

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1-95-329

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ
БЕЗМЕЗОННЫХ ^4He -РЕАКЦИЙ

Сотрудничество: Варшава — Дубна — Кошице —
Москва — Страсбург — Тбилиси

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1995

Изучение механизмов безмезонных ${}^4\text{He}$ -реакций

Обсуждаются неупругие механизмы безмезонных реакций фрагментации ядра ${}^4\text{He}$. Рассмотрены пространственные корреляции вторичных частиц и наклоны дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$. Показана существенная роль взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) с образованием дейтронов и фрагментов ядра ${}^4\text{He}$ вследствие коалесценции. Наблюдается сильный рост отношения выхода протонов и нейтронов при углах θ , близких к 180° для реакции ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$, что подтверждает предположение о влиянии промежуточной Δ -изобары.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Перевод авторов

Sobchak T. et al.

P1-95-329

Study of the ${}^4\text{He}$ Pionless Reactions

Inelastic mechanisms present in the ${}^4\text{He}$ nucleus pionless fragmentation reactions have been discussed. Space correlations of the secondary particles and the slopes of the differential cross sections $d\sigma/d\Omega$ have been examined. The essential role of final state interaction (FSI) resulting in deuteron and other ${}^4\text{He}$ fragments production due to coalescence has been demonstrated. The strong increase in the proton-to-neutron ratio at production angles close to 180° observed in ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$ reaction confirms the assumption about the influence of the intermediate delta isobar.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Т.Собчак, И.Стэпаняк

Институт ядерных проблем, Варшава, Польша

В.В.Глаголев, Р.М.Лебедев, Г.Д.Пестова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.Дирнер, Г.Мартинска, Й.Урбан

Университет им. П.И.Шафарика, Кошице, Словакия

Ю.Главачова

Технический университет, Кошице, Словакия

К.У.Хайретдинов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва

Г.Браун, Ж.-П.Жербер, П.Жюйо, А.Мишалон

Центр ядерных исследований, Страсбург, Франция

А.К.Качарава, М.С.Ниорадзе

Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

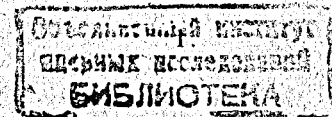
ВВЕДЕНИЕ

Ядро-ядерные и адрон-ядерные взаимодействия при релятивистских энергиях являются источником информации о новых физических явлениях, например, таких, как короткодействующие корреляции, коллективные взаимодействия нуклонов, мультикварковые состояния в ядрах. Изучение этих, принципиально новых с точки зрения классической ядерной физики, явлений возможно лишь при очень хорошем понимании механизмов ядерных реакций, что особенно существенно при промежуточных энергиях (до 5 ГэВ на нуклон).

Исследование механизмов адрон-ядерных процессов удобно проводить во взаимодействиях легчайших ядер с протонами, связанных как с малым числом нуклонов, участвующих в реакциях, так и с возможностью достаточно надежно выявлять на фоне «традиционных» механизмов механизмы, требующие учета ненуклонных степеней свободы (пионов, Δ -резонансов, кварковых эффектов). В этой области энергий для взаимодействий с легкими ядрами имеется множество экспериментальных данных и опубликован ряд модельных расчетов [1].

До настоящего времени экспериментально не были исследованы в рамках единой методики такие механизмы резонансного характера, как различные типы взаимодействия в конечном состоянии, например, коалесценция и образование промежуточной Δ -изобары [2—5], требующие привлечения для объяснения более сложных диаграмм, чем в случае полюсного механизма.

В работе [6] изучался выход частиц под углом 30° в протон-ядерных соударениях. Для объяснения экспериментальных данных была выдвинута гипотеза, что дейтроны и ядра трития возникают в процессе взаимодействия из нуклонов отдачи. Протон высокой энергии в соударении с ядром создает каскад вторичных нуклонов, из которых протоны и нейтроны с малыми относительными импульсами могут образовать дейтрон [5]. Механизм образования легких фрагментов из нуклонов в результате их взаимодействия в конечном состоянии, известный в литературе как слипание или коалесценция, успешно применяется к ядерным столкновениям. В работе [4] показано, что взаимодействие в конечном состоянии в адрон-ядерных столкновениях особенно сильно проявляется при малых относительных импульсах вторичных частиц и обуславливается резонансным поведением волновой функции двух нуклонов при малой кинетической энергии их относительного движения.



Систематические исследования реакций с легкими ядрами в 4π-геометрии выявили существенную роль корреляционных эффектов, связанных с взаимодействием в конечном состоянии в dp [7,8]-, ${}^3\text{He}$ [8,9]-, и ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях [10—12]. Кроме того в работах [2,3] наблюдаются нерегулярности в поведении дифференциальных сечений нуклонов для больших углов вылета в реакциях без образования пионов. Приведены аргументы в пользу роли промежуточных неупругих процессов, таких, как $\Delta N \rightarrow NN$ или $\pi NN \rightarrow NN$.

Наиболее детально изучался самый простой случай dp -взаимодействия [7,8], в которых, если ограничиться только безмезонными процессами, имеются всего две реакции $dp \rightarrow dp$ и $dp \rightarrow ppn$. Анализ затруднителен в случае большого числа конкурирующих каналов. В ${}^3\text{He}$ [8,9] имеются 3 канала: ${}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}$, ${}^3\text{He} \rightarrow dpp$ и ${}^3\text{He} \rightarrow pppn$, а для рассматриваемого случая ${}^4\text{He}$ взаимодействия существует уже 6 каналов: ${}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}$, ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}p$, ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}pn$, ${}^4\text{He} \rightarrow ddp$, ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$ и ${}^4\text{He} \rightarrow pppX$. Анализ пространственных корреляций вторичных частиц проводился в тех реакциях безмезонного развала ядра ${}^4\text{He}$, которые полностью кинематически определены. Настоящая работа является продолжением исследований безмезонного развала ядер ${}^4\text{He}$ на протонах при импульсах 8,6 ГэВ/с и 13,6 ГэВ/с [3].

Эксперимент. Экспериментальные данные получены с помощью 100 см жидководородной пузырьковой камеры ОИЯИ, облученной в пучке ядер ${}^4\text{He}$ при двух значениях импульсов пучка 8,6 и 13,6 ГэВ/с. После стандартной обработки данных [13] было получено и записано на DST 38732 и 31145 событий при более низком и более высоком значениях импульса, соответственно.

Пузырьковая камера является 4π детектором заряженных частиц и чистой протонной мишенью. Использование пучков ускоренных ядер, падающих на протонную мишень, приводит к тому, что все фрагменты ядра являются быстрыми в лабораторной системе координат и поэтому хорошо идентифицируются. В случае, когда в изучаемых реакциях рождается не больше одной нейтральной частицы, методика пузырьковых камер позволяет проводить эксклюзивный анализ и изучать отдельные каналы реакций.

Все значения величин приводятся в системе покоя ${}^4\text{He}$, что соответствует значениям 2,15 и 3,4 ГэВ/с импульса пучка протонов, налетающего на ядерную мишень.

Экспериментальные результаты. Поперечные сечения реакций безмезонного развала ядер при двух значениях импульса налетающего ядра ${}^4\text{He}$ приведены в таблице 1.

Таблица 1. Поперечные сечения безмезонных каналов реакций ${}^4\text{He}p$ при двух значениях импульса

	8,6 ГэВ/с	13,6 ГэВ/с	
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pn$	$(12,60 \pm 0,22)$ мб	$(7,62 \pm 0,19)$ мб	(1)
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pp$	$(12,28 \pm 0,22)$ мб	$(7,46 \pm 0,18)$ мб	(2)
${}^4\text{He}p \rightarrow ddp$	$(1,53 \pm 0,08)$ мб	$(0,86 \pm 0,06)$ мб	(3)
${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$	$(9,91 \pm 0,19)$ мб	$(4,37 \pm 0,14)$ мб	(4)
${}^4\text{He}p \rightarrow pppX$	$(11,39 \pm 0,21)$ мб	$(8,76 \pm 0,20)$ мб	(5)

В опубликованных ранее работах [14,15] было показано, что изучаемые реакции (1,2) идут, в основном, через однократное рассеяние на нуклоне ядра ${}^4\text{He}$, а в случае реакций (4,5) преобладает двухкратное рассеяние [11,12,16]. С другой стороны, наряду с этими доминирующими механизмами наблюдаются механизмы резонансного характера, такие, как взаимодействие в конечном состоянии с коалесценцией [7,11,12,14,15] и образованием промежуточной Δ -изобары [2,3]. Что касается реакции (3), в работах было показано, что в большинстве случаев медленный дейтрон является зрителем, а быстрый возникает во время реакции через коалесценцию рассеянных протона и нейтрона.

Из-за невозможности полного кинематического восстановления реакции ${}^4\text{He}p \rightarrow pppX$ в дальнейшем мы рассматриваем только процессы (1)—(4).

Реакции (1) и (4), в свою очередь, были разделены на прямой канал и канал с переразрядкой (СЕ). Под переразрядкой подразумевались случаи, в которых после взаимодействия самой быстрой частицей, в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$, был нейтрон. Под зрителем будем понимать частицу с минимальным импульсом в системе покоящегося ядра ${}^4\text{He}$. Для последующего анализа были выделены отдельные подканалы и оценены их сечения (табл.2), причем использованы события, в которых лидирующей частицей является нуклон. Индекс «s» относится к зрителю, а «ns» — к неспектаторной частице.

На рис.1,2,3 представлен ряд диаграмм для возможного описания рассматриваемых процессов. Диаграммы а) и в) рис.1 изображают квазиупругое NN - и $p^3\text{H}(p^3\text{He})$ -рассеяние. Там же (б,г) показаны простые треугольные диаграммы, ведущие к упругому каналу. На рис.2 показано образование дейтронов в процессах двухкратного (б) и однократного (д,г) рассеяния. Диаграмма двухкратного рассеяния без образования дейтрона из рассеянных нуклонов показана на рис.2,в. Рис.2,а изображает полный развал ядра ${}^4\text{He}$. Образование

Таблица 2. Поперечные сечения безмезонных подканалов реакций ${}^4\text{He}$ при двух значениях импульса

Реакция	σ , мб	
	8,6 ГэВ/с	13,6 ГэВ/с
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}_s pn$ (DC) (1a)	$8,17 \pm 0,18$	$5,51 \pm 0,16$
${}^4\text{He}p \rightarrow n_s {}^3\text{He}p$ (DC) (1б)	$1,42 \pm 0,07$	$0,99 \pm 0,07$
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}_s pn$ (CE) (1в)	$2,63 \pm 0,10$	$0,97 \pm 0,07$
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{H}_s pp$ (2a)	$10,65 \pm 0,20$	$6,28 \pm 0,17$
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{H}_s p$ (2б)	$1,63 \pm 0,08$	$1,18 \pm 0,07$
${}^4\text{He}p \rightarrow d_s dp$ (3)	$1,50 \pm 0,08$	$0,86 \pm 0,06$
${}^4\text{He}p \rightarrow d_s ppn$ (DC) (4a)	$4,35 \pm 0,13$	$2,18 \pm 0,10$
${}^4\text{He}p \rightarrow d_{ns} ppn$ (DC) (4б)	$3,25 \pm 0,11$	$1,50 \pm 0,08$
${}^4\text{He}p \rightarrow d_s ppn$ (CE) (4в)	$1,21 \pm 0,07$	$0,48 \pm 0,05$
${}^4\text{He}p \rightarrow d_{ns} ppn$ (CE) (4г)	$0,72 \pm 0,05$	$0,19 \pm 0,03$

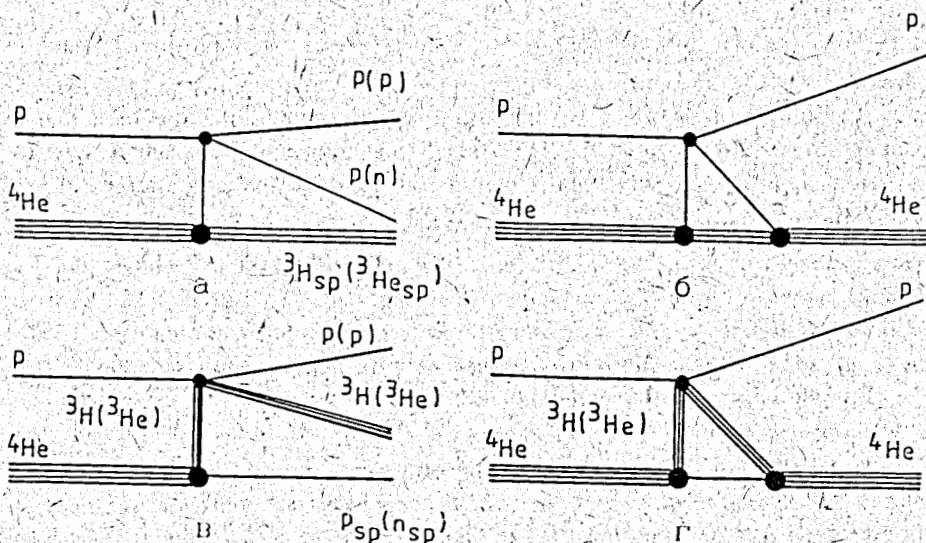


Рис.1. Диаграммы процессов: ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^4\text{He}p$, ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}n$, ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{H}pp$.

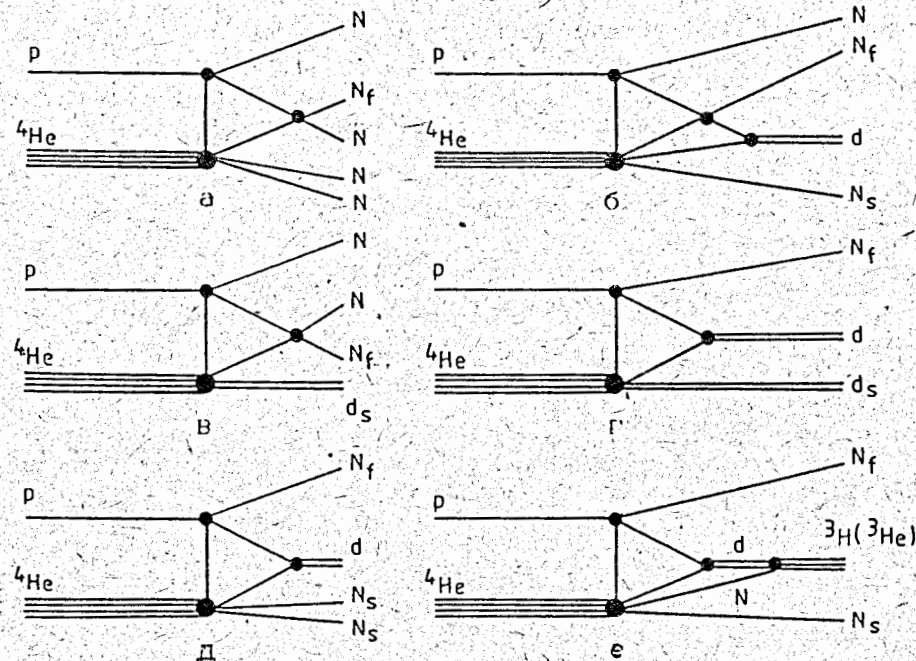


Рис.2. Диаграммы процессов ${}^4\text{He}p \rightarrow ddp$, ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$, ${}^4\text{He}p \rightarrow pppnn$.

${}^3\text{H}$ (${}^3\text{He}$) вследствие ВКС учитывается диаграммой 2 е. На рис.3 приведена диаграмма с рождением и поглощением промежуточной Δ -изобары (реакция ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$).

С целью более детального рассмотрения неполюсных механизмов были изучены пространственные корреляции вторичных частиц и наклоны дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$.

В связи с наблюдением избытка событий высокоимпульсных частей спектра импульсного распределения спектров, испускаемых под большими углами, была сделана попытка экспериментальной проверки изотопического эффекта [3,17].

Отличительной особенностью реакций с взаимодействием в конечном состоянии являются сильные пространственные корреляции. Как было отмечено



Рис.3. Диаграмма реакции ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$ с рождением и поглощением промежуточной Δ -изобары

в работах [10,14], в реакциях безмезонного развала ядер ${}^4\text{He}$ наблюдалась сильная импульсная зависимость параметра асимметрии по углу Треймана — Янга. Более естественной переменной, чем угол Треймана — Янга, в теории оказался угол θ_{cw} между передачей трехимпульса от падающего протона к лидирующему нуклону и импульсом спектаторной частицы. Угол θ_{cw} был введен при теоретических расчетах ВКС для безмезонного развала дейтрона следующим образом [7]:

$$\cos \theta_{cw} = (\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_f) \cdot \mathbf{p}_s / (|\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_f| |\mathbf{p}_s|),$$

где \mathbf{p}_0 — импульс падающего протона, \mathbf{p}_f — импульс лидирующего нуклона, \mathbf{p}_s — импульс спектатора.

В качестве меры корреляции в дальнейшем используем величину асимметрии в распределении по $\cos \theta_{cw}$:

$$A = \frac{N_1(\theta_{cw} < 90^\circ) - N_2(\theta_{cw} > 90^\circ)}{N_1 + N_2}$$

где N_i — число событий в указанных интервалах по углу θ_{cw} .

В табл.3а и 3б приведены значения асимметрии A для изучаемых реакций (1)—(4) ($P_s < 200$ МэВ/с). Там же показаны результаты описания дифференциальных сечений одной экспоненциальной функцией $\sim e^{-B|l|}$, где $|l|$ — величина четырехимпульса, переданного от падающего протона к лидирующему нуклону для двух значений импульса налетающего ядра. При этом в таблице 3а сосредоточены результаты по реакциям (1)—(2), где остатками являются ядра ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, а таблице 3б реакции (3)—(4), содержащие дейтроны.

Из табл.3а видно, что в канале с обменом заряда не наблюдается значимой асимметрии в углах θ_{cw} . Это можно объяснить тем, что коалесценция с участием лидирующего нейтрона подавлена. Сходные результаты были получены ранее в [6]. В случае переразрядки ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}_s pn$ при 8,6 ГэВ/с — распределение $d\sigma/d|l|$ лучше фитируется суммой двух экспоненциальных функций, причем вторая экспонента соответствует процессу переразрядки [18].

В каналах ${}^3\text{H}_s pp$ и ${}^3\text{He}_s pn$ (прямой канал) имеется асимметрия распределений по $\cos \theta_{cw}$ (0,1—0,2), а в каналах, где ядро-остаток (${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$) не является спектатором (1б, 2б), асимметрия довольно большая (0,45—0,70). Это

Таблица 3а. Значения асимметрии A , наклона экспоненциальной функции B , фитированной к распределению по переданному четырехимпульсу $|l|$ для реакций: а) ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H}pp$, ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}pn$; при значениях импульса 8,6 ГэВ/с (первая строка каждой из полос) и 13,6 ГэВ/с (вторая строка)

Реакция	${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H}pp$		${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}pn$		
	${}^3\text{H}_s pp$	${}^3\text{H}pp_s$	${}^3\text{He}_s pn$		${}^3\text{He}pn_s$
			DC	CE	
A	$0,16 \pm 0,02$	$0,69 \pm 0,07$	$0,17 \pm 0,02$	$0,03 \pm 0,04$	$0,48 \pm 0,07$
	$0,19 \pm 0,03$	$0,58 \pm 0,08$	$0,09 \pm 0,03$	$-0,19 \pm 0,09$	$0,45 \pm 0,09$
B (ГэВ/с) ⁻²	$4,44 \pm 0,18$	$14,38 \pm 0,85$	$4,00 \pm 0,10$	$11,51 \pm 5,94$ $2,31 \pm 0,19$	$13,90 \pm 0,96$
	$4,86 \pm 0,16$	$13,82 \pm 0,95$	$4,20 \pm 0,20$	$3,90 \pm 0,50$	$15,20 \pm 1,50$
χ^2/ND	1,80	1,90	1,08	1,25	1,13
	2,06	1,20	6,45	1,02	1,24
l (ГэВ/с) ²	$0,15 \pm 0,70$	$0,05 \pm 1,10$	$0,10 \pm 1,30$	$0,00 \pm 3,00$	$0,05 \pm 0,45$
	$0,10 \pm 1,50$	$0,05 \pm 1,50$	$0,10 \pm 1,55$	$0,00 \pm 0,95$	$0,05 \pm 0,45$

Таблица 3б. Значения асимметрии A , наклона экспоненциальной функции B , фитированной к распределению по переданному четырехимпульсу $|l|$ для реакций: б) ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$, ${}^4\text{He} \rightarrow ddp$; при значениях импульса 8,6 ГэВ/с (первая строка каждой из полос) и 13,6 ГэВ/с (вторая строка)

Реакция	${}^4\text{He} \rightarrow dppn$				${}^4\text{He} \rightarrow ddp$	
	$d_s ppn$		$d_{ns} ppn$			$d dp$
	DC	CE	DC	CE		
A	$0,08 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,07$	$0,18 \pm 0,04$	$0,25 \pm 0,10$	$0,06 \pm 0,06$	
	$0,01 \pm 0,05$	$0,08 \pm 0,12$	$0,19 \pm 0,06$	$-0,37 \pm 0,24$	$0,12 \pm 0,08$	
B (ГэВ/с) ⁻²	$2,71 \pm 0,31$	$5,38 \pm 1,20$	$2,72 \pm 0,24$	$3,55 \pm 0,72$	$5,37 \pm 0,58$	
	$1,90 \pm 1,80$	$15,00 \pm 31,4$	$3,90 \pm 2,10$	—	$5,13 \pm 1,26$	
χ^2/ND	0,60	1,70	0,88	0,90	2,31	
	0,42	0,40	0,58	—	2,14	
l (ГэВ/с) ²	$0,08 \pm 0,60$	$0,04 \pm 0,50$	$0,12 \pm 1,00$	$0,02 \pm 1,00$	$0,05 \pm 0,80$	
	$0,06 \pm 0,24$	$0,06 \pm 0,16$	$0,10 \pm 0,34$	—	$0,02 \pm 0,28$	

свидетельствует в пользу предположения о возможном переходе событий из каналов ${}^3\text{He}pn$ и ${}^3\text{H}pp$ в упругий канал вследствие ВКС (переход между диаграммами рис. 1а → 1б и 1в → 1з).

В реакциях ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{H}_s pp$ и ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}_s pn$ наклон B близок к значению, характерному для свободного упругого NN -рассеяния. То есть эти реакции, в основном, идут через однократное рассеяние налетающего протона на нуклоне ядра ${}^4\text{He}$. В случае, когда ядро не является спектатором (16, 26), наблюдается большой наклон дифференциальных сечений, что соответствует преобладанию относительно малых переданных импульсов, при которых более вероятно образование ${}^4\text{He}$. Величины наклонов (~ 14 [ГэВ/с] $^{-2}$) говорят в пользу того, что в этих реакциях, по-видимому, можно ожидать смеси механизмов квазиупругого рассеяния ${}^3\text{H}p \rightarrow {}^3\text{H}p$ (${}^3\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}p$) (диаграмма рис.1а), где наклоны ~ 30 [19] и механизмов ВКС с образованием ${}^3\text{H}$ (${}^3\text{He}$), которым соответствуют треугольные диаграммы, напр., ϵ , рис.2.

На рис.4а,б,в,г показан ход асимметрии в зависимости от импульса спектатора для реакций (1,2) (за исключением переразрядки) при двух значениях импульса налетающего ядра. Полученный ход зависимости асимметрии аналогичен тому, что было наблюдеено в pd [7]- и p ${}^3\text{He}$ [8,9]-взаимодействиях.

Картина для реакций (3)—(4) в связи с более сложными процессами коалесценции нуклонов в дейтрон [12] не такая прозрачная, однако некоторые тенденции поведения асимметрий можно проследить на примере таблицы 3б, в которой приведены экспериментальные результаты по этим реакциям.

В случае реакции ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$ (прямой канал) (табл.3б) величина наклона составляет приблизительно половину наклона дифференциального сечения нуклон-нуклонного рассеяния, что соответствует утверждению о преобладании двукратного рассеяния (рис.2а) [12]. Значимая асимметрия проявляется только в случае прямого канала, где дейтрон не является спектатором (4б). Это свидетельствует в пользу того, что наиболее вероятен переход из (4б) в канал ddp вследствие ВКС с слиянием np -пары в дейтрон (переход между диаграммами рис.2д \rightarrow 2г).

То, что для образования дейтрона работают различные механизмы, достаточно ярко демонстрирует сравнение инклюзивных спектров дейтронов для вылета назад и вперед. В направлении назад выходят дейтроны-остатки, а также дейтроны, образующиеся в результате коалесценции спектаторных нуклонов. Дейтроны, образующиеся в процессе коалесценции с участием нуклонов «отдачи», в основном идут в переднюю полусферу, чем, по-видимому, и обусловлено уменьшение первого наклона и появление второго наклона в дифференциальном сечении выхода дейтронов вперед (рис.5а,б). Распределение инвариантного дифференциального сечения дейтронов, вылетающих в заднюю полусферу (рис.5а), профитировано одной экспонентой с параметром наклона $B = (16,4 \pm 0,2)$ (ГэВ/с) $^{-1}$ ($\chi^2/\text{ND} = 1,4$). Для дейтронов, вылетающих вперед (рис.5б), распределение профитировано суммой двух экспонент с наклонами $B_1 = (13,3 \pm 0,2)$ (ГэВ/с) $^{-1}$, $B_2 = (3,2 \pm 0,1)$ (ГэВ/с) $^{-1}$ ($\chi^2/\text{ND} = 1,3$).

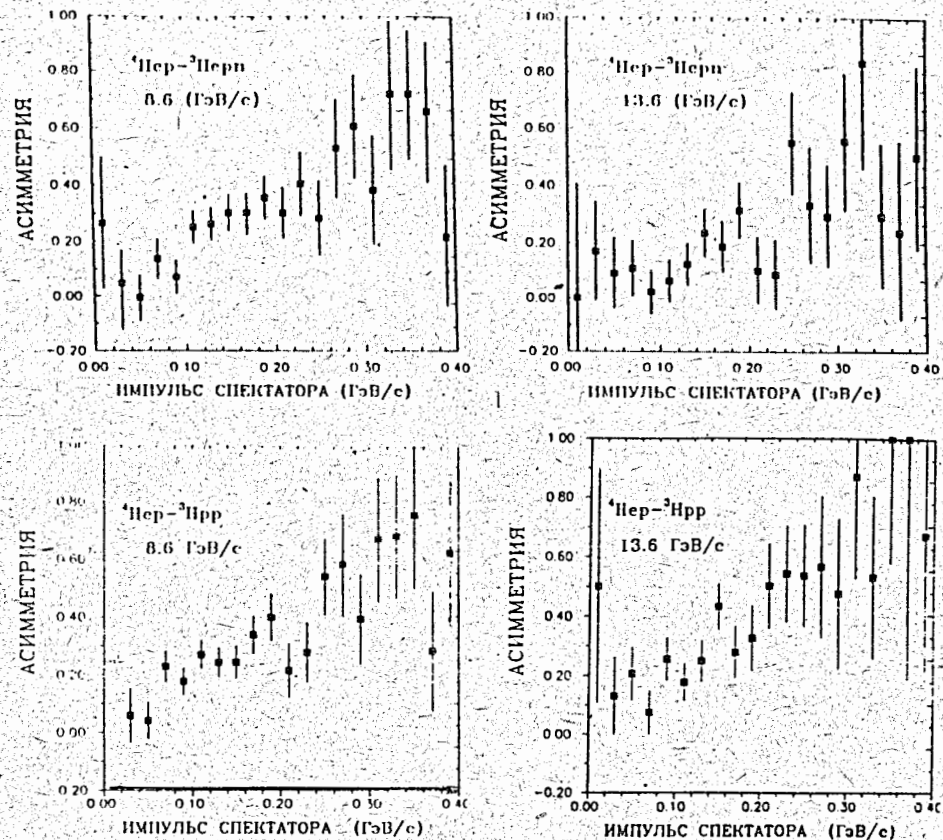


Рис.4. Зависимость асимметрии A от импульса спектатора для реакций: — ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pn$ при импульсе 8,6 ГэВ/с (а) и 13,6 ГэВ/с (б); — ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{H}pp$ при импульсе 8,6 ГэВ/с (в) и 13,6 ГэВ/с (г)

Другим видом ВКС является возбуждение и взаимодействие в ядре изобарных состояний $NN \rightarrow \pi NN \rightarrow \Delta N \rightarrow NN$. В работе [3] показано, что в распределении инвариантных дифференциальных сечений нуклонов из безмезонных реакций при 8,6 ГэВ/с, под большими углами, наблюдается плато в интервале импульсов (0,35—0,6) ГэВ/с. Этот эффект был объяснен образованием и поглощением промежуточной Δ -изобары ($\Delta N \rightarrow NN$) или поглощением виртуального π -мезона парой нуклонов ($\pi NN \rightarrow NN$). Упомянутые эффекты связаны в основном, с каналом переразрядки реакции ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$, где образование двух медленных протонов является результатом взаимодействия нуклона с промежуточной Δ -изобарой, рис.3. В поддержку этой гипотезы можно

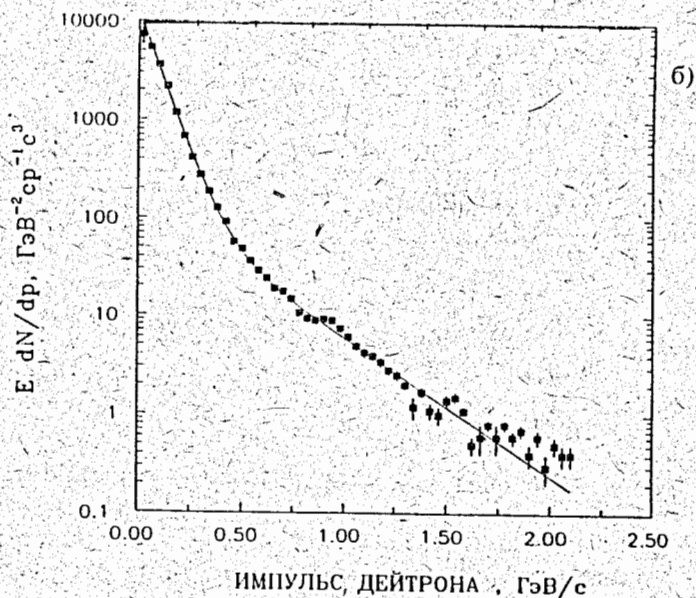
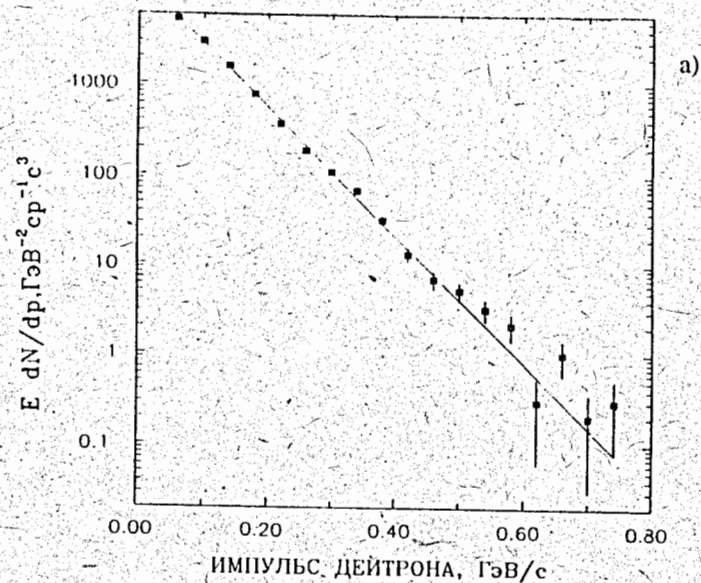


Рис.5. Инвариантное дифференциальное сечение выхода дейтрона в ${}^4\text{He}$ -взаимодействии при 8,6 ГэВ/с, вылетающего а) в заднюю полу-сферу; б) в переднюю полу-сферу, в зависимости от его импульса

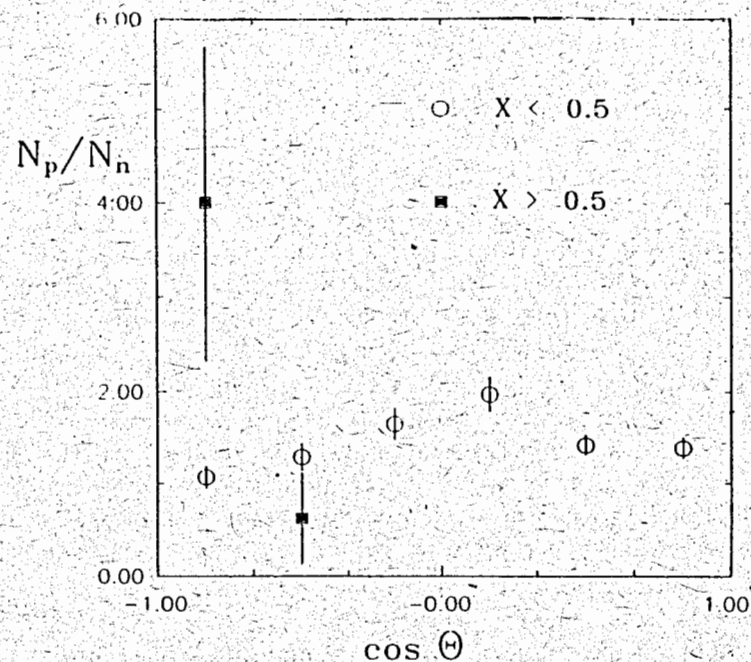


Рис.6. Зависимость отношения выхода медленных протонов и нейтронов от угла вылета из реакции ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$

привести результаты работы [20], где были наблюдаемы максимумы в распределении эффективной массы двух медленных протонов из реакции безмезонной фрагментации ядра дейтрона $dp \rightarrow ppn$. Расчеты показали, что максимум при $M_{pp} = 2160$ МэВ/с можно объяснить, в частности, рождением и поглощением промежуточной Δ -изобары.

Изоспиновый анализ в реакции $dp \rightarrow ppn$, включающий только образование и поглощение промежуточной Δ -изобары, дает для отношения выхода самых медленных протонов к нейтронам значение 5 [17]. Это хорошо согласуется с экспериментальными результатами dp -взаимодействий для углов $\sim 180^\circ$ и $x > 0,5$ ($x = T/T_{\max}$) [21].

По аналогии с [20] вычислена величина $T_{\max}^N(\theta)$, как максимальная кинетическая энергия протона в упругом $p^4\text{He}$ -рассеянии под углом θ . На рис.6 показана зависимость отношения выхода медленных протонов и нейтронов от $\cos \theta$ из канала ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$ для $x < 0,5$ и $x > 0,5$. Эксперимент подтверждает

указанные предположения. Видно, для $x > 0,5$, тенденция существенного увеличения этого отношения, аналогичная поведению для pd -взаимодействий [21]. При более высокой энергии ядра ${}^4\text{He}$ такого эффекта не наблюдается, что находится в согласии с результатами работ [2,3], показывающими, что данный механизм при более высокой энергии не проявляется.

Заключение. Были исследованы неупругие механизмы безмезонного развала ${}^4\text{He}$ за исключением канала полного развала, из-за невозможности его полного кинематического восстановления. На основе анализа пространственных корреляций и наклопов дифференциальных сечений было показано, что наряду с основными механизмами, как, напр., квазиупругое и двухкратное рассеяние на нуклонах ядра ${}^4\text{He}$, присутствуют и более сложные механизмы, которые можно описать с помощью треугольных диаграмм: ВКС с коалесценцией и возникновением виртуальных возбужденных состояний.

Видно, что резонансные эффекты (рождение и поглощение изобары Δ) зависят от энергии и проявляются при энергии падающего ядра, которая ближе к максимуму образования Δ -изобары, а с ростом энергии исчезают. ВКС с коалесценцией, по-видимому, слабо зависит от энергии падающего ядра ${}^4\text{He}$ и определяется только энергией относительного движения взаимодействующих частиц. Можно ожидать, что данный механизм будет играть роль и при более высоких энергиях в адрон-ядерных взаимодействиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fredricsson S. et al. — TRITH-TFY-84-06, Stockholm, 1984.
2. Аладашвили Б.С. и др. — ЯФ, 1978, т.27, с.704.
3. Глаголев В.В. и др. — ЯФ, т.58, с.1.
4. Мигдал А.Б. — ЖЭТФ, 1955, т.28, с.3.
Watson K.M. — Phys. Rev., 1952, v.88, p.1163.
5. Butler S.T., Pearson C.A. — Phys. Rev. Lett., 1969, v.5, p.276. Phys. Rev. Lett., 1961, v.7, p.69. Phys. Lett., 1962, v.1, p.77.
6. Schwarzschild A., Zupancic C. — Phys. Rev., 1963, v.129, p.854.
7. Aladashvili B.S. et al. — Journal of Physics G: Nuclear Physics, 1977, v.3, p.7.
8. Glagolev V.V. — Proceedings of the XIIth International Seminar on High Energy Physics Problems, «Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics», Dubna, JINR, 1994, p.571—575.
9. Глаголев В.В. и др. — Препринт ОИЯИ, P1-94-274, Дубна, 1994.
10. Glagolev V.V. et al. — Phys. Rev., 1978, v.C18, p.1382.
11. Зелински П. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.744.
12. Bano M. et al. — Acta Phys. Slov., 1986, v.36, p.227.
13. Аладашвили Б.С. и др. — Ядерные инструменты и методы, 1975, т.129, с.109.

14. Glagolev V.V. et al. — Nuclear Physics, 1985, v.A445, p.572.
15. Глаголев В.В. и др. — Сообщения ОИЯИ, E1-12943, Дубна, 1979.
16. Глаголев В.В. и др. — Сообщения ОИЯИ, P1-90-584, Дубна, 1990.
17. Копелович В.Б., Радоманов В.Б. — Сообщение ОИЯИ, P2-11938, Дубна, 1978.
Kopelovich V.B. — Phys. Rep., 1986, v.139., p.51.
18. Bystricky J., Lehar F. — Physics Data No.11—1, 1978/Ed. Fachinformationszentrum, Karlsruhe.
19. Glagolev V.V. et al. — Z. Phys., 1993, v.C60, p.421.
20. Dolidze M.G. et al. — Z. Phys., 1986, v.A325, p.391.
21. Глаголев В.В. и др. — Сообщение ОИЯИ, P1-12907, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июля 1995 года.