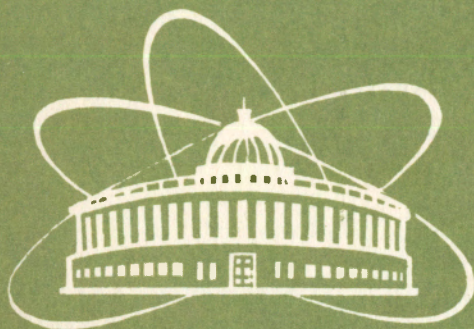




ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

N17-86

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

сборник

1986

Объединенный институт ядерных исследований

JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

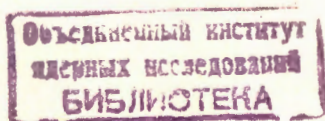
№ 17 - 86

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник

COLLECTION



Дубна 1986

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

Н.Н.Боголюбов	— председатель
А.М.Балдин	— зам.председателя
А.Н.Сисакян	— зам.председателя
Д.В.Ширков	— зам.председателя
В.А.Бирюков	— ученый секретарь

Р.А.Асанов	}	— члены совета
А.Я.Астахов		
А.М.Говоров		
А.Д.Коваленко		
А.Б.Кузнецов		
Б.И.Пустыльник		
М.Г.Сапожников		

EDITORIAL BOARD

N.N.Bogolubov	— Chairman
A.M.Baldin	— Vice-Chairman
A.N.Sissakian	— Vice-Chairman
D.V.Shirkov	— Vice-Chairman
V.A.Biryukov	— Scientific Secretary

R.A.Asanov	}	— Members of the Board
A.Ya.Astakhov		
A.M.Govorov		
A.D.Kovalenko		
A.B.Kuznetsov		
B.I.Pustynnik		
M.G.Sapozhnikov		

ОГЛАВЛЕНИЕ

CONTENTS

В.А.Лескин, К.Д.Толстов Импульсные спектры пионов и протонов в столкновениях p , ^{12}C и ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при 4,5 А ГэВ/с V.A.Leskin, K.D.Tolstov Momentum Spectra of Pions and Protons in p , ^{12}C and ^{22}Ne Collisions with Emulsion Nuclei at 4.5 А GeV/c	5
В.М.Головин, И.А.Голутвин, С.Н.Доля, В.Е.Жильцов, А.В.Зарубин, В.В.Перельгин, В.А.Свиридов, В.В.Тихомиров, В.И.Цовбун, А.Г.Федунов Измерение сечений взаимодействия ядер ^{19}F при импульсе 4 ГэВ/нуклон V.M.Golovin, I.A.Golutvin, S.N.Dolya, V.E.Zhiltsov, A.V.Zarubin, V.V.Perelygin, V.A.Sviridov, V.V.Tikhomirov, V.I.Tsovbun, A.G.Fedunov Measurement of ^{19}F Nuclear Interaction at 4 GeV/c per Nucleon.	13
А.М.Балдин, А.А.Балдин Описание множественных процессов на основе триангуляции в пространстве скоростей A.M.Baldin, A.A.Baldin Description of Multiparticle Processes on the Basis of Triangulation in the Velocity Space.	19
А.А.Бельков, Ю.Л.Калиновский, В.Н.Первушин Распад $K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$ в киральной теории A.A.Bel'kov, Yu.L.Kalinovsky, V.N.Pervushin Decay $K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the Chiral Theory.	27
Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Хунг Шон Об одной реализации исключительных алгебр E_6 и E_8 Nguyen Van Hieu, Nguyen Hung Son On a Realization of the Exceptional Algebras E_6 and E_8	32

Ю.М.Гледенов, Т.С.Зварова, М.П.Митриков,
Р.С.Митрикова, Ю.П.Попов, В.И.Салацкий,
Фунг Ван Зуан

Исследование реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$

в области энергии нейтронов от 0,025 до 500 эВ

Yu.M.Gledenov, T.S.Zvarova, M.P.Mitrikov,
R.S.Mitrikova, Yu.P.Popov, V.I.Salatski,
Phung Van Duan

On the Study of the ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ Reaction

In the Neutron Energy Range from 0.025 to 500 eV. . . 36

М.Т.Магда, А.Поп, А.Сандулеску

Large Cluster Transfer Processes

In Reactions Leading to Heavy Actinides

М.Т.Магда, А.Поп, А.Сэндулеску

Процессы передачи массивных кластеров в реакциях,
ведущих к образованию тяжелых актинидов. 41

ИМПУЛЬСНЫЕ СПЕКТРЫ ПИОНОВ И ПРОТОНОВ
В СТОЛКНОВЕНИЯХ p , ^{12}C и ^{22}Ne С ЯДРАМИ
ФОТОЭМУЛЬСИИ ПРИ 4,5 А ГэВ/с

В.А.Лескин*, К.Д.Толстов

В неупругих взаимодействиях p , ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон ливневые частицы разделены на $\pi^\pm$ -мезоны и протоны, испытавшие неупругие столкновения, а в случае ядер ^{12}C и ^{22}Ne выделены также p -, d -, t -фрагменты ядра снаряда, сохранившие энергию. Получены соотношения для выхода этих частиц, распределения по импульсу, углу вылета и скоростям $\pi^\pm$ и протонов. Средние импульсы π -мезонов для всех снарядов близки к их значениям в нуклон-нуклонных столкновениях. Показана слабая зависимость импульсов и скоростей мезонов и про- взаимодействовавших протонов от числа нуклонов на их пути в ядре мишени.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Momentum Spectra of Pions and Protons
in p , ^{12}C and ^{22}Ne Collisions with Emulsion
Nuclei at 4.5 A GeV/c

V.A.Leskin, K.D.Tolstov

In inelastic p , ^{12}C and ^{22}Ne collisions with emulsion nuclei at 4.5 GeV/c per nucleon the shower particles are separated into $\pi^\pm$ -mesons and protons that have undergone inelastic interaction. In the case of ^{12}C and ^{22}Ne nuclei, the p , d and t projectile fragments conserving their energy are also separated. The ratios for the yields of these particles and the momentum, emission angle and rapidity distributions of $\pi^\pm$ and protons have been obtained. The average momenta of π -mesons for all projectiles are close to their values in nucleon-nucleon collisions. A weak dependence of the momenta and rapidities of mesons and interacting protons on the number of nucleons on their way in the target nucleus is shown.

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

*Физико-технический институт АН ТаджССР, Душанбе

В исследовании механизма неупругих столкновений частиц и ядер с ядрами большой интерес представляет изучение импульсных спектров $\pi^\pm$ -мезонов и протонов. Однако малое различие в ионизационных потерях этих частиц при импульсах более 1 ГэВ/с затрудняет их разделение.

В настоящей работе исследовались неупругие столкновения ^{12}C и ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при импульсе 4,5 А ГэВ/с, где в основном преодолены указанные трудности в разделении $\pi^\pm$ -мезонов и протонов и получены их импульсные спектры в области $\beta > 0,75$.

Экспериментальный материал изложен в работах ^{/1,2,3/} и представляет наборы следов однозарядных частиц с $\beta > 0,75$, включающие $\pi^\pm$ -мезоны и протоны, испытавшие неупругие столкновения, а также однозарядные фрагменты ядер-снарядов ^{12}C и ^{22}Ne , сохранившие энергию: p , d , t .

Измерения относительной ионизации, величин $p\beta$ позволили идентифицировать $\pi^\pm$ -мезоны и протоны на следах с малыми $p\beta$. Разделение этих частиц в области больших величин $p\beta$ проведено статистически с использованием импульсных спектров $\pi^\pm$ -мезонов в $pp(pn)$ -столкновениях ^{/4/} и выделением фрагментов ядра-снаряда ^{/3/}.

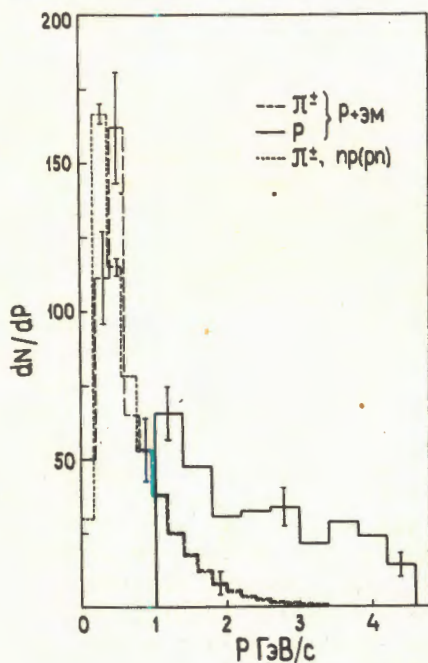


Рис. 1. Импульсные спектры $\pi^\pm$ -мезонов и протонов-участников.

На рис. 1 представлены импульсные спектры релятивистских $\pi^\pm$ и протонов, испытавших неупругие столкновения, и точками показан импульсный спектр $\pi^\pm$ -мезонов из pp -взаимодействий, использованный при процедуре разделения частиц. В табл. 1 даны соотношения выхода этих $\pi^\pm$, протонов и фрагментов снаряда - протонов, дейтронов, тритонов для трех пучковых ядер. Из таблицы видно, что с увеличением массы ядра снаряда процентный выход пионов уменьшается, количество протонов-участников изменяется незначительно, выход фрагментов снаряда p , d , t составляет меньшую долю от v -частиц и растет примерно одинаково для частиц каждого типа. Фрагменты большой массы имеют

Таблица 1
Выход в процентах релятивистских $\pi^{\pm}$, протонов-участников и фрагментов ядра-снаряда - p, d, t

A_p	$\pi^{\pm}$	p	Фрагменты ядра-снаряда		
			p	d	t
p	65 $\pm$ 6	35 $\pm$ 4	-	-	-
^{12}C	59 $\pm$ 4	27 $\pm$ 3	9 $\pm$ 1	3,7 $\pm$ 1	1,1 $\pm$ 0,4
^{22}Ne	50 $\pm$ 2	32 $\pm$ 2	12 $\pm$ 1	4,8 $\pm$ 1	1,5 $\pm$ 0,4

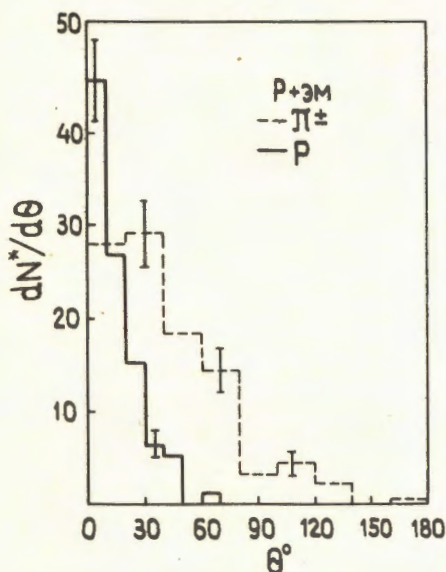


Рис. 2. Распределения $\pi^{\pm}$ и протонов-участников по углу вылета.

протон-участник /частицы с $\beta > 0,75$ / снижается при замене ядер-снарядов во взаимодействиях ^{12}C на ядра ^{22}Ne .

В табл. 3 представлены средние характеристики спектров $\pi^{\pm}$ и протонов-участников для групп событий с $N_h < 7$ и $N_h > 7$. N_h - число частиц из ядра-мишени. События с $N_h < 7$ соответствуют взаимодействиям с легкими ядрами фотозэмульсии H, C, N, O и периферическим взаимодействиям с тяжелыми ядрами Ag и Br, а с $N_h > 7$ - остальным взаимодействиям на этих ядрах. В табл. 4 даны те же характеристики для групп событий с разным числом Q, равным суммарно-

меньший выход. Угловые распределения $\pi^{\pm}$ -мезонов и протонов даны на рис.2.

Распределения $\pi^{\pm}$ -мезонов и протонов по импульсу, поперечному импульсу и продольной скорости u , представленные на рис.3, 4, 5, выявляют их сходство для всех снарядов. При этом средние импульсы пионов $\langle P_\pi \rangle$, а также протонов, практически одинаковы /табл. 2/, и величины $\langle P_\pi \rangle$ близки к соответствующим значениям в $pp(p\bar{p})$ -взаимодействиях.

Средняя скорость пионов растет, приближаясь к скорости протонов, с увеличением "A" снаряда, в то время как спектры протонов устойчивы в этом отношении. Среднее число рожденных $\pi^{\pm}$ -мезонов на один

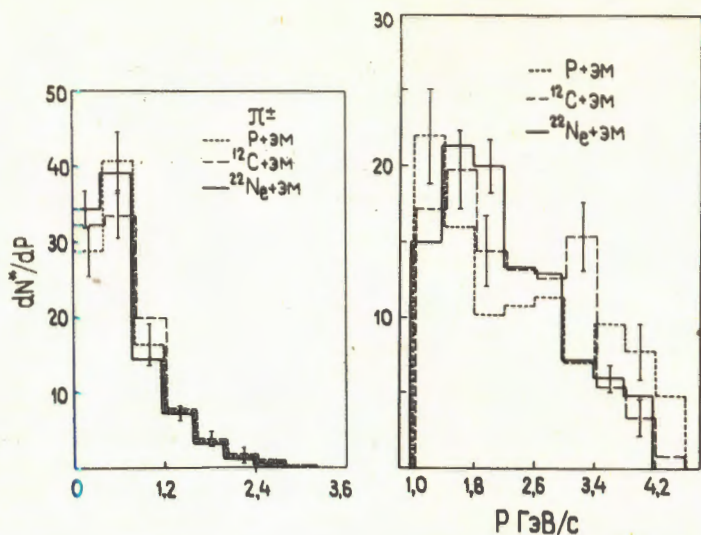


Рис. 3. Импульсные спектры π^+ -мезонов и протонов-участников во взаимодействиях p , ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фотозэмульсии.

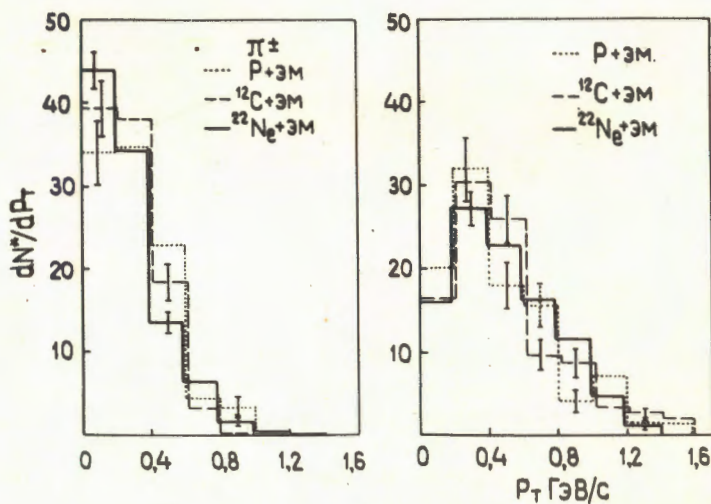


Рис. 4. Распределения π^+ и протонов по поперечному импульсу.

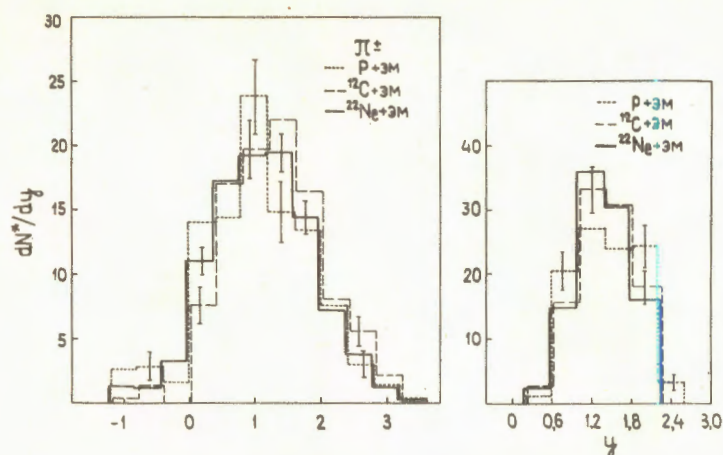


Рис. 5. Распределения π^+ и протонов по быстроте.

Таблица 2

Средние характеристики спектров π^+ и протонов

A_p, P_p	$p, 4,5$ ГэВ/с	$^{12}\text{C}, 4,5 \cdot A$ ГэВ/с	$^{22}\text{Ne}, 4, 1 \cdot A$ ГэВ/с
$\langle P_\pi \rangle$	690 ± 40	730 ± 30	650 ± 20
$\langle P_p \rangle$	2370 ± 100	2260 ± 80	2190 ± 50
$\langle \theta_\pi \rangle$	41 ± 2	$33 \pm 1,5$	38 ± 1
$\langle \theta_p \rangle$	15 ± 1	15 ± 1	16 ± 1
$\langle y_\pi \rangle$	$1,07 \pm 0,06$	$1,27 \pm 0,04$	$1,14 \pm 0,03$
$\langle y_p \rangle$	$1,43 \pm 0,04$	$1,4 \pm 0,04$	$1,36 \pm 0,02$
$\langle P_{\pi T} \rangle$	320 ± 16	280 ± 10	280 ± 10
$\langle P_{pT} \rangle$	470 ± 30	490 ± 30	500 ± 20
N_π/N_p	$1,9 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,1$
В np(pn)			
$\langle P_\pi \rangle$	700 ± 6	700 ± 6	620 ± 5

Таблица 3

Средние характеристики спектров π^+ и протонов в зависимости от Nh

A _p , P _p	P, 4,5 ГэВ/с		¹² C, 4,5·A ГэВ/с		²⁰ Ne, 4,1·A ГэВ/с	
	≤ 7	> 7	≤ 7	> 7	≤ 7	> 7
Nh						
<P _π >	710 ± 40	660 ± 70	790 ± 50	700 ± 30	740 ± 30	620 ± 30
<P _p >	2480 ± 100	2030 ± 150	2440 ± 100	2150 ± 100	2390 ± 60	2070 ± 60
<θ _π >	40 ± 2,5	46 ± 5	32 ± 2,5	33 ± 2	27 ± 2	43 ± 2
<θ _p >	14 ± 1	22 ± 3	10 ± 1	17 ± 1,5	12 ± 1	18 ± 1
<Y _π >	1,12 ± 0,07	0,93 ± 0,1	1,33 ± 0,07	1,24 ± 0,05	1,45 ± 0,05	1,02 ± 0,04
<Y _p >	1,48 ± 0,05	1,2 ± 0,07	1,53 ± 0,04	1,32 ± 0,05	1,5 ± 0,03	1,29 ± 0,03
<P _{πT} >	310 ± 20	350 ± 40	280 ± 15	280 ± 15	240 ± 10	290 ± 10
<P _{pT} >	420 ± 30	670 ± 80	390 ± 30	560 ± 50	430 ± 20	540 ± 25
N _π /N _p	1,7 ± 0,2	2,5 ± 0,6	1,8 ± 0,3	2,4 ± 0,4	1,2 ± 0,1	1,8 ± 0,2

Таблица 4

Средние характеристики спектров π^+ и протонов
в зависимости от Q

A_p, P_p	$^{12}\text{C}, 4,5 \cdot A \text{ ГэВ/с}$		$^{22}\text{Ne}, 4,1 \cdot A \text{ ГэВ/с}$	
Q	$0 \div 1$	$4 \div 6$	$0 \div 2$	$7 \div 10$
$\langle P_\pi \rangle$	720 ± 40	770 ± 70	600 ± 40	690 ± 40
$\langle P_p \rangle$	2220 ± 100	2360 ± 150	2020 ± 90	2340 ± 70
$\langle \theta_\pi \rangle$	33 ± 2	35 ± 5	44 ± 2	32 ± 2
$\langle \theta_p \rangle$	$16 \pm 1,5$	10 ± 1	$18 \pm 1,6$	12 ± 1
$\langle y_\pi \rangle$	$1,26 \pm 0,05$	$1,24 \pm 0,13$	$0,98 \pm 0,06$	$1,3 \pm 0,06$
$\langle y_p \rangle$	$1,36 \pm 0,05$	$1,48 \pm 0,06$	$1,27 \pm 0,05$	$1,48 \pm 0,03$
$\langle P_{\pi T} \rangle$	280 ± 15	270 ± 20	280 ± 15	245 ± 15
$\langle P_{p T} \rangle$	550 ± 50	350 ± 30	530 ± 30	410 ± 30
N_π/N_p	$2,4 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,4$	$1,9 \pm 0,3$	$1,3 \pm 0,2$

му заряду фрагментов снаряда. События с малыми Q соответствуют центральному, а с большими Q - периферическому взаимодействию ^{5/}.

Из анализа таблиц 2, 3, 4 следует, что при переходе от столкновений с тяжелой компонентой к столкновениям с легкой компонентой эмульсии проявляются следующие свойства:

- средние импульсы частиц незначительно возрастают;
- наблюдается усиление коллимации и соответствующее возрастание средних быстрот;
- наблюдается снижение числа рожденных пионов на один взаимодействовавший протон (N_π/N_p).

Средние импульсы протонов-участников практически не зависят от массы ядра-снаряда и уменьшаются только в пределах 10% при переходе от $N_h < 7$ к остальным событиям. В p , ^{12}C , ^{22}Ne взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии и элементарных $p\bar{p}$ ($p\bar{p}$) - столкновениях средние импульсы π^+ -мезонов близки по величине.

Сопоставление импульсных спектров частиц для периферических и условно-центральных столкновений p , ^{12}C и ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при едином методическом подходе позволяет сделать заключение о незначительной зависимости импульсов π^+ -мезонов и протонов от числа нуклонов на

пути вторичных частиц. В соответствии с работой^{/6/} это указывает на возможное проявление "длины формирования", необходимой для генерации пионов и восстановления собственной структуры протонов. Этот вывод аналогичен заключению в обзоре^{/7/}: "... несущественность для кумулятивного рождения /в первом приближении/ эффектов поглощения в веществе ядра первичной волны и рожденных частиц".

Литература

1. Банник Б.П. и др. ОИЯИ, Р1-13055, Дубна, 1980.
2. Карабова М. и др. ОИЯИ, Р1-83-14, Дубна, 1983.
3. Шабратова Г.С. и др. ОИЯИ, Р1-86-303, Дубна, 1986.
4. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, Р1-82-507, Дубна, 1982.
5. Вокалова А. и др. ОИЯИ, Р1-86-8, Дубна, 1986.
6. Фейнберг Е.Л. УФН, 1980, т.132, вып. 2, с.255.
7. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып. 5, с.949.

Рукопись поступила 16 июня 1986 года.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР ^{19}F
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4 ГэВ/нуклон

В.М.Головин, И.А.Голутвин, С.Н.Доля, В.Е.Жильцов,
А.В.Зарубин, В.В.Перельгин, В.А.Свиридов, В.В.Тихомиров,
В.И.Цовбун, А.Г.Федунов

Измерены сечения $\sigma_{Z \geq 1}$ взаимодействия ядер ^{19}F с ядрами различных элементов при импульсе 4 ГэВ/с·нуклон в реакциях, в конечном состоянии которых образуется фрагмент с зарядом $Z \leq 8$. Аппаратура эксперимента включает в себя трансмиссионный детектор, где траектория ядер на входе в мишень измерялась пропорциональными камерами, а заряд ядер до и после мишени — черенковскими счетчиками. Экспериментальные данные, полученные с точностью ~2%, представлены для мишеней из углерода, алюминия, меди, индия, вольфрама, висмута и урана. Зависимость сечений от атомного номера мишени совпадает /кроме сечения взаимодействия с тяжелыми мишенями/ с предсказываемой простыми геометрическими моделями.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Measurement of ^{19}F Nuclear
Interaction at 4 GeV/c per Nucleon

Golovin V.M. et al.

The A-dependence of the ^{19}F charge-changing cross-section at 4 GeV/c·nucleon has been studied on C, Al, Cu, In, W, Bi, and U targets. The detection apparatus consisted of a transmission detector, where the trajectory of nuclei on the target input is determined with proportional chambers, and nuclear charge in front of and behind the target — by Cherenkov counters. Measured with 2% accuracy charge-changing cross-sections $\sigma_{Z \geq 1}$ are presented for each target. The $\sigma_{Z \geq 1}$ coincides (except of cross-sections for heavy target interaction) with the predicted simple geometric models.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Эксперименты по изучению взаимодействий ядер при высоких энергиях важны для понимания механизма сильных взаимодействий. Анализ сечений взаимодействия позволяет

оценить эффективные размеры ядер, изучить особенности их структуры ^{/1-3/}. Знание сечений взаимодействия релятивистских ядер необходимо для космологии и астрофизики ^{/4/}. Интерес представляет и энергетическая зависимость поведения неупругих сечений ядер, так же как это было при исследовании взаимодействия элементарных частиц с ядрами ^{/5/}.

Ниже приведены результаты эксперимента, целью которого было продолжить накопление данных по сечениям неупругого взаимодействия релятивистских ядер ^{/6-10/}. Измерено сечение взаимодействия ¹⁹F с импульсом ~ 4 ГэВ/с нуклон с ядрами углерода, алюминия, меди, индия, вольфрама, висмута и урана в реакциях, когда в конечном состоянии образуются фрагменты с зарядом $Z \leq 8$ ($\Delta Z \geq 1$). Погрешность измерений $\pm 2\%$.

Для измерения сечения использовалась основная часть аппаратуры установки "Аномалон" ^{/11/}. На рис.1 приведена схема размещения аппаратуры. С помощью триггерных счетчиков и пропорциональных камер выделялся пучок с диаметром 14 мм /чувствительная область черенковских счетчиков ~ 18 мм/ и расходимостью, меньшей чем 5 мрад. Между черенковскими счетчиками расположены три мишени, толщины которых выбирались такими, что они ослабляли поток падающих ядер фтора примерно на 10, 20 и 30%.

В случае взаимодействия ядер фтора в одной из мишеней черенковские счетчики за мишенью регистрируют изменение заряда /сигнал счетчика пропорционален Z^2 /, и, таким образом, выделяется событие взаимодействия. Использование трех мишеней позволяет уменьшить влияние систематических и случайных ошибок. Из-за ионизационных потерь в детекторе и мишенях средняя энергия ядер оказывается различной

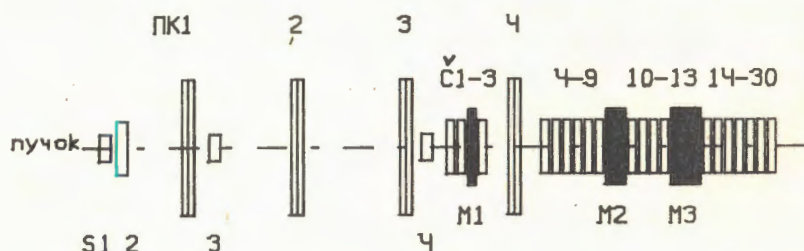


Рис.1. Схема экспериментальной установки: SI-4 - триггерные сцинтилляционные счетчики, ПК1-4 - пучковые пропорциональные камеры, CI-30 - черенковские счетчики, M1-3 - мишени.

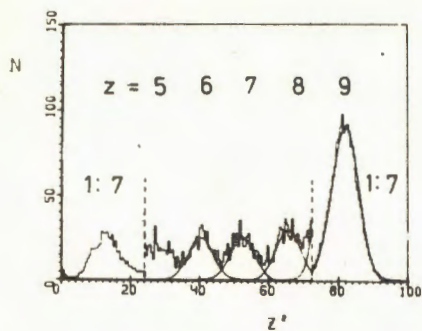


Рис.2. Спектры сигналов черенковских счетчиков после мишеней.

живалась их судьба после мишени. На рис.2 приведен спектр сигналов от счетчиков, расположенных за мишенью. Наряду с сигналами от непроизводивших ядер фтора в спектре сигналов видны пики от ядер с меньшим зарядом (O, N, C и др). Изотопный состав этих нуклидов не идентифицировался.

После аппроксимации спектров счетчиков за мишенью с помощью гауссова распределения выделялось число ядер фтора N_2 , прошедших мишень без изменения заряда, и сечение взаимодействия с $\Delta Z \geq 1$ определялось по формуле

$$\sigma = \left(\ln \frac{N_1}{N_2} - \frac{\ell}{\lambda} \right) \frac{A}{L \rho N_A}, \quad (1)$$

где L - длина мишени, A - атомный вес, ℓ - толщина плексигласового радиатора /5 мм/, λ - ядерная длина фтора в плексигласе, определенная в /12/, ρ - плотность вещества.

Результаты измерений приведены в таблице и на рис.3. Оценки систематических погрешностей, проведенные прямым расчетом и полученные из сравнения результатов экспериментов на разных мишенях, с разными детекторами и различными способами обработки спектров сигналов счетчиков, показывают, что они ниже статистических.

Аппроксимация экспериментальных данных /без тяжелых мишеней/ формулой /13/

$$\sigma_{\Delta Z \geq 1} = 10 \pi \Gamma_0^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - \beta)^2, \quad (2)$$

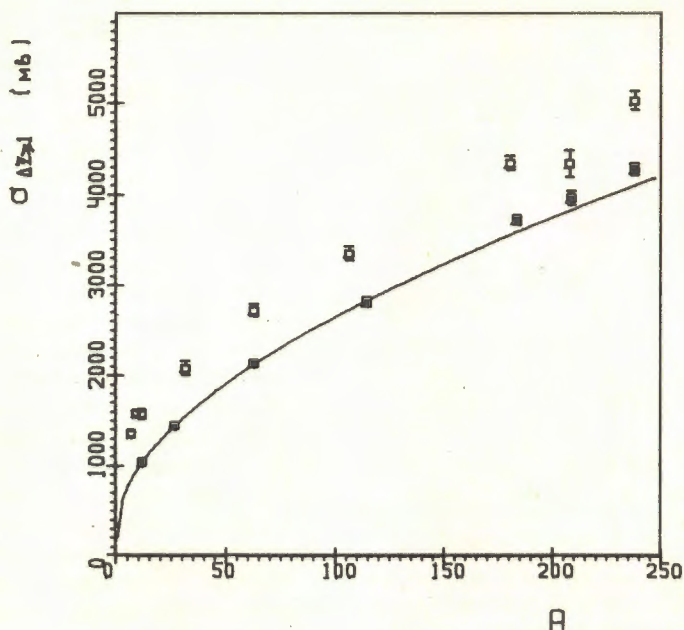


Рис.3. Сечения взаимодействия ядра ^{19}F с ядрами углерода, алюминия, меди, индия, вольфрама, висмута и урана при импульсе 4 ГэВ/с·нуклон (■). Для сравнения приведены данные при энергии 2 ГэВ/А для ядер железа (□).

Таблица

Значения сечений взаимодействий ядер ^{19}F с ядрами углерода, алюминия, меди, индия, вольфрама, висмута и урана

Мишень	C	Al	Cu	In	W	Bi	U
$\sigma_{\Delta Z \geq 1}$ (мб)	1038	1451	2126	2808	3711	3952	4267
$\pm \Delta \sigma$ (мб)	19	33	29	52	57	81	64

дает следующие значения параметров: $r_0 = 1,45 \pm 0,03$, $\beta = 1,00 \pm 0,12$. Отметим, что эти значения r_0 и β несколько выше соответствующих параметров, полученных в [7] при исследовании фрагментации ^{56}Fe на различных мишенях при

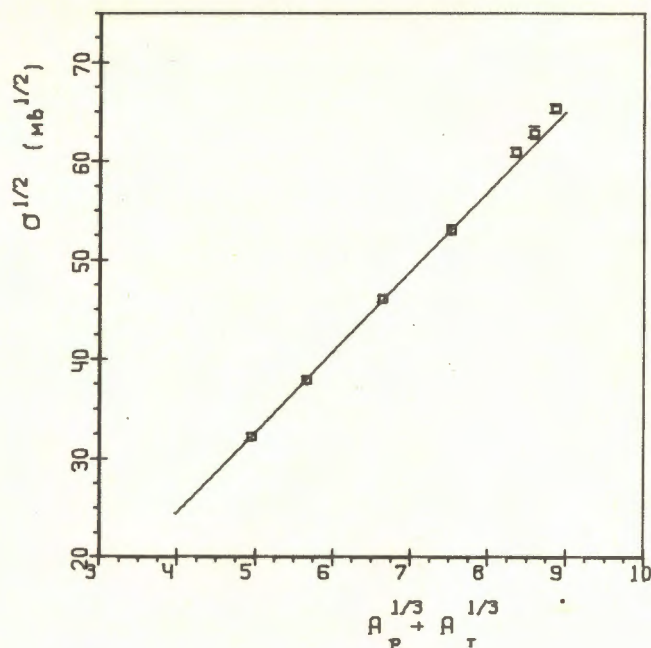


Рис. 4. Зависимость сечения $\sigma^{1/2}$ от $A_P^{1/3} + A_T^{1/3}$ (A_P и A_T — массовые числа падающего ядра и ядра-мишени).

энергии 2А ГэВ. Результаты эксперимента представлены на рис. 3 /для сравнения там же приведены данные работы ^{17/} / и на рис. 4.

Зависимость $\sigma_{\Delta Z \geq 1}$ от атомного номера мишени совпадает /кроме сечения взаимодействия с тяжелыми мишенями/ с предсказываемой простой геометрической моделью

$$\sigma^{1/2} \sim A_P^{1/3} + A_T^{1/3}, \quad (3)$$

где A_P и A_T — массовые числа, пропорциональные кубу радиуса взаимодействия падающего ядра и ядра мишени /см. рис. 4/.

Сечение взаимодействия с тяжелыми ядрами имеет тенденцию к отклонению от этой закономерности, что совпадает с предсказанным в работе ^{14/} ростом сечения из-за вклада кулоновского расщепления падающего ядра в поле ядра мишени.

В заключение авторы выражают благодарность А.М.Балдину, В.П.Саранцеву и И.Н.Семенюшкину за поддержку эксперимента,

персоналу отдела синхрофазотрона ЛБЗ за обеспечение прекрасных условий работы на пучках ускоренных ядер, Ю.П.Гангрскому, В.Б.Дунину и А.В.Скрыпнику за содействие при анализе чистоты мишеней.

Литература

1. Tanihata I. Proceeding of 7-th High Energy Heavy Ion Study. GSI Darmstadt, oct. 8-12, 1984.
2. Tanihata I. INS-REP-550, Tokyo, 1985.
3. Sato H., Okuhara Y., INS-REP-558, Tokyo, 1985.
4. Proc. XVIII Int.Cosmic Ray Conf. Bangalor, 1983.
5. Denisov S.P. et al. Nucl.Phys., 1973, B61, p.62.
6. Heckman H.H. et al. Phys.Rev., 1978, C17, p.1735.
7. Westfall G.D. et al. Phys.Rev., 1979, C19, p.1309.
8. Aksinenko V.D. et al. Nucl.Phys., 1980, A348, p.518.
9. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, 1-82-553, ОИЯИ, 1982.
10. Greiner D.E. et al. Phys.Rev., 1985, C31, p.416.
11. Вереш И. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №4-84, Дубна, 1984, с.10.
12. Голутвин И.А. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №5-84, Дубна, 1984, с.8.
13. Bradt H.L., Peters B. Phys.Rev., 1950, 77, p.54.
14. Каптарь Л.П., Титов А.И., ЯФ, 1978, 28, с.647.

Рукопись поступила 24 июня 1986 года.

ОПИСАНИЕ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ
НА ОСНОВЕ ТРИАНГУЛЯЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ СКОРОСТЕЙ

А.М.Балдин, А.А.Балдин*

Предложен метод построения полиэдров /многогранников/ в пространстве относительных 4-скоростей, дающий полное описание множественных процессов. Дан метод рассмотрения общего случая, когда полное число переменных относительных скоростей превышает число степеней свободы. Учет особых свойств полиэдров, обусловленных кластеризацией в пространстве скоростей, а также учет существования промежуточных асимптотик и принципа ослабления корреляций позволяет предложить алгоритм обработки экспериментальных данных по множественным процессам, использующий много больший объем экспериментальной информации по сравнению с инклюзивным подходом.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Description of Multiparticle Processes
on the Basis of Triangulation in the Velocity Space

A.M.Baldin, A.A.Baldin

A method of the construction of polyhedrons in the relative four-velocity space is suggested which gives a complete description of multiparticle processes. A method of the consideration of a general case, when the total number of the relative velocity variables exceeds the number of the degrees of freedom, is also given. The account of the particular features of the polyhedrons due to the clusterization in the velocity space, as well as the account of the existence of intermediate asymptotics and the correlation depletion principle makes it possible to propose an algorithm for processing much larger bulk of experimental information on multiparticle processes as compared to the inclusive approach.

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

*ИЯИ АН СССР, Троицк

Описание процессов множественного рождения частиц в большом числе экспериментальных и теоретических работ проводится на основе инклюзивного подхода. Постановка задачи об изучении инклюзивных спектров была сформулирована А.А.Логуновым с сотрудниками ^{/1/}, ими же были получены ограничения и следствия, вытекающие из общих принципов квантовой теории поля для этих спектров. Инклюзивный подход к процессам

$$I + II \rightarrow I + 2 + 3 + \dots,$$

/1/

где I и II - сталкивающиеся частицы, а $1, 2, 3$ и т.д. - частицы-продукты реакции, в принципе использует только небольшую часть информации об этих процессах /одночастичные, двухчастичные и т.д. распределения/. Принципиальная неполнота инклюзивного подхода для описания огромного объема информации, которую дают современные приборы, требует разработки более общих подходов. Такие подходы, в частности, позволяют пересмотреть большие массивы информации, хранящиеся в банках данных.

В настоящей статье предлагается метод, в котором используется вся доступная эксперименту информация о множественных процессах /1/. В работах ^{/2/} использовалось описание процессов /1/ в пространстве, точками которого являются четырехмерные скорости $u_i = p_i / m_i$, или 4-импульсы частиц p_i , деленные на их массы m_i . Основными величинами, от которых зависят распределения вероятностей /сечения/, считаются положительные релятивистски-инвариантные величины:

$$b_{ik} = -\left(\frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k}\right)^2 = 2\left[\frac{(p_i \cdot p_k)}{m_i m_k} - 1\right], \quad /2/$$

индексы i и k принимают значения $i, k = I, II, 1, 2, 3, \dots$. Величины b_{ik} имеют смысл относительных расстояний в пространстве 4-скоростей. Очевидно, что задание всех b_{ik} для всех частиц процесса типа /1/ содержит полную информацию об этом процессе. Такая полная информация может быть представлена для каждого события в виде довольно компактной таблицы 1 ($b_{ik} = b_{ki}$).

В работах ^{/2/} были приведены аргументы в пользу того, что именно величины b_{ik} , а не передачи энергии-импульса, определяют силу и характер взаимодействия объектов i и k . В частности, было установлено, что в области $b_{ik} \gg 1$ адроны утрачивают роль квазичастиц ядерной материи и взаимодействие происходит на кварк-глюонном уровне /асимптотическая область/. На основе этой идеи был сформулирован принцип ослабления корреляций ^{/3/}, дано новое

Таблица 1

	I	II	1	2	3	4	5	...
I	0	$b_{I II}$	$b_{I 1}$	$b_{I 2}$	$b_{I 3}$	$b_{I 4}$	$b_{I 5}$	...
II	$b_{I II}$	0	$b_{II 1}$	$b_{II 2}$	$b_{II 3}$	$b_{II 4}$	$b_{II 5}$	...
1	$b_{1 I}$	$b_{1 II}$	0	$b_{1 2}$	$b_{1 3}$	$b_{1 4}$	$b_{1 5}$	...
2	$b_{2 I}$	$b_{2 II}$	$b_{2 1}$	0	$b_{2 3}$	$b_{2 4}$	$b_{2 5}$	...
3	$b_{3 I}$	$b_{3 II}$	$b_{3 1}$	$b_{3 2}$	0	$b_{3 4}$	$b_{3 5}$	...
4	$b_{4 I}$	$b_{4 II}$	$b_{4 1}$	$b_{4 2}$	$b_{4 3}$	0	$b_{4 5}$	...
5	$b_{5 I}$	$b_{5 II}$	$b_{5 1}$	$b_{5 2}$	$b_{5 3}$	$b_{5 4}$	0	...
.	.	.	.	.	.	.	.	...
.	.	.	.	.	.	.	.	...
.	.	.	.	.	.	.	.	...

определение струй ^{/4/}, показана универсальность свойств струй, рассматриваемых как четырехмерные объекты в пространстве скоростей ^{/5/}.

Однако оставались неясными следующие вопросы:

1. Как пользоваться переменными b_{ik} , когда их число превышает число степеней свободы?

2. Нельзя ли предложить регулярный метод обработки экспериментальных данных для процессов типа /1/ произвольной множественности?

3. Не существует ли новых закономерностей множественного рождения частиц, основанных на новом описании?

Ответы на перечисленные вопросы - цель настоящей работы.

Идеальный эксперимент дает возможность измерить для всех частиц, участвующих в процессе /1/, их трехмерные импульсы $\vec{p}_i$, энергии E_i и массы m_i , связанные известным соотношением

$$E_i^2 - \vec{p}_i^2 = m_i^2 \quad \text{или} \quad u_{i0}^2 - \vec{u}_i^2 = 1,$$

/3/

определяющим геометрию пространства скоростей. Вместо четырехмерного пространства скоростей $u_i = p_i/m_i$ благодаря свойству /3/ можно рассматривать трехмерное пространство, которое, как известно, является трехмерным пространством Лобачевского. Исследованию возможностей описания множественных процессов в пространстве Лобачевского посвящены работы Э.Г. Бубелева /8/.

Экспериментаторы представляют результаты своих измерений как распределения вероятностей /сечения/ вида

$$W(E_I, \vec{p}_I, E_{II}, \vec{p}_{II}, \dots, E_i, \vec{p}_i, \dots) \prod_i \frac{d\vec{p}_i}{E_i}. \quad /4/$$

Состояние каждой из частиц процесса /1/ полностью задается тремя числами /например, p_{ix}, p_{iy}, p_{iz} /. Число степеней свободы для всей системы N частиц определяется как

$$3N - 6. \quad /5/$$

Шесть чисел определяют положение и ориентацию системы как целого /3 координаты и 3 угла/. В силу принципа относительности инвариантные распределения вероятностей /4/ зависят только от относительных скоростей, точнее, от релятивистски-инвариантных величин /2/. Для ответов на поставленные выше вопросы необходимо перейти от переменных $\{..., E_i, \vec{p}_i, ...\}$ к переменным b_{ik} . Число переменных b_{ik} , очевидно, равно

$$\frac{N(N-1)}{2}. \quad /6/$$

и может значительно превышать число степеней свободы /5/. Это означает, что полный набор переменных b_{ik} переопределяет систему и его необходимо разделить на две группы, в одну из которых войдут $(3N-6)$ величин, полностью определяющих конфигурацию системы, а в другую, - те $\frac{N(N-1)}{2}$ -

- $(3N-6)$ величин, которые можно выразить через первые $(3N-6)$. В силу симметрии задачи разбиение на группы можно провести произвольно. Каждое разбиение определяет новую конфигурацию, что резко увеличивает статистику. Например, при $N = 7$ мы имеем $\sim 10^4$ конфигураций, а при $N = 11$ получается $\sim 10^{12}$ конфигураций. Для установления связей между различными наборами b_{ik} мы применяем триангуляцию в пространстве b_{ik} . Термин "триангуляция" в геодезии и математике обозначает метод создания сетей, состоящих из примыкающих друг к другу треугольников, и в определении на этой основе положения их вершин. Для общего случая поверхностей треугольники могут быть криволинейными. В трех-

мерном пространстве роль простейших элементов /симплексов/ играют тетраэдры. Из них составляются многогранники - полиэдры. Пространство скоростей является трехмерным пространством Лобачевского и его симплексами являются тетраэдры. Полиэдры, вершины которых представляют собой точки u_i, u_k, u_j , а стороны равны $b_{ik}, b_{ij}, b_{jk}, \dots$, полностью определяют различные конфигурации, причем для определения конфигурации достаточно $(3N-6)$ величин b_{ik} , а остальные расстояния между вершинами полиэдра можно найти вычислением, несмотря на то, что в эксперименте они измеряются. Переопределенность рассматриваемых систем - большое преимущество предлагаемого метода. В качестве исходного базисного треугольника $\{a, \beta, \gamma\}$ можно взять любой, например, $\{I, II, I\}, \{I, I, 2\}$ и т.д. Координаты всех точек ($i \neq a, i \neq \beta, i \neq \gamma$) можно выразить через $(b_{a1}, b_{\beta 1}, b_{\gamma 1})$. Заданием величин $b_{a\beta}, b_{a\gamma}, b_{\beta\gamma}, b_{a1}, b_{\beta 1}, b_{\gamma 1}, b_{ak}, b_{\beta k}, b_{\gamma k} \dots$ полностью определяется относительное положение всех частиц процесса /1/ в пространстве скоростей. Нетрудно подсчитать, что число этих величин равно числу степеней свободы /5/: $3 + 3(N-3) = 3N-6$. Из этого рассмотрения также следует, что величины b_{ik} при $i \neq a, i \neq \beta, i \neq \gamma$, и $k \neq a, k \neq \beta, k \neq \gamma$ являются зависимыми от величин b_{ik} , входящих в построенный таким образом "каркас". Нами вычислены соответствующие якобианы перехода от одной совокупности независимых переменных к другой. При произвольном выборе из $N(N-1)/2$ величин $3N-6$ независимых переход от одного набора к другому содержит довольно громоздкие выкладки, которые были проведены на основе аналитических вычислений на ЭВМ. Прямое вычисление якобианов дает строгий и однозначный ответ на вопрос о том, как пользоваться переменными b_{ik} , когда их число превышает число степеней свободы. Явный вид якобианов из-за их громоздкости здесь не приводится, но для последующего изложения он не обязателен. Распределения по различным наборам переменных получаются в соответствии с теорией вероятностей. Например, если нас интересуют двухчастичные распределения, или корреляторы, то необходимо пользоваться суммой вероятностей:

$$W(b_{a\beta}) db_{a\beta} + W(b_{a\gamma}) db_{a\gamma} + W(b_{\beta\gamma}) db_{\beta\gamma} + \sum_i W(b_{a1}) db_{a1} + \\ + \sum_i W(b_{\beta 1}) db_{\beta 1} + \sum_i W(b_{\gamma 1}) db_{\gamma 1} + \sum_{ik} W(b_{ik}) db_{ik} . \quad /7/$$

Каждое из этих одномерных W находится интегрированием полного распределения с учетом связей между переменными. Как видно из выражения /7/, оно, в отличие от инклюзивных распределений, содержит полную информацию. В этой связи необходимо отметить, что применение /7/ к распределениям, получаемым на трековых приборах, дает огромную дополнительную информацию за счет перебора всех видимых треков. Следует ожидать, что регистрация невидимых /на-пример, нейтральных/ частиц лишь увеличит статистику в сумме /7/, но не изменит результата, т.к. в нашем подходе все частицы входят равноправно. Одномерные, двумерные и трехмерные распределения по b_{ik} обсуждались ранее /2,4/. Для того чтобы в многомерных распределениях по b_{ik} уловить достаточно общие и простые закономерности, необходимо упростить задачу. Из работ /3,4/ следует, что при $b_{ik} \rightarrow \infty$ наступают асимптотические режимы, характеризующиеся убыванием распределений вероятностей W с ростом b_{ik} и их распадом /3,4/ на множители /принцип ослабления корреляций/. В частности, такие множители хорошо описывают струи как универсальные закономерности множественного рождения частиц /4,5/. Одним из наиболее существенных выводов работ, посвященных анализу множественных процессов в пространстве b_{ik} , является вывод /2,3/ о существовании двух характерных расстояний /корреляционных длин/ в пространстве относительных скоростей $b_1 \sim 0,01$ /ядерный масштаб/ и $b_2 \sim 1$ /кварковый масштаб /2/. Этим величинам должны соответствовать две промежуточные асимптотики: $b_{\alpha\beta} \gg b_1$ и $b_{\alpha\beta} \gg b_2$. Отсюда следует, что вероятности W как функции переменных b_{ik} должны обладать свойствами автомодельности по переменным $b_{\alpha\beta}$, принимающим асимптотически большие значения:

$$W(b_{\alpha\beta}, b_{\alpha 1}, b_{\beta 1}, b_{ik}, \dots) \rightarrow \frac{A}{(b_{\alpha\beta})^m} \cdot W(b_{\alpha 1}, \frac{b_{\beta 1}}{b_{\alpha\beta}}, b_{ik}, \dots).$$

Параметры A и m находятся из эксперимента или предсказываются теорией. В силу триангуляционных связей условие $b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty$ влечет за собой стремление к бесконечности некоторых других b_{ik} , в нашем примере $b_{\beta 1}$. В силу тригонометрии

Лобачевского отношение $\frac{b_{\beta 1}}{b_{\alpha\beta}} \rightarrow x_1$, где x_1 - переменная све-

тового фронта для частицы 1. В нерелятивистской области /первой промежуточной асимптотики/, где приближенно справедлива геометрия Евклида, $x_1 \rightarrow 1$. Автомодельность величин W является гипотезой и требует дальнейшего экспериментального обоснования.

С учетом изложенного предлагается следующий алгоритм обработки экспериментальных данных по множественным процессам:

1. Составление таблиц 1 для каждого события.
2. Выделение кластеров. Для этого помечаем в таблицах 1 малые величины $b_{ik} \leq 1$. Число таких величин в строке /или столбце/ определяет размер кластера, а порядковые номера определяют те частицы, которые входят в кластер. Например, пусть в строке 1 /столбце 1/ малыми оказались b_{11} , b_{12} и b_{14} . Это значит, что в кластер входят точки u_1 , u_{11} , u_2 , u_4 .

3. Нахождение центральных точек кластеров $V_a = \frac{\sum u_i}{\sqrt{(\sum u_i)^2}}$, $V_\beta = \frac{\sum u_k}{\sqrt{(\sum u_k)^2}}$ и т.д. Суммирование проводится по всем

точкам каждого кластера, аналогично тому, как это делается при определении осей струй /4/.

4. Построение триангуляции для каждого события с использованием в качестве вершин базисного треугольника точек V_a, V_β, V_γ . Никаких предположений пока сделано не было. По построению: $(V_a V_\beta) \gg 1$, $(V_a V_\gamma) \gg 1$, $(V_\beta V_\gamma) \gg 1$.

5. Найденное распределение согласно принципу ослабления корреляций и гипотезе об автомодельности должно иметь следующий асимптотический вид:

$$W(b_{a\beta}, b_{a\gamma}, b_{\beta\gamma}; b_{a1}, b_{\beta1}, b_{\gamma1}; \dots b_{ak}, b_{\beta k}, b_{\gamma k}; \dots) \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{A}{(b_{a\beta})^m} \cdot f\left(\frac{b_{a\gamma}}{b_{a\beta}}, \frac{b_{\beta\gamma}}{b_{a\beta}}\right) \cdot W^a\left(\frac{b_{\beta1}}{b_{a\beta}}; \frac{b_{\gamma1}}{b_{a\gamma}} \dots\right) \times \quad /8/$$

$$\times W^\beta\left(\frac{b_{ak}}{b_{a\beta}}, b_{\beta k}, \frac{b_{\gamma k}}{b_{\beta\gamma}} \dots\right) \cdot W^\gamma\left(\frac{b_{aj}}{b_{a\gamma}}; \frac{b_{\beta j}}{b_{\beta\gamma}}; b_{\gamma j}, \dots\right).$$

Анализ экспериментальных данных по струям /4,5/ показывает, что формула /8/ соответствует эксперименту, а функции W^a, W^β, W^γ являются универсальными и описывают изолированные кластеры. Необходима дальнейшая экспериментальная проверка этого утверждения. Как видно из формулы /8/,

характерные особенности процесса определяются множителем $\frac{A}{(b_{a\beta})^m} f\left(\frac{b_{a\gamma}}{b_{a\beta}}, \frac{b_{\beta\gamma}}{b_{a\beta}}\right)$. Этот множитель должен описываться теорией возмущений КХД /см., например, обзор /7/. Необходимо также отметить, что /8/ можно рассматривать как обобщение автомодельности и знаменитых формул кваркового счета Матвеева, Мурадяна, Тавхелидзе. Формула /8/, по сути дела, является параметризацией экспериментальных данных

по множественным процессам. Гипотеза о существовании промежуточных асимптотик и принцип ослабления корреляций резко уменьшают число независимых конфигураций /полиэдров/ в пространстве скоростей, выделяя наиболее вероятные. Изучение свойств изолированных систем, т.е. систем, описываемых универсальными функциями W^{α} , W^{β} , W^{γ} и т.д., только началось. Пока изучались лишь одномерные характеристики, а они /в случае второй асимптотики $b_{\alpha\beta} \gg 1$ / содержат важную информацию об адронизации кварков и глюонов. В случае первой асимптотики ($b_{\alpha\beta} \gg 0,01$), имеющей большое значение для изучения релятивистских ядерных столкновений, функции W^{α} , W^{β} , W^{γ} и т.д. содержат информацию о состояниях предельно высоких возбуждений ядерной материи, о нуклонных кластерах.

Из формулы /8/ также следует важное различие свойств автомодельности и масштабной инвариантности. Нам представляется, что описание множественных процессов на основе триангуляции в пространстве скоростей имеет хорошую перспективу как для целенаправленных постановок эксперимента, так и для анализа огромных объемов информации, накопленных в банках данных по множественному рождению частиц.

Литература

1. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Нгуен Ван Хьеу. Препринт ИФВЗ, 67-49-К, Серпухов, 1967; Phys.Lett., 1967, vol.25B, p.617.
2. Балдин А.М. ДАН СССР, 1975, т.222, № 5, с.1064; ЭЧАЯ, 1977, т.8, № 3, с.429; Nucl.Phys., 1985, A434, p.695 с.
3. Balдин A.M. Nucl.Phys., 1985, A447, p.203 с.
4. Балдин А.М., Диденко Л.А. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №3-84, Дубна, 1984, с.5; №8-85, Дубна, 1985, с.5.
5. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-85-820, Дубна, 1985.
6. Бубелев Э.Г. Изв. АН СССР, сер.физ., 1967, 31, с.1487.
7. Ранфт Г., Ранфт Й. ЭЧАЯ, 1979, т.10, № 1, с.90.

Рукопись поступила 30 мая 1986 года.

РАСПАД $K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$ В КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ

А.А.Бельков*, Ю.Л.Калиновский**, В.Н.Первушин

В рамках киральной теории рассмотрен распад $K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Лагранжиан слабого взаимодействия строго удовлетворяет правилу $\Delta T = 1/2$ и имеет вид "ток $\times$ ток". Мезонные токи являются нелинейными реализациями киральной $SU(3) \times SU(3)$ симметрии. Для учета механизма $K_S^0 \rightarrow \{2K, 2\pi\} \rightarrow \gamma\gamma$ не требуется введения дополнительных феноменологических параметров. Получена оценка для парциальной вероятности распада $K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$: $W(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma)/W(K_S^0 \rightarrow \text{tot}) = 7,9 \cdot 10^{-7}$; $W(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma)/W(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 8,3$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Decay $K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the Chiral Theory

A.A.Bel'kov et al.

The decay $K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$ is considered in the framework of the chiral theory. The Lagrangian of weak interaction strictly satisfies the rule $\Delta T = 1/2$ and has the current form. The meson currents are a non-linear realization of $SU(3) \times SU(3)$ - chiral symmetry. No additional phenomenological parameter is needed to take into account the mechanism $K_S^0 \rightarrow \{2K, 2\pi\} \rightarrow \gamma\gamma$. Estimation of the decay branching ratio is found $W(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma)/W(K_S^0 \rightarrow \text{all}) = 7,9 \cdot 10^{-7}$; $W(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma)/W(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 8,3$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Распадам $K_S^0 (K_L^0) \rightarrow \gamma\gamma$ посвящена обширная теоретическая литература^{/1-9/}. Впервые на эти распады обратили внимание в связи с возможностью наблюдения в них СР-нарушения. В работе^{/1/} были рассмотрены механизмы распадов $K_L^0 \rightarrow \{\pi, 3\pi\} \rightarrow 2\gamma$, $K_S^0 \rightarrow \{2\pi\} \rightarrow 2\gamma$ и проведен их феноменологический анализ. Было показано, что вероятности распадов $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ должны быть одного порядка, и эффекты СР-нарушения связаны с интерференцией различных состояний $\gamma\gamma$ -системы. Экспериментальное наблюдение СР-нарушающих распадов $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ ^{/10/} позволило сделать вывод о возможности наблюдения эффектов СР-нарушения в переходах $K_S^0 (K_L^0) \rightarrow \gamma\gamma$ ^{/23/}.

Однако распад $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ пока не обнаружен. Поэтому предпринимаются различные попытки теоретической оценки отношения

* ИФВЭ, Протвино

** Гомельский политехнический институт

$W(K_S^0 \rightarrow 2\gamma)/W(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)$. Так, на основании расчетов в^{3-9/} ожидается, что парциальная ширина распада $K_S^0 \rightarrow 2\gamma$ будет на один-два порядка больше, чем в распаде $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ ^{711/}. В серии работ^{8/} распад $K_S \rightarrow 2\gamma$ рассчитан с помощью дисперсионных соотношений, и исследованы различные вклады промежуточных состояний. Показано, что доминирующим механизмом является переход $K_S^0 \rightarrow \{2\pi\} \rightarrow 2\gamma$, и для парциальной вероятности этого распада получена оценка $B(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 2,0 + 2,5 \times 10^{-6}$. При этом в^{8/} лагранжиан слабого взаимодействия был выбран в бестоковой форме: $\mathcal{L}_w = \lambda \bar{\chi} e^{i(\vec{r} \cdot \vec{\pi})/2} K$, где $\bar{\chi} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, а константа λ фиксировалась из распада $K_S \rightarrow \pi\pi$.

В настоящей работе для учета механизма $K_S^0 \rightarrow \{2K\}, \{2\pi\} \rightarrow \gamma\gamma$ используется стандартный лагранжиан слабого взаимодействия в рамках подхода киральных феноменологических лагранжианов, для описания слабых взаимодействий не требуется введения дополнительных параметров.

Лагранжиан слабого взаимодействия в предположении точного выполнения правила $|\Delta T| = 1/2$ имеет вид ^{12/}

$$\mathcal{L}_w(|\Delta T| = 1/2) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} 2d_{ab} J_\mu^a J_\mu^b =$$

$$= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ (J_\mu^1 - iJ_\mu^2)(J_\mu^4 + iJ_\mu^5) - (J_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}J_\mu^8)(J_\mu^6 + iJ_\mu^7) + \text{э.с.} \}.$$

Мезонные токи J_μ^i ($i = 1, \dots, 8$) являются нелинейными реализациями киральной $SU(3) \times SU(3)$ - симметрии

$$i\lambda_1 J_\mu^1 = e^{i\xi} \partial_\mu e^{-i\xi},$$

где $\xi = \frac{\sqrt{2}}{F_\pi} \lambda_1 \phi_1$; ϕ_1 - поля октета псевдоскалярных мезонов.

Мезонные токи имеют вид

$$J_\mu^1 - iJ_\mu^2 = -\sqrt{2} F_\pi \partial_\mu \pi^+ - i(\sqrt{2} (\pi^0 \hat{\partial}_\mu \pi^+) + (K^+ \hat{\partial}_\mu \bar{K}^0)),$$

$$J_\mu^4 + iJ_\mu^5 = -\sqrt{2} F_\pi \partial_\mu K^- - i(\frac{1}{\sqrt{2}} (K^- \hat{\partial}_\mu \pi^0) + (\bar{K}^0 \hat{\partial}_\mu \pi^-)),$$

$$J_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} J_\mu^8 = -\sqrt{2} F_\pi \partial_\mu (\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\mu}{\sqrt{6}}) - i((\pi^+ \hat{\partial}_\mu \pi^-) + (K^+ \hat{\partial}_\mu K^-)),$$

$$J_\mu^6 + iJ_\mu^7 = -\sqrt{2} F_\pi \partial_\mu \bar{K}^0 - i(-\frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{K}^0 \hat{\partial}_\mu \pi^0) + (K^+ \hat{\partial}_\mu \pi^+)),$$

где $(a \hat{\partial}_\mu b) = a \partial_\mu b - \partial_\mu a \cdot b$.

Используя явный вид мезонных токов, получим следующие лагранжианы слабых переходов:

$$\mathcal{L}_w(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} F_\pi \{ \partial_\mu \pi^+ (K_S \hat{\partial}_\mu \pi^-) - \partial_\mu K_S (\pi^+ \hat{\partial}_\mu \pi^-) \},$$

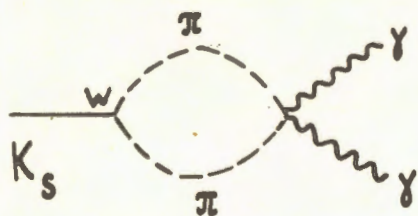
$$\mathcal{L}_w(K_S \rightarrow K^+ K^-) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} 2F_\pi \{ \partial_\mu K^- (K^+ \overset{\star}{\partial}_\mu K_S) - \partial_\mu K_S (K^+ \overset{\star}{\partial}_\mu K^-) \},$$

$$K_S = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{i\sqrt{2}}, \quad K_L = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}.$$

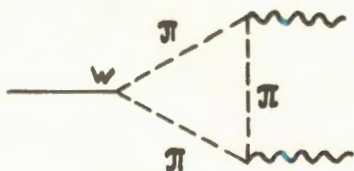
Лагранжианы электромагнитного взаимодействия имеют вид

$$\mathcal{L}_{em}^{(1)} = ie(\pi^+ \overset{\star}{\partial}_\mu \pi^- + K^+ \overset{\star}{\partial}_\mu K^-) A_\mu,$$

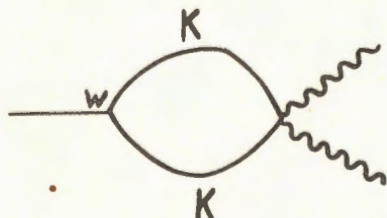
$$\mathcal{L}_{em}^{(2)} = e^2(\pi^+ \pi^- + K^+ K^-) A_\mu^2.$$



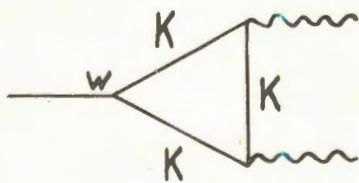
a



b



c



d

Диаграммы а - г дают следующие вклады в амплитуду распада $K_S^0 \rightarrow \gamma(q_1) \gamma(q_2)$:

$$a: \frac{G_F}{\sqrt{2}} 2F_\pi e^2 g_{\mu\nu} \int dk \frac{k^2 - 2q_1 q_2}{(m^2 - (k+q_1)^2)(m^2 - (k-q_2)^2)},$$

$$b: \frac{G_F}{\sqrt{2}} 2F_\pi e^2 \int dk \frac{(k^2 - 2q_1 q_2) 4k^\mu k^\nu}{(m^2 - (k+q_1)^2)(m^2 - (k-q_2)^2)(m^2 - k^2)},$$

$$v: \frac{G_F}{\sqrt{2}} 2F_\pi e^2 g_{\mu\nu} \int dk \frac{k^2}{(m^2 - (k+q_1)^2)(m^2 - (k-q_2)^2)},$$

$$r: \frac{G_F}{\sqrt{2}} 2F_\pi e^2 \int dk \frac{k^2 \cdot 4k^\mu k^\nu}{(m^2 - (k+q_1)^2)(m^2 - (k-q_2)^2)(m^2 - k^2)}.$$

При суммировании всех четырех вкладов расходящиеся части в соответствующих интегралах взаимно компенсируются, и окончательный результат уже не содержит расходимостей:

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}(K_S \rightarrow 2\gamma) &= \sqrt{2} G_F F_\pi e^2 2(q_1 \cdot q_2) \int dk \frac{q g_{\mu\nu} + \frac{4k_\mu k_\nu}{m^2 - k^2}}{(m^2 - (k-q_1)^2)(m^2 - (k-q_2)^2)} = \\ &= 2e^2 (q_{\mu\nu}(q_1 \cdot q_2) - q_1^\nu q_2^\mu) T(q_1 \cdot q_2). \end{aligned}$$

Здесь

$$T(q_1 q_2) = \frac{1}{(4\pi F_\pi)^2} G_F^3 \sqrt{2} \{I(\xi) - 1\},$$

$$I(\xi) = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\xi} \ln^2 \left(\frac{\xi + \sqrt{\xi^2 - 4\xi}}{\xi - \sqrt{\xi^2 - 4\xi}} \right), \quad \xi = \frac{2q_1 \cdot q_2}{m_\pi^2} = \frac{m_K^2}{m_\pi^2}.$$

Вероятность распада $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ вычисляется по формуле

$$W(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 G_F^2 F_\pi^2 m_K^3}{(4\pi)^4} \pi (I(\xi) - 1)^2,$$

$$\alpha = \frac{1}{137}, \quad G_F = 10^{-5} m_p^{-2}, \quad F_\pi = 94 \text{ МэВ}.$$

Отсюда получим

$$W(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 0,58 \cdot 10^{-18} \text{ МэВ}.$$

Вероятность распада $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ вычислялась в рамках киральной теории^{/13/} в предположении, что основным механизмом является переход $K_L^0 \rightarrow \{\pi^0, \eta\} \rightarrow 2\gamma$, а также в модели кварковых петель^{/14/}: $W(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 4,8 \times 10^{-18} \text{ МэВ}$. Эта величина удовлетворительно согласуется с экспериментом^{/16/}:

$$W(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma)_{\text{экс.}} = /6,22 \pm 0,52/ \times 10^{-18} \text{ МэВ.}$$

Таким образом, для распадов $K_S^0(K_L^0) \rightarrow \gamma\gamma$ получим следующие оценки:

$$\frac{W(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma)}{W(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma)} = 8,3; \quad \frac{W(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma)}{W(K_S^0 \rightarrow \text{tot})} = 7,9 \cdot 10^{-8}; \quad \frac{W(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma)}{W(K_L^0 \rightarrow \text{tot})} = 3,8 \cdot 10^{-4}.$$

Современные экспериментальные результаты:

$$\left(\frac{W(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma)}{W(K_S^0 \rightarrow \text{tot})} \right)_{\text{экс.}} = < 4,0 \cdot 10^{-4} / 15 /; \quad \left(\frac{W(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma)}{W(K_L^0 \rightarrow \text{tot})} \right)_{\text{экс.}} = (4,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-4} / 18 /.$$

Полученный для распада $K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$ результат по крайней мере на порядок ниже, чем величина $B_{K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma} \approx 1 + 3 \times 10^{-6}$, вычисленная в [8-9].

Литература

1. Dreitlein J., Primakoff H. Phys.Rev., 1961, 124, p.268.
2. Sehgal L.M., Wolfenstein L. Phys. Rev., 1967, 162, p.1362.
3. Martin B.R., de Rafael E. Phys. Rev., 1967, 162, p.1453.
4. Martin B.R., de Rafael E., Smith J. Phys. Rev., 1970, D2, p.179.
5. Yndurain F.Y. Progr. Theor. Phys., 1971, 46, p.990.
6. Kohara Y. Progr. Theor. Phys., 1972, 48, p.261.
7. Goble R.L. Phys. Rev., 1973, D7, p.937.
8. Uy Z.E.S. Phys. Rev., 1971, D3, p.234; 1973, D19, p. 1623; 1983, D27, p.300; D29, 1984, p.574; D32, 1985, p.312.
9. Gaillard M.K., Lee B.W. Phys. Rev., 1974, D10, p.897.
10. Christenson J.H. et al. Phys. Rev. Lett., 1964, 13, p.138.
11. Вишневский М.Е. Одиннадцатая школа физики ИТЭФ, М., 1984, вып.1, с.3.
12. Сакураи Дж. Токи и мезоны. Атомиздат, М., 1972.
13. Волков М.К. ЯФ, 1978, 28, с.1962.
14. Ivanov A.N., Troitskaya N.I., Volkov M.K. JINR, E2-85-736, Dubna, 1985.
15. Barmin V.V. et al. Phys. Lett., 1973, 47B, p.463.
16. PDG, Phys.Lett., 1982, B111.

Рукопись поступила 17 апреля 1986 года.

ОБ ОДНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ ИСКЛЮЧИТЕЛЬНЫХ АЛГЕБР E_6 И E_8

Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Хунг Шон

Исключительные алгебры Ли E_6 и E_8 реализуются в терминах ковариантных операторов, преобразующихся как скаляры, спиноры, векторы и антисимметричный тензор по отношению к подалгебре $SO(10)$ в цепочке редукций $E_8 \supset E_6 \oplus SU(3)$, $E_8 \supset SO(10) \oplus U(1)$. Приводятся в явном виде все коммутационные соотношения.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

On a Realization of the Exceptional Algebras E_6 and E_8

Nguyen Van Hieu, Nguyen Hung Son

The exceptional Lie algebras E_6 and E_8 are realized in terms of the covariant operators transformed as scalars, spinors, vectors and an antisymmetric tensor under the subalgebra $SO(10)$ in the reduction chain $E_8 \supset E_6 \oplus SU(3)$, $E_8 \supset SO(10) \oplus U(1)$. All commutation relations are given explicitly.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

В последнее время широко обсуждается возможность создания единой модели элементарных частиц и их взаимодействий, основанной на теории суперструны без аномалии в 10-мерном пространстве с калибровочной группой $E_6 \oplus E_8$ ^{/1/}. Такая теория допускает суперсимметричную спонтанную компактификацию на прямом произведении пространства Минковского и 6-мерного компактного многообразия с группой голономии $SU(3)$ ^{/2/}. Из-за наличия большого числа генераторов /248 для алгебры E_8 / известный базис Картана оказывается неудобным для применения к изучению конкретных задач физики элементарных частиц. В настоящей работе получены коммутационные соотношения для исключительных алгебр E_6 и E_8 в $SO(10)$ -ковариантном базисе, соответствующем цепочке $E_8 \supset E_6 \oplus SU(3)$, $E_8 \supset SO(10) \oplus U(1)$ и удобном для проведения размерной редукции, нарушающей симметрию от E_8 до E_6 ^{/3/}.

Подалгебра $SO(10)$ обладает 45 генераторами $S_{ij} = -S_{ji}$, $i, j = 1, 2, \dots, 10$. Кроме них алгебра E_8 содержит $SO(10)$ -синглет S и два $SO(10)$ -спинора S_+ и S_- , преобразующихся по спинорным представлениям 16 и $\overline{16}$ соответственно.

Удобно также пользоваться 32-компонентным спинором S_A , являющимся прямой суммой этих двух неприводимых представлений:

$$S_A = \begin{cases} S_a, & A = a \leq 16 \\ S_{\bar{a}}, & A = a + 16 \geq 17. \end{cases}$$

Единый 32-значный индекс заменим на набор пяти двух-значных индексов $A \rightarrow \{n_1, n_2, n_3, n_4, n_5\}$, $n_i = 1, 2$. Тогда можно записать матрицы Дирака Γ_i в 10-мерном пространстве в компактном виде:

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \sigma_1 \otimes 1 \otimes 1 \otimes 1 \otimes 1, & \Gamma_6 &= \sigma_2 \otimes 1 \otimes \sigma_1 \otimes \sigma_3 \otimes \sigma_3, \\ \Gamma_2 &= \sigma_2 \otimes \sigma_3 \otimes \sigma_3 \otimes \sigma_3 \otimes \sigma_3, & \Gamma_7 &= \sigma_2 \otimes 1 \otimes 1 \otimes \sigma_2 \otimes \sigma_3, \\ \Gamma_3 &= \sigma_2 \otimes \sigma_2 \otimes \sigma_3 \otimes \sigma_3 \otimes \sigma_3, & \Gamma_8 &= \sigma_2 \otimes 1 \otimes 1 \otimes \sigma_1 \otimes \sigma_3, \\ \Gamma_4 &= \sigma_2 \otimes \sigma_1 \otimes \sigma_3 \otimes \sigma_3 \otimes \sigma_3, & \Gamma_9 &= \sigma_2 \otimes 1 \otimes 1 \otimes 1 \otimes \sigma_2, \\ \Gamma_5 &= \sigma_2 \otimes 1 \otimes \sigma_2 \otimes \sigma_3 \otimes \sigma_3, & \Gamma_{10} &= \sigma_2 \otimes 1 \otimes 1 \otimes 1 \otimes \sigma_1. \end{aligned}$$

В рассматриваемом $SO(10)$ -ковариантном базисе алгебры E_8 реализуется следующим образом:

$$[S_{ij}, S_{kl}] = i\{\delta_{ik} S_{jl} - \delta_{jk} S_{il} - \delta_{il} S_{jk} + \delta_{jl} S_{ik}\},$$

$$[S_{ij}, S_A] = -\frac{1}{2}(\Sigma_{ij})_{AB} S_B, \quad [S_{ij}, S] = 0,$$

/2/

$$[S_A, S_B] = \frac{1}{4}(X_{ij})_{AB} S_{ij} + Y_{AB} S,$$

$$[S, S_A] = \eta_A S_A, \quad \eta_a = -\frac{3}{4}, \quad \eta_{\bar{a}} = \frac{3}{4},$$

где

$$\Sigma_{ij} = \frac{1}{2i}[\Gamma_i, \Gamma_j], \quad X_{ij} = \Sigma_{ij} C Y,$$

/3/

$$Y = -i\sigma_2 \otimes \sigma_2 \otimes \sigma_1 \otimes \sigma_2 \otimes \sigma_1, \quad C = -\sigma_3 \otimes 1 \otimes 1 \otimes 1 \otimes 1.$$

Генераторы подалгебры $SU(3)$ в цепочке $E_8 \supset E_6 \oplus SU(3)$ обозначим Q_m , $m = 1, 2, \dots, 8$. Остальные генераторы ал-

гебры E_8 образуют представления $/27.3/$ и $/\overline{27}.3/$ подалгебры $E_8 \oplus SU(3)$. Представление 27 алгебры E_8 разлагается на прямую сумму представлений 10, 16 и 1 подалгебры $SU(10)$. Поэтому мы имеем следующие генераторы алгебры E_8 , преобразующиеся по представлениям $/27.3/$ и $/\overline{27}.3/$ подалгебры $E_8 \oplus SU(3)$ соответственно: $T_{ia}, T_{a\alpha}, T_\alpha$ и $T_i^\alpha, T_{\dot{a}}^\alpha, T^\alpha$, $i = 1, 2, \dots, 10, a = 1, 2, \dots, 16, \alpha = 1, 2, 3$.

Коммутационные соотношения между ними и генераторами подалгебры E_8 определяют также фундаментальное представление 27 и сопряженное ему представление $\overline{27}$ этой подалгебры:

$$[S_{ij}, T_{k\alpha}] = i \{ \delta_{ik} T_{j\alpha} - \delta_{jk} T_{i\alpha} \},$$

$$[S_{ij}, T_{a\alpha}] = -\frac{1}{2} (\Sigma_{ij})_{ab} T_{b\alpha}, \quad [S_{ij}, T_\alpha] = 0,$$

$$[S_a, T_{i\alpha}] = 0, \quad [S_a, T_{b\alpha}] = -(\Gamma_1 Y)_{ba} T_{i\alpha},$$

/4/

$$[S_a, T_\alpha] = T_{a\alpha}, \quad [S_{\dot{a}}, T_{i\alpha}] = \frac{1}{2} (\Gamma_1)_{\dot{a}b} T_{b\alpha}, \quad [S_{\dot{a}}, T_{b\alpha}] = 0,$$

$$[S_{\dot{a}}, T_\alpha] = 0, \quad [S, T_{i\alpha}] = \frac{1}{2} T_{i\alpha}, \quad [S, T_{a\alpha}] = -\frac{1}{4} T_{a\alpha},$$

$$[S, T_\alpha] = -T_{\dot{a}},$$

и аналогично для $T_i^\alpha, T_{\dot{a}}^\alpha, T^\alpha$.

Остальные коммутационные соотношения алгебры E_8 имеют вид

$$[T_{i\alpha}, T_{j\beta}] = \frac{1}{2} \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \delta_{ij} T^\gamma,$$

$$[T_{i\alpha}, T_j^\beta] = -\frac{1}{2} \delta_\alpha^\beta S_{ij} - \delta_{ij} Q_\alpha^\beta - \frac{1}{3} \delta_{ij} \delta_\alpha^\beta S,$$

/5/

$$[T_{i\alpha}, T_{a\beta}] = \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \frac{1}{2} (\Gamma_1)_{ab} T_b^\gamma,$$

$$[T_{i\alpha}, T_{\dot{a}}^\beta] = -\frac{1}{2} \delta_\alpha^\beta (\Gamma_1)_{\dot{a}b} S_b, \quad [T_{i\alpha}, T_\beta] = \epsilon_{\alpha\beta\gamma} T_i^\gamma, \quad [T_{i\alpha}, T^\beta] = 0$$

$$[T_{a\alpha}, T_{b\beta}] = \epsilon_{\alpha\beta\gamma} (\Gamma_1 Y)_{ab} T_i^\gamma,$$

$$[T_{aa}, T_b^\beta] = \frac{1}{4} (X_{ij})_{ab} S_{ij} \delta_a^\beta + 2Y_{ab} Q_a^\beta - \frac{1}{3} Y_{ab} \delta_a^\beta S, \quad (1)$$

$$[T_{aa}, T_\beta] = 0, \quad [T_{aa}, T_a^\beta] = \delta_a^\beta S_a, \quad [T_a, T_\beta] = 0, \quad (2)$$

$$[T_a, T^\beta] = \frac{4}{3} \delta_a^\beta S - 2Q_a^\beta, \quad Q_a^\beta = Q_m (\lambda_m)_a^\beta, \quad (3)$$

где λ_m - матрицы Гелл-Манна группы $SU(3)$.

Задание алгебры E_8 в виде $SO(10)$ -ковариантных соотношений /2/-/5/ оказывается удобным методом при изучении E_8 -симметрии, полученной в результате спонтанного нарушения E_8 -симметрии.

Литература

1. Green M.B., Schwarz J.H. Phys.Lett., 1984, 149B, p.117.
2. Candelas P. et al. Nucl.Phys., 1985, B258, p.46.
3. Witten E. Phys.Lett., 1985, 155B, p.151.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ ОТ 0,025 ДО 500 эВ

Ю.М.Гledenov, Т.С.Зварова, М.П.Митриков, Р.С.Митрикова,
Ю.П.Попов, В.И.Салацкий, Фунг Ван Зуан

Проведено первое измерение энергетической зависимости сечения реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$. Использована нестандартная методика идентификации низкоэнергетических заряженных частиц на основе ионизационной камеры с двумя сетками. Получены значение теплового сечения и ход сечения исследуемой реакции в области энергий нейтронов E_n вплоть до 0,5 кэВ. Показано, что при $E_n < 140$ эВ сечение подчиняется закону $1/v$, где v — скорость нейтронов. В области $E_n \sim 140 \pm 200$ эВ в двух независимых измерениях наблюдалось отклонение сечения от кривой $1/v$, которое можно интерпретировать как указание на наличие узкого резонанса на нейтронах с отличным от нуля орбитальным моментом. Вопрос о резонансе, определяющем большое $5 \cdot 10^4$ б/ тепловое сечение, остается пока открытым.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

On the Study of the ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ Reaction
in the Neutron Energy Range from 0.025 to 500 eV

Gledenov Yu.M. et al.

The first measurement of the energy dependence of the ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ reaction cross section has been carried out using a non-standard procedure of identification of low energy charged particles with the ionization chamber with two grids. As a result there were obtained the thermal cross section and the energy dependence of investigated reaction cross section in the neutron energy range up to 0.5 keV. It was shown that at neutron energies below 140 eV the cross section followed the $1/v$ law, where v was the neutron velocity. Two independent series of measurements have revealed a deviation from the $1/v$ law in the region $E_n \sim 140 \pm 200$ eV which might have probably been ascribed to the presence of a narrow resonance on neutrons with orbital momenta different from zero. The question about the resonance responsible for the large ($5 \cdot 10^4$ b) thermal cross section remains still open.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

1. Введение

В рамках нашей программы исследований реакции (n, p) на нейтронодефицитных ядрах ^{1,2/} были проведены измерения сечения реакции (n, p) на радиоактивном ядре-мишени ${}^7\text{Be}$. До сих пор на этом ядре были получены лишь сечения реакций ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Be}(n, \gamma){}^4\text{He}$ на тепловых нейтронах ^{3-8/}, либо эта область возбуждений составного ядра ${}^8\text{Be}$ изучалась с помощью протонных реакций на ядре ${}^7\text{Li}$ ^{6-10/}.

Исследования энергетической зависимости сечения реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ были недавно начаты на новом светосильном спектрометре на базе протонного накопительного кольца в Лос-Аламосе ^{11/}, но физические результаты пока не опубликованы.

В настоящей работе приведены полученные впервые результаты исследования реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ на медленных нейтронах в области энергий от 0,025 до 500 эВ. Эксперимент был выполнен на 30-метровой пролетной базе реактора ИБР-30, который работал в бустерном режиме при средней мощности 13 кВт и частоте нейтронных импульсов 100 с^{-1} .

2. Методика эксперимента

Измерение было проведено на основе описанной в работе ^{12/} методики идентификации низкоэнергетических заряженных частиц. В качестве детектора использовалась двухсекционная ионизационная камера, состоящая из двух идентичных ионизационных камер с двумя сетками /ИКДС/ с общим высоковольтным электродом. Использование дополнительной сетки позволяет выделить протоны от фоновых частиц другой природы / α -частицы и электроны/. На поверхности высоковольтного электрода нанесены с одной стороны мишень ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$, а с другой - мишень из ${}^7\text{Be}$ активностью $2,2 \cdot 10^8\text{ Бк}$. Последняя была приготовлена из раствора BeCl_2 , выпаренного на 50 мкм подложке из лавсана. Сверху вещество мишени покрыто пленкой из макрофоли толщиной 4 мкм, полностью поглощающей все альфа-частицы из реакции ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ и ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ на микропримесях изотопов ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$ в веществе мишени. Мишени были расположены перпендикулярно к коллимированному нейтронному пучку $60 \times 40\text{ мм}$. Давление рабочего газа / $\text{Ar} + 3,5\% \text{ CO}_2$ / в камере выбиралось так, чтобы пробег протонов из реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$, а также тритонов из реакции ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ укладывался в объеме между мишенью и экранной сеткой. Характеристики детектора приведены в рабо-

те^{12/}. Калибровка сигналов ИКДС по энергии проводилась с помощью убирающегося уранового альфа-источника и литиевой мишени. Энергия падающих нейтронов определялась по методу времени пролета. Были проведены три независимые серии измерений:

а/ в нейтронный пучок был поставлен только кадмиевый фильтр;

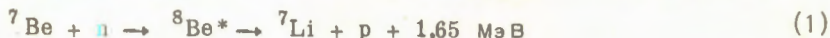
б/ наряду с кадмиевым стояли еще алюминиевый /толщиной 6 см/ и индиевый фильтры;

в/ без фильтра.

Последняя серия использовалась для определения теплового сечения реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$, а две первые – для определения хода зависимости сечения этой реакции от энергии падающих нейтронов. Продолжительность третьей серии 22 часа, а двух первых – по 100 часов. Накопленная в каждой серии измерений информация обрабатывалась на ЭВМ PDP-11/70.

3. Результаты и их обсуждение

На рис.1 показаны типичные амплитудные спектры /АС/. Кривая 1 изображает АС в одном из окон времени пролета нейтронов ($E_n = 2,2 \pm 4,8$ эВ). Кривая 2 иллюстрирует ход фона для данного спектра /в произвольных единицах/. На спектре 1 хорошо виден пик протонов (p_0), испускаемых в реакции



при переходах компаунд-ядра ${}^8\text{Be}$ в основное состояние остаточного ядра ${}^7\text{Li}$; пик протонов p_1 из реакции



нами не наблюдался. Для теплового сечения реакций (1) и (2) мы получили значение $\sigma_{p_0} = (5 \pm 1) \cdot 10^{-4}$ б, которое согласуется с результатом работы^{4/}, и оценку соотношения $\sigma_{p_1}/\sigma_{p_0} \lesssim 10^{-2}$, которая не противоречит приведенной в работе^{5/} величине $(2 \pm 1)\%$.

На рис. 2 показана зависимость сечения реакции (1) от энергии падающих нейтронов из серии измерений /б/. Абсолютные значения сечения σ были получены путем нормировки на тепловое сечение относительно сечения реакции ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$. При энергиях $E_n < 150$ эВ экспериментальная погрешность определяется статистической ошибкой, а при более высоких энергиях ошибка в выделении фона превалирует над статистической. На рис. 2 кроме экспериментальных точек показана также расчетная кривая для гипотезы $\sigma \sim 1/v$. Отметим, что в области $E_n \lesssim 140$ эВ все экспериментальные

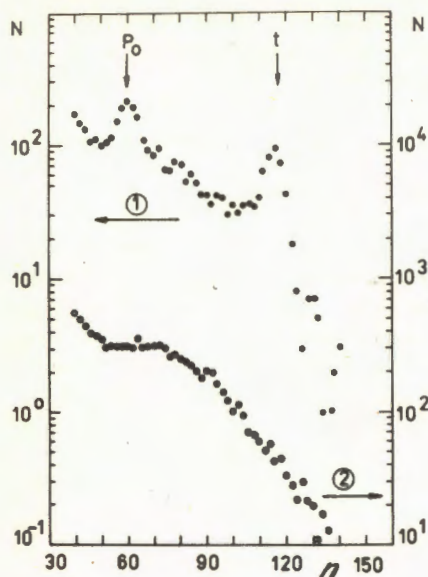


Рис.1. Амплитудные спектры с коллектора ИКДС, полученные в измерении реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$. р - положение пика протонов, отвечающих переходам компаунд-ядра ${}^8\text{Be}$ в основное состояние остаточного ядра ${}^7\text{Li}$; t - положение пика тритонов из реакции ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ на микропримеси изотопа ${}^6\text{Li}$ в веществе бериллиевой мишени; n - номер канала амплитудного спектра; N - число отсчетов; 1, 2 - см. в тексте.

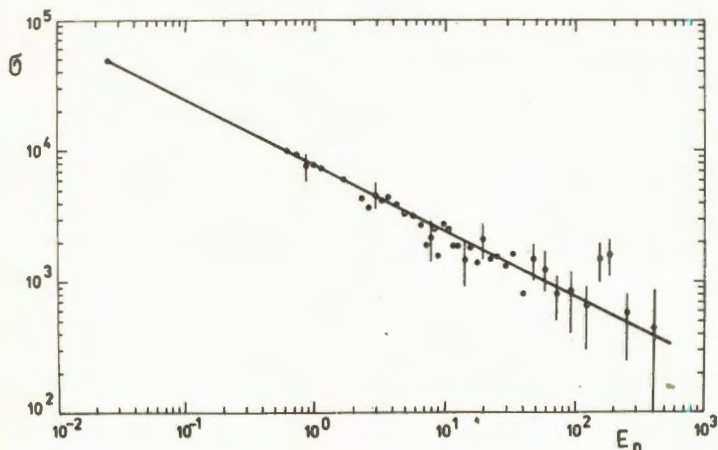


Рис.2. Зависимость сечения реакции ${}^7\text{Be} + n \rightarrow {}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^7\text{Li} + p + 1,65 \text{ МэВ}$ от энергии падающих нейтронов из серии измерений / σ / см. в тексте/. σ - сечение реакции в барнах; E_n - энергия нейтронов в электрон-вольтах.

точки хорошо ложатся на расчетную кривую $1/v$; однако в области $E_n \approx 140 \div 200$ эВ две соседние точки находятся значительно выше кривой $1/v$. Следует подчеркнуть, что в обеих независимых сериях измерений /а/ и /б/ это отклонение устойчиво выявляется в одних и тех же каналах спектров по времени пролета. Заметим, что на временном спектре в фоновых амплитудных окнах с коллектора и с мишени такого выброса нет.

Приведенные выше аргументы еще не являются окончательным доказательством наличия резонанса в районе энергии $E_n \approx 170$ эВ. Однако если обнаруженное устойчивое отклонение действительно является резонансом, то он слишком узок для s -резонанса в таком легком ядре-мишени как ${}^7\text{Be}$ всего только десятки электрон-вольт, а не десятки килоэлектрон-вольт, как следовало бы ожидать $^{3-4}/$. Отклонение сечения исследуемой реакции в области $E_n \approx 170$ эВ можно интерпретировать как указание на наличие узкого резонанса на нейтронах с отличным от нуля орбитальным моментом. Вопрос о резонансе, определяющем большое тепловое сечение, остается пока открытым.

Авторы выражают благодарность Н.И.Линькову за помощь во время эксперимента.

Литература

1. Gledenov Yu.M. et al. Z.Phys., 1982, A308, p.57.
2. Gledenov Yu.M. et al. Z.Phys., 1985, A322, p.685.
3. Mughabghab S.F. et al. Neutron Cross Sections, Academic Press, N.Y., 1981.
4. Hanna R.C. Phil.Mag., 1955, vol.46, No.375, p.381.
5. Bassi P. et al. Il Nuovo Cimento, 1963, vol.28, No.5, p.1049.
6. Ajzenberg-Selove F. Nucl.Phys., 1984, A413, No.1, p.91.
7. Ajzenberg-Selove F. Nucl.Phys., 1979, A320, No.1, p.96.
8. Arnold L.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, vol.32, No.16, p.895.
9. Macklin R.L., Gibbons J.H., Phys.Rev., 1958, vol.109, p.105.
10. Sweeney W.E., Marion J.B. Phys.Rev., 1969, vol.182, p.1007.
11. Koehler P.E. et al. Bull.Amer.Phys.Soc., 1986, vol.31, No.4, p.854.
12. Антонов А.Д. и др. ОИЯИ, РЗ-86-344, Дубна, 1986.

Рукопись поступила 23 июня 1986 года.

LARGE CLUSTER TRANSFER PROCESSES IN REACTIONS LEADING TO HEAVY ACTINIDES

M.T.Magda*, A.Pop*, A.Săndulescu

A model based on projectile fragmentation is proposed to describe the multinucleon transfer reactions leading to heavy actinides. The primary values of the cross sections for the formation of various isotopes are obtained by assuming that large clusters separated from the projectile are captured by the target. Data obtained at LBL and GSI for the Fm-, Md-, No-, and Lr-isotopes produced in the ^{16}O , ^{18}O , ^{22}Ne , $^{48}\text{Ca} + ^{254}\text{Es}$ reactions are well described by the above model after correction for neutron emission.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Процессы передачи массивных кластеров
в реакциях, ведущих к образованию
тяжелых актинидов

М.Т.Магда, А.Поп, А.Сэндулеску

Для описания реакций многонуклонных передач, ведущих к тяжелым актинидам, представлена модель, основанная на фрагментации бомбардирующей частицы. Первоначальные значения поперечных сечений для образования различных изотопов получаются, если предположить, что массивные кластеры, отделяющиеся от бомбардирующей частицы, захватываются мишенью. Данные полученные по LBL и GSI для изотопов Fm, Md, No и Lr, образованных в реакциях с ^{16}O , ^{18}O , ^{22}Ne , $^{48}\text{Ca} + ^{254}\text{Es}$, хорошо описываются вышеуказанной моделью, если вводится коррекция на эмиссию нейтронов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

During the last years, multinucleon transfer reactions have been used for the production of heavy actinides^{1-3/}. The understanding of the mechanism occurring in such reactions would be of great interest for allowing predictions of the production cross sections for heavier elements. The current interpretation of the reactions has

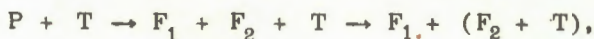
*Institute of Physics and Nuclear Engineering, Bucharest, Romania

been based so far on the theory of strongly damped collisions^{/4/} in the context of the surviving probability of the primary products^{/5/}.

Systematic measurements for multinucleon transfer reactions in the case of the bombardment of a given target as, for example, ^{254}Es by various projectiles (^{16}O , ^{18}O , ^{22}Ne , and ^{48}Ca)^{/2,3/} have revealed comparable cross sections for a $(\Delta Z, \Delta N)$ transfer, despite a different isotope distribution for various elements (Fm, Md, No, Lr). Such a projectile dependence suggests that the fragmentation of the projectile occurs producing large clusters that are subsequently captured by the target (massive transfer, incomplete fusion or two-body breakup reaction). Much experimental evidence has been gathered recently which shows that projectile breakup processes are not negligible even at lower than 10 MeV/m incident energies^{/6/} as happens to be the case of the above-mentioned reactions.

Starting with this observation we propose for multinucleon transfer reactions a simple model based on the following physical picture: the incoming projectile breaks up in the Coulomb and nuclear field of the target nucleus, the resulting large clusters being captured by the target nucleus. The hypothesis of a large cluster transferred as a whole is supported by experimental evidence for α and ^8Be transfer obtained in ^{12}C reactions on Au and Bi^{/7/} as well as by the recently growing experimental evidence for the incomplete fusion reactions.

Therefore we consider the process:



where P , T , F_1 , F_2 denote the projectile, target and the two fragments resulting from the projectile breakup. The transfer cross section for a $F_1(Z_1, N_1)$ cluster is given by the fragmentation probability of the projectile ($\gamma_P^{F_1}$) multiplied by the capture probability $\sigma_c(F_1, T)$:

$$\sigma(F_1) = K \gamma_P^{F_1} \cdot \sigma_c(F_1, T), \quad (1)$$

where K is a normalization factor.

The fragmentation probability is given by the Friedman model^{/8/}:

$$\gamma_P^{F_1} \sim S_{F_1} \frac{e^{-2\mu_{F_1} x_0^{F_1} b}}{x_0^{F_1} (1-b)}, \quad (2)$$

where $\mu_{F_1} = \sqrt{2m_r E_S^1}$ (m_r is the reduced mass of the two fragments and E_S^1 represents the separation energy of the fragment F_1 from the projectile) and the cutoff radius of the cluster internal wave functions $x_{0F_1} = 1.2A_{F_1}^{1/3}$ fm.

S_{F_1} is the spectroscopic factor which represents the relative probability for finding together the necessary protons and neutrons which must be removed from the projectile to produce the fragment^{/8/}. In the case of unstable particles as, e.g., ^5He , ^7He , ^5Li , ^6Be , ^8Be , a second fragmentation was taken into account multiplying $\gamma_{F_1}^{F_1}$ by the corresponding spectroscopic factor S'_{F_1} .

The capture probability was calculated in the semi-classical approximation by integrating over the energies of the fragment:

$$\sigma_c(F_1, T) = \pi R_{F_1}^2 \int_{V_{F_1, T}}^{E_{\max}} \left(1 - \frac{V_{F_1, T}}{E}\right) dE. \quad (3)$$

Here $\pi R_{F_1}^2$ is the geometrical cross section with $R_{F_1} = 1.22 (A_{F_1}^{1/3} + A_T^{1/3})$. $V_{F_1, T}$ is the Coulomb barrier and $E_{\max}$ is the maximum energy of the fragment as determined by the projectile energy (E_P) the separation energy of the fragment $E_S^{F_1}$ and the Q_{F_1} -value for the reaction in which the fragment is captured by the target:

$$E_{\max} = [m_T / (m_P + m_T)] \times E_P + E_S^{F_1} + Q_{F_1}.$$

The Coulomb barrier was calculated in the touching sphere approximation

$$V_{F_1, T} = \begin{cases} \frac{Z_{F_1} Z_T e^2}{r_c (A_{F_1}^{1/3} + A_T^{1/3})} & (4) \\ \frac{Z_T e^2}{r_c A_T^{1/3}} & \text{for protons} \quad (4') \end{cases}$$

where

$$r_c = \begin{cases} 1.81 \text{ fm for protons} \\ 2.452 - 0.408 \log_{10}(Z_{F_1} Z_T) \text{ for } ^4\text{He} \\ 2.0337 - 0.2412 \log_{10}(Z_{F_1} Z_T) \end{cases} \quad (5)$$

($Z_{F_1} Z_T \leq 500$)

was taken from the existing systematics^{/9/}.

As the transfer products result in an excited state, the primary distribution is modified by neutron emission. This fact is taken into account by inserting into eq.(1) a depletion factor:

$$D = 1 - \sum f_m, \quad (6)$$

where $f_m = [\Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_f)]^m$ is the emission probability of the m -th neutron and is calculated by using the empirical formula of Sikkeland et al.^{/10/} for Γ_n / Γ_f .

A "feeding" factor taking into account the population of a given isotope by neutron emission from higher mass isotopes was also introduced in eq.(1).

A constant ratio Γ_f / Γ_n was assumed over the whole range of excitation energies.

The consideration of the detailed energy distribution of the fragment and the corresponding excitation energies shows a tremendous variation of the Γ_f / Γ_n ratio over the spectrum but does not change drastically the overall isotope distribution.

However such an estimation and of course a detailed calculation of the fission barriers for various isotopes will be taken into account in a further analysis.

The predictions of the model have been compared to the recent measurements performed at GSI and LBL^{/2,3/} for the multinucleon transfer reactions produced by ^{18}O , ^{18}O , ^{22}Ne and ^{48}Ca on ^{254}Es at $E/A \sim 4.5$ MeV/u. By considering that $^{255-257}\text{Fm}$ isotopes are produced by ^{1-3}H capture and the $^{253,254}\text{Fm}$ are only the result of neutron emission the isotopic yields were calculated as shown above. The separation energies as well as Q -values have been calculated by using the existing tables^{/11/}. The normalization factor is determined for proton transfer and is unique for a given system. Similarly, $^{256-261}\text{Md}$ isotopes correspond to the capture of ^{2-7}He fragments while $^{254,255}\text{Md}$ result from their deexcitation by neutron emission. Large clusters as ^{3-8}Li and ^{4-9}Be are associated with the formation of the $^{257-262}\text{No}$ and $^{258-263}\text{Lr}$, whose neutron emission leads to $^{254,255,256}\text{No}$ and $^{256,257}\text{Lr}$.

The results for the studied systems are shown on figs.1-4.

The theoretical predictions follow the general trend of the isotopic yields and give values quite close to the experimental ones.

We should mention that larger discrepancies are observed for ^{261}Md , $^{260-262}\text{No}$, $^{261-263}\text{Lr}$ whose cross sections are obtained by extrapolating the measured isotopic distributions^{/3/}.

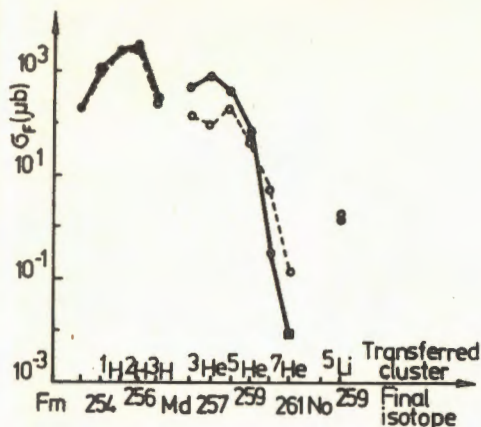
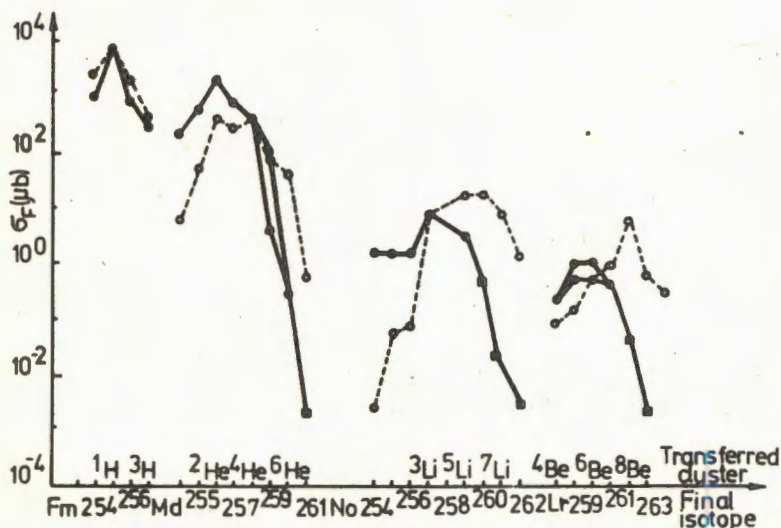


Fig. 1. Comparison of measured (black points) and calculated (open points) isotopic cross sections for the 98 MeV ^{18}O on ^{254}Es . Black squares represent the values obtained by extrapolating the experimental distribution.

Fig. 2. Same as in fig. 1 but for 126 MeV ^{22}Ne on ^{254}Es .



In trying to apply the model in the case of $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}/12$ it resulted that the primary isotopic distribution itself, not corrected for neutron emission follows the experimental one.

To summarize, the conclusions are following:

1. Multinucleon transfer cross sections for heavy actinides are well described by considering that the reaction occurs by projectile fragmentation and subsequent capture of the fragment by the target. The depletion of the initial states by neutron emission must be taken into account.

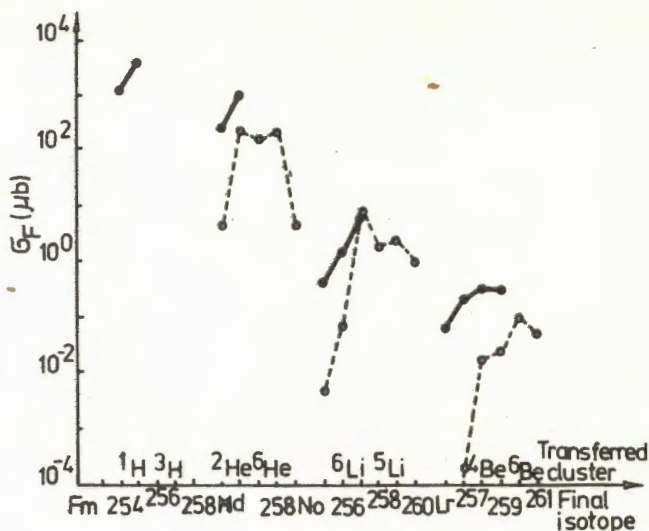


Fig.3. Same as in fig.1 but for 101 MeV ^{18}O on ^{254}Es .

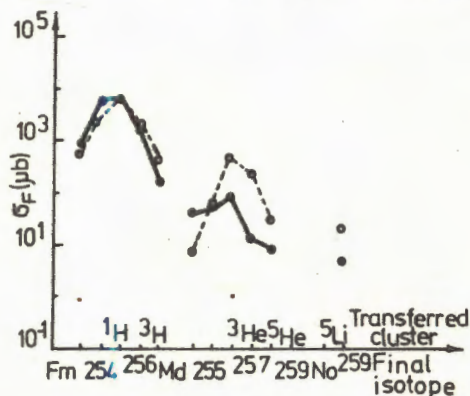


Fig.4. Same as in fig.1 but for 266 MeV ^{48}Ca on ^{254}Es .

2. The model could be extended to predict multinucleon transfer cross sections for various nuclei with a proper estimation of neutron emission.

We would like to thank Prof. V.V.Volkov, Drs. M.Hussonois and O.Constantinescu for very valuable discussions and useful suggestions.

References

1. Hoffman D.C. et al. Phys.Rev. C., 1985, vol.31, 5, p.1763 (and references therein).
2. Wild J.F. et al. GSI Scientific Report, 1984, p.15.
3. Schädel M., Sümmerer K. GSI Nachrichten, 1985, 11-85, p.5.

4. Riedel C., Nörenberg W. Z.Phys., 1979, vol.A290, 3, p.385.
5. Schädel M. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, vol.48, 13, p.852.
6. Pop A. et al. IPNE preprint NP-52, Bucharest, 1986.
7. Bimbot R. et al. Nucl.Phys., 1972, vol.A189, 1, p.193.
8. Friedman W.A. Phys.Rev.C., 1983, vol.C27, 2, p.569.
9. Mc Mahon M.A., Alexander J.M. Phys.Rev.C, 1980, vol.21, 4, p.2161.
10. Sikkeland T. et al. Phys.Rev., 1968, vol.172, 4, p.1232.
11. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1976, vol.17, 5-6, p.411.
12. Schädel M. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, vol.41, 7, p.469.