

объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

N 19-86

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

сборник

1986

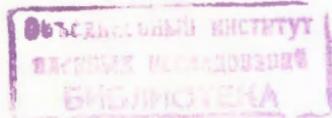
Экз. чит. зала

Объединенный институт ядерных исследований  
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 19-86

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
R.A.Асанов	— члены совета
A.Я.Астахов	
A.M.Говоров	
A.D.Коваленко	
A.B.Кузнецов	
B.I.Пустыльник	
M.G.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.Pustylnik	
M.G.Sapozhnikov	

## ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин, В.К.Бердышев,  
В.К.Бирулев, Н.В.Власов, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гус'ков,  
А.И.Зинченко, И.И.Евсиков, И.М.Иванченко, И.Н.Какурин,  
М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов, И.Г.Косарев,  
В.Р.Крастев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачев, А.Л.Любимов,  
А.Н.Максимов, А.Н.Морозов, П.В.Мойсенз, В.В.Пальчик,  
А.В.Позе, А.Прокеш, Л.А.Слепец, М.Смижанска,  
Г.Г.Тахтамышев, П.Т.Тодоров, К.Хиллер, А.С.Чвыров,  
В.Д.Чолаков, А.А.Локтионов, В.Б.Слюсарева, Ю.Клабун,  
З.Новак, Х.Новак, Х.-Э.Рызек, А.С.Белоусов, Я.А.Ваздик,  
Е.Г.Девицян, М.В.Завертяев, В.А.Козлов, Е.И.Малиновский,  
В.В.Павловская, С.Ю.Поташев, С.В.Русаков, Н.А.Смирнов,  
Ю.В.Соловьев, А.Р.Теркулов, А.М.Фоменко, Л.Н.Штарков,  
Т.Б.Прогулова, Е.А.Чудаков, М.Вецко, Я.Гладкий, М.Новак,  
В.Й.Заячки, Д.Т.Бурилков, П.К.Марков, Р.К.Траянов,  
Л.И.Абашидзе, Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели,  
В.П.Джорджадзе, Н.О.Кадагидзе, Р.А.Кватадзе,  
В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе, Г.В.Мелитаури, Г.И.Никобадзе,  
Т.Г.Пицхелаури, Г.Т.Татишвили, М.С.Чаргейшили,  
Р.Г.Шанидзе

Поляризация  $\Xi^-$ , рожденных инклузивно нейтронами  
A.N.Aleev, V.A.Arefiev, V.P.Balandin, V.K.Berdishev,  
V.K.Birulev, N.V.Vlasov, T.S.Grigalashvili, B.N.Gus'kov,  
A.I.Zinchenko, I.I.Evsikov, I.M.Ivanchenko, I.N.Kakurin,  
M.N.Kapishin, N.N.Karpenko, D.A.Kirillov, I.G.Kosarev,  
V.P.Krastev, N.A.Kuz'min, M.F.Likhachev, A.L.Lyubimov,  
A.N.Makarov, A.N.Morozov, P.V.Moisenz, V.V.Pal'chik, A.V.Pose,  
A.Prokes, L.A.Slepets, M.Smijanska, G.G.Tachtamyshev,  
P.T.Todorov, K.Hiller, A.S.Chvyrov, V.D.Cholakov,  
A.A.Loktionov, V.B.Slusareva, Yu.Klabuhn, S.Nowak,  
H.Nowak, H.-E.Ryseck, A.S.Belousov, Ya.A.Vasdyk,  
E.G.Devitsin, M.V.Zavertyaev, V.A.Kozlov, E.I.Malinovsky,  
V.V.Pavlovskaya, S.Yu.Potashev, S.V.Rusakov, N.A.Smirnov,  
Yu.V.Soloviev, A.R.Terkulov, A.M.Fomenko,  
L.N.Shtarkov, T.B.Progulova, E.A.Chudakov, M.Vetsko,  
J.Hladky, M.Novak, V.J.Zayachky, D.T.Burilkov,  
P.K.Markov, R.K.Trayanov, L.I.Abashidze, L.N.Abesalashvili,  
N.S.Amaglobeli, V.P.Dzhordzhadze, N.O.Kadagidze,  
R.A.Kvatadze, V.D.Kekelidze, N.L.Lomidze, G.V.Melitaauri,

G.I.Nikobadze, T.G.Pitskhelauri, G.T.Tatishvili,  
M.S.Chargeishvili, R.G.Shanidze  
Polarization of  $\Xi$  Produced Inclusively  
by Neutrons..... 6

A.N.Aleev, V.A.Arefiev, V.P.Balandin, V.K.Berdishev,  
V.K.Birulev, V.D.Cholakov, A.S.Chvyrov, I.I.Evsikov,  
T.S.Grigalashvili, B.N.Gus'kov, K.Hiller, I.M.Ivanchenko,  
I.N.Kakurin, M.N.Kapishin, N.N.Karpenko, D.A.Kirillov,  
I.G.Kosarev, V.R.Krastev, N.A.Kuz'min, M.F.Likhachev,  
A.L.Lyubimov, A.N.Maksimov, P.V.Moisenz, A.N.Morozov,  
V.V.Pal'chik, A.V.Pose, A.Prokes, L.A.Slepets,  
M.Smijanska, G.G.Sultanov, P.T.Todorov, N.V.Vlasov,  
A.I.Zinchenco, I.Ya.Chasnikov, A.A.Loktionov, M.V.Petrov,  
Yu.K.Potrebenikov, Yu.Klabuhn, S.Nowak, H.Nowak,  
H.-E.Ryseck, E.A.Chudakov, T.B.Progulova, A.S.Belousov,  
E.G.Devitsin, A.M.Fomenko, V.A.Kozlov, E.I.Malinovsky,  
V.V.Pavlovskaya, S.Yu.Potashev, S.V.Rusakov, P.A.Smirnov,  
Yu.V.Soloviev, A.R.Terkulov, L.N.Shtarkov, Ya.A.Vasdyk,  
M.V.Zavertyaev, J.Hladky, M.Novak, M.Vetsko, V.J.Zayachky,  
D.T.Burilkov, P.K.Markov, R.K.Trayanov, L.I.Abashidze,  
L.N.Abesalashvili, N.S.Amaglobeli, M.S.Chargeishvili,  
V.P.Dzhordzhadze, N.O.Kadagidze, V.D.Kekelidze,  
R.A.Kvatadze, N.L.Lomidze, G.V.Melitauri, G.I.Nikobadze,  
T.G.Pitskhelauri, G.T.Tatishvili, R.G.Shanidze

Observation of U(3100) in BIS-2 Experiments

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин, В.К.Бердышев,  
В.К.Бирулев, В.Д.Чолаков, А.С.Чвыров, И.И.Евсиков,  
Т.Г.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, К.Хиллер, И.М.Иванченко,  
И.Н.Какурин, М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов,  
И.Г.Косарев, В.Р.Крастев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачев,  
А.Л.Любимов, А.Н.Максимов, П.В.Мойсенз, А.Н.Морозов,  
В.В.Пальчик, А.В.Позе, А.Прокеш, Л.А.Слепец, М.Смижанска,  
Г.Г.Султанов, П.Т.Тодоров, Н.В.Власов, А.И.Зинченко,  
И.Я.Часников, А.А.Локтионов, М.В.Петров, Ю.К.Потребеников,  
Ю.Клабун, З.Новак, Х.Новак, Х.-Э.Рызек, Е.А.Чудаков,  
Т.Б.Прогулова, А.С.Белоусов, Е.Г.Девицян, А.М.Фоменко,  
В.А.Козлов, Е.И.Малиновский, В.В.Павловская, Г.Ю.Поташев,  
С.В.Русаков, Н.А.Смирнов, Ю.В.Соловьев, А.Р.Теркулов,  
Л.Н.Штарков, Я.А.Ваздик, М.В.Завертяев, Я.Гладки,  
М.Новак, М.Вецко, В.Й.Заячки, Д.Т.Бурилков, П.К.Марков,  
Р.К.Траянов, Л.И.Абашидзе, Л.Н.Абесалашвили,  
Н.С.Амаглобели, М.С.Чаргейшили, В.П.Джорджадзе,  
Н.О.Кадагидзе, В.Д.Кекелидзе, Р.А.Кватадзе, Н.Л.Ломидзе,  
Г.В.Мелитаури, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури,  
Г.Т.Татишвили, Р.Г.Шанидзе

Наблюдение U(3100) в экспериментах БИС-2 ..... 16

Д.А.Мжавия, Г.В.Мицельмажер, Ф.Г.Ткебучава Распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu e^+ e^-$ и аксиальные формфакторы $\pi$ -мезона	24
D.A.Mzhavia, G.V.Micelmacher, F.G.Tkebuchava The Decay $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu e^+ e^-$ and Axial Form Factors of $\pi$ -Meson .....	
А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов Описание бинарных реакций в пространстве четырехмерных относительных скоростей	
A.I.Malakhov G.L.Melkumov Description of Binary Reactions in the Relative Four-Velocity Space .....	32
С.И.Винницкий, В.И.Коробов, И.В.Пузынин Вариационный расчет характеристик слабосвязанных вращательно-колебательных состояний мезомолекул $dd\mu$ и $dt\mu$	
S.I.Vinitsky, V.I.Korobov, I.V.Puzynin Variational Calculation of Characteristics of Weakly Bound Rotational-Vibrational States of Mesic Molecules $dd\mu$ and $dt\mu$ .....	40
Е.А.Сокол, Ш.С.Зейналов, Ш.Шаро, М.Юссонуа, Х.Брухертзайфер, Г.В.Буцланов, М.П.Иванов, Ю.С.Короткин, В.И.Смирнов, Л.П.Челноков, Г.М.Тер-Акопьян, Г.Н.Флеров Пreliminary results of the study of the characteristics of spontaneous fission of $^{259}\text{Md}$	
E.A.Sokol, Sh.S.Zeinalov, Sh.Sharo, M.Hussonnois, H.Bruchertseifer, G.V.Buklanov, M.P.Ivanov, Yu.S.Korotkin, V.I.Smirnov, L.P.Cheknokov, G.M.Ter-Akopian, G.N.Flerov Preliminary Results on the Study of $^{259}\text{Md}$ Spontaneous Fission Parameters .....	45
А.М.Балагуров, Г.М.Миронова Изучение кинетики реакции гидратации трехкальциевого алюмината методом дифракции нейтронов	
A.M.Balagurov, G.M.Mironova The Study of the Hydration Reaction Kinetics of Three-Calcium Aluminium Oxide Using the Neutron Diffraction Method .....	50

ПОЛЯРИЗАЦИЯ  $\Xi^-$ , РОЖДЕННЫХ ИНКЛЮЗИВНО НЕЙТРОНАМИ

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин, В.К.Бердышев,  
В.К.Бирулев, Н.В.Власов, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов,  
А.И.Зинченко, И.И.Евсиков, И.М.Иванченко, И.Н.Какурин,  
М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов, И.Г.Косарев,  
В.Р.Крастев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачев, А.Л.Любимов,  
А.Н.Максимов, А.Н.Морозов, П.В.Мойсенз, В.В.Пальчик,  
А.В.Позе, А.Прокеш, Л.А.Слепец, М.Смижанска,  
Г.Г.Тахтамышев, П.Т.Тодоров, К.Хиллер, А.С.Чвыров,  
В.Д.Чолаков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.А.Локтионов, В.Б.Слюсарева

Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

Ю.Клабун, З.Новак, Х.-Э.Рызек

Институт физики высоких энергий АН ГДР, Берлин - Цайтен

А.С.Белоусов, Я.Л.Ваздик, Е.Г.Девицын, М.В.Завертяев,

В.А.Козлов, Е.И.Малиновский, В.В.Павловская,

С.Ю.Поташев, С.В.Русаков, Н.А.Смирнов, Ю.В.Соловьев,

А.Р.Теркулов, А.М.Фоменко, Л.Н.Штарков

Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Т.Б.Прогулова, Е.А.Чудаков

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ,  
Москва

М.Вецко, Я.Гладки, М.Новак

Физический институт ЧСАН, Прага

В.И.Заячки

Высший химико-технологический институт, София

Д.Т.Бурилков, П.К.Марков, Р.К.Траянов

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН,  
София

Л.И.Абашидзе, Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели,

В.П.Джорджадзе, Н.О.Кадагидзе, Р.А.Кватадзе,

В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе, Г.В.Мелитаури,

Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Г.Т.Татишвили,

М.С.Чаргейшвили, Р.Г.Шанидзе

Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

В эксперименте, проведенном на серпуховском ускорителе с помощью спектрометра БИС-2, измерена поляризация  $\Xi^-$ , рожденных инклюзивно нейтронами со средним импульсом  $\sim 40$  ГэВ/с.  $\Xi^-$  зарегистрированы в кинематической области  $0 < P_T < 1,3$  ГэВ/с при  $\langle X \rangle = 0,45$  и поляризованы отрицательно  $/-0,3 \pm 0,2/$  вдоль нормали к плоскости их рождения, определяемой векторным произведением импульсов первичного нейтрана и  $\Xi^-$  в лабораторной системе. Измерен параметр асимметрии распада  $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ :  $a(\Xi^-) = /-0,43 \pm 0,16/$ . Измеренная поляризация согласуется с поляризацией  $\Lambda^0$ , измеренной в этом же эксперименте, а также с поляризацией  $\Xi^-$ , образованных протонами с импульсом 400 ГэВ/с, но противоположна по знаку поляризации  $\Xi^-$ , рожденных отрицательными каонами с импульсом 5 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### Polarization of $\Xi^-$ Produced Inclusively by Neutrons

A.N.Aleev et al.

Polarization of  $\Xi^-$  produced inclusively by neutrons with 40 GeV/c mean momentum has been measured in an experiment performed using the BIS-2 spectrometer of the Serpukhov accelerator. The  $\Xi^-$  have been accepted in a kinematic region of  $0 < P_T < 1,3$  GeV/c at  $\langle X \rangle = 0.45$  and are polarized negatively ( $0.3 \pm 0.2$ ) along the normal to the production plane which is defined by a vector product of neutron and  $\Xi^-$  momenta in the lab. coordinate system. The  $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$  decay asymmetry parameter has been measured as well:  $a(\Xi^-) = (0.48 \pm 0.16)$ . The  $\Xi^-$  polarization measured is in agreement with the  $\Lambda^0$  polarization obtained in this experiment and with the polarization of  $\Xi^-$  produced by 400 GeV protons, but is opposite in sign to the polarization of  $\Xi^-$  produced by 5 GeV negative kaons.

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

Экспериментально обнаруженное явление поляризации гиперонов, рожденных инклюзивно неполяризованными адронами высоких энергий, интенсивно исследуется последнее десятилетие как теоретически, так и экспериментально. К настоящему времени накоплены всесторонние экспериментальные данные по

поляризации  $\Lambda^0$ , рожденных в пучках разнообразных адронов на различных мишенях в широком диапазоне энергий. Установлено, что поляризованы  $\Lambda^0$ , которые образованы в процессах фрагментации первичного адрона, а знак и величина их поляризации зависят от кваркового состава фрагментирующего адрона. Поляризация других гиперонов,  $\Sigma$  и  $\Xi$ , исследована не так подробно. Интерес представляют данные по поляризации инклузивно рожденных  $\Xi$ , поскольку они имеют отличающийся от  $\Lambda^0$  кварковый состав. Такие данные важны для развития представлений о явлении поляризации гиперонов и о механизмах адронизации.

В настоящей работе приведены первые результаты измерения поляризации  $\Xi^-$ , рожденных инклузивно в нейтрон-ядерных взаимодействиях. Результаты по изучению поляризации  $\Lambda^0$  и  $\Lambda_c^+$ , полученные в этом же эксперименте, опубликованы в /1-3/. Эксперимент выполнен с помощью спектрометра БИС-2, расположенного на нейтральном канале 4Н серпуховского ускорителя. Пучок канала состоит в основном из нейтронов с импульсами от 20 до 70 ГэВ/с при среднем эффективном значении 40 ГэВ/с..

На рис.1 приведена схема размещения на канале основной, базовой конфигурации спектрометра БИС-2. В последних сеансах эксперимента эта конфигурация была незначительно изменена, в основном за счет включения в состав спектрометра черенковских счетчиков, которые в данной работе не использовались. Спектрометр регистрировал вторичные заряженные частицы, рожденные в результате взаимодействия нейтронов пучка с углеродной, алюминиевой или медной мишенью /7/. Всего в течение эксперимента было зарегистрировано  $\sim 2,3 \cdot 10^7$  нейтрон-ядерных взаимодействий, большинство из которых было получено в экспозициях с углеродной мишенью. На рис.1 обозначена также система координат, в которой проводилась геометрическая реконструкция и анализ событий. Центр системы координат соответствовал центру межполюсного зазора спектрометрического магнита М, а ось 0Z совпадала с осью и направлением падающего пучка нейтрона. Ось 0Y направлена параллельно оси магнитного поля, знак которого в различных сеансах эксперимента менялся. Ось 0X выбрана таким образом, чтобы все три оси образовывали правую ортогональную систему координат. Все детекторы спектрометра расположены симметрично относительно плоскости X0Z.

Более детальное описание спектрометра и условий проведения эксперимента приведено в /4/.

Изучалась поляризация  $\Xi^-$ , рожденных иклюзивно в нейтрон-ядерных взаимодействиях и регистрируемых по каскадному распаду:

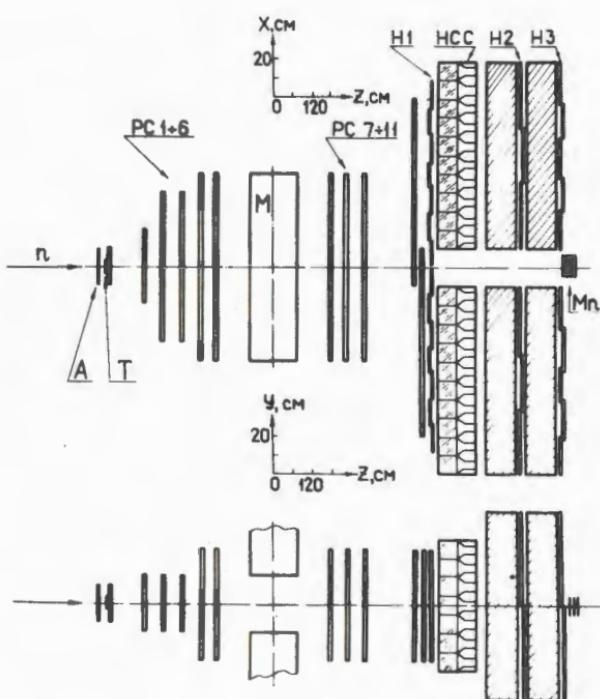


Рис.1. Схема расположения аппаратуры БИС-2 на канале 4Н серпуховского ускорителя: А - сцинтилляционный счетчик антисовпадения; РС/1-11/ - пропорциональные камеры; Н1, Н2 и Н3 - гадоскопы сцинтилляционных счетчиков; Mn - счетчик мониторирования нейтронов; НСС - гадоскоп черенковских счетчиков полного поглощения /в данной работе не использовался/.

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- \\ \downarrow p + \pi^-.$$

/1/

Высокая разрешающая способность спектрометра по углу и импульсу частиц позволила надежно выделить распады  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ . Эти распады идентифицировались по инвариантным массам  $M(p\pi^-)$  реконструированных нейтральных вилок, спектр которых содержал характерный пик в области массы  $\Lambda^0$ . Полная ширина пика на его полувысоте, равная 4,5 МэВ/с<sup>2</sup>, ха-

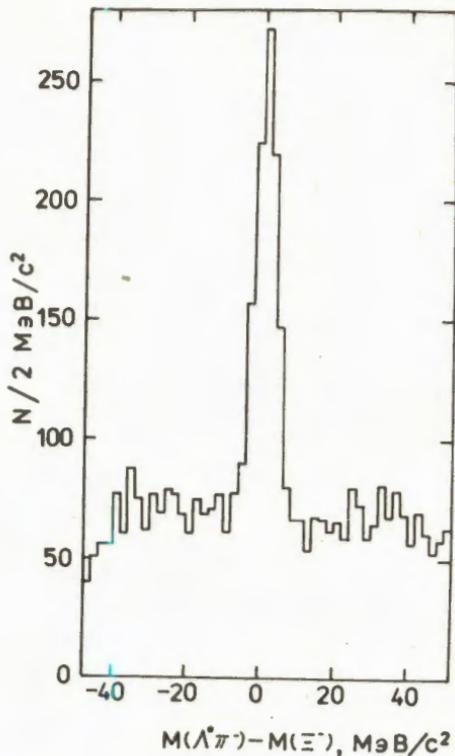


Рис.2. Спектр инвариантных масс  $M(\Lambda^0\pi^-)$  в области массы  $\Xi^-$ .

рактеризует разрешающую способность спектрометра по массе  $\Lambda^0$ . При выделении распадов  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$  требовалось, чтобы инвариантная масса  $M(p\pi^-)$  соответствующей нейтральной вилки отличалась от массы  $\Lambda^0$  не более чем на  $7 \text{ МэВ}/c^2$ . Всего было выделено  $\sim 1,6 \cdot 10^5$  распадов  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ .

Для поиска распадов  $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$  были отобраны события, содержащие  $\Lambda^0$  и не менее одной отрицательно заряженной частицы  $b^-$ , которые удовлетворяют геометрии каскадного распада. При этом требовалось, чтобы минимальное расстояние между траекториями  $\Lambda^0$  и  $b^-$ , образующими вершину распада  $\Xi^-$ , не превышало 1 см,

а эта вершина отстояла от центра мишени не менее чем на 10 см по направлению пучка. Требовалось также, чтобы разность  $Z$ -координат восстановленных вершин распадов  $\Lambda^0$  и  $\Xi^-$  была не меньше чем 10 см. Среди кандидатов в  $\Xi^-$  отбирались такие, импульс которых не превышал  $28 \text{ ГэВ}/c$ . Это ограничение обусловлено тем, что при больших значениях импульса существенно возрастает доля фоновых событий. На рис.2 приведен спектр инвариантных масс  $M(\Lambda^0\pi^-)$  для событий, которые удовлетворяют перечисленным условиям. В области массы  $M(\Xi^-) = 1321,3 \text{ МэВ}/c^2$  виден четкий пик, соответствующий зарегистрированным распадам /1/. Полная ширина пика на его полувысоте характеризует разрешающую способность спектрометра по соответствующей массе и равна  $8 \text{ МэВ}/c^2$ . В событиях из области пика и соседних областей практически отсутствует комбинаторный фон. Для изучения поляризации  $\Xi^-$  было отобрано 1267 событий из интервала масс  $\pm 8 \text{ МэВ}/c^2$  от  $M(\Xi^-)$ . Для оценки доли фоновых событий среди них уровень событий в спектре справа и слева от пика, из интервала

$$8 < |M(\Lambda^0\pi^-) - M(\Xi^-)| < 40 \text{ МэВ}/c^2,$$

/2/

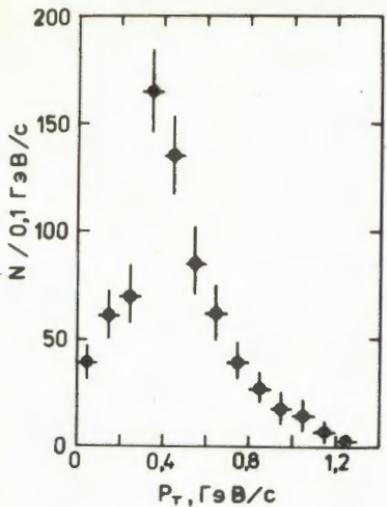


Рис.3. Распределение зарегистрированных  $\Xi^-$  по  $P_T$ .

экстраполировался линейно в область под пиком. Доля фона среди отобранных событий составила  $144 \pm 2\%$ . Этот фон обусловлен в основном событиями, в которых  $\Lambda^0$  образован в мишени одновременно с образованием в той же вершине нескольких заряженных частиц, но общая вершина  $\Lambda^0$  и одной из заряженных частиц ( $\Xi^-$ ) ошибочно восстановлена за пределами мишени. Незначительная доля фона обусловлена наличием

событий, содержащих  $\Lambda^0$  и генерированную программой траекторию  $h^-$ , образующих общую вершину, а также событиями, в которых  $\Lambda^0$  образованы в результате взаимодействия нейтронов с воздухом в области за мишенью.

При построении необходимых для анализа распределений отобранных событий из них вычиталась доля событий, эквивалентная уровню фона. Характер соответствующих распределений для фона определялся при этом в результате анализа событий из области  $/2/$ . Таким образом были построены распределения  $\Xi^-$  по поперечной ( $P_T$ ) и продольной ( $P_{\parallel}$ ) составляющим их импульсов. Из приведенного на рис.3 спектра по  $P_T$  следует, что  $\Xi^-$  зарегистрированы в кинематической области  $0 < P_T < 1,3$  ГэВ/с при  $\langle P_T \rangle = 0,46$  ГэВ/с. Спектр по  $P_{\parallel}$  для зарегистрированных  $\Xi^-$  соответствует области  $X$ , переменной Фейнмана, от 0,1 до 0,9 при среднем значении  $\langle X \rangle = 0,45$ .

Динамика слабого распада бариона со спином  $1/2$  на другой барион со спином  $1/2$  и псевдоскалярный мезон характеризуется угловым распределением вылета одного из продуктов распада, т.н. анализатора распада, относительно оси поляризации распадающегося бариона.  $\Xi^-$ , образованные в результате сильного взаимодействия, из-за сохранения  $P$ -четности в реакции могут быть поляризованы только перпендикулярно к плоскости их рождения. Соответствующая ось поляризации определяется выражением

$$\vec{N} = \vec{n} \times \vec{\Xi},$$

/3/

где  $\vec{n}$  и  $\vec{\Xi}$  - векторы импульсов в л.с. первичного нейтрона и  $\Xi^-$  соответственно. Матричный элемент  $W(\cos \theta, \cos \phi)$  каскадного распада  $/1/$ , определенный в  $/5/$ , зависит от угла

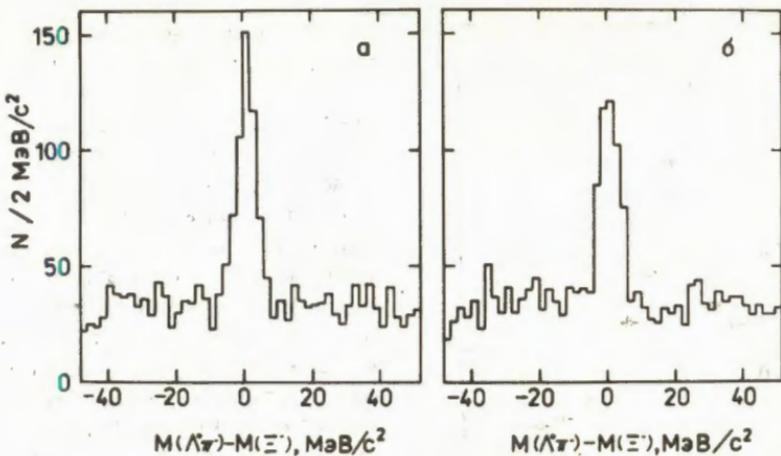


Рис.4. Спектры инвариантных масс  $M(\Lambda^0\pi^-)$  в области массы  $\Xi^-$ , полученные при условиях: а/  $\cos\theta > 0$ ; б/  $\cos\theta < 0$ .

(θ) вылета  $\Lambda^0$  /анализатора первого этапа распада/ в системе покоя  $\Xi^-$  относительно оси  $N$  и от угла (φ) вылета протона /анализатора второго этапа распада/ в системе покоя  $\Lambda^0$  относительно оси, определяемой направлением импульса  $\Lambda^0$  в системе покоя  $\Xi^-$ . Интегрируя этот матричный элемент по углу φ или θ, получим, соответственно,

$$W(\cos\theta) = \frac{1}{2} \cdot (1 + a(\Xi^-) \cdot \varphi \cdot \cos\theta) \quad /4a/$$

или

$$W(\cos\phi) = \frac{1}{2} \cdot (1 + a(\Xi^-) \cdot a(\Lambda^0) \cdot \cos\phi), \quad /4b/$$

где  $\varphi$  - поляризация  $\Xi^-$ , а  $a(\Xi^-) = -0,434$  и  $a(\Lambda^0) = 0,642^{16}$  - хорошо известные параметры асимметрии распадов  $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$  и  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$  соответственно. Из выражений /4/ следует, что

$$a(\Xi^-) \cdot \varphi = 2 \cdot A(\cos\theta) \quad /5a/$$

и

$$a(\Xi^-) \cdot a(\Lambda^0) = 2 \cdot A(\cos\phi). \quad /5b/$$

Здесь через  $A$  обозначены величины асимметрии матричного элемента распада относительно соответствующего угла, например

$$A(\cos\theta) = \frac{W(\cos\theta > 0) - W(\cos\theta < 0)}{W(\cos\theta > 0) + W(\cos\theta < 0)}. \quad /6/$$

Для определения поляризации  $\Xi^-$  была измерена величина асимметрии /6/ для зарегистрированных  $\Xi^-$ . С этой целью были проанализированы два спектра инвариантных масс  $M(\Lambda^0\pi^-)$ , один из которых получен при условии  $\cos\theta > 0$  /рис.4а/, а вто-

рой - при условии  $\cos \theta < 0$  /рис.4б/. В первом спектре было выделено 377  $\Xi^-$  при числе фоновых событий, равном 275, а во втором спектре - соответственно 334  $\Xi^-$  и 281 фоновое событие. При вычислении величины  $A(\cos \theta)$  для  $\Xi^-$  предполагалось, что эффективности их регистрации в областях  $\cos \theta > 0$  и  $\cos \theta < 0$  пропорциональны соответствующим эффективностям регистрации фоновых событий. Предполагалось также, что фоновые события образованы симметрично по  $\cos \theta$  и, следовательно, наблюдаемое их распределение по  $\cos \theta$  отражает только эффективность их регистрации. С учетом /5а/ и табличного значения  $a(\Xi^-)$  было получено, что

$$\mathcal{P} = -0,33 \pm 0,22. \quad . \quad /7/$$

Возможные систематические ошибки рассмотренного метода вычислений тем меньше, чем меньше величина поправки, обусловленная наблюдаемой асимметрией фоновых событий, т.е. эффективностью их регистрации. Для оценки таких ошибок и проверки метода аналогичным образом с учетом /5б/ и табличного значения  $a(\Lambda^0)$  была определена величина

$$a(\Xi^-) = -0,48 \pm 0,16. \quad /8/$$

При определении этой величины вводилась значительная поправка, связанная с наблюдаемой асимметрией по  $\cos \phi$  для зарегистрированных фоновых событий, равной  $0,56 \pm 0,02$ . Несмотря на это, полученный результат /8/ хорошо согласуется с табличным значением  $a(\Xi^-)$ . Значит, систематическая ошибка, которую может содержать величина /8/, несущественна по сравнению со статистической. Возможная систематическая ошибка результата /7/ может быть только меньше, поскольку, как было показано выше, фоновые события распределены практически симметрично по  $\cos \theta$ . Симметричное распределение фоновых событий и, следовательно, эффективности их регистрации по  $\cos \theta$  обусловлено геометрией установки, которая симметрична относительно плоскости X0Z. Эта симметрия приводит к тому, что каждому зарегистрированному распаду  $\Xi^-$  с определенным значением  $\cos \theta_1$ , соответствует зарегистрированный с такой же вероятностью распад  $\Xi^-$  с отрицательным значением -  $\cos \theta_1$ , топология которого зеркально симметрична относительно плоскости X0Z. В соответствии с этим справедливы соотношения

$$R_1 = \frac{N^+(\cos \theta_1)}{N^-(\cos \theta_1)} = \frac{1 + a(\Xi^-) \cdot \mathcal{P} \cdot \cos \theta_1}{1 - a(\Xi^-) \cdot \mathcal{P} \cdot \cos \theta_1}, \quad /9/$$

где  $N^+(\cos \theta_1)$  и  $N^-(\cos \theta_1)$  - число  $\Xi^-$ , зарегистрированных при определенном значении  $\cos \theta_1$ , соответственно с положительными или отрицательными  $\Upsilon^-$ -проекциями импульсов, т.е. симметрично относительно плоскости X0Z. Из соотношения /9/

следует, что для каждого  $i$ -го интервала по  $\cos\theta$  поляризация  $\Xi^-$  равна

$$\mathcal{P}_i = \frac{1}{a(\Xi^-) \cdot \cos\theta_i} \cdot \frac{R_i - 1}{R_i + 1}.$$

/10/

Значения поляризации  $\Xi^-$ , вычисленные в соответствии с выражением /10/ в каждом из восьми равномерных интервалов по  $\cos\theta$ , хорошо согласуются между собой ( $X^2/\text{ст.св.}=7,5/8$ ) а их усредненная величина, равная  $-0,30 \pm 0,17$ , совпадает с /7/. Следовательно, полученная поляризация  $\Xi^-$  не зависит от способа ее измерения.

Значения поляризации  $\Xi^-$ , полученные независимо в экспозициях с различающимися направлениями магнитного поля в анализирующем магните, хорошо согласуются между собой. Это также свидетельствует об отсутствии существенных систематических ошибок при определении  $\mathcal{P}$ .

Таким образом, получено, что поляризация  $\Xi^-$ , рожденных инклюзивно при  $\langle P_T \rangle = 0,46 \text{ ГэВ/с}$  и  $\langle X \rangle = 0,45$  нейtronами со средним импульсом  $\sim 40 \text{ ГэВ/с}$ , отрицательна:

$$\mathcal{P} = -0,3 \pm 0,2.$$

/11/

Знак и величина поляризации  $\Xi^-$  в пределах ошибок совпадают с поляризацией  $\Lambda^0$ , измеренной в этом же эксперименте /1/. Величина /11/ хорошо согласуется также с результатом измерения поляризации  $\Xi^-$ , рожденных инклюзивно в соответствующей кинематической области протонами с импульсом 400 ГэВ/с /7/. На рис.5 сравнивается полученная величина /11/ с результатами измерения поляризации  $\Xi^-$ , рожденных инклюзивно в пучке  $K^-$  с импульсом 5 ГэВ/с /8/. Как следует из этого сравнения,  $\Xi^-$ , рожденные нейtronами и отрицательными каонами, поляризованы противоположно по знаку. Рассмотренное поведение

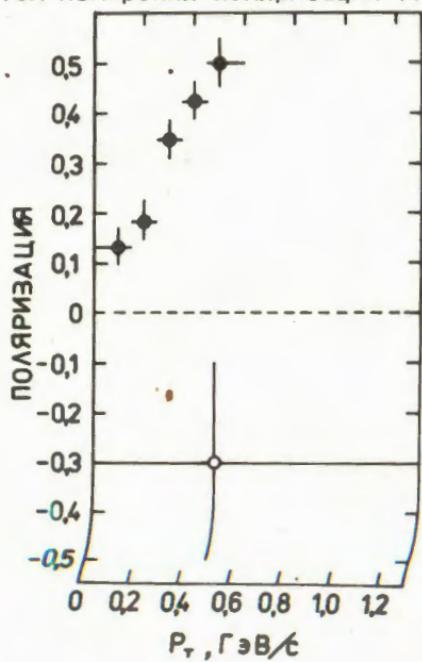


Рис.5. Поляризация  $\Xi^-$ , измеренная в различных интервалах  $P_T$ : (○) – результат данной работы; (●) – результаты работы /7/.

поляризации  $\Xi^-$  соответствует предсказаниям ряда теоретических моделей, например /9-12/.

Авторы выражают глубокую благодарность А.М.Балдину, А.Н.Тавхелидзе, Н.Е.Тюрину и И.А.Савину за поддержку экспериментов и постоянный интерес к работе; Р.Ледницкому за плодотворные регулярные обсуждения, Е.М.Лихачевой за участие в экспериментах.

### Литература

1. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 1983, 37, с.1480.
2. Алеев А.Н. и др. Краткие сообщения ОИЯИ № 1-84, Дубна, 1984, с.13.
3. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 1986, 43, с.619.
4. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980;  
Максимов А.Н. и др. ОИЯИ, 1-81-574, Дубна, 1981.
5. Lee T.D., Yang C.N. Phys.Rev., 1957, 108, p.1645.
6. Aguilar - Benitez M. et al. Phys.Lett., 1986, 170B, p.1.
7. Remeika R. et al. Phys.Rev., 1986, D33, p.3172.
8. Bensinger J. et al. Phys.Lett., 1981, 105B, p.403. .
9. De Grand T.A.,Miettinen H.I.Phys.Rev.,1981, D24,  
p.2419.
10. Andersson B. et al. Phys.Rev., 1981, 97, p.31.
11. Струминский Б.В. ЯФ, 1981, 34, с.1594.
12. Lednicky R. Z.Phys., 1985, с.26, p.531.

Рукопись поступила 11 августа 1986 года.

OBSERVATION OF U(3100) IN BIS-2 EXPERIMENTS

A.N.Aleev, V.A.Arefiev, V.P.Balandin, V.K.Berdishev,  
V.K.Birulev, V.D.Cholakov, A.S.Chvyrov, I.I.Evsikov,  
T.S.Grigalashvili, B.N.Gus'kov, K.Hiller, I.M.Ivanchenko,  
I.N.Kakurin, M.N.Kapishin, N.N.Karpenko, D.A.Kirillov,  
I.G.Kosarev, V.R.Krastev, N.A.Kuz'min, M.F.Likhachev,  
A.L.Lyubimov, A.N.Maksimov, P.V.Moisenz, A.N.Morozov,  
V.V.Pal'chik, A.V.Pose, A.Prokes, L.A.Slepets,  
M.Smiljanska, G.G.Sultanov, P.T.Todorov, N.V.Vlasov,  
A.I.Zlnchenko

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

I.Ya.Chasnikov, A.A.Loktionov

Institute of High Energy Physics, Kaz.SSR Academy  
of Sciences, Alma-Ata

M.V.Petrov, Yu.K.Potrebenikov

Kazakh State University, Alma-Ata

Yu.Klabuhn, S.Nowak, H.Nowak, H.-E.Ryseck

Institute of High Energy Physics, GDR Academy  
of Sciences, Berlin - Zeuthen

E.A.Chudakov, T.B.Progulova

Institute of Nuclear Physics, Moscow State University

A.S.Belousov, E.G.Devitsin, A.M.Fomenko, V.A.Kozlov,  
E.I.Malinovsky, V.V.Pavlovskaya, S.Yu.Potashev,  
S.V.Rusakov, P.A.Smirnov, Yu.V.Soloviev, A.R.Terkulov,  
L.N.Shtarkov, Ya.A.Vasdyk, M.V.Zavertyaev  
Lebedev Institute of Physics, USSR Academy of Sciences,  
Moscow

J.Hladky, M.Novak, M.Vetsko

Institute of Physics, Czechoslovak Academy of Sciences,  
Prague

V.J.Zayachky

Higher Chemical-Technological Institute, Sofia,  
Bulgaria

D.T.Burilkov, P.K.Markov, R.K.Trayanov

Institute of Nuclear Research and Nuclear Energetics,  
Bulgarian Academy of Sciences, Sofia

L.I.Abashidze, L.N.Abesalashvili, N.S.Amaglobeli,

M.S.Chargeishvili, V.P.Dzhordzhadze, N.O.Kadagidze,

V.D.Kekelidze, R.A.Kvatadze, N.L.Lomidze, G.V.Melitauri,

G.I.Nikobadze, T.G.Pitskhelauri, G.T.Tatishvili,  
R.G.Shanidze  
Institute of High Energy Physics, Tbilisi State  
University

A meson resonance  $U(3100)$  with negative strangeness, produced in neutron-nucleus interactions at a mean neutron momentum of  $\sim 40$  GeV/c, has been observed in experiments performed by means of the BIS-2 spectrometer at the Serpukhov accelerator. Carbon, aluminium and copper were used as nuclear targets. Altogether  $\sim 180$  decays of four different states of this resonance into  $\Lambda^0 + \bar{p} + n \cdot \pi^\pm$  and  $K_s^0 + p + \bar{p} + \pi^\pm$  have been registered. The isotopic spin of the resonance is equal to  $3/2$ . The resonance production cross section in the region  $X > 0.2$  times the branching ratio of its decay via each observed mode is from 1 to  $20 \mu\text{b}$  per carbon nucleus. The A-dependence of the resonance production cross section is described by the power law  $A^\alpha$  with  $\alpha = 0.6 \pm 0.3$ .

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

### Наблюдение $U(3100)$ в экспериментах БИС-2

А.Н.Алеев и др.

В экспериментах, проведенных с помощью спектрометра БИС-2, на серпуховском ускорителе наблюден мезонный резонанс с отрицательной странностью  $U(3100)$ , образованный в нейтрон-ядерных взаимодействиях при среднем импульсе нейтронов  $\sim 40$  ГэВ/с. В качестве ядерных мишеней использовались углерод, алюминий и медь. Всего зарегистрировано около 180 распадов четырех зарядовых состояний этого резонанса на  $\Lambda^0 + \bar{p} + n \cdot \pi^\pm$  и на  $K_s^0 + p + \bar{p} + \pi^\pm$ . Изотопический спин резонанса равен  $3/2$ . Приведение сечения рождения резонанса в области  $X > 0,2$  на вероятность его распада по каждому из наблюденных каналов составляет от 1 до  $20 \mu\text{б}$  на ядро углерода. А-зависимость сечения рождения резонанса описывается степенной функцией  $A^\alpha$  с показателем  $\alpha = 0,6 \pm 0,3$ .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий.

This study was initiated by the results on the observation of a narrow state  $U(3100)$  in the experiment /1/

at the CERN SPS. Our investigation is based on the data obtained in the experiments devoted to the study of charmed particles <sup>/2/</sup> and narrow baryon resonances <sup>/3/</sup> performed by means of the BIS-2 spectrometer in a neutral beam of the Serpukhov accelerator. The neutral beam is mainly composed of neutrons with a mean momentum of  $\sim 40$  GeV/c. A scheme of the BIS-2 spectrometer is shown in fig.1. Secondary charged particles produced in neutron interactions with carbon, aluminium and copper targets (T) were detected by the spectrometer. During the experiment the targets were alternated after each  $\sim 5 \cdot 10^4$  registered neutron-nucleus interactions. Two multicell gas threshold Cherenkov counters ( $C_1$  <sup>/4/</sup> and  $C_2$  <sup>/5/</sup>) were used for the identification of charged particles. To trigger the spectrometer, at least four charged particles passing through it were required. Altogether  $1.2 \cdot 10^7$  neutron-nucleus interactions were accepted during the experiment. A more detailed des-

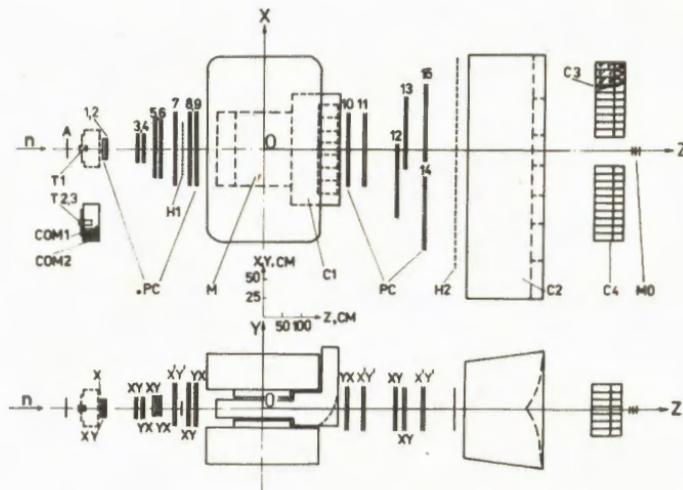


Fig.1. A schematic view of the JINR BIS-2 spectrometer in the 4H channel of the Serpukhov accelerator.  $n$  - neutron beam,  $A$  - anticoincidence scintillation counter,  $T_i$  - hard target,  $T_2$  - liquid hydrogen target;  $COM_1$  and  $COM_2$  - hodoscopes of the scintillation counters of target surroundings,  $PC[1 \div 14]$  - two-coordinate proportional wire chambers,  $C_1$  and  $C_2$  - multichannel threshold gas Cherenkov counters,  $C_3$  - hodoscope of the full absorption Cherenkov counters,  $MO$  - telescope of the scintillation counters for neutron beam monitoring.  $M$  - SP40A analysing magnet.

cription of the BIS-2 spectrometer and experimental running conditions is presented in <sup>18</sup>.

To search for the  $U(3100)$ , the invariant mass spectra were analysed for the events containing  $\Lambda^0, \bar{p}$  and charged pions as well as  $K_s^0, p, \bar{p}$  and charged pions. The  $\Lambda^0$  and  $K_s^0$  were identified among the reconstructed neutral Vee's through their decay into  $p\pi^-$  and  $\pi^+\pi^-$ . The mass resolutions are equal to 4.5 and  $6.0 \text{ MeV}/c^2$  FWHM for  $\Lambda^0$  and  $K_s^0$ , respectively. For the  $\Lambda^0$  selection the  $M(p\pi^-)$  was required to deviate from the  $\Lambda^0$  mass by no more than  $7 \text{ MeV}/c^2$ , and for the  $K_s^0$  selection the  $M(\pi^+\pi^-)$  was required to deviate from the  $K_s^0$  mass by no more than  $10 \text{ MeV}/c^2$ . Altogether  $\sim 8.5 \cdot 10^4$  events with  $\Lambda^0$  and  $\sim 4.5 \cdot 10^4$  events with  $K_s^0$  have been selected. For  $\bar{p}$  identification the signals from C1 and C2 were analysed. This allowed the  $\pi^-/\bar{K}^-$  rate to be reduced by a factor of more than three among the  $\bar{p}$  candidates.

The invariant mass spectra for the configurations corresponding to the possible decays:

$$U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+, \quad U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+, \quad (1,2)$$

$$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-, \quad U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-, \quad (3,4)$$

and

$$U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \quad (5)$$

were analysed among the events containing  $\Lambda^0$ . The bin was chosen to be equal to  $20 \text{ MeV}/c^2$  which approximately corresponds to the experimental mass resolution for the configurations under study. The excesses of events in three bins at  $\sim 3060 \text{ MeV}/c^2$  over the background level were observed in all the spectra analysed. A statistical significance of the observed excesses was determined as a result of the spectra approximation by smooth background curves. For the configurations (1-5) they were more than two, five, four, four and three standard deviations over the background curves, respectively. The summarized spectrum, obtained for all (1-5) invariant mass configurations, is presented in fig.2. The peak in a mass region of  $3030 - 3090 \text{ MeV}/c^2$  contains about 130 events over the background level ( $\sim 270$  events). This corresponds to a statistical significance of more than eight standard deviations. The mass scale calibration may have a systematical error of no greater than  $40 \text{ MeV}/c^2$ . The invariant mass distributions calculated on the assumption that  $\bar{p}$  is a kaon or a pion have been analysed for the events from the peak region in each of the considered mass spectra. At each of such

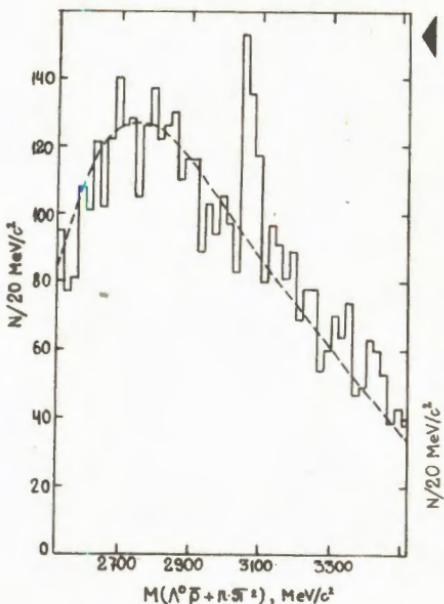


Fig. 2. Invariant mass spectrum for the events containing  $\Lambda^0$ ,  $\bar{p}$  and charged pions.

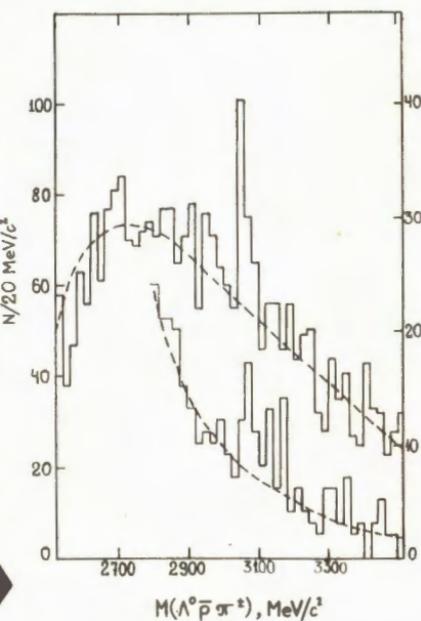


Fig. 3. Invariant mass spectrum of the  $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+$  system (upper histogram and left scale of events) and  $\Lambda^0 \bar{p} \pi^-$  system (lower histogram and right scale of events).

assumptions the analysed events form a broad mass spectrum without any peaks. Consequently, the observed peaks in the invariant mass spectra of systems (1-5) are not the kinematical reflections of other resonances caused by  $\bar{p}$  misidentification. In the same way the validity of charged pion identification was proved for the events forming the peaks.

About 130 decays of the  $U(3100)$  via the modes (1-5) have been observed. The main part (~75 events) is due to the decays via the mode (2). The corresponding invariant mass spectrum is presented in fig. 3 (upper histogram). The invariant mass spectrum illustrating the registration of the decay (5) of the double charged  $U^{--}$  state is shown in the same figure (lower histogram).

A more detailed analysis of the observed  $U(3100)$  state was performed for the registered decays (2). The invariant mass spectrum of the  $\bar{p} \pi^+$  subsystem was reconstructed for these events (fig. 4). This spectrum is a result of subtraction of the corresponding spectra obtained for the

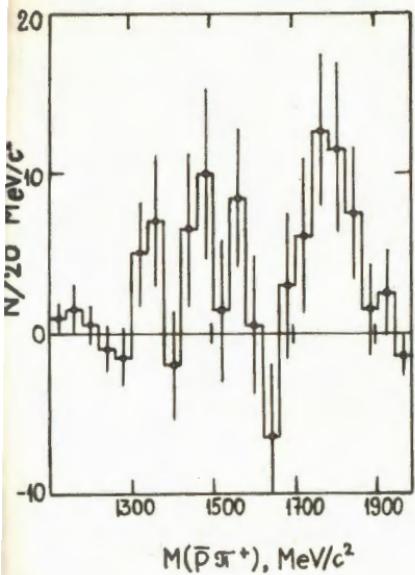


Fig. 4. Invariant mass spectrum for the  $p\bar{\pi}^+$  subsystem produced in the  $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p}\pi^+$  decays.

events from the peak region and from the peak neighbouring intervals. As is seen from the  $M(p\bar{\pi}^+)$  distribution presented in fig.4, a greater part of events is grouped in a mass region of 1700–1800 MeV/c<sup>2</sup>. The shape of the distribution in this region corresponds in mean mass and width to the  $\Delta(1700)$  parameters<sup>/7/</sup>. In an analogous  $M(\bar{p}\pi^+)$  spectrum, obtained for the events from the intervals adjacent to the peak, such a grouping of events is not observed. Thus, the ob-

tained data are indicative of the two-body decay:

$$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{\Delta}(1700). \quad (6)$$

It has been found that about half the decays (2) accepted are caused by cascade decays through the intermediate resonance state (6).

The invariant mass spectra of the  $\Lambda^0 \bar{p}\pi^+$  system were analysed separately for the events detected in the runs with carbon, aluminium and copper targets. This allowed the measurement of the A-dependence of the  $U(3100)$  production cross section. This dependence in the frame of the  $A^\alpha$  parametrization (A is the atomic weight of the target nucleus) is characterized by a power value:

$$\alpha = 0.6 \pm 0.3. \quad (7)$$

The invariant mass spectrum of the  $K_s^0 p\bar{p}\pi^+$  system was reconstructed (fig.5) among the events containing  $K_s^0$ . The mass resolution for such a system is close to the resolution of configurations (1–5). A narrow peak is seen in the "U" mass region as in the above spectra. An excess of 50 events over the background level (~170 events) is seen in a mass region of 3030–3090 MeV/c<sup>2</sup>. The presence of such a peak shows evidence for the observation of the registered decays:

$$U^+ \rightarrow \bar{K}^0 p\bar{p}\pi^+ \quad (8)$$

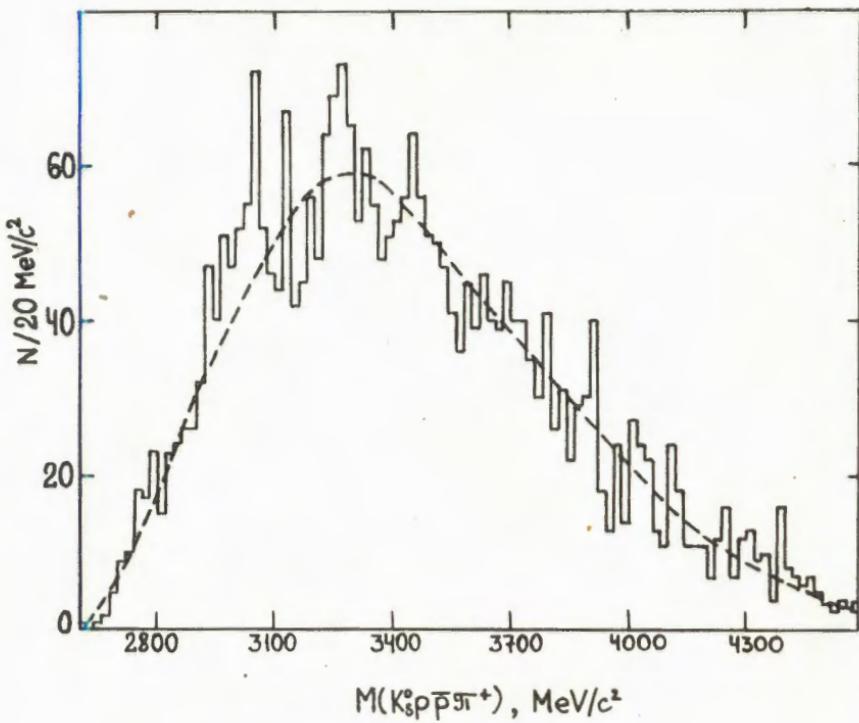


Fig. 5. The  $K_s^0 p\bar{p}\pi^+$  invariant mass spectrum.

and/or

$$\bar{U}^+ \rightarrow K^0 p\bar{p}\pi^+. \quad (9)$$

In conclusion we summarize the results obtained.

1. About 180 events of the narrow resonance with negative strangeness decaying into a baryon, an antibaryon and mesons are registered. The mean mass of the resonance is  $(3068 \pm 5 \pm 40)$  MeV/c<sup>2</sup>, and its width does not exceed 20 MeV/c<sup>2</sup>. The characteristics of the observed resonance correspond to the U(3100) state observed in the experiment<sup>/1/</sup>. Thus, we have identified the resonance observed with the U(3100) state.

2. In comparison with the U(3100) decays observed in the experiment<sup>/1/</sup>, the new decay modes

$$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p}\pi^+, \quad U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{\Delta}(1700), \quad U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p}\pi^-, \quad U^+ \rightarrow \bar{K}^0 p\bar{p}\pi^+$$

and, possibly, the decay of the strangeness conjugated state  $\bar{U}^+ \rightarrow K^0 p\bar{p}\pi^+$  are detected.

3. The isotopic spin of the resonance is determined to be 3/2. This conclusion is supported by the registration of the decay  $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p}\pi^-$ .

4. The A-dependence of the cross section of resonance production in neutron-nucleus interactions has been measured. It is characterized by an exponent

$$\alpha = 0.6 \pm 0.3.$$

5. From the longitudinal momentum distribution of resonance events it follows that they are registered in the region  $x > 0.2$ , where  $x$  is the Feynman variable. Their production cross section in this region times the branching ratio of each observed mode is  $\sigma \cdot B = 1 \pm 20 \text{ } \mu\text{b}$  per carbon nucleus. Such uncertainty of the quoted value is due to the lack of information concerning the resonance production and decay mechanisms. The obtained  $\sigma \cdot B$  values are close to those measured in <sup>1/1</sup>. In the experiment <sup>1/1</sup> the U(3100) were produced by 135 GeV/c  $\Sigma^-$  on a beryllium target, and because of the S-quark presence in the composition of a primary hadron the  $\sigma \cdot B$  value should be greater than in the case of resonance production in a neutron beam. The presented comparison leads to an energetic dependence of the resonance production cross section which decreases with increasing energy.

6. The main properties of the resonance observed are inconsistent with its interpretation as a quark-antiquark state. The totality of the U(3100) states observed should be described under the assumption of their composition of at least four valence quarks.

The authors express their deep gratitude to A.M.Baldin, A.A.Kuznetsov, A.N.Tavkhelidze and I.A.Savin for their support of the experiments and permanent interest in this study; to E.M.Likhacheva for the participation in the experiment.

#### References

1. Bourquin M. et al. Phys.Lett., 1986, B172, p.113.
2. Aleev A.N. et al. Z.Phys., 1984, C23, p.333.
3. Aleev A.N. et al. Z.Phys., 1984, C25, p.205.
4. Voichishin M.N. et al. JINR, 13-84-161, Dubna, 1984; Prib. i Tekh.Exp., 1985, No.3, p.71.
5. Gus'kov B.N. et al. JINR, 13-84-373, Dubna, 1984; Prib. i Tekh.Exp., 1985, No.5, p.49.
6. Eichner G. et al. JINR, 1-80-644, Dubna, 1980.  
Maksimov A.N. et al. JINR, 1-81-574, Dubna, 1981.
7. Aguilar-Benitez M. et al. Phys.Lett., 1986, B170, p.1.

Received on August 11, 1986.

РАСПАД  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu e^+ e^-$  И АКСИАЛЬНЫЕ ФОРМФАКТОРЫ  
 $\pi$ -МЕЗОНА

Д.А.Мжавия\*, Г.В.Мицельмачер, Ф.Г.Ткебучава\*

Рассмотрен распад  $\pi \rightarrow 3e\nu$ . Проведены расчеты дифференциальной и полной вероятности этого процесса. Проанализированы возможности однозначного определения аксиального формфактора  $y$ . Отмечено, что использование экспериментальных данных по поляризуемости пиона уже сейчас позволяет сделать однозначный выбор между двумя значениями  $y$ .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

The Decay  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu e^+ e^-$  and Axial Form Factors of  $\pi$ -Meson

D.A.Mzhavia, G.V.Micelmacher, F.G.Tkebuchava

The decay  $\pi^+ \rightarrow e^+ e^+ e^- \nu$  is considered. The differential and total probabilities of this process are calculated. Opportunities of unambiguous determination of the axial form factor  $y$  are analysed. It is pointed out that already now the experimental data on pion polarisability allow an unambiguous choice between two values of  $y$ .

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

1. В настоящей работе рассматривается распад  
 $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu e^+ e^-$ .

/1

Исследование на опыте этого распада является трудной задачей. До настоящего времени экспериментально определена лишь верхняя граница этого процесса  ${}^{1/} W(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu e^+ e^-) / W_\pi < 4,8 \cdot 10^{-9}$  /в предположении, что матричный элемент - константа/,  $W_\pi$  - полная вероятность распада  $\pi$ -мезона. Несомненно, однако, что на экспериментальных установках нового поколения, таких, как APEC <sup>2/</sup>, SINDRUM <sup>3/</sup> с использованием интенсивных пучков сильноточных ускорителей средних энергий в недалеком будущем станет возможным детальное изучение этого распада.

---

\* Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Исследование процесса /1/ представляет значительный интерес, т.к. в матричный элемент этого распада входит лишь один адрон -  $\pi$ -мезон. Таким образом, этот распад, наряду с процессом  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ , дает в наиболее чистом виде информацию о слабоэлектромагнитной структуре  $\pi$ -мезона, которая чрезвычайно чувствительна к современным теоретическим моделям, отражающим наши основные представления о динамике мезонов. Процесс /1/ был впервые детально проанализирован теоретически в работе /4/ (см. также /5, 6/). Однако в последнее время в связи с новыми экспериментальными возможностями появилось несколько теоретических работ /7, 8/, в которых заново рассматривается процесс /1/. Сопоставление расчетов, выполненных в /4.6/, с расчетами /7, 8/ выявило ряд расхождений между ними. Это побудило нас заново провести вычисления вероятности процесса /1/ и рассмотреть вопрос о том, какую информацию можно получить из экспериментального исследования этого распада.

2. Матричный элемент распада /1/ (который мы будем для краткости обозначать  $\pi \rightarrow 3e\nu$ ) можно представить в виде суммы двух членов, отвечающих диаграммам рис. 1. Выражение для матричного элемента имеет вид

$$M = \frac{e^2 f_\pi G}{\sqrt{2}} \frac{\epsilon_a}{K^2} (m_\ell \bar{U}(P)(1-\gamma_5) \left[ \frac{2Q_a + K_a}{2(QK) + K^2} - \frac{2P_{1a} + \hat{K}\gamma_a}{2(P_1 K) + K^2} \right] U(-P_1) +$$

$$+ \frac{1}{M^2} \{ -\epsilon_{a\beta\rho\sigma} \times K_\rho Q_b \times a(K^2, Q^2) + (Q_a K_\beta - (QK) \delta_{a\beta}) \times$$

$$\times b(K^2, Q^2) + (K_a K_\beta - K^2 \delta_{a\beta}) \times c(K^2, Q^2) + (K^2 Q_a - (QK) K_a) \times$$

$$\times Q_\beta \times \left[ \frac{2M^2}{Q^2 + M^2} - \frac{1 - F(K^2)}{K^2} + \frac{d(K^2, Q^2)}{K^2} \right] \} \ell_\beta \},$$

где  $M$  - масса  $\pi$ -мезона,  $m_\ell$  - масса лептона  $\ell$ ;  $q, P, P_1, P_2, P_3$  - 4-импульсы  $\pi$ -мезона, нейтрино, лептона  $\ell$ , позитрона и электрона соответственно;

$$K = P_2 + P_3; \quad Q = P_1 + P; \quad G = \frac{10^{-5}}{m_p^2};$$

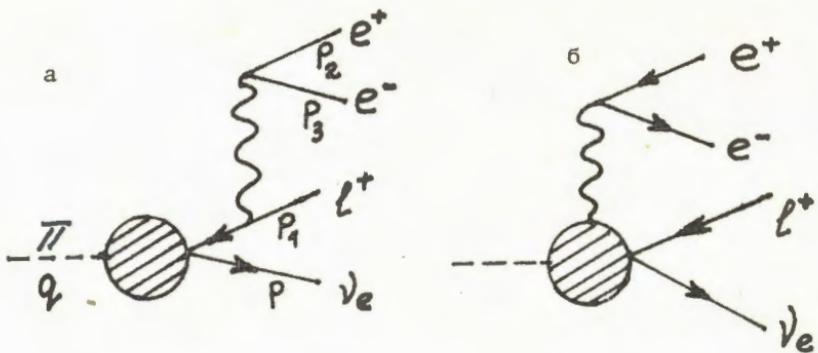


Рис.1. Испускание виртуального  $\gamma$ -кванта лептоном  $\ell$  /диаграмма а/. Излучение из адронов /диаграмма б/.

$$\frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}; \quad \epsilon_a = \bar{U}(P_3) \gamma_a U(-P_2); \quad \ell_\beta = \bar{U}(P) \gamma_\beta (1 + \gamma_5) U(-P_1); \quad /3/$$

$f_\pi$  определяется вероятностью  $W_\pi$  распада  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ ;

$$W_\pi = (G^2 f_\pi^2 / 8\pi) M \mu^2 (1 - \frac{\mu^2}{M^2})^2; \quad \mu - \text{масса } \mu^+ \text{-мезона};$$

$F(K^2)$  - электромагнитный формфактор реального  $\pi$ -мезона, зависящий только от одного инварианта  $K^2$  и удовлетворяющий условию нормировки  $F(0) = 1$ ; а, б, с, д - формфакторы.

Поскольку нашей целью является расчет распада  $\pi \rightarrow 3\nu$  процесса с тождественными частицами в конечном состоянии, выражение для амплитуды необходимо антисимметризовать:

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} (M_1 - M(P_1 \leftrightarrow P_2)). \quad /4/$$

Как показано, например, в <sup>5/</sup>, вклады, содержащие формфактор  $d$  и множитель  $1 - F(K^2)$ , пренебрежимо малы, поэтому эффективно амплитуда распада  $\pi \rightarrow 3\nu$  характеризуется формфакторами а, б и с.

Как показали Вакс и Иоффе <sup>9/</sup>, гипотеза сохранения векторного тока позволяет связать формфактор  $a$ , характеризующий вклад векторного тока, с амплитудой распада  $\pi^0$ -мезона. Полагая значение  $a$  известным, мы так же, как в работе <sup>4/</sup>, ввели новые формфакторы  $\gamma = b/a$  и  $\xi = c/a^*$  и разбили вероятность на вклады:

\* Мы полагаем знак  $S = \text{sign}(a, f_\pi) = +1^{10/}$ .

$$R = IB + SD + \gamma \cdot SD_{\gamma} + \xi \cdot SD_{\xi} + \gamma \cdot \xi \cdot SD_{\gamma\xi} + \gamma^2 \cdot SD_{\gamma^2} +$$

$$+ \xi^2 \cdot SD_{\xi^2} + IBSD_{\gamma} + \gamma \cdot IBSD_{\xi}. \quad /5/$$

IB - вклад внутреннего тормозного излучения, SD - вклад векторной части амплитуды;  $SD_{\gamma}$  - вклад интерференции векторной части с вкладом, пропорциональным  $\gamma$  и т.д.

Расчет дифференциальной вероятности проводился с помощью программы SCHOONSHIP /11/. Для проверки полученного выражения были рассчитаны значения различных вкладов в вероятность при некоторых случайных значениях импульсов частиц - продуктов распадов, удовлетворяющих кинематике  $\pi \rightarrow 3e\nu$ .

Таблица 1

Численные значения величин, входящих в равенство /5/, в единицах  $10^{-10} W$

IB	SD	$SD_{\gamma^2}$	$SD_{\gamma\xi}$	$SD_{\xi^2}$	IBSD	$IBSD_{\gamma}$	$IBSD_{\xi}$
$\pm 1,3$	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	$\pm 0,02$	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$	$\pm 0,0005$
82,9	3,03	3,41	0,73	0,37	-1,24	1,29	0,0223

Таблица 2

Интегральная вероятность распада  $\pi \rightarrow 3e\nu$  для различных значений параметров  $\gamma$  и  $\xi$  в единицах  $10^{-10} W$  /энергетический порог регистрации заряженных частиц  $E > 10$  МэВ/

$\xi$	0		2,1	
$\gamma$	-2,0	0,3	-2,0	0,3
$ K^2 $ или $ Q^2  < 0,01 \text{ м}^2$	27	19	26	20
$ K^2 $ и $ Q^2  \geq 0,01 \text{ м}^2$	4,7	2,9	9,7	4,1

В табл. 1 и 2 приведены результаты расчетов наиболее существенных вкладов в полную вероятность и в вероятность, рассчитанную при различных кинематических обрезаниях в единицах  $10^{-10} W_{\pi}$ , при значениях формфакторов  $\gamma = 0,3$ ;

$\xi = 2,1$  и времени жизни  $\pi^0$ -мезона  $\tau_{\pi^0} = 0,89 \cdot 10^{-18}$  с /для удобства сопоставления расчетов здесь мы приняли значения этих параметров такими же, как и в /4,6/. Более поздние эксперименты по исследованию распадов  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$  и  $\pi^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}$  дают двузначный результат  $y_1 = 0,40 \pm 0,07$ ;  $y_2 = -2,36 \pm 0,07^{12}/$ . В работе /4/ для розыгрыша в фазовом объеме распада /1/ использовалась программа ФОРС /13/, предназначенная для расчета процессов, описываемых достаточно гладкими матричными элементами. В нашей работе использовался специальный алгоритм моделирования кинематики процесса /1/ методом Монте-Карло. Это позволило учесть основные неравномерности матричного элемента /отдельные вклады были рассчитаны с точностью, лучшей 3%/. Результаты наших расчетов в основном согласуются с расчетами, выполненными в /4/, существенное различие есть лишь во вкладах  $SD_{y\xi}$ ,  $IBSD_y$ ,  $IBSD_\xi$ , у которых в работе /4/ неверно приведены знаки. Заметим, впрочем, что эти неточности были исправлены уже в /8/.

3. В работе /4/ было показано, что исследование распада /1/ в специальной кинематической области /энергетический порог регистрации заряженных частиц  $E > 10:15$  МэВ, инвариантная масса  $e^+e^-$ -пары  $|K^2| = (P_2 + P_3)^2$  или  $|Q^2| = (P_1 + P)^2 < 0,01 \times M^2/$ , позволяет определить формфактор  $y$  независимо от значения формфактора  $\xi$  /см. табл. 2/. В принципе измерения в этой области вероятности распада /1/, равной, согласно расчетам,  $2 \times 10^{-9} W$  с точностью, лучшей 20%, позволяют дополнить информацию, полученную при исследовании распада  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma^{12}/$ , и однозначно оценить параметр  $y$ . Измерения распада  $\pi \rightarrow 3e\nu$  в области  $|K^2|$  и  $|Q^2| \geq 0,01 \times M^2$  позволяют определить формфактор  $\xi$ .

В недавних работах /7,8/ для решения этой задачи рассмотрены другие кинематические области процесса /1/. В работе /7/ была проанализирована возможность исследования /1/ в области  $-1 \leq \cos\alpha \leq -0,8$ ;  $0,8 \leq \cos\beta \leq 1$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  - углы между позитронами и электроном, энергетическое обрезание на каждую заряженную частицу составляло 10 МэВ. Для полной вероятности в этой области в /7/ было получено

$$R = \frac{W(\pi \rightarrow 3e\nu)}{W_\pi} \approx 3,3 \cdot 10^{-9} \quad \text{при } y_1 = -1,98 \text{ и } 0,8 \cdot 10^{-9}$$

при  $y_2 = 0,26$ . Столь большое различие в величине  $R$  для различных  $y$ , а также довольно большое значение  $R$  по абсолютной величине побудило авторов /7/ рекомендовать указанную кинематическую область для измерений. Мы провели аналогичные расчеты и получили в этой области при  $y_1 = -1,98$   $R = 1,6 \cdot 10^{-10}$  и при  $y_2 = 0,26$   $R = 1,3 \cdot 10^{-10}$ . Таким образом, по нашему мнению, рассмотренная в /7/ кинематическая область не представляет особого интереса для исследования формфактора  $y$ .

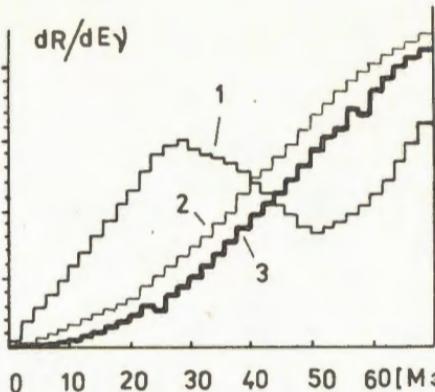


Рис. 2. Дифференциальная вероятность распада как функция энергии нейтрино. Гистограмма 1 соответствует спектру нейтрино  $E_\gamma = M - E_+ - E_-$ , при значениях формфакторов  $y = 0,4$ ;  $\xi = 2,6$ . Гистограмма 2 соответствует спектру  $E$ , при значениях  $y = -2,4$ ;  $\xi = 2,6$ , 3 - спектр  $E$  при  $y = 0,4$ ;  $\xi = 0$ .

В работе /8/ рассмотрен другой способ определения  $y$ -формфактора. В области  $|\cos\alpha| < 0,95$ ;  $|\cos\beta| < 0,95$ / с дополнительным обрезанием по энергии каждой заряженной частицы  $|E| > 15$  МэВ/ вычислен спектр нейтрино. Мы подтверждаем вывод работы /8/ о том, что исследование этого спектра позволяет дать информацию о значении  $y$ , если набрано достаточно много событий, чтобы превысить ту малую относительную вероятность распадов  $5 \cdot 10^{-10}$ , которую мы получили с помощью энергетических и угловых обрезаний /см.рис.2/. Однако, как показали наши расчеты, это утверждение существенно опирается на значение  $\xi = 2,6$ , следующее из соотношения /14.4/:

$$|\xi| = \frac{1}{3} M f_\pi \langle r_\pi^2 \rangle / a \quad /6/$$

/здесь  $\langle r_\pi^2 \rangle$  - среднеквадратичный радиус  $\pi$ -мезона/.

В соответствии с нашими расчетами изменение значения  $\xi$  существенно изменяет поведение спектра /рис.2/. Так, при  $\xi < 2$  различие между  $y_1 = 0,4$  и  $y_2 = -2,4$  в спектре нейтрино существенно уменьшается. Заметим также, что расчеты, выполненные в /8/, содержат численные ошибки. Вместо приведенного значения интегральной вероятности в рассмотренной в /8/ области  $R/y = 0,4$ ;  $\xi = 2,6/ = 2,7 \cdot 10^{-10}$  при  $r_\pi = 0,83 \cdot 10^{-16}$  с должно быть  $R = 5,2 \cdot 10^{-10}$ , а вместо приведенного в /8/  $R/y = -2,4$ ;  $\xi = 2,6/ = 2,4 \cdot 10^{-10}$  мы получили значение  $R = 5,1 \cdot 10^{-10}$ .

В заключение сделаем несколько замечаний об информации о формфакторах, которую можно, по нашему мнению, извлечь из распада  $\pi \rightarrow 3\nu$ .

1. Как известно, несколько проведенных экспериментов по исследованию распада  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu\gamma$  /12, 15, 16, 17/ не позволили однозначно определить  $y$ . Это связано с тем, что во всех экспериментах для определения  $y$  использовалась, в сущ-

ности, одна и та же кинематическая область  $E_e, E_\nu > 50$  МэВ, свободная от фонового распада  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu}$ . Может случиться, что при исследовании распада  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu e^- \bar{\nu}$  аналогичная трудность возникнет в связи с фоном от распада  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu e^- \bar{\nu}$  /или  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu}$  с конверсией в мишени/. Радикальным выходом из положения было бы изучение распада  $\pi \rightarrow 3e\nu$  на лету, аналогично тому, как это делается при изучении  $K^+$ -распадов и распада  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu}$ <sup>/18/</sup> /но с использованием интенсивных пучков мезонных фабрик/, что в связи с разницей во временах жизни  $\pi^+$ - и  $\mu^+$ -мезонов позволило бы существенно подавить фоновые процессы и расширить исследуемую кинематическую область.

2. Согласно /19/ параметр  $y$  связан с поляризацией заряженного пиона  $a_\pi$  соотношением

$$a_\pi = -y \frac{f}{2M f_\pi},$$

/7/

где  $f$  определена из времени жизни  $\pi^0$ ;  $f_{\pi^0} = \frac{64\pi}{f^2 M^3}$ . В работе /19/ показано, что  $f/f_\pi < 0$ , так что положительное значение  $a_\pi$  соответствует положительному  $y$ . Из измеренной величины /20/ поляризуемости  $a_\pi$  и известного времени жизни  $\pi^0$ -мезона следует значение  $y = 0,8 \pm 0,2$ , которое в пределах ошибок можно считать согласующимся со значением  $y_1 = 0,40 \pm 0,07$ , но которое полностью противоречит  $y_2 = -2,36 \pm 0,07$  /значения  $y_1$  и  $y_2$  взяты из работы /18/.

Таким образом, по нашему мнению, использование экспериментальных данных по поляризуемости пиона уже сейчас позволяет сделать однозначный выбор между двумя значениями  $y$ .

3. С другой стороны, представляется интересной возможность экспериментального определения формфактора  $\xi$ , для чего распад  $\pi \rightarrow 3e\nu$  необходимо исследовать в области  $|K^2|$  и  $|Q^2| > 0,01 \times M^2$  или при еще более жестком обрезании  $\sim 0,05 \times M^2$  на величины  $|K^2|$  и  $|Q^2|$ , с тем чтобы обеспечить независимость измеряемой величины от  $y$ . Измерение  $\xi$  позволит проверить соотношение /6/. Если же считать это соотношение справедливым, то даже при небольшой статистике событий  $\pi \rightarrow 3e\nu$  возможно с высокой точностью определить  $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$  /см., в связи с этим, аналогичную работу по распаду  $K \rightarrow 3e\nu$  /21/.

Авторы благодарны Н.С.Амаглобели, Д.Ю.Бардину, С.М.Коренченко, Б.Ф.Костину, А.Г.Ольшевскому и Н.Л.Русакович за помощь в работе и полезные обсуждения.

## Литература

1. Коренченко С.М. и др. ЖЭТФ, 1976, т.43, с.1.
2. Коренченко С.М., Мицельмакер Г.В., Некрасов К.Г. ОИЯИ, Р13-9542, Дубна, 1976.
3. Bertl W. et al. Nucl.Phys., 1985, B260, p.1.
4. Бардин Д.Ю. и др. ЯФ, 1971, 14, с.427.
5. Бардин Д.Ю., Иванов Е.А. ЭЧАЯ, 1976, т.7, вып.3, с.726.
6. Бардин Д.Ю. ОИЯИ, 2-7714, Дубна, 1973.
7. Huang J.N., Lee C.Y. Phys.Rev., 1984, dD29, p.1017.
8. Kersch A., Scheck F. Nucl.Phys., 1986, B 263, p.475; Egli S. et al. Proposal R-85-16.1 at SIN, 1985.
9. Vaks V.G., Ioffe B.L. Nuovo Cim., 1958, 10, p.324.
10. Okubo S. Phys.Rev., 1969, 179, p.1629.
11. Strubbe H. Comp.Ophys.Comm., 1974, v.8, p.1.
12. Perroud J.P. et al. SIN Newsletter, 1982, No.14.
13. Комолова В.Е., Копылов Г.И. ОИЯИ, Р-2027, Дубна, 1970.
14. Das T., Mathur V.S., Okubo S. Phys.Rev.Lett., 1967, 19, p.859.  
Мусаханов М.М. ЯФ, 1970, т.12, с.1243.
15. Depommier P. et al. Phys. Lett., 1963, 7, p.285.
16. Stetz A. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p.1455.
17. Stetz A. et al. Nucl.Phys., 1978, B138, p.285.
18. Арбузов Б.А. и др. ИЯИ АН СССР, II-0018, М., 1975.
19. Терентьев М.В. УФН, 1974, т.112, с.37.
20. Antipov Yu.M. et al. Phys.Lett. 1983, 121B, p.445.
21. Micelmacher G.V., Mzhavia D.A., Tkembuchava F.G., JINR, E2-85-768, Dubna, 1985.

Рукопись поступила 24 июля 1986 года.

ОПИСАНИЕ БИНАРНЫХ РЕАКЦИЙ В ПРОСТРАНСТВЕ  
ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ

А.И. Малахов, Г.Л. Мелкумов

Приведены результаты анализа бинарных реакций  $I + II \rightarrow 1 + 2$  типа перезарядки  $\pi^- + p \rightarrow \pi^0(\eta, \omega) + n$  в пространстве четырехмерных относительных скоростей в широком интервале импульсов налетающих частиц от 3 до 200 ГэВ/с. Анализ проводился по параметру  $b_{11} = -(p_1/m_1 - p_1/m_1)^2$ . Как и в случае рождения адронных струй, в сечениях бинарных реакций реализуется статистическая закономерность — распределения монотонно и достаточно быстро убывают с ростом  $b_{11}$ :  $d\sigma/db_{11} = A \cdot \exp(-b_{11}/B)$ . Зависимости величин  $B$  и среднего значения  $\langle b_{11} \rangle$  от импульса налетающей частицы указывают на универсальный характер распределений  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $\omega$ -мезонов по величине  $b_{11}$ , форма которых, начиная с  $p_{\pi^-} = 20 \div 50$  ГэВ/с, зависит от энергии взаимодействий. Значения параметров  $B$  и  $\langle b_{11} \rangle$  для  $\pi^0$ -мезонов близки к значениям соответствующих параметров для  $\pi^-$ -мезонов в струях адронов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

**Description of Binary Reactions in the  
Relative Four-Velocity Space**

A.I. Malakhov, G.L. Melkumov

The results of analysis of  $I + II \rightarrow 1+2$  binary reactions of the type of charge exchange  $\pi^- + p \rightarrow \pi^0(\eta, \omega) + n$  in a wide momentum interval from 3 to 200 GeV/c in the relative four-velocity space using  $b_{11} = -(p_1/m_1 - p_1/m_1)^2$  parameter are given. Like a hadron jet productions, the statistical regularity for binary reactions is realized — the cross sections of those monotonously and rather sharply decrease with  $b_{11}$  increasing:  
 $d\sigma/db_{11} = A \cdot \exp(-b_{11}/B)$ . The  $B$  and  $\langle b_{11} \rangle$  dependence on incident particle momentum points to the universal properties of  $b_{11}$  distribution for  $\pi^0$ ,  $\eta, \omega$ . These distributions are independent of energy beginning from  $p_{\pi^-} = 20 \div 50$  GeV/c. The parameters  $B$  and  $\langle b_{11} \rangle$  for  $\pi^0$  from binary reactions and

for  $\pi^-$  from the hadron jets are approximately the same.

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

Процессы, происходящие при столкновении систем в релятивистской области, как было показано в работах А.М.Балдина /1,2/, следует описывать с помощью релятивистско-инвариантных переменных

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

где  $p_i, p_k$  - четырехмерные импульсы;  $m_i, m_k$  - массы частиц;  $p_i/m_i, p_k/m_k$  - четырехмерные скорости частиц.

Было показано, что именно величины  $b_{ik}$ , являющиеся квадратами разности четырехмерных скоростей, определяют величину амплитуд и тем самым силу взаимодействия. Такое релятивистско-инвариантное описание процессов оказалось очень плодотворным. Оно позволило сформулировать принцип ослабления корреляций в пространстве относительных четырехмерных скоростей  $b_{ik}$  /3,4,5/, аналогичный принципу Боголюбова в статистической физике /8/. Согласно этому принципу адроны и ядра трактуются как кварк-глюонные кластеры с  $b_{ik} \ll 1$ , а условие  $b_{ik} \gg 1$  как мера локальности взаимодействия адрона  $i$  с адроном  $k$  имеет простой физический смысл: при достаточно больших относительных скоростях взаимодействие между кварками, входящими в объект  $i$ , и кварками, входящими в объект  $k$ , ослабевает настолько, что его можно рассматривать на конституентном уровне. Условие  $b_{ik} \gg 1$  согласуется с современным пониманием асимптотической свободы - исчезновением взаимодействия на асимптотически малых расстояниях или при  $b_{ik} \rightarrow \infty$ .

Более того, оказалось /3/, что параметр  $b_{ik}$  связан с такими фундаментальными величинами, как бегущая константа связи в квантовой хромодинамике  $\alpha_s = 1,4/\ln b_{ik}$  и длина формирования адрона  $\ell_f \approx b_{ik}/2m_k$  /здесь  $m_k$  - масса кварка/.

Гипотеза об ослаблении корреляций нашла экспериментальное обоснование /8-5, 7-9/ при описании процессов множественного рождения частиц, рождения струй в мягких адронных столкновениях.

В настоящей работе сделана попытка провести анализ бинарных реакций типа перезарядки



в пространстве четырехмерных скоростей.

Инвариантное сечение образования частиц в реакции /2/ может быть представлено в общем виде функцией распределен-

ния в пространстве относительных скоростей  $b_{ik}$ :

$$W(b_{I\text{II}}, b_{I1}, b_{I2}, b_{II1}, b_{II2}, b_{12}). \quad /3/$$

В случае, когда  $b_{I\text{II}} \rightarrow \infty$  /точнее,  $b_{I\text{II}} \gg 1$ /, а  $b_{I1}$  и  $b_{II1}$  имеют конечные значения, можно применить принцип автомодельности и записать распределения /3/ в зависимости от безразмерных масштабных переменных:

$$\frac{A}{(b_{I\text{II}})^m} W(b_{I1}, b_{II2}, \frac{b_{12}}{b_{I\text{III}}}, \frac{b_{II1}}{b_{I\text{III}}}, \frac{b_{12}}{b_{I\text{III}}}). \quad /4/$$

Далее, используя принцип ослабления корреляций как общее свойство инвариантных распределений, описывающих реакции /2/, функцию распределения можно представить в факторизованном виде

$$\frac{A}{(b_{I\text{III}})^m} W^\alpha (b_{I1}, \frac{b_{II1}}{b_{I\text{III}}}, \frac{b_{12}}{b_{I\text{III}}}) W^\beta (b_{II2}, \frac{b_{12}}{b_{I\text{III}}}, \frac{b_{12}}{b_{I\text{III}}}). \quad /5/$$

Здесь  $W^\alpha$  и  $W^\beta$  описывают соответственно процессы фрагментации пучка и мишени.

В отличие от случая, когда изучались струи адронов и корреляции частиц в множественных процессах, в бинарных реакциях /2/ все кинематические параметры однозначно связаны законом сохранения энергии-импульса

$$P_I + P_{II} = P_1 + P_2, \quad /6/$$

из которого следует, что

$$\frac{(P_I P_2)}{(P_I P_{II})} \sim 1, \quad \frac{(P_I P_1)}{(P_{II} P_2)} \sim 1, \quad \frac{(P_I P_2)}{(P_{II} P_1)} \sim 1, \quad /7/$$

т.е. релятивистски-инвариантные переменные светового фронта  $X = 1$  и

$$m_I^2 + m_1^2 - 2(P_I P_1) = m_{II}^2 + m_2^2 - 2(P_{II} P_2). \quad /8/$$

С учетом /1/ можно записать:

$$m_{II} m_2 b_{II2} = m_1 m_1 b_{I1} + (m_{II} - m_2)^2 - (m_1 - m_1)^2. \quad /9/$$

Используя /7/ и /9/, сечения бинарных реакций /5/ можно представить в виде функций, зависящих от одной переменной  $b_{I1}$ :

$$\sigma \approx \frac{1}{(b_{I\text{III}})^m} W^\alpha (b_{I1}) W^\beta (b_{I1}). \quad /10/$$

Ниже приводятся результаты исследования характера распределения релятивистски-инвариантной переменной  $b_{I1}$  для реакций /2/, которое фактически соответствует функции  $W(b_{I1})$  в /10/.

В качестве экспериментальных данных использовались результаты опубликованных работ /11, 12/, /13, 14, 20/, /15-19/ по исследованию реакций



в широком интервале импульсов налетающих частиц от 3 до 200 ГэВ/с.

Анализ указанных реакций проводился по параметру  $b_{ik}$ , где индекс  $i$  относится к налетающим  $\pi^-$ -мезонам, а индекс  $k$  относится к рожденным  $\pi^0$ -,  $\eta$ - или  $\omega$ -мезонам соответственно в реакциях /11/-/13/. В этом случае величина  $b_{ik}$  однозначно связана с квадратом четырехмерного импульса  $t$ , переданного нуклону:

$$b_{ik} = \frac{m_i^2 + m_k^2 - t}{m_i \cdot m_k} - 2, \quad /14/$$

где  $m_i \equiv m_{\pi^-}$ ,  $m_k \equiv m_{\pi^0}$ ,  $m_\eta$  или  $m_\omega$ .

На рис. 1 приведены распределения  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $\omega$ -мезонов по величине  $b_{11}$  при двух отличающихся на порядок значени-

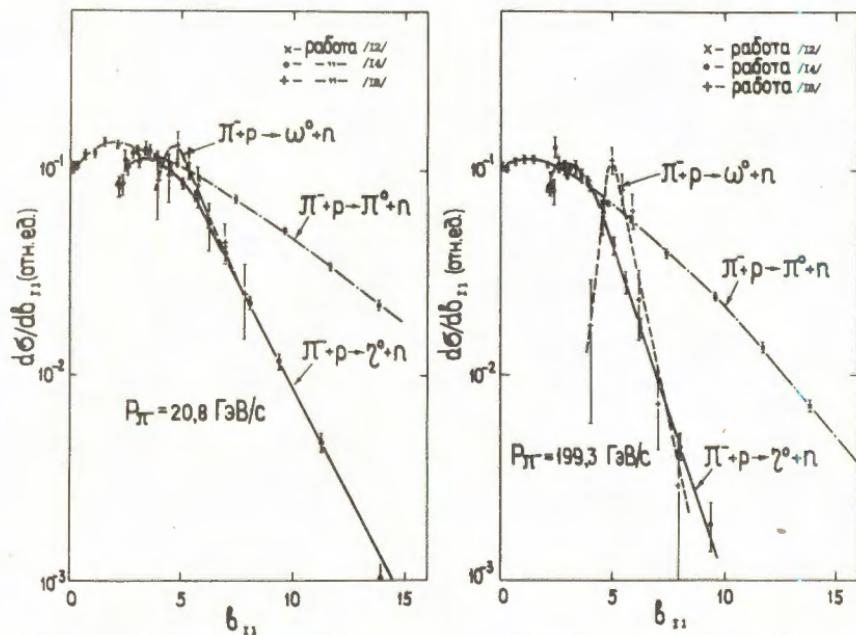


Рис. 1. Распределения  $\pi^0$ -,  $\eta$ -,  $\omega$ -мезонов по  $b_{11}$  в области фрагментации пучка для реакций  $\pi^- + p \rightarrow \pi^0(\eta, \omega) + n$  при импульсах 20,8 и 199,3 ГэВ/с. Для удобства сравнения все распределения нормированы на одну и ту же величину.

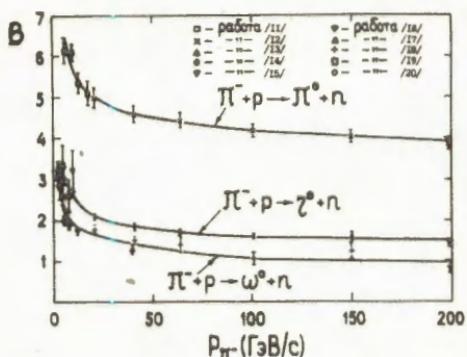


Рис.2. Зависимость величины параметра  $B$  от импульса  $P_{\pi^-}$  для реакций  $\pi^- + p \rightarrow \pi^0(\eta, \omega) + p$ .

ях импульсов  $p_{\pi^-} = 20,8$  и  $199,3$  ГэВ/с. Видно, что, как и в случае рождения адронных струй /3-5, 7-9/, в сечениях бинарных реакций /11/-/13/ реализуется статистическая закономерность — распределения монотонно и достаточно быстро убывают с ростом  $b_{11}$ .

Прямые линии на рис.1 — результат аппроксимации распределений зависимостью

$$\frac{d\sigma}{db_{11}} = A \cdot \exp(-b_{11}/B). \quad /15/$$

Зависимости величины  $B$  и среднего значения  $\langle b_{11} \rangle$  в реакциях /11/-/13/, представленные соответственно на рис.2 и 3, указывают на универсальный характер распределений  $\pi^0$ ,  $\eta$ - и  $\omega$ -мезонов по величине  $b_{11}$ , форма которых, начиная с  $p_{\pi^-} = 20 \div 50$  ГэВ/с, перестает зависеть от энергии взаимодействий. Такая универсальность была отмечена ранее /10/ при анализе распределений  $\pi^-$ -мезонов по  $b_k$  в струях адронов.

Однако для рассматриваемых процессов выход на асимптотический режим начинается не при  $b_{11} \approx 5$ , как это имеет место для релятивистских ядерных столкновений /10/, а при  $b_{11} \geq 100$ .

Следует обратить внимание на то, что значения параметров  $B$  и  $\langle b_{11} \rangle$  для  $\pi^0$ -мезонов из реакции /11/ близки к значениям соответствующих параметров для  $\pi^-$ -мезонов в струях адронов /  $B = 4$ ,  $\langle b_k \rangle \approx 4$  /<sup>9</sup>. Это может служить указанием на общность механизма образования пионов в струях во множественных процессах и в бинарных реакциях типа перезарядки.

Основные результаты анализа представлены также в таблице, где указаны граничные значения импульсов  $\pi^-$ -мезонов в реакциях /11/-/13/, исследуемых в работах /11-20/.

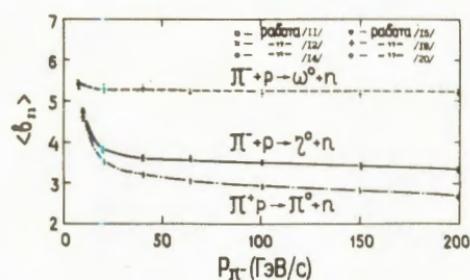


Рис.3. Зависимость величины  $\langle b_{11} \rangle$  от импульса  $P_{\pi^-}$  для реакций  $\pi^- + p \rightarrow \pi^0(\eta, \omega) + p$ .

Таблица

Реакция	Интервалы изменений				Ссылка
	$p_{\pi^-}$	(ГэВ/с)	$b_{II}$	$\langle b_{II} \rangle$	
$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$	5,9 $\div$ 18,2 20,8 $\div$ 199,3	0,5 $\div$ 42,5 0,1 $\div$ 69,0	4,93 $\pm$ 0,05 $\div$ 4,16 $\pm$ 0,07 3,49 $\pm$ 0,03 $\div$ 2,66 $\pm$ 0,02	6,1 $\pm$ 0,4 $\div$ 5,1 $\pm$ 0,3 5,0 $\pm$ 0,3 $\div$ 3,9 $\pm$ 0,1	1,0 $\div$ 0,928 1,0 $\div$ 0,967
$\pi^- + p \rightarrow \eta + n$	2,91 $\div$ 9,8 3,26 $\div$ 4,75 20,8 $\div$ 199,3	2,3 $\div$ 18,5 2,3 $\div$ 10,0 2,2 $\div$ 16,5	5,1 $\pm$ 0,1 $\div$ 4,7 $\pm$ 0,1 4,45 $\pm$ 0,04 $\div$ 4,36 $\pm$ 0,06 3,81 $\pm$ 0,02 $\div$ 3,33 $\pm$ 0,02	4,7 $\pm$ 1,0 $\div$ 4,4 $\pm$ 0,9 3,1 $\pm$ 0,3 $\div$ 3,3 $\pm$ 0,5 2,9 $\pm$ 0,3 $\div$ 1,9 $\pm$ 0,2	0,997 $\div$ 0,771 1,0 $\div$ 0,902 1,0 $\div$ 0,972
$\pi^- + p \rightarrow \omega + n$	3,65 $\div$ 5,5 3,8 $\div$ 8,0 8,0 $\div$ 12,0 15,0 $\div$ 40,0 20,8 $\div$ 199,3	4,5 $\div$ 0,9 4,7 $\div$ 12,0 4,2 $\div$ 10,2 3,9 $\div$ 17,5 4,0 $\div$ 7,9	6,37 $\pm$ 0,08 $\div$ 6,08 $\pm$ 0,07 6,5 $\pm$ 0,1 $\div$ 6,3 $\pm$ 0,1 5,9 $\pm$ 0,1 $\div$ 5,75 $\pm$ 0,06 5,21 $\pm$ 0,05 $\div$ 5,23 $\pm$ 0,01 5,31 $\pm$ 0,08 $\div$ 5,22 $\pm$ 0,06	2,8 $\pm$ 0,3 $\div$ 2,0 $\pm$ 0,1 3,9 $\pm$ 0,9 $\div$ 2,6 $\pm$ 0,4 1,9 $\pm$ 0,1 $\div$ 1,72 $\pm$ 0,09 1,64 $\pm$ 0,09 $\div$ 1,3 $\pm$ 0,08 1,78 $\pm$ 0,09 $\div$ 0,86 $\pm$ 0,1	16 19 15 17 18

и соответствующие им пределы изменений величин  $b_{II}$ ,  $\langle b_{II} \rangle$  >  $B$ ,  $X_H$ . Здесь, помимо параметров, описанных ранее, присутствует партонная переменная<sup>[9]</sup>:

$$X_H = \frac{m_1}{m_I} (u_1, N_{II}),$$

где

$$N_{II} = \frac{u_{II}}{(u_I \cdot u_{II})}, \quad u_1 = \frac{P_1}{m_1}.$$

/16/

Эта переменная характеризует долю четырехимпульсов первичного адрона ( $\pi^-$ ), уносимую вторичными адронами ( $\pi^0, \eta$  или  $\omega$ ).

Видно, что все значения  $X_H$  близки к 1, т.е. рождение  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $\omega$ -мезонов в рассматриваемых бинарных реакциях является результатом ярко выраженной фрагментации частицы пучка, точнее, одного из夸克ов ( $u$  или  $d$ ) налетающего  $\pi^-$ -мезона.

В заключение авторы выражают благодарность академику А.М.Балдину за полезные обсуждения и помощь в работе.

### Литература

1. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике, ФИАН, М., 1971, № 1, с.35.
2. Балдин А.М. ДАН СССР, 1975, т.222, с.1064.
3. Балдин А.М., Диденко Л.А. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 3-84, Дубна, 1984, с.5.
4. Балдин А.М., Диденко Л.А. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 8-85, Дубна, 1985, с.5.
5. Балдин А.М. В кн.: Теоретические аспекты совместных экспериментальных программ ОИЯИ с ЦЕРН и с ИФВЭ. ОИЯИ, Р2-85-609, Дубна, 1985, с.52.
6. Боголюбов Н.Н. Избранные труды по статистической физике. Изд-во МГУ, М., 1979, с.222.
7. Baldin A.M. et al. JINR, E1-84-317, Dubna, 1984.
8. Baldin A.M. et al. JINR, E1-85-415, Dubna, 1985.
9. Baldin A.M. et al. JINR, E1-85-675, Dubna, 1985; Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Р1-85-820, Дубна, 1985.
10. Baldin A.M. Nucl.Phys., 1985, A434, p.695c; Балдин А.М. ДАН СССР, 1984, т.279, с.1352.
11. Stirling A.V. et al. Phys.Rev.Lett., 1965, v.14, No.18, p.763.
12. Barnes A.V. et al. Phys.Rev.Lett., 1967, v.37, p.76.
13. Arkhipov V.A. et al. JINR, E1-11596, Dubna, 1978.
14. Dahl O.I. et al. Phys.Rev.Lett., 1967, v.37, No.2, p.80.
15. Dowell J.D. et al. Nucl.Phys., 1976, B108, p.30.

16. Halloway L.E. et al. Phys.Rev. D, 1973, v.8, No.9,  
p.2814.
17. Апель В.Д. и др. ЯФ., 1980, т.31, вып.1, с.167.
18. Dahl O.I. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, No.2,  
p.54.
19. Apel W.D. et al. Phys.Lett., 1975, v.55B, No.1, p.111.
20. Guisan et al. Phys.Lett., 1965, v.18, No.2, p.200.

Рукопись поступила 21. августа 1986 года.

ВАРИАЦИОННЫЙ РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК СЛАБОСВЯЗАННЫХ  
ВРАЩАТЕЛЬНО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ МЕЗОМОЛЕКУЛ  
 $dd\mu$  и  $dt\mu$

С.И. Виницкий, В.И. Коробов, И.В. Пузынин

Выполнены вариационные расчеты уровней энергии  $\epsilon_{II}$  и  $\gamma$ -факторов слабосвязанных состояний ( $J = 1$ ,  $v = 1$ ) мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$ , представляющих наибольший интерес для мюонного катализа. В расчетах использовано  $\sim 1500$  опорных функций, что позволило получить наиболее точные, по сравнению с известными, результаты:  $\epsilon_{II}(dd\mu) = (-1,9749 \pm 0,0002)$  эВ,  $\epsilon_{II}(dt\mu) = (-0,663 \pm 0,002)$  эВ.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Variational Calculation of Characteristics  
of Weakly Bound Rotational-Vibrational States  
of Mesic Molecules  $dd\mu$  and  $dt\mu$

S.I.Vinitsky, V.I.Korobov, I.V.Puzynin

Variational calculations of energy levels of  $\epsilon_{II}$  and  $\gamma$ -factors of weakly bound states ( $J = 1$ ,  $v = 1$ ) of mesic molecules  $dd\mu$  and  $dt\mu$ , which are of main interest for muon-catalysed fusion, are performed. The set of  $\sim 1500$  basic functions has been used in calculations which has enabled us to obtain the most precise results:  $\epsilon_{II}(dd\mu) = -1.9749 \pm 0.0002$  eV,  $\epsilon_{II}(dt\mu) = -0.663 \pm 0.002$  eV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Явление резонансного образования мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$  в реакциях  $d\mu + D_2 \rightarrow [(dd\mu)dee]^*$ ,  $t\mu + D_2 \rightarrow [(dt\mu)dee]^*$

и т.д. в настоящее время интенсивно изучается как теоретически<sup>1/1</sup>, так и экспериментально<sup>1/2</sup>. Критическим пунктом в расчетах скоростей этих реакций является знание нерелятивистских уровней энергий  $\epsilon_{Jv}$  слабосвязанных состояний /CCC/ мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$  с полным орбитальным моментом  $J=1$ , с полной четностью  $\lambda=-1$  и вибрационным числом  $v=1$ . Характерные размеры мезомолекул в CCC составляют величину  $\sim 10$  мезоатомных единиц. Энергия связи этих состояний  $\sim 1$  эВ при глубине эффективных потенциалов  $\sim 600$  эВ, тре-

буемая точность вычислений составляет  $\sim 10^{-3}$  эВ. Это соответствует относительной точности  $\sim 10^{-6}$  и не менее 7 знакам в полной энергии мезомолекулы  $E = E_a + \epsilon_{11}$ , так как энергии мезоатомов  $d\mu$  и  $t\mu$  равны  $E_a(d\mu) = -2663,2303$  эВ и  $E_a(t\mu) = -2711,2728$  эВ. Такие характеристики ССС  $dd\mu$  и  $dt\mu$  долгое время не позволяли провести удачные вариационные расчеты. До недавнего времени расчеты этих состояний были проведены лишь в адиабатическом представлении задачи трех тел<sup>/3,4/</sup>, однако они стимулировали развитие вариационных методов в этой задаче<sup>/5-9/</sup>. В работах<sup>/6,7/</sup> было показано, что обычные хиллераасовские функции не являются оптимальными. Для их улучшения было предложено<sup>/7/</sup> вводить две группы нелинейных параметров, с тем чтобы более аккуратно учитывать делокализованный характер волновой функции /ВФ/. В работе<sup>/8/</sup> было дано обобщение экспоненциального базиса, который успешно использовался в расчетах состояний мезомолекул с  $J = 0$ <sup>/5/</sup>. Следует отметить, что экспоненциальный базис хорошо приспособлен для расчета гелиевоподобных систем, при наличии же делокализации и изотопических эффектов /т.е. "разных электронов"/ требуется дополнительная группа вариационных параметров<sup>/9/</sup>.

В данной работе /см. также<sup>/10/</sup> используются вариационные функции молекулярного типа в сфероидальных координатах  $\Omega = \{\xi, \eta, R\}$ , которые были предложены для расчета вращательных состояний симметричных мезомолекул в<sup>/11/</sup>. В отличие от<sup>/11/</sup> мы ввели две группы вариационных параметров, позволяющие лучше аппроксимировать делокализацию ВФ, а также учли приближенную  $r \equiv (g, u)$  симметрию для мезомолекулы  $dt\mu$ . В молекулярном представлении ВФ имеет две компоненты  $F^{1-} = F_{\sigma}^{1-} + F_{\pi}^{1-}$ , которые были выбраны в виде  $F_{\sigma}^{1-} = F_{\sigma g}^{1-} + F_{\sigma u}^{1-}$  и  $F_{\pi}^{1-} = F_{\pi g}^{1-} + F_{\pi u}^{1-}$ ,

$$F_{\sigma p}^{1-} = \sum_{t=1}^2 \sum_{ijk(p)} a_{ijk(p)}^{(\sigma tp)} R^{i-1} \xi^{j-1} \eta^{k(p)-1} e^{-(\alpha_{tp} + \beta_{tp} \xi)R},$$

$i, j = 1, 2, \dots; i > j, k(g) = 2k-1, k(u) = 2k, k = 1, 2, \dots;$

$$F_{\pi p}^{1-} = \sum_{t=1}^2 \sum_{ijk(p)} a_{ijk(p)}^{(\pi tp)} [(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)]^{\frac{1}{2}} R^{i-1} \xi^{j-1} \eta^{k(p)-1} \times \\ x e^{-(\gamma_{tp} + \nu_{tp} \xi)R},$$

$i, j = 1, 2, \dots; i > j+1, k(g) = 2k, k(u) = 2k-1, k = 1, 2, \dots$

Значения нелинейных параметров приведены в табл. 1. Выбирались специальные последовательности опорных функций по индексам  $i, j, k$ , улучшающие свойства матриц алгебраической задачи на собственные значения:

$$AX = E_{Jv} BX, X = \{x_1, \dots, x_n\} = \{a_{ijk(p)}, a_{ijk(p)}^{(\sigma tp)}, a_{ijk(p)}^{(\pi tp)}\},$$

Таблица 1

Значения нелинейных параметров вариационных функций в единицах – для  $dd\mu$ :  $e=h=m_{d\mu}^{-1}=M_d^{-1}+M_\mu^{-1}$ ,  
для  $dt\mu$ :  $e=h=m_{t\mu}^{-1}=M_t^{-1}+M_\mu^{-1}$

$p$	$\alpha_1$	$\beta_1$	$\alpha_2$	$\beta_2$	$\gamma_1$	$\nu_1$	$\gamma_2$	$\nu_2$
$dd\mu$	g = 1,7979	0,7063	0,0005	0,05137	1,7979	0,7192	0,0051	0,5651
$dt\mu$	g = 2,3345	0,6851	0,0051	0,5836	2,0300	0,7105	0,0507	0,6090
	u = 1,2180	0,4314	0,0005	0,4314	2,0300	0,7105	0,0507	0,6090

к которой сводится реализация принципа минимакса /12,10/ для энергии исходного уравнения Шредингера на системе п опорных функций. Эта задача решалась на ЭВМ ЕС-1061 методом обратных итераций с регуляризованной матрицей  $\tilde{B} = B + \epsilon I$ ,  $0 < \epsilon \ll 1$  в арифметике с четверной точностью. При этом ошибка составила менее  $10^{-5}$  эВ. Расчеты выполнены на увеличивающихся наборах п опорных функций. Экстраполяция результатов проводилась с помощью широко используемой в вариационных расчетах формулы  $\epsilon_{11} = \epsilon_{11}(n) + cn^{-\alpha}$ .

Таблица 2

Сходимость значений энергии связи –  $\epsilon_{11}$  (эВ)  
мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$  при увеличении числа п  
опорных функций

- $\epsilon_{11}(dd\mu)$	1,97274	1,97368	1,97431	1,97465	1,9749 ± ± 0,0002
n	449	607	819	1286	экстраполяция
- $\epsilon_{11}(dt\mu)$	0,64772	0,65228	0,65371	0,65889	0,663 ± ± 0,002
n	568	844	982	1495	экстраполяция

Результаты расчетов представлены в табл. 2. Были использованы следующие значения масс частиц /в единицах  $M_e$ /:  $M_t = 5496,918$ ,  $M_d = 3670,481$ ,  $M_\mu = 206,769$ , и значение переводного коэффициента /в эВ/:  $R_y = 13,605804$  эВ. В табл. 3 дано сравнение полученных результатов с результатами лучших адиабатических и вариационных расчетов. Оно свидетельствует о согласованности и более высокой точности проведенных здесь вычислений.

Таблица 3

Сравнение значений энергии связи -  $\epsilon_{11}$ (эВ)  
мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$  в различных расчетах

работа	/4/	/5/	/8/	данная работа
- $\epsilon_{11}(dd)$	1,956	1,862	1,97110	1,97465
п	844	364	350	1286
экстрапол.	-	1,87	$1,972 \pm 0,001$	$1,9749 \pm 0,0002$
работа	/4/	/7/	/8/	данная работа
- $\epsilon_{11}(dt\mu)$	0,656	0,628	0,60719	0,65889
п	844	440	400	1495
экстрапол.	-	-	$0,6554 \pm 0,0150$	$0,663 \pm 0,002$

Найденные ВФ были использованы для вычислений  $\gamma$ -факторов/<sup>13/</sup> мезомолекулы  $dd\mu$

$$2\gamma_{d\mu}^{11} = \int R^2 dR [F_{\sigma(dd\mu)}^{1-}(\xi, \eta, R)]_{\substack{\xi=1 \\ \eta=\pm 1}}^2, (e=h=m_{d\mu}=1, m_{d\mu}^{-1}=m_d^{-1}+m_\mu^{-1})$$

и мезомолекулы  $dt\mu$

$$2\gamma_{t\mu}^{11} = \int R^2 dR [F_{\sigma(dt\mu)}^{1-}(\xi, \eta, R)]_{\substack{\xi=1 \\ \eta=-1}}^2, (e=h=m_{t\mu}=1, m_{t\mu}^{-1}=m_t^{-1}+m_\mu^{-1})$$

$$2\gamma_{d\mu}^{11} = (m_{t\mu}/m_{d\mu})^3 \int R^2 dR [F_{\sigma(dt\mu)}^{1-}(\xi, \eta, R)]_{\substack{\xi=1 \\ \eta=+1}}^2,$$

которые определяют отношение вероятностей нахождения мюона в окрестности ядра рассматриваемой мезомолекулы и соответствующем мезоатоме. Получены следующие значения  $\gamma$ -факторов:  $dd\mu - \gamma_{d\mu}^{11} = 0,4965$ ;  $dt\mu - \gamma_{t\mu}^{11} = 0,798$ ,  $\gamma_{d\mu}^{11} = 0,199$ . Они могут быть использованы для вычисления сверхтонкой структуры слабосвязанных состояний мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$ /<sup>14/</sup>.

В заключение авторы выражают благодарность Н.Н.Говоруну за поддержку и Л.И.Пономареву за обсуждение работы.

## Литература

1. Виницкий С.И. и др. ЖЭТФ, 1978, 74, с.849;  
Leon M.Phys.Rev.Lett., 1984, 42, p.605;  
Меньшиков Л.И. ЯФ, 1985, 42, с.1184.
2. Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1979, т.76, с.460;  
Jones S.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 51, p.1757.
3. Виницкий С.И. и др. ЖЭТФ, 1980, 79, с.698.
4. Gocheva A.D. et al. Phys.Lett.B., 1985, 153, p.349.
5. Демков Ю.Н., Филинский А.В. В кн.: Тезисы Всесоюзной конференции по теории атомов и атомных спектров.  
Изд-во АН БССР, Минск, 1983, с.22.
6. Bhatia A.K., Drachman R.J. Phys.Rev., 1984, 30, p.2138.
7. Chi-Ju Hu. Phys.Rev., 1985, 32, p.1245.
8. Frolov A.M., Efros V.D. J.Phys.B., 1985, 18, p.1265.
9. Эфрос В.Д. ЖЭТФ, 1986, 90, с.10.
10. Виницкий С.И., Коробов В.И., Пузынин И.В. ОИЯИ,  
Р4-85-917, Дубна, 1985.
11. Halpern A. Phys.Rev.Lett., 1964, 13, p.660.
12. Михлин С.Г. Численная реализация вариационных методов.  
"Наука", М., 1966.
13. Бакалов Д. ОИЯИ, 4-80-409, Дубна, 1980.
14. Bakalov D. et al. Phys.Lett.B., 1985, 161, p.5.

Рукопись поступила 21 июля 1986 года.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ  
ХАРАКТЕРИСТИК СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{259}\text{Md}$

Е.А.Сокол, Ш.С.Зейналов, Ш.Шаро, М.Юссонуа\*,  
Х.Брухертзайфер\*\*, Г.В.Букланов, М.П.Иванов,  
Ю.С.Короткин, В.И.Смирнов, Л.П.Челноков,  
Г.М.Тер-Акопьян, Г.Н.Флеров

Приведены результаты измерений характеристик распределения по множественности ( $\nu$ ,  $\sigma_{\nu}^2$ ,  $\Gamma_2$ ) мгновенных нейтронов и  $\gamma$ -квантов и средней энергии  $\gamma$ -квантов при спонтанном делении  $^{259}\text{Md}$ . Изотопы  $^{259}\text{Md}$  были получены в реакции  $^{248}\text{Cm} (^{180}\text{O}, \alpha 3n)$   $^{102}259 \xrightarrow{-e} 259\text{Md}$  на выведенном пучке тяжелых ионов ускорителя У-300 ЛЯР ОИЯИ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Preliminary Results on the Study of  $^{259}\text{Md}$   
Spontaneous Fission Parameters

E.A.Sokol et al.

The results of measuring the parameters of prompt neutron and  $\gamma$ -ray multiplicity distribution ( $\nu$ ,  $\sigma_{\nu}^2$ ,  $\Gamma_2$ ) and of  $\gamma$ -quanta mean energy at  $^{259}\text{Md}$  spontaneous fission are presented.  $^{259}\text{Md}$  isotopes were obtained in the  $^{248}\text{Cm} (^{180}\text{O}, \alpha 3n)$   $^{102}259 \xrightarrow{-e} 259\text{Md}$  reaction on the extracted heavy ion beam of the U-300 accelerator (LNR, JINR).

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Для понимания различных сторон процесса деления большую ценность представляет экспериментальная информация о корреляциях кинетической энергии осколков, их масс-асимметрии, числа нейтронов и  $\gamma$ -квантов, испущенных из делящихся ядер и возбужденных осколков, энергий  $\gamma$ -квантов. Особый интерес представляет получение таких данных о спонтанном делении  $^{258}\text{Fm}$ ,  $^{259}\text{Md}$ ,  $^{260}\text{Md}$  и  $^{258}102$ , где наблюда-

\* Институт ядерной физики, Орсэ, Франция

\*\* Центральный институт изотопных и радиационных исследований, Лейпциг, ГДР

лось /1/ двухмодовое симметричное деление с кинетическими энергиями, распределенными около 200 и 235 МэВ.

Мы провели опыты по измерению характеристик нейтронного и  $\gamma$ -излучений для спонтанного деления  $^{259}\text{Md}$ , предварительные результаты которых сообщаются в данной работе.

### Методика эксперимента

Для получения ядер  $^{259}\text{Md}$  использовалась реакция  $^{248}\text{Cm}$  ( $^{180}\text{O}$ ,  $\alpha 3\text{n}$ )  $^{259}102 \text{e}^-, 25\% \xrightarrow{\text{облучение}} ^{259}\text{Md}/2$ . Мишень  $^{248}\text{Cm}$  имела толщину 500 мкг/см<sup>2</sup>, диаметр 9 мм. Облучение ионами  $^{180}\text{O}$  с энергией 97 МэВ проводилось на циклотроне У-300 ЛЯР ОИЯИ. Максимальная интенсивность ионов на мишени составляла  $5 \cdot 10^{12}$  частиц в секунду. Продукты ядерных реакций выносились из камеры облучения струей аргона и осаждались на кварцевой вате. Длительность одного облучения была 3 часа. После этого проводилось химическое выделение 102 элемента одним из двух способов: либо разделением на экстракционной колонке раствором соляной кислоты /2/, либо экстракцией криптанном /3/. Для приготовления источника раствор, содержащий фракцию 102 элемента, наносился на подложку из лавсана толщиной 0,5 мкм и высушивался в вакууме. Отделение фракции 102 элемента проводилось за 20-25 мин, дальнейшие химические операции и приготовление источника требовали 60-70 мин.

Измерения характеристик деления  $^{259}\text{Md}$  проводилось с помощью системы, включавшей в себя два поверхностно-барьерных кремниевых детектора для регистрации осколков, детектор  $\gamma$ -квантов, на основе сцинтилляторов из германата висмута /4/, и детектор нейтронов, аналогичный описанному в /5/.

Полупроводниковые детекторы имели площадь 3 см<sup>2</sup> и располагались на расстоянии 1 мм от источника. При таком расположении достигалась высокая эффективность регистрации, но это приводило к большим ошибкам в определении энергии осколков за счет неопределенностей в толщинах "мертвого" слоя детекторов и подложки.

Калибровка детектора нейтронов была проведена источником  $^{248}\text{Cm}$ , для которого среднее число нейтронов, испускаемых на одно деление, было взято равным  $v_n = 3,134 \pm 0,006$  /6/. Эффективность регистрации одиночных нейтронов составила  $\epsilon_n = 0,42 \pm 0,02$ . Для калибровки детектора  $\gamma$ -квантов были проведены измерения  $\gamma$ -квантов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ .

Для проведения экспериментов по изучению свойств  $^{259}\text{Md}$  существенным является исключение фона от  $^{256}\text{Fm}$ ,  $^{254}\text{Cf}$  и других спонтанно делящихся нуклидов, образующихся в различных реакциях передачи. Выход этих нуклидов контролиро-

вался путем измерения скорости счета спонтанного деления соответствующих фракций на детекторе нейтронов<sup>151</sup>. Для определения степени очистки от этих элементов пленки с фракциями 102 элемента после измерения характеристик деления ставились на длительное время в контакт с трековыми детекторами осколков деления. Вклад от деления  $^{256}\text{Fm}$  и других фоновых нуклидов составлял менее 25%.

### Результаты

Было зарегистрировано 34 события спонтанного деления. В табл. 1 и 2 приведены основные параметры нейтронного и  $\gamma$ -излучений, измеренные в ходе этих экспериментов.

Таблица 1

Распределение по множественности нейтронов и  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных при спонтанном делении  $^{259}\text{Md}$

Кратность	Число зарегистрированных событий	
	Нейтроны	$\gamma$ -кванты
0	4	4
1	12	11
2	12	7
3	4	8
4	1	3
5	0	0
6	1	1

Таблица 2

Параметры нейтронного и  $\gamma$ -излучений спонтанного деления  $^{259}\text{Md}$

	Нейтроны	$\gamma$ -кванты
$v$	$4,1 \pm 0,7$	$4,4 \pm 0,5$
$\sigma^2$	$2,4 \pm 1,2$	$4,2 \pm 2,4$
$\Gamma_2$	$0,9 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,3$

Помимо параметров, приведенных в табл.1, была сделана оценка среднего числа  $\gamma$ -квантов  $\langle v_{\gamma} \rangle$  на деление  $^{259}\text{Md}$ , средней энергии одиночного  $\gamma$ -кванта  $\langle E_{\gamma} \rangle$  и средней суммарной энергии  $\gamma$ -квантов, испущенных в одном акте деления  $\langle \bar{E} \rangle$ . Для этого были использованы данные для  $^{252}\text{Cf}$  из работы [7]. Аппаратурные значения средней энергии одиночных  $\gamma$ -квантов при делении  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{259}\text{Md}$  оказались близкими по величине, поэтому для определения  $v$ ,  $\langle E_{\gamma} \rangle$ ,  $\langle \bar{E} \rangle$  была произведена линейная экстраполяция. Результаты этих оценок следующие:  $\langle E_{\gamma} \rangle = 0,97$  МэВ,  $\langle \bar{E} \rangle = 4,6$  МэВ. Оценки  $v$ ,  $\sigma^2$  и  $\Gamma_2$  для  $\gamma$ -квантов  $^{259}\text{Md}$  даны в табл.2.

### Заключение

Полученные характеристики нейтронного и  $\gamma$ -излучений для спонтанного деления  $^{259}\text{Md}$  не дают возможности сделать какие-либо заключения о двухмодовом делении. Можно лишь отметить, что событий, в которых не были зарегистрированы нейтроны, было четыре, и только одно событие, в котором не было зарегистрировано ни нейtronов, ни  $\gamma$ -квантов, что, по-видимому, свидетельствует о том, что деление происходит в основном обычным образом. Дальнейшее уточнение результатов может быть достигнуто путем повышения статистической точности и привязки к наблюдавшимся в опытах различным модам деления этого нуклида. Такая информация может быть получена при введении коллимации при регистрации осколков и увеличении числа зарегистрированных событий деления примерно на порядок. При этом может быть получена также информация об угловом распределении нейtronов при делении  $^{259}\text{Md}$ .

Авторы выражают глубокую благодарность Ю.Ц.Оганесяну за постоянное внимание и многочисленные полезные обсуждения, а также Г.С.Попеко, В.И.Чепигину и Е.А.Черепанову за помощь в работе.

### Литература

1. Hulet E.K. et al. Phys.Rev.Lett., 1986, v.56, p.313.
2. Wild J.F. et al. Phys.Rev.C., 1982, v.26, p.1531.
3. Bruchertseifer H. et al. Preprint Zfl-Mitteilungen, 1984, п.99, p.11.
4. Sokol E.A. et al. Nucl.Instr.Meth., 1986, v.A245, p.481.
5. Ter-Akopian G.M. et al. Nucl.Instr.Meth., 1981, v.190, p.119.

6. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. В сб.: Вопросы атомн.науки и техники, серия: Ядерные константы, 1983, вып.5/54/, с.19.
7. Verbinski V.V., Veber H., Sund R.E. Phys.Rev.C., 1973, v.7, p.1173.

Рукопись поступила 27 августа 1986 года.

ИЗУЧЕНИЕ КИНЕТИКИ РЕАКЦИИ ГИДРАТАЦИИ  
ТРЕХКАЛЬЦИЕВОГО АЛЮМИНАТА МЕТОДОМ  
ДИФРАКЦИИ НЕЙТРОНОВ

А.М.Балагуров, Г.М.Миронова

- На дифрактометре ДН-2 на импульсном высокопоточном реакторе ИБР-2 проведено изучение кинетики гидратации одного из компонентов цемента - трехкальциевого алюмината  $\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{O}_6$  с рекордным для нейтронографии времененным разрешением 10÷40 с. Показано, что распад исходного вещества происходит за время, меньшее 2 мин. В ходе реакции не обнаружено временных интервалов с аморфным состоянием вещества, напротив, нейтронограммы постоянно содержат рефлексы, быстро меняющиеся во времени по интенсивности и положению, что позволяет сделать утверждение о наличии промежуточных метастабильных кристаллических состояний реагирующей смеси. Конечная фаза  $\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{O}_6 \cdot 6\text{D}_2\text{O}$  появляется на 5-й минуте почти скачкообразно, за время порядка 1 мин при продолжающихся сильных осциллирующих изменениях дифракционного спектра, которые спустя 25 мин сменяются относительно слабыми монотонными изменениями, длившимися до конца эксперимента /8 ч/.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

The Study of the Hydration Reaction  
Kinetics of Three-Calcium Aluminium Oxide  
Using the Neutron Diffraction Method

A.M.Balagurov, G.M.Mironova

The kinetics of the reaction of hydration of three-calcium aluminium oxide  $\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{O}_6$  was investigated by the neutron diffraction powder method at room temperature using the DN-2 diffractometer installed at the IBR-2 high-intensity pulsed reactor. Time resolution was 10-40 s, which is record for neutronography. It is shown that the disappearance of the initial substance occurs in about two minutes. During the reaction there was no evidence for amorphous phase, on the contrary, in every spectrum some diffraction peaks appeared. Their intensities and peak positions change rapidly sug-

gesting the existence of the metastable crystalline phases in reacting mixture. The final  $\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{O}_6 \cdot 6\text{D}_2\text{O}$  appears after 4 minutes sharply, in about one minute. In the next 25 minutes the intensities of peaks change strongly oscillating, but later on only small monotonous modifications take place up to the end of experiment (8 hours).

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

## 1. Введение

Одним из наиболее информативных микроскопических методов изучения химических реакций в твердой фазе является дифракция нейtronов<sup>/1/</sup>. В последнее время появились работы<sup>/2,3/</sup>, в которых нейтронная порошковая дифрактометрия использована для определения механизма и скоростей реакций гидратации компонентов цемента. Примененный в<sup>/2/</sup> метод получения дифракционных спектров - регистрация рассеяния монохроматического пучка нейtronов позиционным детектором в очень широком  $\Delta 2\theta = 80^\circ$  интервале углов - позволил довести время измерения всего спектра до 5 минут. При таком временном разрешении удалось наблюдать образование и распад промежуточных кристаллических фаз при гидратации "медленных" компонентов цемента, однако выявить детали реакции самой "быстрой" составляющей цемента  $\text{C}_3\text{A} (\text{C} \equiv \text{CaO}, \text{A} \equiv \text{Al}_2\text{O}_3)$  в работе<sup>/2/</sup> не удалось. Авторы дают лишь оценку времени полураспада исходной фазы в процессе реакции  $t_{1/2} < 0,1$  ч. Установлены также факты более быстрого исчезновения  $\text{C}_3\text{A}$ , по сравнению с появлением стабильной гидратной фазы  $\text{C}_3\text{AD}_6(\text{D} \equiv \text{D}_2\text{O})$ , и отсутствия дифракционной картины в промежуточном интервале времени, на основании чего делается принципиальный вывод о возникновении конечной фазы из аморфного состояния реагирующей смеси.

В настоящей работе сделана попытка проследить процесс гидратации трехкальциевого алюмината  $\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{O}_6(\text{C}_3\text{A})$  с временным разрешением  $10 \div 40$  с. Столь существенное сокращение времени съемки одного спектра было достигнуто благодаря рекордному в настоящее время импульсному потоку нейтронов реактора ИБР-2 ОИЯИ<sup>/4/</sup> и регистрации нейтронограмм по методу времени пролета, достоинства этого метода при изучении нестационарных явлений обсуждаются в<sup>/1,5/</sup>.

## 2. Эксперимент

Измерения проведены на нейтронном дифрактометре по времени пролета ДН-2<sup>/6/</sup> при следующих условиях: поток

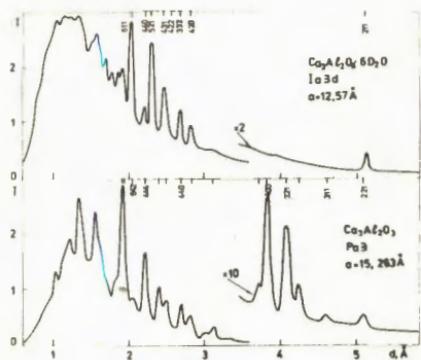


Рис.1. Нейтронограммы сухого  $C_3A$  /внизу/ и его стабильного гидрата  $C_3AD_6$  /вверху/. Положения и индексы Миллера указаны только для некоторых характерных пиков.

рениях  $40^\circ$  и  $112^\circ$ , спектральная плотность потока является сложной функцией длины волны /6,7/ с максимумом при  $\lambda \approx 2 \text{ \AA}$  и спадом при  $\lambda > 4 \text{ \AA}$ , пропорциональном  $\lambda^{-3}$ , интервал использования длин волн  $1 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 10 \text{ \AA}$ .

ЭВМ СМ-4 управляет электроникой дифрактометра и позволяет записывать в непрерывном режиме 16 спектров /кадров/, объемом 8К слов каждый, в запоминающее устройство /ЗУ/ объемом 128К слов. Время измерения одного спектра и переключения записи в соседний участок ЗУ задается таймером. При заполнении ЗУ требуется около 50 с для записи информации на магнитный носитель и очистку ЗУ, после чего измерения продолжаются. Система программ управления, архивации и визуализации спектров в процессе измерения действует на основе иерархической базы данных /8/.

Все измерения проводились без терmostатирования при комнатной температуре. Обсуждаемые далее результаты получены в двух циклах измерений с временем съемки одного кадра  $\Delta t = 40$  с и  $\Delta t = 10$  с. В измерении с  $\Delta t = 40$  с / $2\theta = 112^\circ$ , масса сухого вещества 8 г/ 4 мл  $D_2O$  в течение 3 с заливались в контейнер без последующего перемешивания в начале съемки второго кадра измерения. В эксперименте с  $\Delta t = 10$  с / $2\theta = 40^\circ$ , масса сухого вещества 6 г/ образец в виде пасты, полученной перемешиванием в течение 20 с смеси порошка и 3 мл  $D_2O$ , ставился на пучок на 60-й секунде с начала приготовления пасты. Контейнеры были приготовлены из алюминиевой фольги.

Во всех случаях конечный продукт гидратации давал дифракционную картину, соответствующую структуре  $C_3AD_6$ : пр.гр. Ia3d,  $a = 12.47 \text{ \AA}$ ,  $z = 8/9$ . Нейтронограмма сухого  $C_3A$  также хорошо согласуется с известными данными /10/: пр.гр. Pa3,  $a = 15.263 \text{ \AA}$ ,  $z = 32$  /рис.1/.

### 3. Результаты и обсуждение

Измерение, в котором контакт  $D_2O$  с сухим  $C_3A$  происходил в процессе съемки  $\Delta t = 40$  с/, позволило наблюдать начальную стадию реакции.

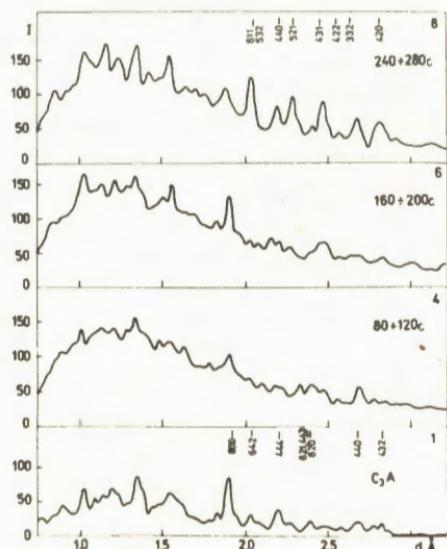


Рис.2. Нейтронограммы, соответствующие 1,4,6 и 8-му кадрам измерений в ходе гидратации  $C_3A$ . 1-й кадр - сухой  $C_3A$ , для остальных кадров указан интервал съемки, отсчитанный от начала заливки воды, которая происходила в начале 2-го кадра. Время съемки каждого кадра  $\Delta t = 40$  с. Для 8-го кадра указаны положения и индексы Миллера пиков, соответствующие  $C_3AD_6$ .

На рис.2 представлены участки нейтронограмм 1,4,6 и 8-го кадров измерения; первый кадр соответствует сухому  $C_3A$ , 8-й - интервалу времени  $240 \div 280$  с с момента заливки  $D_2O$ . Сравнение нейтронограмм позволяет отметить следующее. Уже к 120 с /4-й кадр/ дифракционные пики от сухого  $C_3A$  почти исчезают. Параллельно с их исчезновением появляются и исчезают пики, не принадлежащие ни  $C_3A$ , ни  $C_3AD_6$ . Например, пик с  $d = 2,69 \text{ \AA}$  появляется в 4-м кадре и исчезает в 6-м, пик с  $d = 2,5 \text{ \AA}$  есть только в 6-м кадре и т.д. На нейтронограмме 8-го кадра удается почти все наблюдаемые дифракционные пики проиндцировать на основе решетки  $C_3AD_6$ , хотя их интенсивности еще не полностью соответствуют конечной /спустя  $\sim 8$  ч/ картине. Более подробные временные зависимости полной интенсивности рассеяния и интенсивности дифракционных пиков для двух интервалов межплоскостных расстояний приведены на рис.3 и 4. Интенсивность пиков получена вычитанием из полной интенсивности фона, который определялся по крайним точкам интервала. На рис.3 показано также изменение интенсивности одного из пиков исходной фазы.

На представленных зависимостях можно выделить несколько характерных временных участков. В интервале  $0 < t < 2$  мин происходит почти полное исчезновение пиков от сухого  $C_3A$ , начинают возникать пики промежуточных кристаллических фаз,

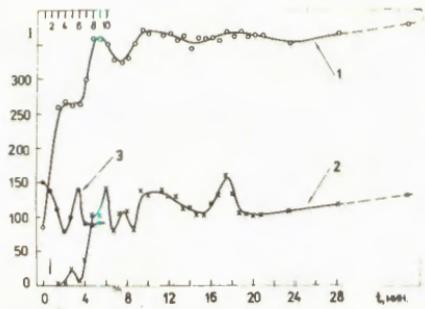


Рис.3. Зависимость полной интенсивности /1/ и интенсивности дифракционного пика /2/ от времени для интервала  $1,98 < d < 2,06 \text{ \AA}$ . В этом интервале возникают пики (611) и (532)  $\text{C}_3\text{AD}_6$ . Кривая 3 соответствует интенсивности пика в интервале  $1,81 < d < 1,98 \text{ \AA}$ , где находится пик (800) исходной фазы. Шкала интенсивностей экспериментальные точки соответствуют отдельным кадрам /последние первых 10 кадров приведены вверху рисунка/, стрелка указывает момент заливки  $\text{D}_2\text{O}$ . За пунктирной линией поставлены точки, измеренные спустя  $\sim 8$  ч после начала гидратации.

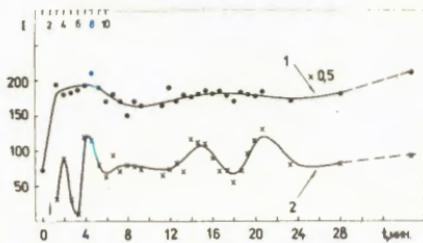
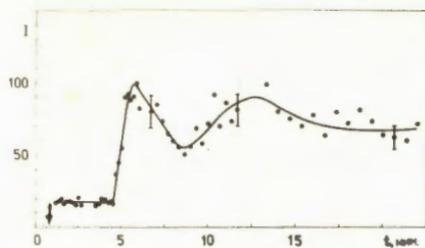


Рис.4. То же, что на рис.3, но для интервала  $2,65 < d < 2,85 \text{ \AA}$ . В этом интервале возникают пики (420) и (332)  $\text{C}_3\text{AD}_6$ .

хорошо наблюдаемые вплоть до  $t = 4$  мин. С этого момента начинается бурное /за время  $\sim 1$  мин/ образование стабильной гидратной фазы  $\text{C}_3\text{AD}_6$ . Вплоть до  $t \approx 25$  мин происходят сравнительно быстрые изменения дифракционных спектров, возможно, связанные как с продолжающимся процессом образования, так и с дальнейшей перестройкой конечной фазы, что и приводит к осциллирующему поведению измеренных интенсивностей. Далее наблюдается лишь незначительные медленные изменения спектров, приводящие при  $t = 8$  ч к спектру от  $\text{C}_3\text{AD}_6$ , показанному на рис.1.

Измерение с  $\Delta t = 10$  с проведено на малом  $/2\theta = 40^\circ/$  угле рассеяния. Образец был поставлен на пучок нейтронов на 60-й секунде от начала замешивания пасты. Малый угол рассеяния позволил наблюдать возникновение характерного для  $\text{C}_3\text{AD}_6$  рефлекса (211) с  $d = 5,13 \text{ \AA}$ . Зависимость интегральной интенсивности пика (211) от времени показана на рис.5. Как и на предыдущих рисунках, видно, что появление новой фазы происходит на 5-й минуте контакта вещества с водой и носит бурный, почти скачкообразный характер.



с  $\Delta t = 40$  с. Стрелкой указан момент постановки образца на пучок нейtronов. Шкала интенсивностей – абсолютная, указанные ошибки точек – статистические.

#### 4. Заключение

В настоящей работе продемонстрировано, что на высокопоточном импульсном реакторе ИБР-2 имеется возможность получения на поликристаллическом веществе достаточной для анализа дифракционной информации за время 10–40 с. При изучении кинетики реакции гидратации соединения  $\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{O}_6$  с таким времененным разрешением проявился сложный механизм реакции. Проведенные эксперименты позволяют сделать следующие выводы.

1. Распад исходной фазы почти полностью завершается за время  $\sim 2$  мин.

2. В ходе реакции нет временных интервалов, в которых реагирующая смесь давала бы полностью некогерентный спектр рассеяния, что могло бы служить признаком аморфного состояния. Напротив, в интервале  $1 \leq t \leq 4$  мин, вплоть до возникновения конечной фазы, нейtronограмма содержит большое число пиков, быстро изменяющихся по интенсивности и положению.

3. Конечная фаза ( $\text{C}_3\text{AD}_6$ ) возникает на 5-й минуте контакта  $\text{C}_3\text{A}$  с  $\text{D}_2\text{O}$  почти скачкообразно ( $\Delta t \geq 1$  мин).

4. Сравнительно быстрые изменения дифракционных спектров, происходящие в первые 25 мин, сменяются медленными, длившимися несколько часов.

Следующим шагом изучения этого процесса должна быть идентификация возникающих промежуточных кристаллических фаз. Некоторые конструктивные усовершенствования дифрактометра ДН-2 позволят в несколько раз увеличить скорость набора информации, что может оказаться достаточным для решения указанной задачи.

Авторы выражают благодарность И.П.Барабашу, В.Е.Новожилову и А.И.Островному за создание необходимого электронного и программного обеспечения, Д.Сангаа за помощь в про-

Рис.5. Зависимость от времени интенсивности пика в интервале  $4,95 < d < 5,20$ . В этом интервале возникает пик (211)  $\text{C}_3\text{AD}_6$ . Последовательность кадров следующая: 2 раза по 16 кадров с  $\Delta t = 10$  с, 16 кадров с  $\Delta t = 20$  с и 16 кадров

ведении эксперимента. Авторы признательны Ю.М. Останевичу за интерес к работе и полезные обсуждения.

### Литература

1. Riekel C. Progress in Solid State Chemistry (Eds. G.M.Rosenblatt, W.L.Worrell), Pergamon Press, Oxford, 1980, 13, p.89.
2. Christensen A.N., Lehmann M.S. J.Sol.St.Chemistry, 1984, 51, p.196.
3. Christensen A.N., Fjellvag H., Lehmann M.S. Acta Chemica Scand., 1985, A39, p.593.
4. Frank I.M., Pacher P. Phisica, 1983, 120B, p.37.
5. Windsor C.G. Pulsed neutron scattering. Taylor and Francis, London, 1981.
6. Балагуров А.М. и др. ОИЯИ, З-84-291, Дубна, 1984.
7. Балагуров А.М., Бескровный А.И., Попа Н. ОИЯИ, РЗ-84-765, Дубна, 1984.
8. Балагуров А.М., Миронова Г.М., Островной А.И. ОИЯИ, Р10-84-440, Дубна, 1984.
9. Cohen-Addad C., Ducros P., Bertaut E.F. Acta Cryst., 1967, 23, p.220.
10. Mondal P., Jeffrey J.W. Acta Cryst., 1975, B31, p.689.

Рукопись поступила 22 августа 1986 года.