeq 0,6$ ГэВ/нуклон использование $\sigma^{hN} = \sigma_{\text{tot}}^{hN}$ при расчете по формуле (20) является вполне адекватным (отметим, что $\sigma_{\text{tot}}^{NN}/\sigma_{\text{in}}^{NN} \simeq 3$ при $T_p \simeq 0,6$ ГэВ).

4.3. Спектры кумулятивных d , ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$. Ядерная модель слияния и термодинамические модели. В рамках ядерной модели слияния [75, 84, 85] спектр ядерного фрагмента F ($F \geq 2$ — число нуклонов в фрагменте), образованного в результате столкновения ядер P и T

$$P + T \rightarrow F + X, \quad (26)$$

может быть выражен через одночастичные спектры входящих в него нуклонов следующим образом:

$$E_F \frac{d\sigma}{d^3p_F}(p_F) = C_F \prod_{i=1}^F E_i \frac{d\sigma}{d^3p_i}(p_i), \quad (27)$$

где $p_F = (\mathbf{p}_F, E_F)$ и $p_i = (\mathbf{p}_i, E_i)$ — четырехимпульсы фрагмента и i -го нуклона в процессе (26),

$$p_i = \frac{p_F}{F}, \quad (28)$$

а C_F — константа (коэффициент слияния), не зависящая от импульсов фрагментов.

Предполагая идентичность спектров нейтронов и протонов в реакции (26), имеем

$$E_F \frac{d\sigma}{d^3p_F}(p_F) = C_F \left(E_p \frac{d\sigma}{d^3p_p}(p_p) \right)^F. \quad (29)$$

Данная модель основывается на предположении, что легкие составные фрагменты в реакции (26) образуются путем слияния нуклонов внутри эффективного объема V , соответствующего некоторому радиусу области слияния R , который в свою очередь можно интерпретировать как радиус области взаимодействия.

К настоящему времени модель слияния показала свою эффективность при описании данных ряда экспериментов по изучению столкновений частиц и ядер с ядрами в широком диапазоне начальных энергий и импульсов эмитируемых составных фрагментов (см., например, [75, 85]).

Отметим, что выражения (27)–(29) — основные постулаты модели слияния — можно легко получить и в рамках так называемых термодинамических моделей (модель файерболла и др.) в нерелятивистском пределе (см. [85]).

На рис. 17 представлены экспериментально наблюдаемые и восстановленные из одночастичных протонных спектров с использованием выражения (29) инвариантные сечения $f \equiv E(d\sigma/d^3p)$ кумулятивного рождения d , ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с в зависимости от импульса p фрагмента [81]. Нормировочная константа C_F определялась путем минимизации среднеквадратичного отклонения спектра, рассчитанного по формуле (29), от экспериментального спектра для соответствующего фрагмента. В целом наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных данных и модели во всем диапазоне измерений за исключением узкой области $p \rightarrow 0$, где, очевидно, доминируют спектаторные механизмы образования фрагментов.

Используя известные значения σ_{tot} и коэффициентов слияния, можно определить радиусы области слияния (радиусы области взаимодействия) [85]. Значения коэффициентов слияния C_F и радиусов области взаимодействия R приведены в табл. 5 (погрешности статистические) [81]. Абсолютная погрешность величин R определяется в основном погрешностью σ_{tot} и составляет $\sim 2\%$. В табл. 5 приведены также экспериментальные зарядовые радиусы фрагментов (радиусы распределения плотности этих ядер, предсказываемые различными моделями, близки к этим значениям). На основе данных табл. 5

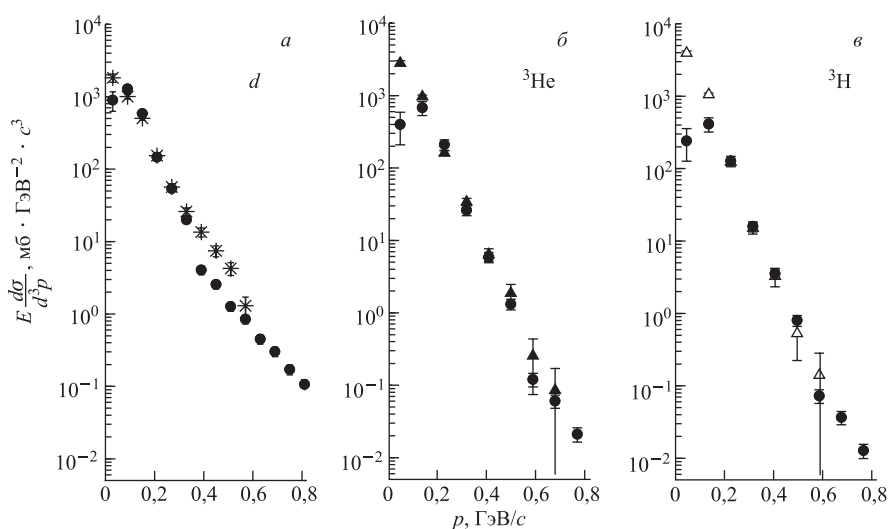


Рис. 17. Экспериментально наблюдаемые и восстановленные из одночастичных протонных спектров с использованием ядерной модели слияния инвариантные сечения $E(d\sigma/d^3p)$ кумулятивного рождения легчайших ядер в $^4\text{He}p$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с в зависимости от импульса ядер p в системе покоя ядра [81]. * — дейтроны; \blacktriangle — ядра ^3He ; \triangle — ядра ^3H ; \bullet — значения, полученные из одночастичных протонных спектров

Таблица 5. Коэффициенты слияния и радиусы области взаимодействия для образования ядерных фрагментов в $^4\text{He}p$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с [81]

Фрагмент	Коэффициент слияния $C_F, (\text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3)^{1-F}$	Радиус области взаимодействия $R, \text{Фм}$	Экспериментальный зарядовый СКР фрагмента $\sqrt{\langle r_c^2 \rangle}, \text{Фм}$
d	$(2,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$	$2,14 \pm 0,03$	2,095(6) [66]; 1,9660(68) [67]; 2,128(11) [68]
^3H	$(6,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-8}$	$1,97 \pm 0,04$	1,70(5) [86]
^3He	$(4,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$	$2,08 \pm 0,02$	1,87(5) [86]; 1,976(15) [63]

можно сделать вывод, что в $^4\text{He}p$ -взаимодействиях радиус области слияния в основном определяется радиусом вылетающего фрагмента. Как и в случае столкновения тяжелых ядер [85], в $^4\text{He}p$ -взаимодействиях выполняется следующее соотношение: $R_d > R_{^3\text{He}} > R_{^3\text{H}}$.

Отметим, что альтернативная модель, предложенная Франкфуртом и Стрикманом [83] для описания вылета легких фрагментов в реакции (26)

и включающая дополнительный множитель $(p^2/p_{\text{Fermi}})^{1-F}$ (p_{Fermi} — константа) в выражении (29), дает при $p > 0,3-0,4$ ГэВ/с совпадающие с предсказаниями модели слияния и данными [81] результаты, но приводит к сильным расхождениям при меньших импульсах.

Большой интерес представляет экспериментальная проверка предсказаний термодинамических моделей, касающихся отношения выходов частиц и фрагментов, имеющих одинаковую массу, но разные заряды. Для отношения выходов ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ модель предсказывает (см. [85])

$$G_{{}^3\text{H}/{}^3\text{He}}^{\text{th}} = \frac{\sigma_{{}^3\text{H}}^b}{\sigma_{{}^3\text{He}}^b} = \frac{N}{Z}, \quad (30)$$

где N/Z — отношение нейтронов и протонов в «источнике» взаимодействия, которое в рамках простой геометрической картины взаимодействия в реакции (26) выражается через массовые числа A_P, A_T и заряды Z_P, Z_T сталкивающихся ядер следующим образом:

$$\frac{N}{Z} = \left\langle \frac{N}{Z} \right\rangle = \frac{N_P A_T^{2/3} + N_T A_P^{2/3}}{Z_P A_T^{2/3} + Z_T A_P^{2/3}}. \quad (31)$$

В случае ${}^4\text{He}$ -рассеяния имеем $G_{{}^3\text{H}/{}^3\text{He}}^{\text{th}} = 0,44$, что отлично согласуется со значением $G_{{}^3\text{H}/{}^3\text{He}}^{\text{exp}} = 0,4 \pm 0,1$ [81]. Такое согласие с термодинамической моделью, которое естественно ожидать при описании данных по столкновениям тяжелых ионов, в случае легчайшего ядра ${}^4\text{He}$ можно считать удивительным.

5. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКСКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ

Изучение инклюзивных реакций с помощью ЖВПК, безусловно, дает важную информацию, но из-за трудностей с набором достаточной статистики эта методика не представляет здесь значительной конкуренции экспериментам с использованием электроники. Что касается исследования эксклюзивных ядерных реакций с тремя (и более) частицами в конечном состоянии, то здесь преимущества методики ЖВПК неоспоримы.

Данные по эксклюзивным каналам ${}^4\text{He}$ -взаимодействия представляют большой интерес с точки зрения проверки различных теоретических подходов, касающихся структуры ВФ ядра ${}^4\text{He}$ и механизмов его фрагментации на протонах. Важную роль здесь играют каналы без пионообразования, для которых возможно восстановление четырехимпульсов всех образующихся в реакции частиц:





а также реакция полной дезинтеграции ядра



(X обозначает две или более нейтральные частицы). В свою очередь, эксклюзивные реакции с образованием пионов позволяют детально изучить особенности механизмов образования Δ -изобар на ядре.

5.1. Спектры вторичных частиц в эксклюзивных реакциях. Из данных по реакциям (32), (33) и (35) при начальном импульсе ядер ${}^4\text{He}$ 8,6 ГэВ/с были определены импульсные распределения спектаторных ядерных фрагментов ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и dN [87]. Вплоть до значений импульсов спектаторов ~ 300 МэВ/с экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами в рамках простой модели квазисвободного рассеяния (QFS) с использованием различных ВФ ядра ${}^4\text{He}$.

Был изучен механизм реакций (32) и (33) при импульсе 2,7 ГэВ/с [88]. Были выделены области фазового пространства, соответствующие QFS-рассеянию и взаимодействию в конечном состоянии (FSI), получены угловые, импульсные и массовые распределения продуктов реакции. Данные в QFS-области сравнивались с теоретическими расчетами в полюсной модели.

В реакциях (34) и (35) при импульсах налетающих ядер ${}^4\text{He}$ 8,6 и 13,6 ГэВ/с было исследовано образование дейтронов [89, 90]. Были определены импульсные и угловые распределения медленных и быстрых дейтронов в этих реакциях, а также pn -пар отдачи в реакции ${}^4\text{He}p \rightarrow pd_s pn$ (где d_s — дейтрон-спектатор в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$). Анализ распределений и сравнение с результатами расчетов Монте-Карло по модели двукратного рассеяния позволяют сделать вывод, что несектаторные дейтроны образуются преимущественно в результате слияния нуклонов при взаимодействии в конечном состоянии, причем этот процесс определяется главным образом относительным импульсом протона и нейтрона.

Исследовались механизмы безмезонных реакций фрагментации (32)–(36) [90]. Рассмотрены азимутальные корреляции вторичных частиц. Показана существенная роль взаимодействия в конечном состоянии с образованием дейтронов и фрагментов ядра ${}^4\text{He}$. В реакции (35) наблюдался сильный рост отношения выходов протонов и нейтронов при углах, близких к 180° , что подтверждает предположение о существенном вкладе механизма с образованием промежуточной Δ -изобары.

Исследование реакции полной дезинтеграции (36) при импульсах налетающих ядер ${}^4\text{He}$ 8,6 и 13,6 ГэВ/с [91, 92] показало, что существенную роль

в этом процессе играет двукратное взаимодействие налетающего протона с нуклонами ядра.

Проведен сравнительный анализ угловых распределений спектров в dp - и ${}^4\text{He}p$ -реакциях [93]. Обнаружена значительная асимметрия этих распределений в реакциях с образованием π -мезонов в конечном состоянии. Исследована роль ферми-движения в процессах фрагментации.

Реакция ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{H}pn\pi^+$ была исследована при импульсе налетающих ядер ${}^4\text{He}$ 8,6 ГэВ/с [94]. Для анализа отбирались события, в которых трехчастичное ядро ${}^3\text{H}$ являлось спектатором. При этом на двумерной диаграмме ($M_{p\pi^+}$, $M_{z_{\text{Hn}}}$) наблюдалось два сгущения точек. Этот эффект, а также анизотропия углового распределения нейтронов позволили кинематически разделить два механизма образования Δ^{++} -изобары: спектаторный и прямой. Было показано, что данная реакция в основном идет через квазинуклон-нуклонное взаимодействие $pp \rightarrow pn\pi^+$ со спектаторным ядром ${}^3\text{H}$ при квазисвободном возбуждении Δ -изобары.

5.2. Спектральные функции виртуальных двухчастичных распадов ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}n$, ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H}p$ и ${}^4\text{He} \rightarrow dd$. Одной из важнейших характеристик ядра ${}^4\text{He}$ являются спектральные функции (импульсные распределения частиц в ядре), определяемые как квадраты интегралов перекрытия между ВФ ядра и спектаторных ядерных фрагментов ${}^3\text{H}({}^3\text{He})$, dN , zN . В случае QFS-рассеяния спектральную функцию можно выразить через экспериментально наблюдаемое дифференциальное сечение образования спектаторов $d\sigma/dq^2$ (q — импульс спектатора в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$).

Из данных по реакциям (32) и (33) при начальном импульсе ядер ${}^4\text{He}$ 2,7 и 5 ГэВ/с были извлечены спектральные функции виртуальных двухчастичных распадов ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H}p$ и ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}n$ [95, 96].

Из рассмотрения матричного элемента QFS-диаграммы рис. 18, *a* следует простая связь между спектральными функциями ρ_2 двухчастичных распадов ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H}p$ и ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}n$ ($\rho_2 \equiv \rho_{z_{\text{H}p}}$ или $\rho_{z_{\text{He}n}}$) и дифференциальными сечениями реакций (32) и (33) $d\sigma/dq^2$:

$$\rho_2(q) = \frac{8\pi^2 m \lambda(s, m^2, M^2)}{M^2 \Phi(t_1)} \frac{d\sigma}{dq^2}, \quad (37)$$

где q — импульс трехчастичного ядра в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$; m — масса нуклона; M — масса ядра ${}^4\text{He}$; $\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz$, $s = (k_1 + k_2)^2$, $t_1 = (k_2 - q_3)^2$, а $\Phi(t_1)$ определяется по формуле

$$\Phi(t_1) = \int_{\max\{s_-(t_1), 4m^2\}}^{s_+(t_1)} ds_1 \sigma_{\text{el}}^{(pN)}(s_1, t_1) \lambda^{1/2}(s_1, m^2, m^2), \quad (38)$$

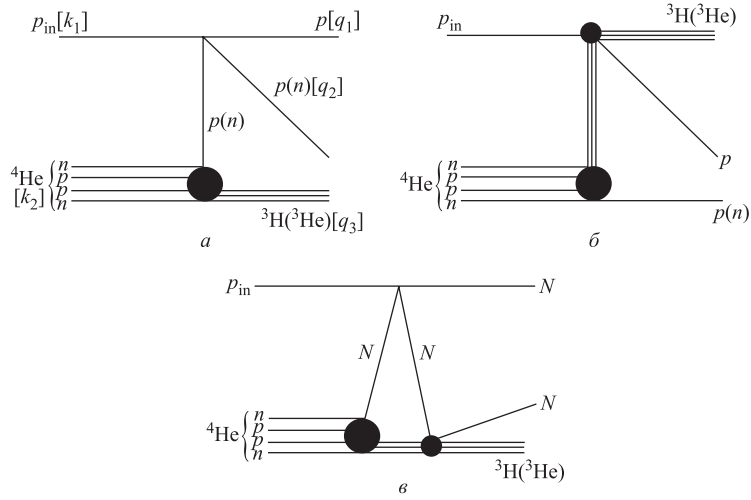


Рис. 18. Простейшие диаграммы для описания реакций ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pp$ и ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pn$: а) квазиупругое рассеяние (QFS); б) обмен трехчастичным ядром; в) взаимодействие в конечном состоянии (FSI)

где $s_1 = (q_1 + q_2)^2$,

$$s(t_1) = s + m_3^2 - \frac{1}{2M^2}(s + M^2 - m^2)(M^2 + m_3^2 - t_1) \mp \lambda^{1/2}(s, m^2, M^2)\lambda^{1/2}(t_1, M^2, m_3^2), \quad (39)$$

где m_3 — масса трехчастичного ядра, а $\sigma_{\text{el}}^{(pN)}$ вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{el}}^{(pN)}(s_1, t_1) = 2\pi \left(1 - \frac{I_z^{(pN)}}{2}\right) \int_{-c_1}^{c_2} \frac{d\sigma^{(pN)}(s_1, t_1)}{d\Omega^*} d\cos\theta^*, \quad (40)$$

где $I_z^{(pN)}$ — третья проекция изоспина pN -системы; $d\sigma^{(pN)}/d\Omega^*$ — off-shell сечение упругого pN -рассеяния; θ^* — угол рассеяния между первичным и вторичным протонами в системе центра масс pN -пары (подробнее о методике извлечения спектральных функций см. [97, 98]). Выбор пределов интегрирования c_1 и c_2 рассмотрен ниже.

Для отбора событий, отвечающих QFS-диаграмме рис. 18, а, накладывались два ограничения: 1) $q < q_{\text{max}}$ ($q_{\text{max}} = 0,16$ ГэВ/с при 2,7 ГэВ/с и $q_{\text{max}} = 0,3$ ГэВ/с при 5 ГэВ/с) и 2) $-c_1 < \cos\theta^* < c_2$. Причем $c_1 = c_2 = 0,7$ для реакции (32) и $c_1 = 0,7$ и $c_2 = 0,4$ для реакции (33). Первое ограничение необходимо, чтобы надежно исключить вклад диаграммы рис. 18, б

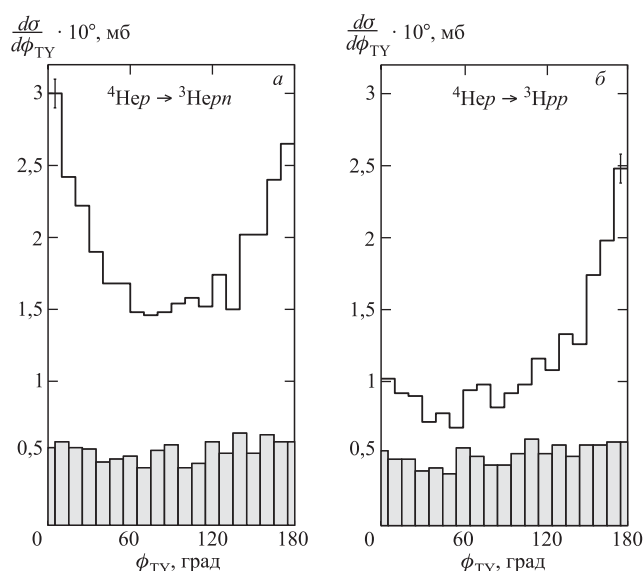


Рис. 19. Распределения по углу Треймана–Янга для реакций ${}^4\text{He}_r \rightarrow {}^3\text{He}_r n$ (а) и ${}^4\text{He}_r \rightarrow {}^3\text{He}_r p$ (б) при импульсе 2,7 ГэВ/с [95]. Незаштрихованные гистограммы соответствуют полному числу событий, заштрихованные — событиям с ограничениями, указанными в тексте

с обменом трехчастичным ядром. Расчеты показывают, что при начальном импульсе 2,7 ГэВ/с и $q < 0,16$ ГэВ/с вклад диаграммы рис. 18, б не превышает 5% от вклада диаграммы рис. 18, а, но уже при $q \simeq 0,25$ ГэВ/с вклады диаграмм рис. 18, а и б становятся сравнимыми. При начальном импульсе 5 ГэВ/с и $q < 0,3$ ГэВ/с этот вклад пренебрежимо мал (расчеты проводились методом Монте-Карло, упругие pN -, $p^3\text{H}$ - и $p^3\text{He}$ -сечения брались на массовой поверхности во всей кинематически допустимой области, для расчета упругих $p^3\text{H}$ - и $p^3\text{He}$ -сечений использовалась модель Глаубера–Ситенко, при этом pN -амплитуды восстанавливались по результатам фазового анализа, ρ_2 брались из [73]).

Второе ограничение позволяет в значительной мере исключить область фазового пространства, отвечающую диаграмме рис. 18, в, где существенно FSI-взаимодействие [97–99].

После введения ограничений 1) и 2) выборка событий по реакциям (32) и (33) характеризуется следующими признаками квазисвободного рассеяния: а) распределения по углу Треймана–Янга ϕ_{TY} , как видно из рис. 19, практически изотропны, т. е. выполняется необходимое условие доминантности полюсного

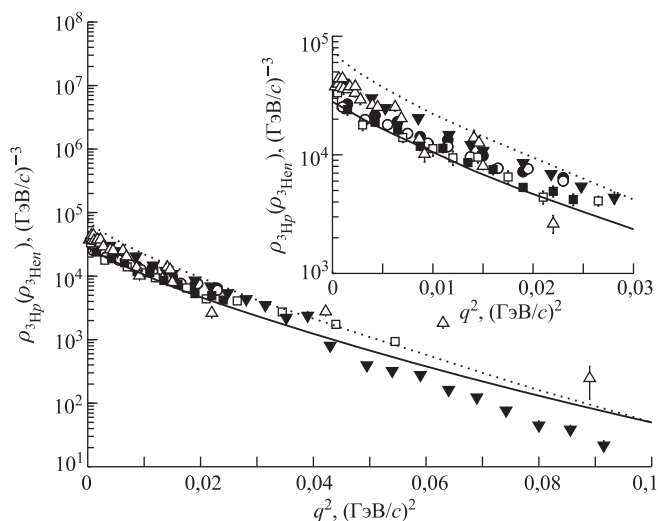


Рис. 20. Спектральные функции $\rho_{3\text{He}}$ и $\rho_{3\text{He}p}$ в зависимости от квадрата модуля импульса q^2 трехчастичного ядра в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$. \circ и \bullet — реакции ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pp$ и ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pn$ соответственно при $T_p = 220$ МэВ [95]; \square и \blacksquare — те же реакции при $T_p = 620$ МэВ [96]; \blacktriangledown — реакция ${}^4\text{He}(e, e'p){}^3\text{He}$ при $T_e = 426$ МэВ [101]; \triangle — реакция $p{}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}pp$ при $T_p = 590$ МэВ [102]. Пунктирная и сплошная кривые — теоретические расчеты [73] и [103] соответственно

механизма [100] (ϕ_{TU} — угол между плоскостями, образованными, с одной стороны, импульсами ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ (или ${}^3\text{He}$), а с другой стороны, импульсами вторичных нуклонов, при этом все импульсы берутся в системе покоя начального протона); б) ядерная вершинная функция (см. [95, 96]) в области малых q имеет линейное поведение по q^2 ; в) среднее значение переданного от начального протона к самому быстрому вторичному нуклону импульса приблизительно в три раза больше величины обратного радиуса ядра ${}^4\text{He}$.

На рис. 20 представлены спектральные функции ρ_2 — результаты экспериментов [95, 96, 101, 102], а также результаты теоретических расчетов для NN -потенциалов RSCV₈ [73] и Argonne v18 [103]. Экспериментальные данные [104] очень близки к результатам [102] и на рисунке не приведены. Из рис. 20 видно, что спектральные функции ρ_2 , полученные из реакций (32) и (33) при импульсах налетающих ядер ${}^4\text{He}$ 2,7 и 5 ГэВ/с, в пределах ошибок неплохо согласуются друг с другом.

Как видно из рис. 20, наблюдается заметное расхождение между результатами различных экспериментов. Что касается теоретических предсказаний, то расчеты с аргонским NN -потенциалом [103] в целом ближе к дан-

ным [95, 96], особенно при малых q^2 . Отметим также, что приведенные результаты теоретических расчетов противоречат друг другу, что отчетливо демонстрирует сильную зависимость спектральных функций от выбора NN -потенциала.

Аналогичным образом была впервые получена спектральная функция ρ_{dd} виртуального распада ${}^4\text{He} \rightarrow dd$ из данных по реакции (34) при импульсе ядер ${}^4\text{He}$ 2,7 ГэВ/с [105]. Теоретические расчеты ρ_{dd} с NN -потенциалами Urbana [106] и RSCV₈ [73] значительно отличаются друг от друга и не позволяют адекватно описать экспериментальные результаты.

6. ПОИСК МУЛЬТИКВАРКОВЫХ РЕЗОНАНСОВ

6.1. Дибарионы. Вопрос о существовании многокварковых резонансов, предсказываемых кварковыми моделями мешков [107, 108], до настоящего времени остается одним из самых интригующих и противоречивых в ядерной физике. На сегодняшний день существует большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ, в которых обсуждается эта проблема (см., например, [109], где представлен обзор современных экспериментов по поиску дибарионов). Подавляющее большинство указаний на существование узких (с шириной $\Gamma \sim 50$ МэВ) дибарионов впервые получено в экспериментах на пузырьковых камерах. Вместе с тем результаты ряда других работ,

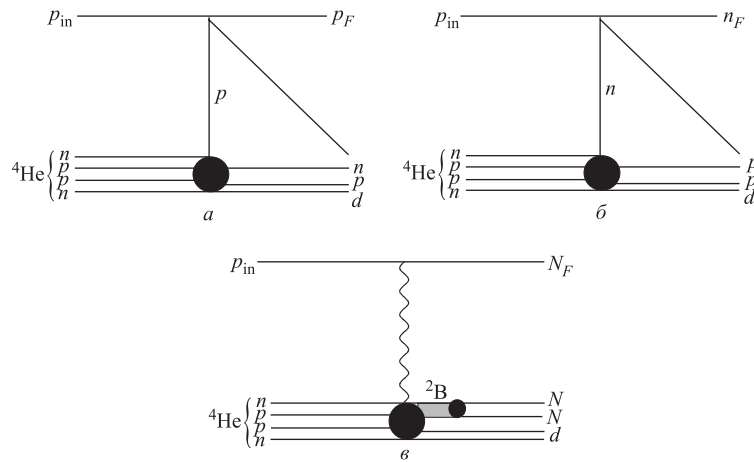


Рис. 21. Примеры диаграмм, описывающих реакцию $p^4\text{He} \rightarrow dppn$ (квазиупругое рассеяние (а), квазиупругая перезарядка (б), возможное возбуждение дибариона с распадом по каналу NN (в))

выполненных как по той же экспериментальной методике [110], так и с использованием электроники (см. [109]), оказываются диаметрально противоположными — указаний на существование резонансов в них не получено. Отметим, что большинство экспериментов по поиску дибарионов выполнено при исследовании взаимодействий лептонов и адронов с легчайшими ядрами (d , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$). Ранее в рамках эксперимента ИТЭФ по исследованию ядерных реакций в малонуклонных системах с помощью ЖВПК был проведен систематический поиск образования двухбарионных резонансов в ${}^3\text{He}p$ - и ${}^3\text{He}n$ -взаимодействиях при средних энергиях [99, 111–113]. Исследовались массовые спектры систем NN и $NN\Delta$ с различными проекциями изотопических спинов. Основной вывод этих экспериментов: в массовых спектрах pp -, pn -, nn -, $pn\pi^+$ ($n\Delta^{++}$)- и $pp\pi^+$ ($p\Delta^{++}$)-систем в области 1,88–2,5 ГэВ не было получено указаний на образование узких двухбарионных резонансов.

Очевидно, что поиск дибарионов в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях выглядит более предпочтительно, чем при взаимодействиях с протонами других легчайших ядер (d , ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$) из-за относительно меньших расстояний между нуклонами в ядре ${}^4\text{He}$ и, соответственно, больших вероятностей возможного существования многокварковых состояний со скрытым цветом для данного ядра. Впервые указания на возможное образование дибарионов в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях были получены в эксперименте ОИЯИ [114].

На рис. 21 приведены примеры диаграмм, описывающих реакцию (35) (p_{in} — начальный протон, p_F , n_F и N_F — быстрые в системе покоя ядра вторичные протон, нейтрон и нуклон соответственно).

На рис. 22 представлены данные работы [114] по реакции (35) при импульсе ядер ${}^4\text{He}$ 8,6 ГэВ/с.

В спектре масс pp -системы в канале с перезарядкой (нижняя гистограмма) наблюдаются особенности. Штриховые кривые отвечают фону в модели двукратного рассеяния нуклона на дейтроне. Сплошная кривая соответствует аппроксимации данных в виде суммы фона и двух функций Брейта–Вигнера

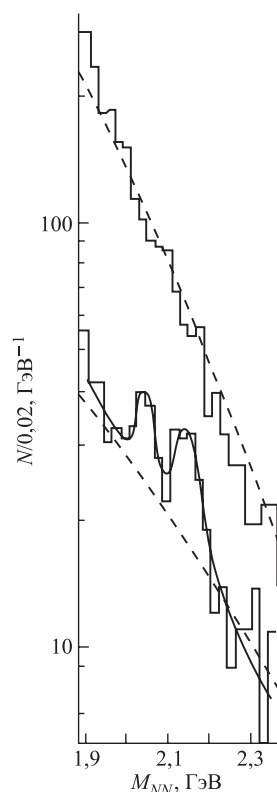


Рис. 22. Распределения по эффективным массам двух медленных в системе ${}^4\text{He}$ нуклонов для прямого канала (верхняя гистограмма) и канала с перезарядкой (нижняя гистограмма) для реакции $p{}^4\text{He} \rightarrow dppn$ при импульсе ядер ${}^4\text{He}$ 8,6 ГэВ/с [114]. Пояснения к кривым см. в тексте

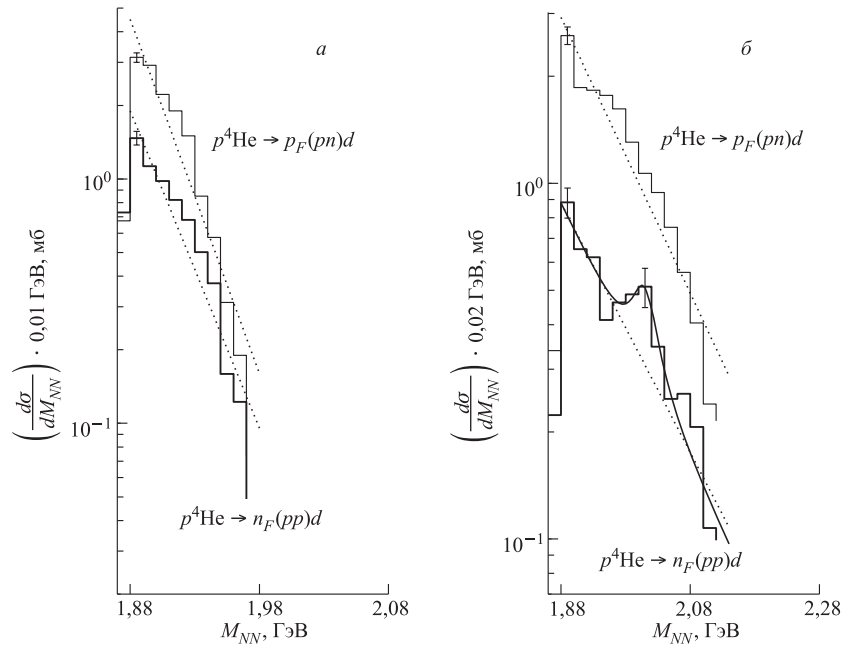


Рис. 23. Распределения по эффективной массе двух медленных в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$ нуклонов для прямого канала реакции ${}^4\text{He}p \rightarrow p_F(pn)d$ (тонкие гистограммы) и канала квазиупругой перезарядки ${}^4\text{He}p \rightarrow n_F(pp)d$ (толстые гистограммы), где p_F (n_F) — быстрый протон (нейтрон) в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$ при 2,7 ГэВ/с (а) и 5 ГэВ/с (б). Пояснения к кривым даны в тексте

с параметрами $M_1 = (2035 \pm 15)$ МэВ ($\Gamma_1 = (30 \pm 23)$ МэВ) и $M_2 = (2137 \pm 15)$ МэВ ($\Gamma_2 = (59 \pm 20)$ МэВ).

На рис. 23 приведены распределения по эффективной массе двух нуклонов-спектаторов для прямого канала реакции ${}^4\text{He}p \rightarrow p_F(pn)d$ (тонкие гистограммы) и канала квазиупругой перезарядки ${}^4\text{He}p \rightarrow n_F(pp)d$ (толстые гистограммы), где p_F (n_F) — быстрый протон (нейтрон) в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$, при импульсах 2,7 ГэВ/с (рис. а) и 5 ГэВ/с (рис. б). В спектрах масс двух нуклонов-спектаторов для прямого канала реакции при рассматриваемых начальных импульсах, как и в случае канала перезарядки при 2,7 ГэВ/с, не наблюдается каких-либо особенностей. Пунктирные прямые на рис. 23, а и б отвечают экспоненциальной аппроксимации экспериментальных данных в интервалах $1,88 < M_{NN} < 1,97$ ГэВ и $1,88 < M_{NN} < 2,12$ ГэВ соответственно. В спектре масс канала перезарядки при 5 ГэВ/с наблюдается ярко выраженная структура (превышение статистики над фоном в максимуме со-

ставляет 3,1 стандартных отклонения). Аппроксимация экспериментальных данных в интервале $1,88 < M_{NN} < 2,12$ ГэВ как суммы экспоненциального фона и функции Брейта–Вигнера с параметрами $M_{2p} = (2008 \pm 7)$ МэВ и $\Gamma_{2p} = (46 \pm 14)$ МэВ ($\chi^2/\text{ст. св.} = 7,6/8$) представлена на рис. 23, б сплошной кривой (пунктирная прямая в этом случае отвечает экспоненциальной аппроксимации данных вне интервала $1,96 < M_{NN} < 2,06$ ГэВ). Отметим, что аппроксимация экспериментальной зависимости во всем исследуемом интервале экспоненциальной функцией без учета функции Брейта–Вигнера дает значение $\chi^2/\text{ст. св.} = 21/10$, что не позволяет считать такое приближение статистически значимым.

Из анализа экспериментальных распределений на рис. 22 и 23 можно сделать следующие выводы.

- Положение и ширина максимума в спектре масс $2p$ -системы [115] близки к обнаруженным в той же реакции [114] и в реакции $dp \rightarrow n_F(pp)$ [116] ($M_{2p} = (2007 \pm 15)$ МэВ, $\Gamma_{2p} = (39 \pm 17)$ МэВ), а также в других экспериментах (см. [109]).

- Из сравнения спектров масс канала перезарядки при двух энергиях можно сделать вывод, что наблюдаемая структура, по-видимому, связана с возбуждением ненуклонных степеней свободы в рассматриваемой реакции (на это, в частности, указывает близость положения наблюдаемого пика к суммарной массе двух свободных нуклонов и пиона) и вряд ли может быть интерпретирована на основе теоретических моделей, учитывающих лишь нуклонные механизмы взаимодействия (модель многократного рассеяния, полюсная модель и т. д.).

- Если наблюдаемая в канале перезарядки структура обусловлена возбуждением дибарионов с изоспином $I = 1$, то неудивительно, что подобные структуры не наблюдаются в прямом канале, так как фоновые условия реакции квазиупругой перезарядки выглядят более предпочтительно по сравнению с прямым каналом.

Для определения массы и ширины собственно дибариона при фитировании данных использовалась модификация функции Брейта–Вигнера, учитывающая экспериментальное разрешение установки, в следующем виде:

$$BW(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \frac{BW(m)}{\sigma(m)} \exp\left(-\frac{(M-m)^2}{2\sigma^2(m)}\right) dm, \quad (41)$$

где $\sigma(m)$ — экспериментальная ошибка определения величины M .

С учетом экспериментального разрешения параметры предполагаемого дибариона равны $M_{2p} = (2008 \pm 13)$ МэВ и $\Gamma_{2p} = (20 \pm 5)$ МэВ (сечение образования возможного связанного состояния $\sigma_B \approx (0,45 \pm 0,06)$ мб) [115], что прекрасно согласуется с результатами [116]: $M_{2p} = (2009 \pm 15)$ МэВ и $\Gamma_{2p} = (16 \pm 19)$ МэВ.

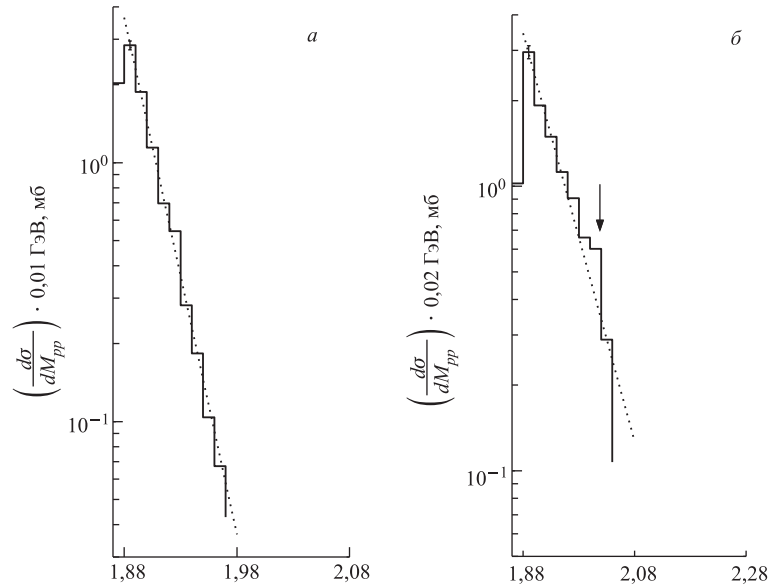


Рис. 24. Распределения по эффективной массе двух протонов, медленных в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$, для реакции ${}^4\text{He}p \rightarrow p_F(pp)X$ (где p_F — быстрый протон в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$) при 2,7 ГэВ/с (а) и 5 ГэВ/с (б). Пунктирные прямые отвечают экспоненциальной аппроксимации экспериментальных данных

С целью обнаружения аналогичных структур в других каналах ${}^4\text{He}p$ -взаимодействия в [115] были исследованы также массовые спектры системы двух нуклонов в реакции (36), где набрана достаточная для анализа суммарная статистика. На рис. 24 приведены распределения по эффективной массе двух протонов-спектаторов в реакции $p^4\text{He} \rightarrow p_F(pp)X$, где p_F — быстрый протон в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$, при $T_p = 220$ (рис. а) и 620 МэВ (рис. б). В спектрах масс не наблюдается каких-либо ярко выраженных особенностей. Небольшое превышение статистики над экспоненциальным фоном (пунктирные прямые) при $M_{pp} \simeq 2008$ МэВ на рис. 24, б (указано стрелкой) не является статистически значимым.

6.2. Трехбарионы. Недавнее возможное обнаружение в КЕК узких странных ($S = -1$) трехбарионов $S^0(3115)$ и $S^+(3140)$ [117] — девятикварковых ($9q$) резонансов, предсказываемых кварковыми моделями мешков [108, 118], придало новый импульс поиску других возможных кандидатов, в частности, 3B -резонансов с $S = 0$. Ранее указания на существование нестранных трехбарионов были получены в экспериментах [112, 119], однако в работах [120–124] такие состояния не были обнаружены. Недавние расчеты,

проведенные в рамках кварковой модели мешков [118], предсказывают существование низколежащих состояний ${}^3B(S=0)$ со следующими массами: $M_{3B} = 3,1$ ГэВ (для изоспина $T = 3/2$) и $3,04$ ГэВ (для $T = 1/2$).

Как впервые было отмечено Кондратюком [125] (см. также [123, 124]), трехбарионы, предсказываемые простейшим обобщением ротационной модели МакГрегора для 2B -резонансов [126] как вращательные возбуждения системы $NNN\pi$, могут иметь минимальные массы (в ГэВ): $2,96(L=0)$, $2,99(L=1)$, $3,04(L=2)$, $3,12(L=3)$. . . (L — орбитальный момент системы). Таким образом, данная простая модель также предсказывает существование низколежащих трехбарионов, массы которых могут находиться ниже массы системы $NN\Delta \sim 3,11$ ГэВ. Поиск таких низколежащих связанных состояний был проведен в системах $3p$ и ppn , образующихся во взаимодействиях α -частиц с протонами при промежуточных энергиях [127].

Результаты [127] основаны на анализе данных по реакциям (35) и (36) при импульсах $2,7$ и 5 ГэВ/с (реакция (36) при импульсе $2,7$ ГэВ/с целиком определяется каналом $p^4\text{He} \rightarrow pppnn$, при 5 ГэВ/с вклад этого канала составляет более 90%). Очевидно, что изоспин $3p$ -системы в реакции (36) $T = 3/2$. В свою очередь, реакция (35) является уникальной, поскольку, как легко видеть, в этом случае система ppn может находиться только в состоянии с $T = 1/2$. Таким образом, представляется редкая возможность в одном эксперименте исследовать массовые спектры трехнуклонной системы в двух разных чистых изотопических состояниях.

На рис. 25 приведены примеры диаграмм, описывающих реакции $p^4\text{He} \rightarrow pppnn$ и $p^4\text{He} \rightarrow dppn$. Здесь p_{in} — начальный протон, p_F, n_F и d_F — быстрые в системе покоя ядра вторичные протон, нейтрон и дейтрон соответственно.

На рис. 26 представлены распределения по эффективной массе $3p$ -системы M_{3p} в реакции (36) при импульсах ${}^4\text{He}$, равных $2,7$ ГэВ/с (a – $в$) и 5 ГэВ/с ($г$ – $е$). В распределении без каких-либо отборов событий при импульсе $2,7$ ГэВ/с (рис. 26, a) не наблюдается статистически обеспеченных особенностей, тогда как в распределении при импульсе 5 ГэВ/с (рис. 26, $г$) на уровне $\sim 3,5$ стандартных отклонений от фона видна узкая структура при $M_{3p} \approx 2,99$ ГэВ (58 событий в максимуме пика). Значимость эффекта определяется как отношение превышения статистики над фоном в пике к статистической погрешности с учетом неопределенности выбора фона и, очевидно, существенно зависит от выбранной формы фонового распределения. Для подавления фонового вклада диаграммы на рис. 25, a проводился отбор событий реакции (36) по единственному критерию — по величине эффективной массы системы X $M_X > M_{min}$, где $M_{min} = 1,93$ ГэВ ($2,7$ ГэВ/с, рис. 26, $б$) и $2,025$ ГэВ (5 ГэВ/с, рис. 26, $д$). При этом, очевидно, вклад диаграммы на рис. 25, $б$ будет усилен.

Для сравнения на рис. 26, $в$ и $е$ приведены распределения с отборами $M_X < 1,93$ ГэВ ($2,7$ ГэВ/с) и $M_X < 2,025$ ГэВ (5 ГэВ/с). Стрелками на

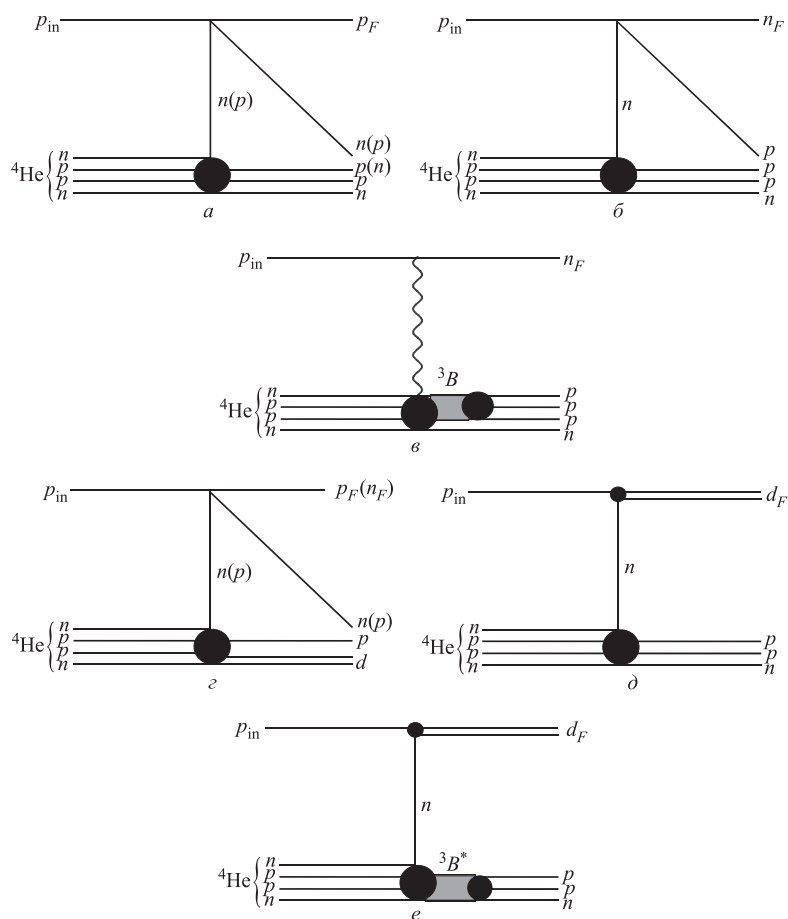


Рис. 25. Примеры диаграмм, описывающих реакции $p^4\text{He} \rightarrow pppn$ (квазиупругое рассеяние (а), канал с перезарядкой (б)), возможное возбуждение трехбариона с распадом по каналу $3p$ (в) и $p^4\text{He} \rightarrow dppn$ (прямой канал и перезарядка (з), подхват нейтрона (д)), возможное возбуждение трехбариона с распадом по каналу ppn (е))

рис. 26 обозначены положения масс 3B -резонансов, предсказываемых в модели [125]. Видно, что при 2,7 ГэВ/с особенности в спектрах отсутствуют и при данных отборах. Форма распределения по M_{3p} для протонов-спектрометров (в системе покоя ядра) на рис. 26, б хорошо описывается фоновым распределением, полученным методом случайного перемешивания событий (пунктирная гистограмма).

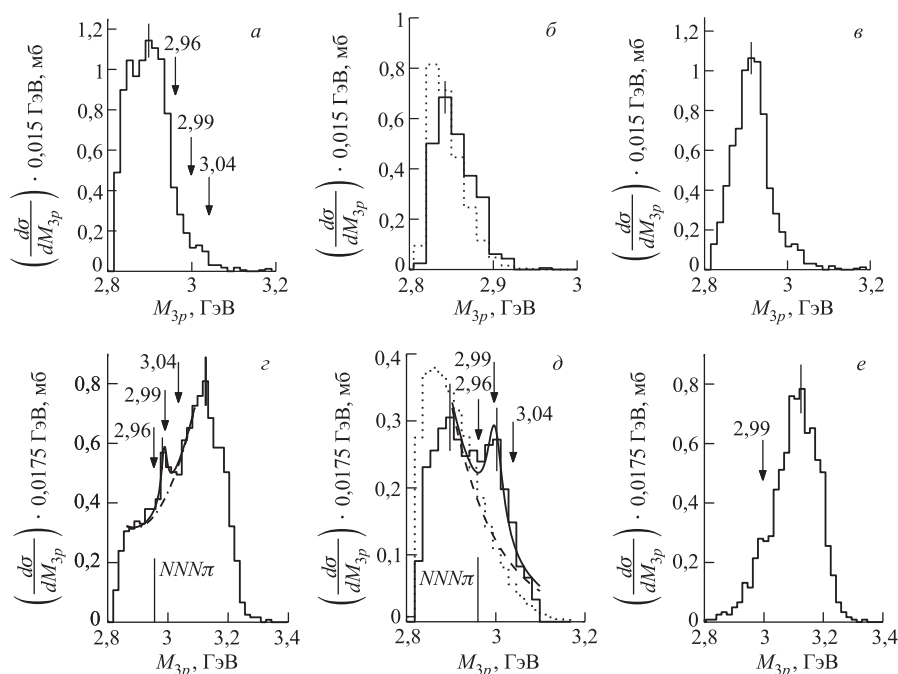


Рис. 26. Распределение по эффективной массе $3p$ -системы M_{3p} в реакции $^4\text{He} \rightarrow pppX$ при импульсе ^4He 2,7 ГэВ/с (все события (а), события с отбором по эффективной массе системы X : $M_X > 1,93$ ГэВ (б), $M_X < 1,93$ ГэВ (в)) и 5 ГэВ/с (все события (г), события с отбором: $M_X > 2,025$ ГэВ (д), $M_X < 2,025$ ГэВ (е)) [127]. Сплошные кривые — аппроксимация экспериментальных данных как суммы фона (штрихпунктирная кривая на рис. г и штриховая — на рис. д) и функции Брейта-Вигнера (см. текст). Пунктирные гистограммы отвечают экспериментальному фону, полученному методом случайного перемешивания событий

При 5 ГэВ/с наблюдаемая в полном спектре структура при $M_{3p} \approx 2,99$ ГэВ с отбором больших масс M_X усиливается (рис. 26, д), не меняет своего положения и не воспроизводится фоновым распределением (пунктирная гистограмма). Для подавления фонового вклада диаграммы на рис. 25, а вместо отбора $M_X > M_{\min}$ при анализе данных можно также использовать отбор $M_X > M_{p_i p_k}$ или $P_X > P_{p_i p_k}$ (где $M_{p_i p_k}$ и $P_{p_i p_k}$ — масса и модуль суммарного импульса пары протонов $p_i p_k$ ($i, k = 1, 2, 3$) в системе покоя ядра). Число событий, получающихся при использовании каждого из упомянутых выше отборов, оказалось примерно одинаковым и составило 394 (при отборе с $M_{\min} = 2,025$ ГэВ), 403 (при отборе по M_X) и 404 (при отборе по P_X). Структура при $M_{3p} \approx 2,99$ ГэВ наблюдается при всех вариантах отборов.

Положение максимума наблюдаемой структуры хорошо согласуется с предсказаниями модели [125] для трехбариона в P -волне ($L = 1$) (очевидно, что система $3p$ не может находиться в S -волне по принципу Паули). Однако для надежного утверждения о резонансной природе наблюдаемой структуры (рис. 25, θ) важно было бы иметь более высокую статистику, а также лучше понять вклады механизмов, связанных с образованием π -мезонов в промежуточном состоянии с их последующим захватом коррелированной парой нуклонов (отметим, что положение структуры близко к массе системы $NNN\pi$). А кроме того, для определения квантовых чисел предполагаемого трехбариона необходимо провести парциально-волновой анализ угловых распределений.

В результате аппроксимации экспериментальных данных в интервале $2,86 < M_{3p} < 3,09$ ГэВ как суммы полиномиального фона и функции Брейта–Вигнера были получены следующие значения массы и ширины наблюдаемой структуры: $M_B = (2,99 \pm 0,01)$ ГэВ и $\Gamma_B = (0,024 \pm 0,017)$ ГэВ ($\chi^2/\text{ст. св.} = 0,14$). Результат представлен на рис. 26, ε сплошной кривой (фон обозначен штрихпунктиром). Величина сечения образования возможного связанного состояния оказалась равной $(0,43 \pm 0,22)$ мб (ошибка статистическая). Представленная на рис. 26, δ сплошной кривой аппроксимация данных в интервале $2,89 < M_{3p} < 3,1$ ГэВ как суммы экспоненциального фона (штриховая кривая) и функции Брейта–Вигнера дает значения массы и ширины $M_B = (2,99 \pm 0,01)$ ГэВ и $\Gamma_B = (0,04 \pm 0,02)$ ГэВ ($\chi^2/\text{ст. св.} = 0,43$), в пределах ошибок совпадающее с результатами для распределения без отбора (рис. 26, ε). Пунктирная гистограмма на рис. 26, δ отвечает фону, рассчитанному методом случайного перемешивания событий. Из рис. 26, δ следует, что в рассматриваемой области масс такой фон близок к экспоненциальному.

Для определения массы и ширины предполагаемого резонанса при фитировании данных была использована модификация функции Брейта–Вигнера, учитывающая экспериментальное разрешение установки в виде (41). Средняя абсолютная погрешность в определении M_{3p} при 5 ГэВ/с в рассматриваемых интервалах составляет $\sigma[M_{3p}] \leq 19$ МэВ и оказывается сравнима с величиной Γ_B . В результате аппроксимации экспериментальных данных с учетом экспериментального разрешения как для полного спектра (рис. 26, ε), так и для спектра с отбором (рис. 26, δ) получены близкие оценки возможной ширины резонанса $\Gamma_{3B} \leq 66$ МэВ (95% C.L.). Следует отметить, что положение максимума не зависит от способа оценки фона и его аппроксимации.

На рис. 27 представлены распределения по эффективной массе ppn -системы M_{ppn} в реакции (35) при импульсах ${}^4\text{He}$ 2,7 ГэВ/с (a – θ) и 5 ГэВ/с (ε – e). Стрелками на рис. 27 обозначены положения масс трехбарионов, предсказываемых в модели [125]. В распределениях без отборов событий при обоих импульсах (рис. 27, a , ε) не наблюдается статистически обеспеченных особенностей. Для подавления фонового вклада диаграммы на рис. 25, ε проводился

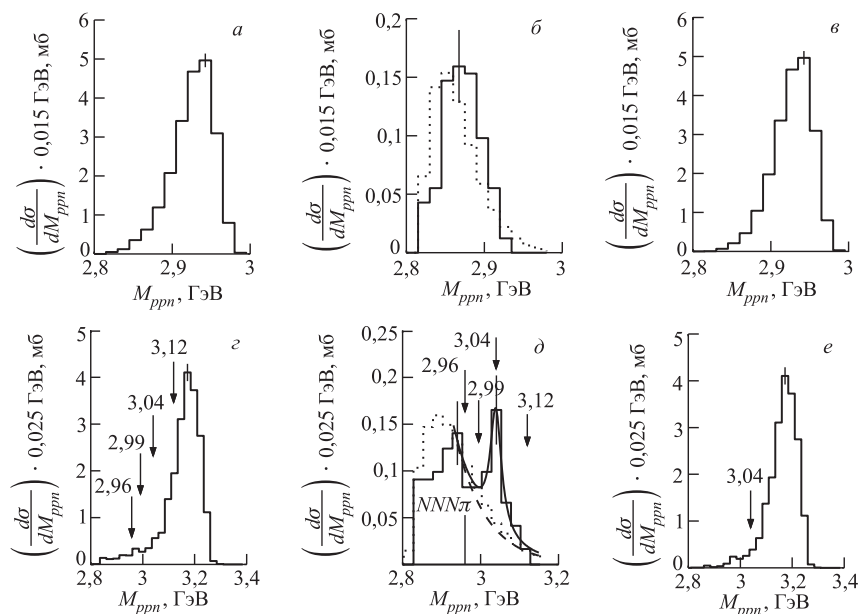


Рис. 27. Распределение по эффективной массе ppn -системы M_{ppn} в реакции ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$ при импульсе ${}^4\text{He}$ 2,7 ГэВ/с (все события (а), события с отбором по импульсу дейтрона в системе покоя ядра: $P_d > 0,6$ ГэВ/с (б), $P_d < 0,6$ ГэВ/с (в)) и 5 ГэВ/с (все события (з), события с отбором: $P_d > 1,1$ ГэВ/с (д), $P_d < 1,1$ ГэВ/с (е)) [127]. Сплошная кривая — аппроксимация экспериментальных данных как суммы фона (штриховая кривая) и функции Брейта–Вигнера (см. текст). Пунктирные гистограммы отвечают экспериментальному фону, полученному методом случайного перемешивания событий

отбор событий реакции (35) по импульсу дейтрона в системе покоя ядра $P_d > 0,6$ ГэВ (для 2,7 ГэВ/с, рис. 27, б) и $P_d > 1,1$ ГэВ (для 5 ГэВ/с, рис. 27, д). При этом, очевидно, вклад диаграммы на рис. 25, д будет усилен. Для сравнения на рис. 27, в и е приведены также распределения с отборами $P_d < 0,6$ ГэВ (2,7 ГэВ/с) и $P_d < 1,1$ ГэВ (5 ГэВ/с). При 2,7 ГэВ/с особенности в спектрах отсутствуют. Однако для 5 ГэВ/с на рис. 27, д на уровне $\sim 3,5$ стандартных отклонений от фона видна узкая структура при $M_{ppn} \approx 3,04$ ГэВ (20 событий в максимуме пика), которая может быть обусловлена возбуждением 3B -резонанса в системе ppn (рис. 25, е). Форма распределения для 2,7 ГэВ/с не зависит от выбираемого предельного значения при отборе по импульсу дейтрона. При 5 ГэВ/с это предельное значение для отбора было выбрано так, чтобы максимизировать эффект, одновременно сохранив достаточную статистику.

В результате аппроксимации экспериментальных данных в интервале $2,9 < M_{ppn} < 3,15$ ГэВ как суммы экспоненциального фона и функции Брейта–Вигнера получены следующие значения массы и ширины наблюдаемой структуры: $M_{B'} = (3,039 \pm 0,005)$ ГэВ и $\Gamma_{B'} = (0,035 \pm 0,008)$ ГэВ ($\chi^2/\text{ст. св.} = 0,18$). Результат представлен на рис. 27, d сплошной кривой (фон обозначен штриховой кривой). Отметим, что экспоненциальная аппроксимация данных в этом же интервале дает значение $\chi^2/\text{ст. св.} = 2,1$. Полученное положение наблюдаемой структуры точно совпадает с предсказаниями простой модели [125] для трехбариона в D -волне ($L = 2$), а также с расчетами в рамках кварковой модели мешков для трехбариона с $T = 1/2$ [118]. Величина сечения образования возможного связанного состояния равна $(0,25 \pm 0,08)$ мб (ошибка статистическая). Средняя абсолютная погрешность в определении M_{ppn} при 5 ГэВ/с в данном интервале $\sigma[M_{ppn}] \leq 31$ МэВ, что дает для возможной ширины резонанса следующую оценку: $\Gamma_{3B^*} \leq 60$ МэВ (95 % С.Л.).

Таким образом, в спектрах масс системы трех нуклонов в реакциях ${}^4\text{He} \rightarrow pppX$ и ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$ при импульсе 5 ГэВ/с обнаружены узкие структуры. Положения наблюдаемых структур находятся в хорошем согласии с предсказаниями простой ротационной модели для низколежащих нестранных трехбарионов, где они интерпретируются как вращательные возбуждения системы $NNN\pi$. Кроме того, положение структуры для $T = 1/2$ соответствует значению для массы нестранный $9q$ -мешка в кварковой модели мешков. Однако для подтверждения резонансной природы наблюдаемых структур необходимо определить вклад механизмов пионо- и дельтообразования в промежуточном состоянии в этих реакциях.

Отметим, что использование в эксперименте ИТЭФ (как и в эксперименте КЕК) ядра ${}^4\text{He}$ представляется чрезвычайно важным, так как в этом ядре, самом компактном из всех существующих, ВФ отдельных нуклонов сильно перекрыты и возможные мультикварковые эффекты, существенные на малых расстояниях, максимальны.

В перспективе интересно исследовать спектры трехнуклонных систем в реакциях (35) и (36) в данной области масс при более высокой начальной энергии, а также на большей статистике. Чрезвычайно интересно также исследовать возможные моды распада низколежащих 3B -резонансов по каналу $NNN\pi$ в интервале эффективных масс ($3N\pi$, $NN\Delta$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время ядерная физика бурно развивается, активные эксперименты на ускорителях тяжелых ионов ведутся на SPS в ЦЕРН, на RHIC в BNL, в Дармштадте и в других лабораториях. Модернизация ускорителей

для работы с тяжелыми ионами проведена в ОИЯИ, ИТЭФ и планируется в ИФВЭ. В то время как в экспериментах по поиску кварк-глюонной плазмы накоплен большой объем данных для ядер тяжелее углерода, для более легких ядер имеется только отрывочная информация. Однако такие данные, в особенности, относящиеся к ядру ${}^4\text{He}$, несомненно, представляют большой интерес как с точки зрения возможности сравнения их с расчетами, основанными на современных представлениях о структуре этого уникального ядра, так и с точки зрения выявления возможных экзотических механизмов взаимодействия. Кроме того, эти данные широко используются в современных астрофизических расчетах. Таким образом, задача обобщения накопленных к настоящему времени экспериментальных результатов по фрагментации ядер ${}^4\text{He}$ на протонах при промежуточных энергиях представлялась нам вполне актуальной.

Изложенные в обзоре результаты основываются на материале, полученном в эксклюзивной постановке эксперимента при облучении ЖВПК в пучках альфа-частиц (независимые эксперименты проводились в ИТЭФ и ОИЯИ). На основе большого объема экспериментальных данных были определены полные сечения ${}^4\text{He}$ -взаимодействия, сечения отдельных каналов, а также исследованы основные характеристики различных эксклюзивных каналов в широком диапазоне энергий. Изучены парные интерференционные корреляции вторичных нуклонов, кумулятивное образование нуклонов и легчайших ядер, проведен поиск возможного образования многокварковых мешков — дибарионов и трехбарионов. Отметим, что данный экспериментальный материал может стать основой для развития альтернативных теоретических подходов, основанных на численном анализе сложных квантово-механических процессов (см., например, [128]).

К сожалению, методика ЖВПК не позволяет исследовать редкие каналы, например, ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}d$, представляющий интерес с точки зрения извлечения спектральной функции. В перспективе было бы весьма интересно получить на основе имеющегося экспериментального материала данные по трехчастичным корреляционным функциям, по корреляциям ядерных фрагментов в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях, а также по спектральным функциям трех- и четырехчастичных распадов. Надеемся, что методы и подходы, развитые в работах, которые послужили основой настоящего обзора, будут полезны при планировании новых экспериментов на ускорительном комплексе ИТЭФ-ТВН и нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Меркурьев С. П., Фаддеев Л. Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М.: Наука, 1985.
2. Пупышев В. В. Некоторые разложения в задаче трех частиц // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33, вып. 4. С. 843–914.

3. Пупышев В. В. Методы сплайн-функций в проблеме нескольких тел // ЭЧАЯ. 2004. Т. 35, вып. 2. С. 257–347.
4. Glagolev V. V. *et al.* Two-Pronged Events in ^4He - p Collisions at 8.56 GeV/ c ^4He Incident Momentum // Phys. Rev. C. 1978. V. 18. P. 1382–1387.
5. Алешин Ю. Д. и др. Двухметровая жидководородная пузырьковая камера ИТЭФ // ПТЭ. 1970. Т. 3. С. 100–102.
6. Belonogov A. V. *et al.* A Liquid Hydrogen Bubble Chamber of Volume $950 \times 350 \times 300$ mm // Nucl. Instr. Meth. 1963. V. 20. P. 114–115.
7. Абдуллин С. К. и др. Гелиевая пузырьковая камера // ПТЭ. 1991. Т. 3. С. 64–69.
8. Glauber R. J. High-Energy Collision Theory // Lectures in Theor. Phys. / Ed. W. Brittin *et al.* N. Y., 1959. V. 1. P. 315–414.
9. Ситенко О. Г. До теорії ядерних реакцій за участю складних частинок // Укр. физ. журн. 1959. Т. 4, вып. 2. С. 152–163.
10. Glauber R. J., Matthiae G. High-Energy Scattering of Protons by Nuclei // Nucl. Phys. B. 1970. V. 21. P. 135–157.
11. Kolbig K. S., Margolis B. Particle Production in Nuclei and Unstable Particle Cross-Sections // Nucl. Phys. B. 1969. V. 6. P. 85–101.
12. Osborn T. A. Glauber Theory without the Eikonal Approximation // Ann. Phys. 1970. V. 58, No. 2. P. 417–453.
13. Лыкасов Г. И., Тарасов А. В. Спиновые эффекты в теории p ^4He -рассеяния // ЯФ. 1973. Т. 17, вып. 2. С. 301–303.
14. Лыкасов Г. И., Тарасов А. В. Упругое p ^3He -рассеяние в модели Глаубера со спином // Там же. Т. 18, вып. 6. С. 1209–1212.
15. Лыкасов Г. И., Тарасов А. В. Эффекты отдачи и перезарядки в упругих рассеяниях протонов на легких ядрах ^3He , ^4He // ЯФ. 1974. Т. 20, вып. 3. С. 489–496.
16. Тарасов А. В. Когерентное и некогерентное рождение частиц на атомных ядрах в теории многократного рассеяния // ЭЧАЯ. 1976. Т. 7, вып. 3. С. 771–815.
17. Блинов А. В. и др. Исследование дифференциальных сечений реакций $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ и $^3\text{H}(p, p)^3\text{H}$ при импульсе ядер трития 2,5 ГэВ/ c // ЯФ. 1982. Т. 35, вып. 3. С. 523–531; J. Phys. G. 1982. V. 8. P. 223–230.
18. Czyż W., Leśniak L. Elastic Scattering of Very High Energy Particles from Nuclei // Phys. Lett. B. 1967. V. 24, No. 5. P. 227–229.
19. Czyż W., Leśniak L. Scattering of High Energy Electrons and Nucleons from ^4He and Nucleon–Nucleon Correlations // Ibid. V. 25, No. 5. P. 319–321.
20. Boschitz E. T. *et al.* Elastic Scattering of 600-MeV Protons from H, D, ^3He , and ^4He // Phys. Rev. C. 1972. V. 6, No. 2. P. 457–466.
21. Манаенков С. И. Описание малоуглового p ^4He -рассеяния в диапазоне энергий 400–1000 МэВ. Препринт ЛИЯФ 812. Л., 1982. 49 с.
22. Manayenkov S. I. Elastic p - ^4He Scattering at Intermediate Energies // ЯФ. 1993. Т. 56, вып. 11. С. 126–129; Препринт ПИЯФ 1795. СПб., 1992. 46 с.

23. Auger J. P., Gillespie J., Lombard R. J. Proton- ^4He Elastic Scattering at Intermediate Energies // Nucl. Phys. A. 1976. V. 262, No. 3. P. 372–388.
24. Auger J. P. et al. Spin-Dependent Nucleon–Nucleon Amplitudes and Proton- ^4He Elastic Scattering // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1986. V. 12. P. 317–327.
25. Bassel R. H., Wilkin C. High-Energy Proton Scattering and the Structure of Light Nuclei // Phys. Rev. 1968. V. 174, No. 4. P. 1179–1199.
26. Dakhno L. G., Nikolaev N. N. Does the Failure of Multiple-Scattering Theory in $p\alpha$ and $\pi\alpha$ Diffraction Scattering Suggest 12-Quark Bags? // Nucl. Phys. A. 1985. V. 436, No. 4. P. 653–687.
27. Arndt R. A., Strakovsky I. I., Workman R. L. Nucleon–Nucleon Elastic Scattering to 3 GeV // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 034005.
28. Moss G. A. et al. Proton- ^4He Elastic Scattering at Intermediate Energies // Phys. Rev. C. 1980. V. 21, No. 5. P. 1932–1943.
29. Courant H. et al. Cross-Section and Polarization Measurements of p - ^4He Elastic Scattering at GeV Energies // Phys. Rev. C. 1979. V. 19, No. 1. P. 104–119.
30. Fain J. et al. Experimental Results on Elastic Scattering of Protons on the Light Nuclei ^2H , ^3H , ^3He and ^4He at 600 MeV // Nucl. Phys. A. 1976. V. 262, No. 3. P. 413–432.
31. Blinov A. V. et al. Cross Sections for ^4He Interaction with Protons at 5 GeV/c // ЯФ. 2001. Т. 64, вып. 5. С. 975–977.
32. Величко Г. Н. и др. Упругое рассеяние протонов на ядрах гелия в диапазоне энергий 700–1000 МэВ // ЯФ. 1985. Т. 42, вып. 6. С. 1325–1336.
33. Comparat V. et al. Elastic Proton Scattering on ^4He at 156 MeV // Phys. Rev. C. 1975. V. 12, No. 1. P. 251–255.
34. Abdullin S. K. et al. Cross Sections of ^4He Interaction with Protons and ^4He - p Elastic Scattering at 2.7 GeV/c // Nucl. Phys. A. 1994. V. 569, No. 4. P. 753–760.
35. Алхазов Г. Д. и др. Упругое рассеяние протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах изотопов гелия // ЯФ. 1985. Т. 41, вып. 3. С. 561–572.
36. Aslanides E. et al. ($p, ^4\text{He}$) Elastic scattering at 350, 650, 1050 and 1150 MeV // Phys. Lett. B. 1977. V. 68, No. 3. P. 221–224.
37. Measday D. F., Palmieri J. N. Neutron Total Cross Sections in the Energy Range 80 to 150 MeV // Nucl. Phys. 1966. V. 85, No. 1. P. 129–141.
38. Schwaller P. et al. Proton Total Cross Sections on ^1H , ^2H , ^4He , ^9Be , C and O in the Energy Range 180 to 560 MeV // Nucl. Phys. A. 1979. V. 316, No. 3. P. 317–344.
39. Neumaier S. R. et al. Small-Angle Proton Elastic Scattering from the Neutron-Rich Isotopes ^6He and ^8He , and from ^4He , at 0.7 GeV in Inverse Kinematics // Nucl. Phys. A. 2002. V. 712, No. 3–4. P. 247–268.
40. Jaros J. et al. Nucleus–Nucleus Total Cross Sections for Light Nuclei at 1.55 and 2.89 GeV/c per Nucleon // Phys. Rev. C. 1978. V. 18, No. 5. P. 2273–2292.

41. Величко Г. Н. и др. Упругое $p^4\text{He}$ -рассеяние на малые углы при энергии 992 МэВ // ЯФ. 1982. Т. 35, вып. 2. С. 270–276.
42. Palevsky H. et al. Elastic Scattering of 1-BeV Protons from Hydrogen, Helium, Carbon, and Oxygen Nuclei // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18, No. 26. P. 1200–1204.
43. Glagolev V. V. et al. Cross Sections of the Interactions of He Nuclei with Protons // Z. Phys. C. 1993. Bd. 60. S. 421–425.
44. Lukyanov V. K. A Useful Expansion of the Fermi Function in Nuclear Physics // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1995. V. 21. P. 145–148.
45. Lukyanov V. K. et al. Testing $^{6,8}\text{He}$ Density Distributions by Calculations of Total Reaction Cross-Sections of $^{6,8}\text{He} + ^{28}\text{Si}$ // Intern. J. Mod. Phys. E: Nucl. Phys. 2004. V. 13, No. 3. P. 573–583.
46. Лукьянов В. К., Земляная Е. В., Словинский Б. Полные сечения ядро-ядерных реакций в подходе Глаубера–Ситенко для реалистических распределений ядерной материи // ЯФ. 2004. Т. 67, вып. 7. С. 1306–1321.
47. Седельников Е. В. Дополнительное производство дейтерия и гелия-3 высокоэнергетичными протонами и антипротонами в ранней Вселенной // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 69, вып. 9. С. 609–613.
48. Jedamzik K. Big Bang Nucleosynthesis Constraints on Hadronically and Electromagnetically Decaying Relic Neutral Particles // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 103509.
49. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. Корреляции тождественных частиц, испускаемых высоковозбужденными ядрами // ЯФ. 1972. Т. 15, вып. 2. С. 392–399.
50. Koonin S. E. Proton Pictures of High-Energy Nuclear Collisions // Phys. Lett. B. 1977. V. 70, No. 1. P. 43–47.
51. Ледницы Р., Любошиц В. Л. Влияние взаимодействия в конечном состоянии на парные корреляции частиц с малыми относительными импульсами // ЯФ. 1982. Т. 35, вып. 8. С. 1316–1330.
52. Boal D. H., Gelbke C.-K., Jennings B. K. Intensity Interferometry in Subatomic Physics // Rev. Mod. Phys. 1990. V. 62, No. 3. P. 553–602.
53. Ghetti R. et al. Characterization of Nuclear Sources from Neutron–Neutron, Proton–Proton and Neutron–Proton Correlation Functions // Nucl. Phys. A. 2000. V. 674. P. 277–297.
54. Lisa M. A. et al. Event-Mixing Analysis of Two-Proton Correlation Functions // Phys. Rev. C. 1991. V. 44, No. 6. P. 2865–2868.
55. Gong W. G. et al. Space-Time Evolution of the Reactions $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$, ^{197}Au at $E/A = 75$ MeV and $^{129}\text{Xe} + ^{27}\text{Al}$, ^{122}Sn at $E/A = 31$ MeV Probed by Two-Proton Intensity Interferometry // Ibid. V. 43, No. 4. P. 1804–1820.
56. Гмитро М. и др. О зависимости нуклон-нуклонных корреляций от формы короткодействующего потенциала. Препринт ОИЯИ Р2-86-252. Дубна, 1986. 8 с.
57. Блинов А. В., Туров В. Ф., Чадеева М. В. Парные корреляции протонов в ^4He -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с // ЯФ. 2004. Т. 67, вып. 8. С. 1546–1551.

58. Блинов А. В., Туров В. Ф., Чадеева М. В. Изучение pn -корреляций в ^4He -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с // ЯФ. 2005. Т. 68, вып. 8. С. 1341–1346.
59. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра: пер. с англ. М.: Мир, 1971. 237 с.
60. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 629 с.
61. Blatt J. M., Jackson J. D. On the Interpretation of Neutron–Proton Scattering Data by the Schwinger Variational Method // Phys. Rev. 1949. V. 76. P. 18–37.
62. McCarthy J. S. et al. Electromagnetic Structure of the Helium Isotopes // Phys. Rev. C. 1977. V. 15. P. 1396–1414.
63. Ottermann C. R. et al. Elastic Electron Scattering from ^3He and ^4He // Nucl. Phys. A. 1985. V. 436, No. 4. P. 688–698.
64. Galazka-Friedman J. et al. Proton–Proton and Deuteron–Deuteron Correlations in Interactions of Relativistic Helium Nuclei with Protons // Z. Phys. A. 1993. Bd. 345. S. 125–129.
65. Stavinsky A. V. et al. (The CLAS Collab.). Proton Source Size Measurements in the $eA \rightarrow e'ppX$ Reaction // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93, No. 19. P. 192301.
66. Berard R. W. et al. Elastic Electron Deuteron Scattering // Phys. Lett. B. 1973. V. 47, No. 4. P. 355–358.
67. Simon G. G., Schmitt Ch., Walther V. H. Elastic Electric and Magnetic $e-d$ Scattering at Low Momentum Transfer // Nucl. Phys. A. 1981. V. 364, No. 2–3. P. 285–296.
68. Sick I., Trautmann D. On the rms-Radius of the Deuteron // Phys. Lett. B. 1996. V. 375, No. 1–4. P. 16–20.
69. Klarsfeld S. et al. Determination of the Deuteron Mean Square Radius // Nucl. Phys. A. 1986. V. 456, No. 3. P. 373–396.
70. Ставинский В. С. Предельная фрагментация ядер — кумулятивный эффект (эксперимент) // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10, вып. 5. С. 949–995.
71. Баяков Ю. Д. и др. Спектры протонов, испущенных ядрами под углом 137° при облучении протонами с энергией порядка нескольких ГэВ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1966. Т. 30, вып. 3. С. 521–526.
72. Лексин Г. А. Ядерный скейлинг // Элементарные частицы: Третья шк. физики ИТЭФ. М., 1975. Вып. 2. С. 5–17.
73. Morita H., Akaishi Y., Tanaka H. Realistic Momentum Distributions of the α Particle // Prog. Theor. Phys. 1988. V. 79, No. 4. P. 863–875.
74. Ciofi degli Atti C., Simula S. Realistic Model of the Nucleon Spectral Function in Few- and Many-Nucleon Systems // Phys. Rev. C. 1996. V. 53, No. 4. P. 1689–1710.
75. Anderson L. et al. Inclusive Particle Production at Forward Angles from Collisions of Light Relativistic Nuclei: Nuclear Fragments // Phys. Rev. C. 1983. V. 28, No. 3. P. 1224–1245.
76. Roy G. et al. Inclusive Scattering of Protons on Helium, Nickel, and Tantalum at 500 MeV // Phys. Rev. C. 1981. V. 23, No. 4. P. 1671–1678.

77. Андроненко М. Н. и др. Исследование импульсных распределений протонов, вылетающих назад в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 1 ГэВ // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37, вып. 9. С. 446–449.
78. Балдин А. М. и др. Кумуляция легких ядер. Препринт ОИЯИ Р1-11168. Дубна, 1977. 14 с.
79. Glagolev V. V. et al. Backward Particles in ${}^4\text{He}$ Reactions. Preprint UEF-02-88. Košice, 1988. 16 p.
80. Собчак Т. и др. (Сотрудничество Варшава–Дубна–Кошице–Москва–Страсбург–Тбилиси). Инвариантные сечения нуклонов во взаимодействиях ядра ${}^4\text{He}$ с протоном // ЯФ. 1995. Т. 58, вып. 6. С. 1017–1023.
81. Блинов А. В., Чадеева М. В. Кумулятивное образование нуклонов и легчайших ядер в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с // ЯФ. 2006. Т. 69, вып. 9. С. 1475–1482.
82. Абдуллин С. К. и др. Образование кумулятивных нуклонов в ${}^3\text{He}$ - и ${}^3\text{He}$ -взаимодействиях при импульсах налетающих ядер 5 ГэВ/с // ЯФ. 1990. Т. 52, вып. 1(7). С. 15–22.
83. Frankfurt L. L., Strickman M. I. High-Energy Phenomena, Short-Range Nuclear Structure and QCD // Phys. Rep. 1981. V. 76, No. 4. P. 217–347.
84. Butler S. F., Pearson C. A. Deuterons from High-Energy Proton Bombardment of Matter // Phys. Rev. 1963. V. 129, No. 2. P. 836–842.
85. Nagamiya S. et al. Production of Pions and Light Fragments at Large Angles in High-Energy Nuclear Collisions // Phys. Rev. C. 1981. V. 24, No. 3. P. 971–1009.
86. Collard H. et al. Elastic Electron Scattering from Tritium and Helium-3 // Phys. Rev. B. 1965. V. 138, No. 1. P. B57–B65.
87. Зелински П. и др. (Сотрудничество Варшава–Дубна–Кошице–Москва–Страсбург–Тбилиси). Импульсные распределения спекторов в процессах фрагментации ядра ${}^4\text{He}$ // ЯФ. 1986. Т. 43, вып. 4. С. 791–796.
88. Блинов А. В. и др. О механизме реакций $\alpha p \rightarrow tpp$ и $\alpha p \rightarrow tpn$ при импульсе налетающих α -частиц 2,7 ГэВ/с // ЯФ. 1995. Т. 58, вып. 10. С. 1814–1821.
89. Vano M. et al. Peculiarities of Deuteron Production in ${}^4\text{He}$ -Proton Interactions // Acta Phys. Slov. 1986. V. 36. P. 227.
90. Браун Г. и др. Изучение механизмов безмезонных ${}^4\text{He}$ -реакций // ЯФ. 1996. Т. 59, вып. 11. С. 2001–2007.
91. Глаголев В. В. и др. (Сотрудничество Дубна–Варшава–Кошице–Москва–Страсбург–Тбилиси). Полная дезинтеграция ядра гелия в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях. Препринт ОИЯИ 1-84-202. Дубна, 1984. 8 с.
92. Глаголев В. В. и др. (Сотрудничество Варшава–Дубна–Кошице–Москва–Страсбург–Тбилиси). Полная дезинтеграция ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ при взаимодействиях с протонами. Препринт ОИЯИ Р1-90-584. Дубна, 1990. 11 с.
93. Dirner A. et al. Analysis of the Spectator-Angular Distribution in the Light-Nuclei Reactions // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 8. P. 493–499.

94. *Glagolev V. V. et al.* Δ Isobar Production in the ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{H}pn\pi^+$ Reaction // *Phys. Rev. C.* 1999. V. 59, No. 1. P. 405–410.
95. *Абдуллин С. К. и др.* Извлечение спектральных функций виртуальных распадов $\alpha \rightarrow tp$ и $\alpha \rightarrow \tau n$ из данных по реакциям $\alpha p \rightarrow tpp$ и $\alpha p \rightarrow \tau pn$ при начальном импульсе α -частиц 2,7 ГэВ/с // *ЯФ.* 1993. Т. 56, вып. 5. С. 181–188.
96. *Chadeyeva M. V. et al.* The Contribution of $(t(\tau) + N)$ -Component to the α -Particle Wave Function from the Data on the Reactions $p(\alpha, pp)t$ and $p(\alpha, pn)\tau$ at the Incident α -Particle Momentum 5 GeV/c // *Письма в ЖЭТФ.* 1997. Т. 66, вып. 2. С. 69–74.
97. *Blinov A. V. et al.* Determination of the Nuclear Vertex Function ${}^3\text{He} \rightarrow pd$ Desintegration and the Vertex Constant ${}^3\text{He} \rightarrow dp$ from ${}^3\text{He}p \rightarrow ppd$ Reaction Data at the 2.5 and 5 GeV/c ${}^3\text{He}$ Momenta // *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 1985. V. 11. P. 623–634.
98. *Blinov A. V. et al.* Determination of the Nuclear Vertex Function ${}^3\text{He} \rightarrow ppn$ from the ${}^3\text{He}p \rightarrow pppn$ Reaction Data at the ${}^3\text{He}$ Momenta of 2.5 and 5 GeV/c // *Nucl. Phys. A.* 1987. V. 469, No. 4. P. 566–590.
99. *Blinov A. V. et al.* Study of the Mechanism of the ${}^3\text{He}+p \rightarrow p+p+d$ Reaction at a ${}^3\text{He}$ Momentum of 5 GeV/c // *Nucl. Phys. A.* 1986. V. 451, No. 4. P. 701–727.
100. *Кольбасов В. М., Лексин Г. А., Шатице И. С.* Механизм прямых ядерных реакций при высоких энергиях // *УФН.* 1974. Т. 113, вып. 2. С. 239–284.
101. *Van der Brandt J. F. J. et al.* Study of the Mechanism of the Reaction ${}^4\text{He}(e, e'p){}^3\text{H}$ // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 66, No. 4. P. 409–412.
102. *Perdrisat C. F. et al.* $(p, 2p)$ Reactions at 600 MeV on Deuterium and Helium-4 // *Phys. Rev.* 1969. V. 187, No. 4. P. 1201–1209.
103. *Wiringa R. B., Stoks V. G. J., Schiavilla R.* Accurate Nucleon–Nucleon Potential with Charge-Independence Breaking // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 51, No. 1. P. 38–51.
104. *Van Oers W. T. H. et al.* ${}^4\text{He}(p, 2p){}^3\text{H}$ Reaction at Intermediate Energies // *Phys. Rev. C.* 1982. V. 25, No. 1. P. 390–407.
105. *Grechko V. E. et al.* Determination of the Momentum Distribution of the Deuteron–Deuteron Relative Motion of the α -Particle from Data on the Reaction ${}^4\text{He}p \rightarrow pdd$ for an Incident α -Particle Momentum of 2.7 GeV/c // *Phys. Lett. B.* 1995. V. 343. P. 41–46.
106. *Schiavilla R., Pandharipande V. R., Wiringa R. B.* Momentum Distributions in $A = 3$ and 4 Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1986. V. 449, No. 2. P. 219–242.
107. *Jaffe R. J.* Multiquark Hadrons. I: Phenomenology of $Q^2\bar{Q}^2$ Mesons // *Phys. Rev. D.* 1977. V. 15, No. 1. P. 267–280.
108. *Aerts A. T. M., Mulders P. J. G., de Swart J. J.* Multibaryon States in the Bag Model // *Phys. Rev. D.* 1978. V. 17, No. 1. P. 260–274.
109. *Tatischeff B. et al.* Evidence for Narrow Dibaryons at 2050, 2122, and 2150 MeV Observed in Inelastic pp Scattering // *Phys. Rev. C.* 1999. V. 59, No. 4. P. 1878–1889.

110. *Katayama N. et al.* Search for Enhancements in the Nucleon–Nucleon Mass Distributions in the dp Breakup Reaction in the Momentum range 2.0–3.7 GeV/c // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 423, No. 3. P. 410–418.
111. *Абдуллин С. К. и др.* Анализ реакции ${}^3\text{He}p \rightarrow pppn$ при импульсе ядер ${}^3\text{He}$ 5 ГэВ/с в полюсной модели // *ЯФ.* 1988. Т. 47, вып. 1. С. 152–156.
112. *Блинов А. В. и др.* Реакция квазиупругой перезарядки $p{}^3\text{He} \rightarrow n_F ppp$ при средних энергиях // *ЯФ.* 1988. Т. 47, вып. 4. С. 933–941; *Nucl. Phys. A.* 1990. V. 510, No. 4. P. 803–816.
113. *Абдуллин С. К. и др.* Анализ реакции ${}^3\text{He}p \rightarrow dnp\pi^+$ при импульсе ядер ${}^3\text{He}$ 5 ГэВ/с в полном фазовом объеме // *ЯФ.* 1988. Т. 48, вып. 4. С. 917–928.
114. *Зелински П. и др.* (Сотрудничество Варшава–Дубна–Кошице–Москва–Страсбург–Тбилиси). Азимутальные корреляции и дибарионные состояния в реакции ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$ // *ЯФ.* 1984. Т. 40, вып. 2(8). С. 482–488.
115. *Блинов А. В., Туров В. Ф., Чадеева М. В.* Поиск образования дибарионов в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях при средних энергиях // *ЯФ.* 2002. Т. 65, вып. 7. С. 1340–1345.
116. *Глаголев В. В. и др.* (Сотрудничество Дубна–Кошице–Москва–Тбилиси). Узкие дибарионные состояния в dp -взаимодействиях // *ЯФ.* 1990. Т. 51, вып. 3. С. 736–743.
117. *Suzuki T. et al.* A Search for Deeply Bound Kaonic Nuclear States // *Nucl. Phys. A.* 2005. V. 754. P. 375–382.
118. *Maezawa Y., Hatsuda T., Sasaki S.* Strange Tribaryons as Nona-Quark States // *Prog. Theor. Phys.* 2005. V. 114. P. 317–327; hep-ph/0412025.
119. *Абдинов О. Б. и др.* Поиск многобарионных резонансов в $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 5 ГэВ/с // *ЯФ.* 1986. Т. 44, вып. 6. С. 1502–1507.
120. *Shahbazian B. A., Timonina A. A.* Investigation of Multibaryonic Resonances with Strangeness Equal to and Different from Zero // *Nucl. Phys. B.* 1973. V. 53, No. 1. P. 19–42.
121. *Aslanides E. et al.* Search for Multibaryonic Resonances in the $p + d \rightarrow \pi^- + X$ Reaction // *Nucl. Phys. A.* 1991. V. 528, No. 3–4. P. 608–620.
122. *Абдуллин С. К. и др.* Поиск трехбарионных резонансов с изоспином $T = 3/2$ в ${}^3\text{He}p$ - и ${}^3\text{He}p$ -взаимодействиях при импульсе ядер 5 ГэВ/с // *ЯФ.* 1990. Т. 52, вып. 5. С. 1423–1426.
123. *Блинов А. В. и др.* Поиск трехбарионных резонансов в спектре масс системы pnn в реакции $tp \rightarrow pppn$ при $p_t = 2, 5$ ГэВ/с // *Письма в ЖЭТФ.* 1980. Т. 32, вып. 8. С. 538–542.
124. *Chuvilo I. V. et al.* Investigation of the Reaction ${}^3\text{He}p \rightarrow pppn$ at 2.5 GeV/c Triton Momentum // *Nucl. Phys. A.* 1982. V. 377, No. 2–3. P. 585–597.
125. *Kondratyuk L. A., Lev F. M., Shevchenko L. V.* Nucleon–Deuteron Elastic Backward Scattering and Tribaryon Resonances. Preprint ИТЕР 120. М., 1980. 62 p.

126. *MacGregor M. H.* Interpretation of $p - p$ Dibaryon Resonances at 2140, 2260, and 2430 MeV // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 42, No. 26. P. 1724–1728.
127. *Блинов А. В., Чадеева М. В.* Поиск трехбарионных резонансов во взаимодействиях α -частиц с протонами при промежуточных энергиях. Препринт ИТЭФ 13-06. М., 2006. 10 с.; hep-ex/0608010.
128. *Пузынин И. В. и др.* О методах вычислительной физики для исследования моделей сложных физических процессов // *ЭЧАЯ.* 2007. Т. 38, вып. 1. С. 70–116.