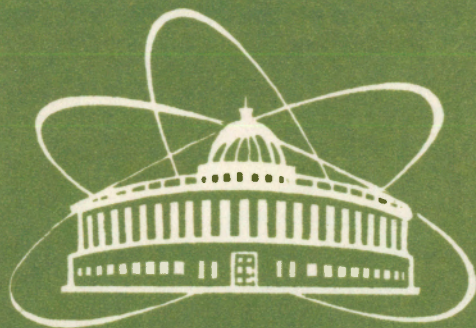




ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

N 16-86

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

сборник

1986

Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 16-86

Экз. чит. зала

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
COLLECTION

Дубна 1986

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

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

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

EDITORIAL BOARD

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

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

ОГЛАВЛЕНИЕ

CONTENTS

L.A.Malov, Nguyen Dinh Vinh, V.G.Soloviev Fragmentation of One-Quasiparticle States in $^{153},^{155}\text{Sm}$ and $^{153},^{155}\text{Eu}$ Л.А.Малов, Нгуен Динь Винь, В.Г.Соловьев Фрагментация одноквазичастичных состояний в $^{153},^{155}\text{Sm}$ и $^{153},^{155}\text{Eu}$	5
С.А.Краснов, А. Абдужамилов, Ш.Абдужамилов, Ф.А.Аветян, М.И.Адамович, С.А.Азимов, Н.П.Андреева, З.В.Анзон, В.А.Антончик, А.Х.Бабаев, В.А.Бакаев, Е.С.Басова, А.В.Белоусов, С.Д.Богданов, А.И.Бондаренко, В.И.Бубнов, С.Вокал, В.Вольтер, Б.Восек, С.Гаджиева, А.Ш.Гайтинов, М.Гицок, Э.Гладыш, К.Г.Гуламов, У.Г.Гулямов, Г.Ж.Елигбаева, Л.Е.Еременко, А.Жуманов, Г.С.Калячкина, Э.К.Каныгина, М.Карабова, В.М.Кришчан, В.Г.Ларионова, Ф.Г.Лепехин, В.А.Лескин, Н.С.Лукичева, Н.А.Марутян, Н.В.Масленникова, Д.Мирходжаева, В.Ш.Навотный, Г.И.Орлова, В.И.Остроумов, В.И.Петров, Е.А.Раввина, Н.Ш.Саидханов, Дж.А.Саломов, Л.Г.Саркисова, В.Ф.Саркисян, Л.Н.Свечникова, Э.Силеш, Б.Б.Симонов, Л.Сэрдамба, Р.Тогоо, К.Д.Толстов, В.Топор, М.Тотова, М.И.Третьякова, Т.П.Трофимова, Д.Тувдендорж, М.Хайдук, Р.У.Холматова, С.П.Харламов, Р.Холынски, Р.А.Хошмухамедов, И.Я.Часников, Г.М.Чернов, Л.П.Чернова, М.М.Чернявский, Г.С.Шабратова, Ц.И.Шахова О некоторых особенностях центральных столкновений ядер неона-22 с ядрами в фотоэмульсии при импульсе $4,1 \text{ А} \cdot \text{ГэВ/с}$ S.A.Krasnov, A.Abduzhamilov, Sh.Abduzhamilov, F.A.Avetyan, M.I.Adamovich, S.A.Azimov, N.P.Andreeva, Z.V.Anzon, V.A.Antonchik, A.Kh.Babaev, V.A.Bakaev, E.S.Basova, A.V.Belousov, S.D.Bogdanov, A.I.Bondarenko, V.I.Bubnov, S.Vokal, V.Volter, B.Vosek, S.Gadzhieva, A.Sh.Gaitinov, M.Gitsok, E.Gladysh, K.G.Gulamov, U.G.Gulyamov, G.Zh.Eligbaeva, L.E.Eremenko, A.Zhumanov, G.S.Kalyachkina, E.K.Kanygina, M.Karabova, V.M.Krishchyan, V.G.Larionova,	

F.G.Lepikhin, V.A.Leskin, N.S.Lukicheva, N.A.Marutyan, N.V.Maslennikova, D.Mirkhodzhaeva, V.Sh.Navotnyi, G.I.Orlova, V.I.Ostroumov, V.I.Petrov, E.A.Ravvina, N.Sh.Saidkhanov, J.A.Salomov, L.G.Sarkisova, F.G.Sarkisyan, L.N.Svechnikova, E.Silesh, B.B.Simonov, L.Serdamba, R.Togoo, K.D.Tolstov, V.Topor, M.Totova, M.I.Tret'yakova, T.P.Trofimova, D.Tuvdendorzh, M.Haiduk, R.U.Kholmatova, S.P.Kharlamov, R.Holynsci, R.A.Khoshmukhamedov, I.Ya.Chasnikov, G.M.Chernov, L.P.Chernova, M.M.Chernyavsky, G.S.Shabratova, Tz.I.Shakhova On Some Peculiarities of 4.1 A.GeV/c Momentum Neon-22 Nucleus Collisions with Nuclei in Photoemulsion.	11
V.V.Pashkevich, A.Săndulescu Bimodal Fission in the Shell-Correction Approach В.В.Пашкевич, А.Сэндулеску Бимодальное деление в рамках метода оболочечной поправки.	19
A.M.Baldin, B.V.Batiunja, I.M.Gramenitsky, V.G.Grishin, L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli Four-Dimensional Jets as Universal Characteristics of Multiple Particle Production А.М.Балдин, Б.В.Батюня, И.М.Граменицкий, В.Г.Гришин, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецов, З.В.Метревели Четырехмерные струи - универсальные характеристики множественного рождения частиц.	24
И.В.Кузнецов, Э.А.Перельштейн, В.Н.Разувакин, А.П.Сумбаев, В.А.Тимохин, А.Е.Черемухин, Г.Д.Ширков Эксперименты по длительному удержанию электронно-ионных колец I.V.Kuznetsov, E.A.Perelshtein, V.N.Razuvakin, A.P.Sumbaev, V.A.Timokhin, A.E.Chermukhin, G.D.Shirkov Experiments on a Prolonged Confinement of Electron-Ion Rings.	33
V.V.Abaev, V.P.Koptev, F.Nichitiu The Narrow Low-Mass Dibaryons and the Possible Existence of a New Stable Baryon В.В.Абаев, В.П.Коптев, Ф.Никитиу Узкие дибарионы с низкой массой и возможность существования нового стабильного бариона.	42

FRAGMENTATION OF ONE-QUASIPARTICLE STATES IN $^{153,155}\text{Sm}$ AND $^{153,155}\text{Eu}$

L.A.Malov, Nguyen Dinh Vinh, V.G.Soloviev

Fragmentation is calculated for neutron $2f_{7/2}$, $1h_{9/2}$, $1i_{13/2}$, $3p_{3/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{1/2}$, $2g_{9/2}$ and proton $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$, $2f_{7/2}$ subshells providing a dominant contribution to the cross sections of $(\alpha, {}^3\text{He})$ and (α, t) reactions in the $^{152,154}\text{Sm}$ isotopes.

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

Фрагментация одноквазичастичных состояний
в $^{153,155}\text{Sm}$ и $^{153,155}\text{Eu}$

Л.А.Малов, Нгуен Динь Винь, В.Г.Соловьев

Рассчитана фрагментация нейтронных подоболочек $2f_{7/2}$, $1h_{9/2}$, $1i_{13/2}$, $3p_{3/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{1/2}$, $2g_{9/2}$ и протонных подоболочек $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ и $2f_{7/2}$, которые дают подавляющий вклад в сечения $(\alpha, {}^3\text{He})$ - и (α, t) -реакций на изотопах $^{152,154}\text{Sm}$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Fragmentation of one-quasiparticle states of deformed nuclei has theoretically been investigated within the quasiparticle-phonon nuclear model (QPNM) in refs.¹⁻³. The experimental information on fragmentation of these states is still scarce⁴⁻⁶. The study of the $^{152,154}\text{Sm}$ $(\alpha, {}^3\text{He})$ $^{153,155}\text{Sm}$ and $^{152,154}\text{Sm}$ (α, t) $^{153,155}\text{Eu}$ reactions has recently been undertaken in the Michigan University, USA. Therefore, it became necessary to calculate fragmentation of particle quasineutron states in $^{153,155}\text{Sm}$ and particle quasiproton states in $^{153,155}\text{Eu}$. The results of calculations of fragmentation of some states in the above nuclei are the aim of the present paper.

The calculations have been performed in the QPNM with the ground and excited state wave functions of deformed odd-A nuclei in the form

$$\Psi_{\nu}(K^{\pi}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \left\{ \sum_{\rho} C_{\rho}(K\nu) a_{\rho\sigma}^{+} + \sum_g D_g(K\nu) (a^{+} Q^{+})_g \right\} \Psi_0, \quad (1)$$

where Ψ_0 is the ground state wave function of the relevant doubly even nucleus, ν is the state number with momentum projection onto the symmetry axis K and parity π , $g \equiv q\sigma\lambda\mu i$ (i is the root number of a secular equation for one-phonon states with multipolarity λ and projection μ), a^{+} and Q^{+} are the quasiparticle and phonon creation operators. The set of quantum numbers for a one-particle state is denoted by $q\sigma$ and for states with given value of K^{π} by $\rho\sigma$, $\sigma = \pm 1$.

The strength functions $C_{\rho}^2(\eta)$ describe the strength distribution of a certain one-quasiparticle state ρ over an odd-A nucleus spectrum and has the following form^{1/}

$$C_{\rho}^2(\eta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \mathcal{F}_{\rho}^{-1}(\eta + i\Delta/2). \quad (2)$$

Here $\mathcal{F}_{\rho}(\eta_{\nu}) = 0$ is the secular equation for energies η_{ν} of states (1).

In some cases fragmentation of a spherical subshell $n l J$ over the states of a deformed nucleus proves to be interesting. Therefore, one should take into account the contribution of this subshell to many single-particle states of a deformed potential and their fragmentation (2) due to the interaction with phonons. Expansion of the single-particle state wave function $\phi_{\rho K}$ over shell functions $\phi_{n l J}$ of the spherical potential is

$$\phi_{\rho K} = \sum_{n l J} a_{n l J}^{\rho K} \phi_{n l J}. \quad (3)$$

As a result, the relevant strength function $S_{n l J}(\eta)$ of the subshell $n l J$ fragmentation is^{1-3,7/}

$$S_{n l J}(\eta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{\rho K} \frac{1}{\mathcal{F}_{\rho}(\eta + i\Delta/2)} \frac{\theta(a_{n l J}^{\rho K}; \eta + i\Delta/2)}{\theta_{\rho}(\eta + i\Delta/2)} = \sum_{\rho K} (a_{n l J}^{\rho K})^2 C_{\rho}^2(\eta). \quad (4)$$

Here $\theta_{\rho}(\eta + i\Delta/2)$ and $\theta(a_{n l J}^{\rho K}; \eta + i\Delta/2)$ are the determinants obtained from the basic determinant $\theta(\eta + i\Delta/2)$ by eliminating and adding rows and columns. The explicit form of the above determinants is given in refs.^{1,3/} and^{7/}.

In a stripping reaction of the type $(\alpha, {}^3\text{He})$ or (α, t) , to calculate the spectroscopic factors the "particle" part of the total strength function is separated, that is,

$$\tilde{S}_{n\ell J}(\eta) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \sum_{\rho K} \frac{1}{f_{\rho}(\eta + i\Delta/2)} \frac{\theta(u_{\rho K} a_{n\ell J}^{\rho K}; \eta + i\Delta/2)}{\theta_{\rho}(\eta + i\Delta/2)} \approx \sum_{\rho K} (u_{\rho K} a_{n\ell J}^{\rho K})^2 C_{\rho}^2(\eta). \quad (5)$$

Here $u_{\rho K}$ are the Bogolubov transformation coefficients.

In the present calculations the averaging parameter is $\Delta = 0.4$ MeV. The parameters of the Saxon-Woods potential have been chosen as for zone A = 155^{1,2/}. The details of calculations and methods of fitting the parameters of multipole-multipole forces have been described in ref.^{1/}.

The strength functions $\tilde{S}_{n\ell J}$ (5) were calculated for the neutron spherical subshells $2f_{7/2}$, $1h_{9/2}$, $1i_{13/2}$, $3p_{3/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{1/2}$ and $2g_{9/2}$ in ^{158,155}Sm, the proton spherical subshells $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ and $2f_{7/2}$ in ^{158,155}Eu, and the contribution $(u_{\rho K} a_{n\ell J}^{\rho K})^2 C_{\rho}^2(\eta)$ of single-particle states in the sum (5).

Part of these results for ¹⁵⁵Sm is presented in fig.1. Here and further in fig.2 the strength functions $\tilde{S}_{n\ell J}$ are denoted by solid lines. The contributions of certain single-particle states ρ (marked in the figures by the Nilsson notation) in $\tilde{S}_{n\ell J}$ are shown as well.

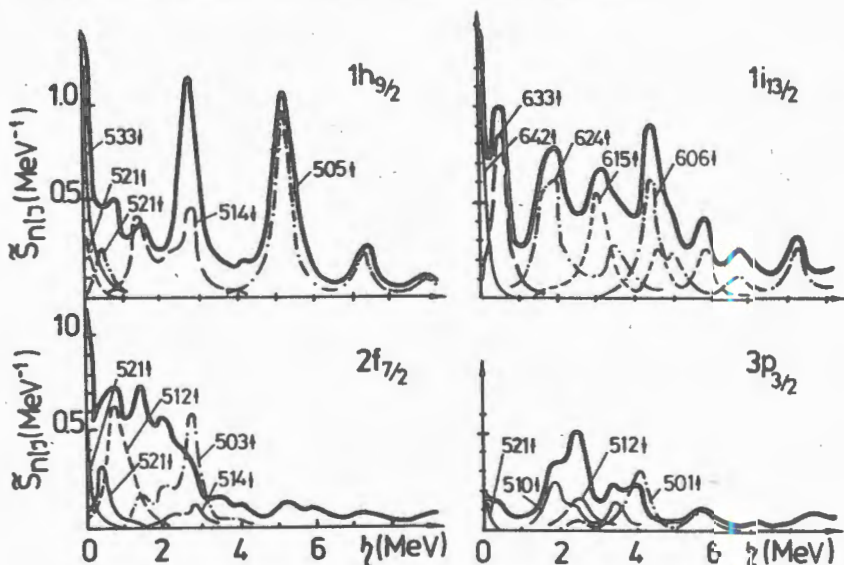


Fig.1. Fragmentation of neutron subshells in ¹⁵⁵Sm.

In the single-particle neutron scheme the $1i_{13/2}$ and $3p_{3/2}$ subshells are high-lying and the $2f_{7/2}$ subshell is

close to the Fermi surface. Therefore, fragmentation of the $1i_{13/2}$ and $3p_{3/2}$ subshells is stronger than of $2f_{7/2}$; this can be seen from fig.1. About 36% of the $1i_{13/2}$ subshell strength and ~60% of the $2f_{7/2}$ subshell strength is concentrated in the interval up to 2 MeV. In the excitation energy interval up to 13 MeV about two third of the $1h_{9/2}$ and $2f_{7/2}$ subshell strength is assigned to particle states excited in the $(\alpha, {}^3\text{He})$ reaction; for the $1i_{13/2}$, $2g_{9/2}$ and $3p_{3/2}$ subshells this portion increases up to 3/4 and for the $2f_{5/2}$ and $3p_{1/2}$ subshells more than 4/5. The results of calculations for ${}^{168}\text{Sm}$ differ slightly from those for ${}^{156}\text{Sm}$. The largest discrepancy occurs for the low-lying states and especially for $5/2^+ [642\frac{1}{2}]$ and $3/2^- [521\frac{1}{2}]$.

The high-lying neutron $2g_{9/2}$ subshell is most strongly fragmented (almost uniformly) in a wide energy interval higher than 13 MeV. It is obvious that the contribution of this subshell would hardly be extracted experimentally from the total cross section of the stripping $(\alpha, {}^3\text{He})$ reaction. In spite of the fact that on the whole fragmentation of the high-lying $2f_{5/2}$ and $3p_{1/2}$ subshells is considerable, one can note the strength concentration of individual single-particle states $5/2^- [503\frac{1}{2}]$, $1/2^- [521\frac{1}{2}]$ and $1/2^- [501\frac{1}{2}]$ in narrow excitation energy intervals 5-6 MeV, 0-1 MeV and 4-5 MeV, that should be seen experimentally.

Part of the results of calculations for ${}^{155}\text{Eu}$ is shown in fig.2. In the single-particle proton scheme the $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$ and $1h_{11/2}$ subshells are close to the Fermi surface and the $2d_{3/2}$ subshell is much farther. This leads to a different fragmentation of the above subshells, that is seen from fig.2. It should also be noted that the contributions to the strength functions of individual single-particle states are as a rule strongly mixed, which should be observed experimentally. About 1/2 of the $1g_{7/2}$ subshell strength, 2/3 of the $1h_{11/2}$ and $2d_{5/2}$ subshell strength and the dominant part of the $3s_{1/2}$, $2f_{7/2}$ and $2d_{3/2}$ subshell strength is attributed to particle states observed in the (α, t) reaction. Among the subshells high-lying in energy the $3s_{1/2}$ and $2f_{7/2}$ subshells are most strongly fragmented in a wide energy interval more than 8-10 MeV.

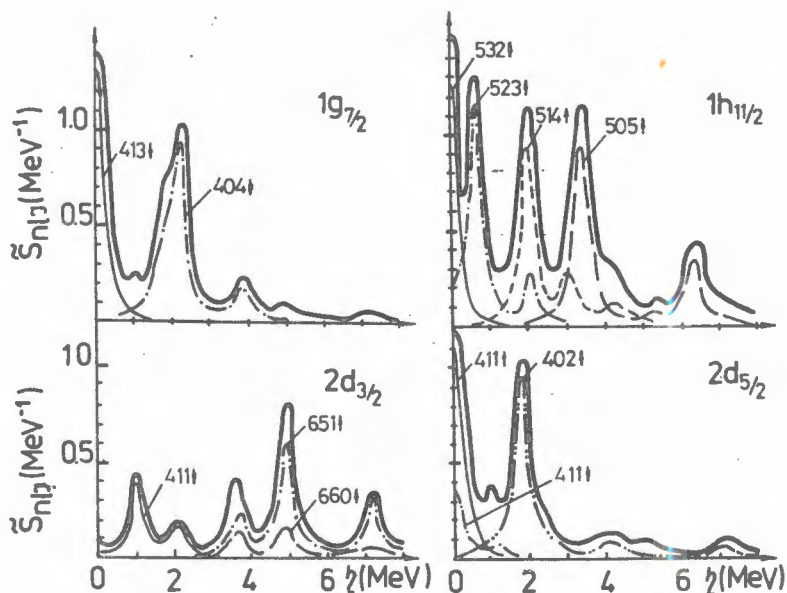


Fig.2. Fragmentation of proton subshells in ^{155}Eu .

It is seen from the calculations that the neutron subshells $1i_{13/2}$, $1h_{9/2}$ and $2f_{7/2}$ give the main contribution to the spectroscopic factors of the $(\alpha, {}^3\text{He})$ reaction; and the proton subshells $1h_{11/2}$, $2d_{5/2}$ and $1g_{7/2}$, to the (α, t) reaction in $^{152,154}\text{Sm}$.

At present, the particle states with an energy less than 1 MeV are experimentally known in the $^{153,155}\text{Sm}$ and $^{153,155}\text{Eu}$ isotopes. Therefore, it is of interest to pass to higher excitation energies for elucidating the specific features of fragmentation of the states calculated in this paper.

Acknowledgement

The authors are grateful to Professor G.M.Crawley for stimulating them to make this work.

References

1. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p.87; Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЯФ, 1977, т.26, с.729.
2. Вдовин А.И. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1985, т.49, с.834.

3. Nguyen Dinh Vinh, Soloviev V.G. JINR, E4-85-439, Dubna, 1985; Нгуен Динь Винь. Изв. АН СССР, сер.физ., 1985, т.49, с.2213.
4. Crawley G.M. Proc.Int.Symp. on Highly Excited States in Nuclear Reactions. (Ed. by H.Ikegami, M.Maruoka). RCNP, Osaka, 1980, p.590.
5. Gales S. Nucl.Phys., 1980, A354, p.193c; Journ. de Phys., 1984, 45, Collogue C4, suppl. No.3, p.C4-39.
6. Mougey J. Nucl.Phys., 1983, A396, p.39c.
7. Малов Л.А., Яковлев Д.Г. Изв. АН СССР, сер.физ., 1985, т.49, с.2150.

Received on April 14, 1986.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЦЕНТРАЛЬНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ
ЯДЕР НЕОНА-22 С ЯДРАМИ В ФОТОЭМУЛЬСИИ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,1 А-ГэВ/с

С.А.Краснов, К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Н.П.Андреева, З.В.Анзон, В.И.Бубнов, А.Ш.Гайтинов,
Г.Ж.Елигбаева, Л.Е.Еременко, Г.С.Калячкина, Э.К.Каныгина,
И.Я.Часников, Ц.И.Шахова
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

М.Гицок, В.Топор, М.Хайдук
Центральный институт физики, Бухарест

Ф.Г.Лепехин, Б.Б.Симонов
Ленинградский институт ядерной физики, Гатчина

Р.А.Хошмухамедов
Таджикский государственный медицинский институт, Душанбе

В.А.Лескин
Физико-технический институт АН ТаджССР, Душанбе

Дж.А.Саломов
Таджикский государственный университет, Душанбе

Ф.А.Аветян, В.М.Крищян, Н.А.Марутян, Л.Г.Саркисова,
В.Ф.Саркисян
Ереванский физический институт

С.Вокал, М.Карабова, Э.Силеш, М.Тотова
Университет Кошице, ЧССР

В.Вольтер, Б.Восек, Э.Гладыш, Р.Холынски
Институт ядерной физики, Краков

В.А.Антончик, В.А.Бакаев, А.В.Белоусов, С.Д.Богданов,
В.И.Остроумов
Ленинградский политехнический институт

М.И.Адамович, В.Г.Ларионова, Н.В.Масленникова,
Г.И.Орлова, М.И.Третьякова, С.П.Харламов, М.М.Чернявский
Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

А.Х.Бабаев, Е.С.Басова, А.И.Бондаренко, У.Г.Гулямов,
Т.П.Трофимова, Р.У.Холматова, Г.М.Чернов
Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

А. Абдужамилов, Ш. Абдужамилов, С. А. Азимов, С. Гаджиева,
К. Г. Гуламов, А. Жуманов, Н. С. Лукичева, Д. Мирходжаева,
В. Ш. Навотный, В. И. Петров, Е. А. Раввина, Н. Ш. Саидханов,
Л. Н. Свечникова, Л. П. Чернова

Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент

Л. Сэрдамба, Р. Тогоо, Д. Тувдендорж

Институт физики и техники АН МНР, Улан-Батор

Из 4309 зарегистрированных неупругих взаимодействий отобрано 259 центральных столкновений ядер неона-22 с ядрами в фотоэмульсии. Исследованы некоторые особенности этих взаимодействий. Отмечается уменьшение корреляций между множественностями разного типа вторичных частиц по сравнению с аналогичными корреляциями для всех неупругих взаимодействий. В то же время обнаружено отличие от нуля коэффициентов корреляций по псевдобыстротам для частиц с $\beta > 0,7$. В угловом распределении медленных частиц - продуктов разрушения ядра-мишени наблюдается широкий максимум. Из 243 центральных столкновений ядер неона с ядрами серебра и брома выделены 18 случаев, в которых при большом числе быстрых заряженных частиц ~ 40 не наблюдается вылет таких частиц до углов $6-12^\circ$ относительно направления первичного ядра. Вероятность случайного появления этих событий не превышает 10^{-8} .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

On Some Peculiarities of 4.1 A GeV/c Momentum Neon-22 Nucleus Collisions with Nuclei in Photoemulsion

S. A. Krasnov et al.

Some peculiarities of 259 central collision events selected among 4309 inelastic interactions of neon-22 nuclei with nuclei in photoemulsion have been investigated. The correlations between the multiplicities of different types of the secondaries become less in comparison with the analogous ones for all inelastic interactions. At the same time the coefficients of pseudorapidity correlations for particles with $\beta > 0.7$ differ from zero. A wide maximum in the angular distribution for slow particles-products target nucleus disintegration is observed. 18 events have been selected from 243 events of the central collisions with the silver and bromine nuclei. In these interactions at a large number of fast charged particles (of about 40) the emission of such particles with

angles up to $6-12^\circ$ relative to the primary nucleus direction is not observed. The probability of random appearance of these events does not exceed 10^{-3} .

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

В исследованиях ядро-ядерных взаимодействий большое внимание уделяется центральным столкновениям, одной из характеристик которых является отсутствие фрагментов спектаторов ядра-снаряда. Наиболее часто в качестве критерия отбора таких событий используют критерий $\sum_i Z_{fr}^i = Q = 0$, где Z_{fr}^i - заряд фрагмента спектатора.

При изучении неупругих взаимодействий ядер неона-22 с ядрами в фотоэмульсии при импульсе $4,1 \text{ А} \cdot \text{ГэВ/с}$ для выделения класса центральных столкновений мы также использовали этот критерий ^{/1/}. Даже при таком неполном отборе, когда учитывается отсутствие только заряженных фрагментов ядра-снаряда, в событиях отмечается большое число генерированных частиц и провзаимодействовавших нуклонов обоих ядер с $\beta > 0,7$ - s-частиц. Кроме того, в этих же событиях наблюдаются большие множественности фрагментов ядер-мишеней - g-частиц ($0,23 \leq \beta \leq 0,7$), свидетельствующие о том, что мы имеем дело с событиями полного разрушения ядер-мишеней, см. табл.1 /критерии разделения вторичных заряженных частиц на b-, g- и s-частицы подробно рассмотрены в ^{/1/}. Корреляции между множественностями разного типа частиц R_{bg} , R_{bs} , R_{gs} для отобранного класса взаимодействий оказываются более слабыми по сравнению с аналогичными корреляциями для всех неупругих взаимодействий. В качестве примера в табл.1 приведены значения R_{bg} и R_{bs} .

Иная ситуация наблюдается при исследовании угловых характеристик. Уже в работе ^{/1/} отмечались некоторые особенности центральных столкновений. В частности, в угловом распределении наиболее медленных заряженных частиц - b-частиц $/\beta < 0,23/$, являющихся продуктами расщепления ядра-мишени, обнаружен широкий максимум. Для исследования особенностей углового распределения быстрых однозарядных s-частиц были рассмотрены корреляции этих частиц по псевдобыстротам $\eta = -\ln \tg \theta/2$:

$$\tilde{C}_2^N = \langle N(N-1) C_2^N(\eta_1, \eta_2) \rangle = \sum_N \sigma_N (N(N-1)) C_2^N(\eta_1, \eta_2) / \sigma,$$

где

$$C_2^N = \frac{1}{N(N-1)\sigma_N} \frac{d^2 \sigma_N}{d\eta_1 d\eta_2} - \frac{1}{(N\sigma_N)^2} \frac{d\sigma_N}{d\eta_1} \frac{d\sigma_N}{d\eta_2},$$

а N - число s -частиц в событии.

Среднее значение величины C_2^N при отсутствии корреляций должно быть равно нулю во всех интервалах $\Delta\eta^{1/2}$. В табл. 2 приведены диагональные элементы матрицы $\tilde{C}_2^N$ при $\Delta\eta = 1$ для центральных взаимодействий. Здесь же для сравнения показаны результаты розыгрыша центральных столкновений по методу Монте-Карло. При розыгрыше делалось предположение, что углы вылета s -частиц взаимонезависимы и являются выборкой из экспериментального распределения для центральных событий. В каждой серии разыгрываемых событий воспроизводилось распределение по множественности этих частиц. Всего было промоделировано 40 серий. Очевидно, что гипотеза равенства нулю всех элементов $\tilde{C}_2^N$ для центральных взаимодействий отвергается, в то время как для событий, разыгранных по методу Монте-Карло, она принимается.

Что же может быть источником наблюдавшихся по псевдобыстроте корреляций? Возможно, он связан с наличием узких групп частиц, вылетающих под относительно малыми углами друг к другу. В эксперименте найдено 49 узких троек и 23 узкие четверки. В результате розыгрыша числа событий, в 10 раз превышающего экспериментальное число, не было обнаружено ни одной тройки. Число четверок оказалось в ~8 раз меньше наблюдавшегося числа.

Еще одним источником неоднородности ансамбля центральных взаимодействий может быть присутствие в нем "особых" событий. При анализе центральных столкновений было обнаружено, что иногда встречаются события, в которых отсутствуют s -частицы вплоть до углов $6-12^\circ$ относительно направления первичного ядра. Одно из таких событий показано на рис. 1.

С целью выяснения источника "особых" событий была применена следующая процедура. Из экспериментального набора - 243 событий центральных соударений ядер неона с ядрами серебра и брома были отобраны случаи, в которых минимальный угол вылета s -частицы превышал 7° , - 19 событий. Для каждого из них рассчитывалась вероятность их случайного появления по формуле

$$W_i = [1 - \omega(\theta_i^{\min})]^{N_i}, \quad //$$

где $\omega(\theta_i^{\min})$ - вероятность отсутствия частиц вплоть до угла $\theta_i^{\min}$, N_i - число s -частиц в событии.

Таблица 1

Характеристики по множественности

Класс событий	N _{сoб.}	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_s \rangle$	R _{bg}	R _{bs}
Все взаимодействия	4303	4,22+0,03	6,32+0,04	10,53+0,05	0,66+0,01	0,57+0,01
Центральные	259	8,6+0,2	21,1+0,6	32,5+0,6	0,05+0,06	-0,15+0,07

Таблица 2

Диагональные элементы матрицы $\bar{C}_2^N$ при $\Delta\eta = 1$

Центр интервала псевдобыстрот	-2,5	-1,5	-0,5	0,5	1,5	2,5	3,5
Розыгрыш	0+1	1+4	0+13	19+30	79+70	8+8	11+30
Центральные	6	4	48.	-342	609	46	-8
"Особые"	11	8	37	767	182	-241	6

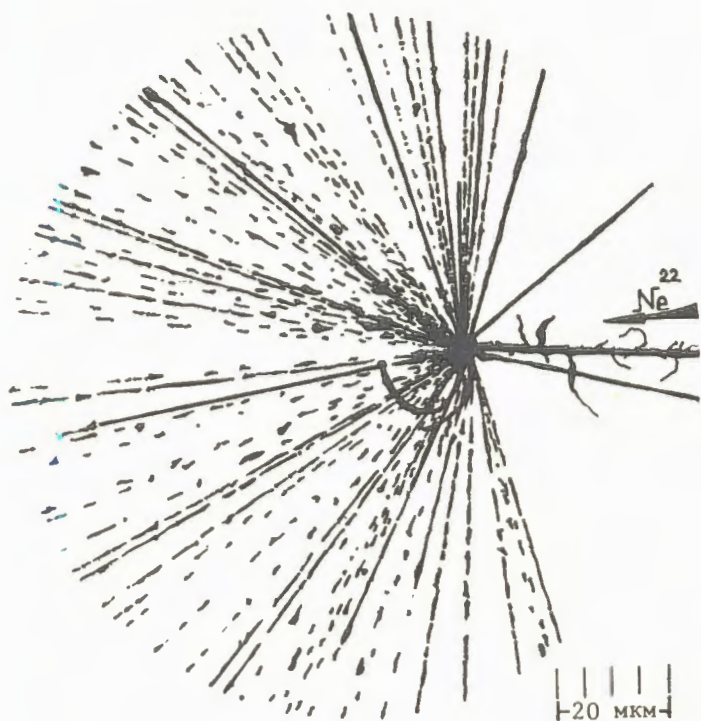


Рис.1. Одно из "особых" событий.

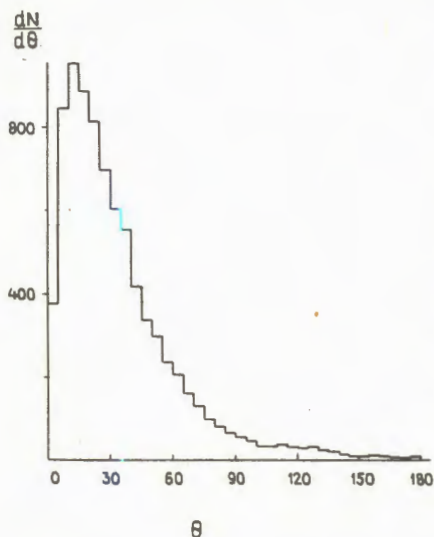


Рис.2. Угловое распределение s-частиц для всех центральных столкновений.

Вычисление вероятности по /1/ в виде произведения вероятностей вылета каждой из N_i частиц под углами, большими, чем $\theta_i^{\min}$, для событий центральных столкновений оправдано, так как каждую из них, в силу большой множественности N_i , можно считать кинематически не связанной с остальными $N_i - 1$ частицами. Вероятность $\omega(\theta_i^{\min})$ вычислялась на основе экспериментально-

го распределения s -частиц по углу вылета для всех 243 центральных событий /рис.2/. Знание W_i позволяет оценить ожидаемое число событий, обусловленных случайностью выборки: $N_{\text{ожд.}} = \langle W_i \rangle 243 = 11 \pm 3$, $\langle W_i \rangle$ - вероятность, усредненная по всем 19 событиям.

Анализ отобранных 19 событий показал, что для 18 из них характерны большие множественности как для частиц от разрушения ядра-мишени, так и для частиц, испытавших взаимодействие или возникших в его процессе. В одном случае при $n_b = 18$ и $n_g = 28$ число s -частиц оказалось равным 7. Вероятность этого события - 18,8%. Появление такого события может быть связано с тем, что большую долю энергии унесли быстрые нейтральные частицы. С точки зрения поиска необычных явлений такое событие не представляет интереса, поэтому для отбора "особых" событий был применен другой критерий - отбор по вероятности, при котором остаются вне поля зрения события с большой вероятностью.

В табл.3 приведено число наблюдавшихся $N_{\text{набл.}}$ и ожидаемых $N_{\text{ожд.}}$ событий по трем группам заданных вероятностей. Здесь же даны средние множественности вторичных частиц, наименьший угол из $\theta_1^{\min}$ и оценка вероятности P наблюдения $N_{\text{набл.}}$ как случайного отклонения от $N_{\text{ожд.}}$. В последнем случае предполагалось, что $N_{\text{набл.}}$ и $N_{\text{ожд.}}$ являются элементами одной выборки и распределены по закону Пуассона со средним, равным $N_{\text{ожд.}}$. Из табл.3 видно, что для всех трех групп вероятностей число наблюдавшихся событий больше числа событий, ожидаемых исходя из случайного характера их появлений. Вероятности P не превышают 10^{-8} .

Таблица 3

Характеристики "особых" событий

W_i	$\theta_{\min}$	$N_{\text{набл.}}$	$N_{\text{ожд.}}$	P	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_s \rangle$
<10%	5,47°	28	11,1+ 1,6-	$5 \cdot 10^{-8}$	7,8+ 0,6-	23,4+ 1,2-	38,9+ 1,8-
<5	5,84°	18	6,2+ 1,0-	$4 \cdot 10^{-6}$	8,1+ 0,8-	23,6+ 1,2-	40,2+ 2,2-
<3%	6,58°	10	3,4+ 0,7-	$2 \cdot 10^{-8}$	8,1+ 0,7-	23,1+ 1,1-	38,0+ 3,2-

Рассмотрим некоторые характеристики "особых" событий. Множественности s -частиц ~ 40 , они выше множественностей для центральных столкновений. Число частиц от разрушения

ядра-мишени / b - и g -частицы/ практически остается без изменения. Наблюдаются корреляции по псевдобыстроте /см. табл.2/. Более подробное исследование свойств "особых" событий требует существенного увеличения статистики.

Таким образом, совокупность рассмотренных фактов указывает на существование "особых" событий в центральных взаимодействиях ядер неона-22 с ядрами серебра и брома, в которых при большой множественности быстрых заряженных частиц /~40/ не наблюдается вылет таких частиц до углов $6-12^\circ$ относительно направления движения первичного ядра.

В заключение авторы выражают благодарность Б.А.Кулакову и И.С.Саитову за ряд замечаний, сделанных в процессе обсуждения этой работы.

Литература

1. Андреева Н.П. и др. ОИЯИ, Р1-86-8, Дубна, 1986.
2. Kaftka T. et al. Phys.Rev., 1977, 16, p.1261.

BIMODAL FISSION IN THE SHELL-CORRECTION APPROACH

V.V.Pashkevich, A.Săndulescu

It is shown that in the theoretical description of the fission process in the nucleus ^{264}Fm there turn out to be two valleys on the potential-energy surface in the region of the scission point. One valley corresponds to the compact configuration of two nearly spherical fragments; and the other, to more separated strongly elongated fragments. Only mirror-symmetric shapes were considered.

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

Бимодальное деление в рамках метода
оболочечной поправки

В.В.Пашкевич, А.Сэндулеску

Показано, что при теоретическом описании деления ядра ^{264}Fm вблизи точки разрыва имеются две долины, ведущие к делению. Одна соответствует близко расположенным почти сферическим осколкам, другая — более удаленным друг от друга вытянутым осколкам. Рассмотрение ограничено зеркально симметричными формами.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

The recently observed bimodal fission^{/1/}, i.e., two symmetrical modes, one of which has a broad and the other a narrow fragment mass distribution, was described by the authors as liquid-drop and shell-fragment-directed modes, respectively. Our aim is to show that both modes can be described in a unified manner by the Strutinsky shell-correction method^{/2,3/}. We consider the simplest, for the theory, case of the hitherto not observed fission of ^{264}Fm , in which the influence of the shell of the two magic fragments of ^{132}Sn is apparently the strongest one. The dramatic manifestation of the role of the nearly spherical magic fragments has recently been demonstrated in the strongly asymmetric fission of a series of nuclei^{/4-7/}.

As will be shown later, on the surface of the potential energy for ^{264}Fm there exist two valleys leading to fission. One of them corresponds to a compact confi-

guration with closely located spherical fragments, and the other to more separated strongly deformed shapes. For simplicity we restrict ourselves to mirror-symmetric shapes. Asymmetric variations of the shapes are also of great interest because they permit describing, for example, two close spherical fragments of different volumes or one near spherical and the other strongly deformed fragments^{/4/}. They also allow one to estimate the width of the fragment mass distribution. However, the asymmetric shapes will be considered elsewhere.

For the description of the expected shapes of nuclei it is important to choose a rather unrestricted parametrization of the nuclear-surface shape. From this point of view the description of the nuclear surface appears to be most appropriate in the coordinate system, connected with Cassinian ovals^{/8/}. Denoting the respective coordinates by (R, x) , we present the equation of the curve that describes the cut of the surface of an axially-symmetric nucleus by the meridional plane in the form

$$R = R(x), \quad -1 \leq x \leq 1. \quad (1)$$

As a particular case, the Cassinian ovals are described by the equation

$$R = \text{const}, \quad (2)$$

and a small deviation from the Cassinian ovals can be expanded in a series in the Legendre polynomials

$$R = \frac{R_0}{c} \left(1 + \sum_m a_m P_m(x) \right), \quad (3)$$

where R_0 is the radius of a spherical nucleus of the same volume and the constant c is chosen to satisfy the volume conservation condition during the deformation.

If the distance between the foci of the Cassinian ovals is equal to zero, then (R, x) turn out to be the spherical radius and the cosine of the polar angle, respectively. The connection of (R, x) with cylindrical coordinates is given in ref.^{/8/} (see also ref.^{/9/}).

The coefficients a_m are the parameters that specify the shape of the nucleus. Another parameter, a , is used which is connected with the distance between the foci of the Cassinian ovals and specifies the general elongation of the nucleus^{/8/}.

The method of calculating the potential energy surface used here is described in detail in ref.^{/8/}. Here we only note that the deformation energy, E , is the sum

of the two terms, the liquid-drop component, E_{LD} , and the shell correction, δE ,

$$E = E_{LD} + \delta E. \quad (4)$$

The phenomenological expression for E_{LD} from refs.^{/10,11/} was used and the shell component δE was calculated on the basis of the single-particle spectrum in a Woods-Saxon-type potential^{/12-14/} which parameters taken from ref.^{/15/}. However, for qualitative effects discussed here the exact values of the parameters are unimportant.

In the approach used here it is possible to uniformly describe the shapes of a nucleus in the fission process from the ground state through the scission point, and for our purpose it is sufficient to consider only the cross section of the potential energy surface at a fixed value of the parameter a equal to 0.98 which, in the liquid drop approach, corresponds, according to the neck thickness, to the shapes for which scission takes place^{/16/}. For the parametrization chosen here the thickness of the neck equals zero at $a = 1$ for any values of all the other parameters a_m ^{/8/}.

The energies E and E_{LD} (see eq.(4)) are depicted in fig.1 as functions of the hexadecapole deformation a_4 . The a_2 parameter remains fixed, $a_2 = 0$, because its small variations are strongly correlated with those of a .

It is seen that E has two minima which stand for the two fission valleys. The deeper one corresponds to near spherical fragments and the shallow one to strongly deformed fragments. The shape of the nucleus in both minima is drawn in fig.2. Accordingly, a larger total kinetic energy of the fragments is expected to be released in the former case and a noticeably lower one in the latter. The depth and position of the deep minimum remains almost unchanged after taking into account the higher deformations a_m , while minimization with respect to a_6 , a_8 and a_{10} leads to a shift of the position and a strong deepening of the shallow minimum (see the open points connected by a solid curve in fig.1). The two valleys are separated by a 5.6 MeV ridge over the higher valley, so that one can speak about a good separation of the valleys near the scission point. The stability of both minima against asymmetric variations of the shape was not considered in the present paper.

Thus, the existence of two well separated valleys in the region of the scission point of ^{264}Fm was demonstrated in a unified approach. The shape of the nucleus near the bottom of the valley corresponding to a compact

configuration is well approximated by two spherical fragments, which to some extent justifies the model of two spherical fragments used, in particular, in ref.^{17/} for describing that mode of fission.

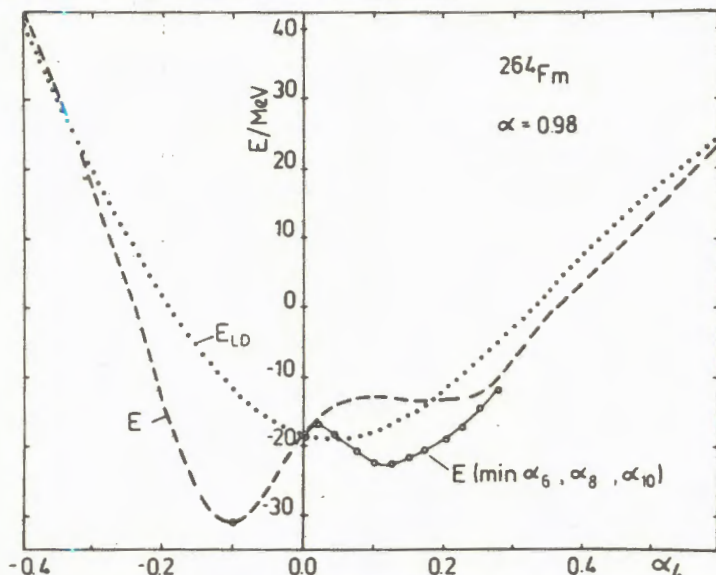


Fig.1. The deformation energy (in MeV) in the liquid-drop model, E_{LD} , (dots) and taking into account the shell correction, E , (dashed and solid curves) as a function of the hexadecapole deformation a_4 at the fixed deformation $\alpha = 0.98$. The solid curve with open points corresponds to the minimum of E with respect to a_6 , a_8 and a_{10} . The definition of the parameters is given in the text (see. expr.(1)).

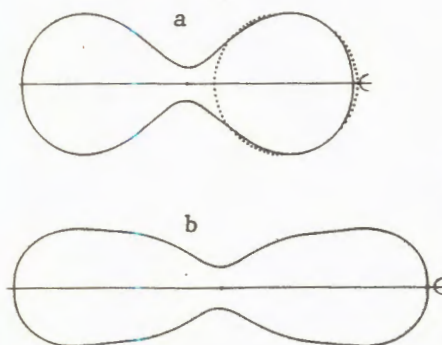


Fig.2. The nuclear shape in the minimum with respect to a_6 , a_8 and a_{10} at $\alpha = 0.98$ and $a_4 = -0.093$ (a) and $a_4 = 0.1$ (b). A half-volume sphere is shown by dots for comparison.

References

1. Hulet E.K. et al. Phys.Rev.Lett., 1986, 56, p.313.
2. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1967, A95, p.420.
3. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1968, A122, p.1.
4. Săndulescu A. et al. Sov.J.Part.Nucl., 1980, 11, p.528; Poenaru D.N. et al. J.Phys.G, 1984, 10, p.L183; Phys.Rev.C, 1985, 32, p.572.
5. Rose H.I., Jones G.A. Nature, 1984, 307, p.245; Alexandrov D.V. et al. Pis'ma Zh.Eksp.Teor.Fiz., 1984, 40, p.152; Gales S. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.759; Price P.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.297; Kutschera W. et al. Phys.Rev.C, 1985, 32, p.2036.
6. Săndulescu A. et al. In: JINR Rapid Comm., No.5-84, Dubna, 1984; Izv. AN SSSR, ser.fiz., 1985, 49, p.2104; Barwick S.W. et al. Phys.Rev.C, 1985, 31, p.1984; Tretyakova S.P. et al. In: JINR Rapid Comm., No.7-85, Dubna, 1985, p.23; Tretyakova S.P. et al. In: JINR Rapid Comm., No.13-85, Dubna, 1985, p.34.
7. Itkis M.G. et al. Yad.Fiz., 1985, 41, pp.849, 1109.
8. Pashkevich V.V. Nucl.Phys., 1971, A169, p.275.
9. Moon P., Spenser D.E. Field Theory Handbook. Springer-Verlag, Berlin-Gottengen-Heidelberg, 1961.
10. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ark.Fys., 1967, 36, p.343.
11. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ann.of Phys., 1969, 55, p.395.
12. Pashkevich V.V. JINR, P4-4383, Dubna, 1969.
13. Pashkevich V.V., Strutinsky V.M. Yad.Fiz., 1969, 9, p.56.
14. Damgaard J. et al. Nucl.Phys., 1969, A135, p.432.
15. Ivanova S.P. et al. Particles and Nuclei, 1976, 7, p.450.
16. Strutinsky V.M., Lyashchenko N.Ya., Popov N.A. Nucl. Phys., 1963, 46, p.639.
17. Săndulescu A. In: Proc. Int. School of Nucl. Struct. Alushta, 1985. JINR, D4-85-851, Dubna, 1985, p.365.

Received on April 10, 1986.

FOUR-DIMENSIONAL JETS AS UNIVERSAL CHARACTERISTICS OF MULTIPLE PARTICLE PRODUCTION

A.M.Baldin, B.V.Batiunja, I.M.Gramenitsky,
V.G.Grishin, L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov,
Z.V.Metreveli

A new definition of the jets as clusters in the four-velocity space has been used to make an invariant analysis of multiple particle production processes in pp , $\bar{p}p$, π^-p , π^-C , pC and pTa collisions at energies from 6 to 205 GeV. It has been observed that the characteristics of four-dimensional jets are universal, i.e., independent of neither the properties, nor the energy of colliding particles for $P \geq 22$ GeV/c.

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

Четырехмерные струи - универсальные характеристики множественного рождения частиц

А.М.Балдин и др.

На основе нового определения струй как кластеров в четырехмерном пространстве скоростей проведен инвариантный анализ множественных процессов при столкновении $\bar{p}p$, π^-p , π^-C , pTa , pC и pp в области энергий от 6 до 205 ГэВ. Показано, что характеристики четырехмерных струй универсальны, т.е. не зависят ни от свойств сталкивающихся частиц, ни от энергии столкновения для $P_{\text{лаб}} \geq 22$ ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

The traditional analysis of the jet behaviour of secondary particles with the aid of variables "sphericity", "trust" and others deals with relativistic noninvariant quantities and the jet characteristics depend not only on the frame of reference, but also on the properties of colliding particles. A new method of describing multiple particle production processes, which employs only Lorentz invariant quantities, has been suggested in papers ^{1/} devoted to the study of relativistic nuclear collisions.

The aim of the present paper is to report results of the analysis of jet production by the new method in various processes ($\bar{p}p$, π^-p , π^-C , pC , pTa and pp) in a wide energy range from 6 to 205 GeV. The main result of this analysis is the discovery of the fact that the four-dimensional jets are universal.

In the invariant method of analysing multiple particle production, the processes

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots \quad (1)$$

are considered in a space the points of which are the four-velocities $u_i = P_i/m_i$ or the four-moments P_i of the particles divided by their masses m_i . The positive invariant quantities having the meaning of the squared distances in this space

$$b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = 2[(u_i u_k) - 1], \quad (2)$$

where $i, k = I, II, 1, 2, 3, \dots$, are basic variables describing the relative particle motion.

The idea of the introduction of the variables b_{ik} consists in that in the cross sections of the processes (1) the following statistical regularity is realized: in definite domains of these variables (see below) the b_{ik} distributions monotonously and rather rapidly decrease with increasing b_{ik} . This fact reflects the quark fundamental property - asymptotic freedom, that is, vanishing of interactions at small distances or at $b_{ik} \rightarrow \infty$. We divide the whole set of particles into groups: the first group comprises m_α particles; the second one, m_β particles, and consider the case when $b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2 \rightarrow \infty$, here V_α is the middle point in the group α ; V_β , the one in the group β . In other words, $(u_i^\alpha V_\alpha) \sim (u_j^\beta V_\beta) \sim 1$, but $(u_i^\alpha V_\beta) \sim (u_j^\beta V_\alpha) \sim (V_\alpha V_\beta) \rightarrow \infty$. The set of m_α particles is described in terms of the variables $\{b_{\alpha i}, (u_i^\alpha N_\beta), \phi_i\}$ and set of m_β particles in terms of the variables $\{b_{\beta j}, (u_j^\beta N_\alpha), \phi_j\}$. Here

$$N_\alpha = \frac{V_\alpha}{(V_\alpha \cdot V_\beta)} \quad \text{and} \quad N_\beta = \frac{V_\beta}{(V_\alpha \cdot V_\beta)} \quad (3)$$

ϕ_i and ϕ_j are azimuthal angles, $(u_i^\alpha \cdot N_\beta)$ and $(u_j^\beta \cdot N_\alpha)$ at $(V_\alpha \cdot V_\beta) \rightarrow \infty$ transform to the light cone variables $x_i^\alpha = u_{i0}^\alpha - u_{iz}^\alpha$ and $x_j^\beta = u_{j0}^\beta - u_{jz}^\beta$, respectively.

Using this notation, it is possible to formulate the correlation depletion principle as a general property of the invariant distributions describing multiple particle

production

$$F\{\dots, b_{a1}, (u_1^a \cdot N_\beta), \dots; b_{a\beta}, \dots, b_{\beta j}, (u_j^\beta \cdot N_a), \dots\} \rightarrow \\ \rightarrow F^a\{\dots, b_{a1}, x_1^a, \dots\} \cdot F^\beta\{\dots, b_{\beta j}, x_j^\beta, \dots\}. \quad b_{a\beta} \rightarrow \infty \quad (4)$$

This principle is analogous to the correlation depletion principle suggested by Bogolubov in statistical physics. According to our concepts, the jets are a particular case of the factorization (4). We determine the jet axis as a single four-vector V that is extracted from the condition of minimum of the quantity

$$\sum_k b_k = - \sum_k (V - u_k)^2. \quad (5)$$

The summation is performed over the particles belonging to a separated group of particles. The quantity (5) is minimal for

$$V = \frac{\sum_k u_k}{\sqrt{(\sum_k u_k)^2}}. \quad (6)$$

As investigations in the field of relativistic nuclear physics show, the transition of hadron interactions to the quark-gluon level sets is rather early^{/2/}: for

$$b_{ik} \geq 5. \quad (7)$$

Hence, the jets were expected to be separated already for $(u_I \cdot V) \sim (u_{II} \cdot V) \sim 3,5$ and the width of the four-dimensional jets to be equal to about the same value.

The study of jet production in soft hadron collisions has shown that in these processes it is observed the production of two jets, emitted in the forward and backward hemispheres in the center-of-mass system, the characteristics of which depend on the type of a fragmenting system (quark or diquark) and the collision energy^{/3,4/}. However, as is shown below, the difference in the jet characteristics is due to a relativistic noninvariant approach. In the present paper the selection of the particles belonging to the jets is made by means of relativistic

tic invariant variables *)

$$x_p^i = \frac{m_i}{m_{II}} (u_i \cdot N_{II}) \geq (0.1 \div 0.2), \text{ where } N_{II} = \frac{u_{II}}{(u_I \cdot u_{II})} \quad (8)$$

or

$$x_t^i = \frac{m_i}{m_{II}} (u_i \cdot N_I) \geq (0.1 \div 0.2), \text{ where } N_I = \frac{u_I}{(u_I \cdot u_{II})}.$$

For the case of nuclear collisions the atomic mass unit $m_0 = 931$ MeV is substituted for m_{II} . As the criterion of the particle selection with respect to x_p and x_t becomes more strict, we select such hadron jets that carry away an ever-growing fraction of the four-momentum of primary hadrons. The hadrons that cannot be attributed to one or another jet are in the range $x_p \geq 0.2$ and $x_t \geq 0.2$. They make up less than 1% of the secondary particles and their origin is due to hard processes. In the range $x_p \geq 0.1$ and $x_t \geq 0.1$ the fraction of such hadrons increases up to 2%. Within the accuracy of the experimental data in question, good characteristics of the fragmentation region for the projectile are $x_p \geq 0.1$ and $x_t \leq 0.1$, and for the target are $x_t \geq 0.1$ and $x_p \leq 0.1$.

The present study was performed on the basis of a set of experimental data on hadron-hadron and hadron-nucleus collisions of various types in an energy range from 6 to 205 GeV. Approximately 220 thousand events were analysed. The data on 40 GeV/c π^-p and π^-C collisions and 22.4 GeV/c $\bar{p}p$ collisions were obtained with the aid of a 200 cm propane and a 200 cm hydrogen ("Liudmila") bubble chambers irradiated by π^- and $\bar{p}$ beams at the Serpukhov accelerator. The data on 10 GeV $p(C_3H_8)$ and pTa collisions were obtained by irradiating the 200 cm propane bubble chamber with Ta plates inside its working volume at the Synchrophasotron. The data on 205 GeV/c pp collisions and 5.7 and 12 GeV/c $\bar{p}p$ collisions were obtained with the aid of a 76 cm hydrogen chamber (FNAL) and a 81 cm and a 200 cm hydrogen chambers (CERN). The experimental details are described in refs. ⁵⁻¹¹. Data summary tapes containing information about the kinematical parameters of events had been used.

* A more general method of jet separation is to find correlated particle groups in the b_{ik} space ^{/1/} with correlation radius $\langle b_{ik} \rangle > -1$. This is especially important for the separation of multi-jet events.

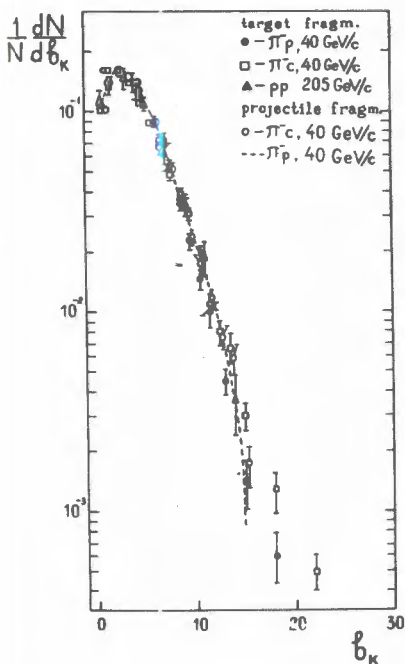


Fig.1. The b_k distribution of π^- mesons in jets for the fragmentation of different targets ($x_t \geq 0.2$, $x_p \leq 0.2$).

Fig.2. The b_k distribution of π^- mesons in jets for the fragmentation of different projectiles ($x_p \geq 0.1$, $x_t \leq 0.1$) and targets ($x_t \geq 0.1$, $x_p \leq 0.1$).

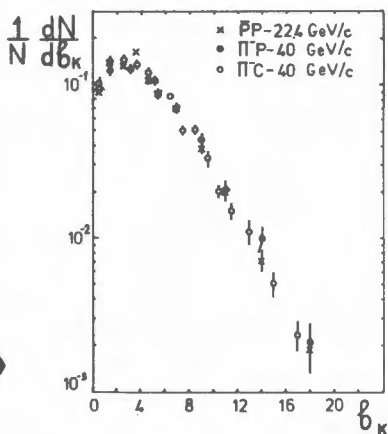


Figure 1 gives the b_k distributions of π^- mesons for 40 GeV/c π^-p and π^-C collisions and 205 GeV/c pp collisions in the region of fragmentation of targets (p, C) for $x_t \geq 0.1$ and $x_p \leq 0.1$ and projectiles (π^-, p) for $x_p \geq 0.1$ and $x_t \leq 0.1$. In figure 2 we give the same distributions for 22.4 GeV/c $\bar{p}p$ collisions and for 40 GeV/c π^-p and π^-C collisions in the target fragmentation region at $x_t \geq 0.2$ and $x_p \leq 0.2$.

In order to obtain the jet characteristics under identical experimental conditions in various processes identified protons with $P \leq 0.8$ GeV/c were excluded from the consideration, and the ones with $P > 0.8$ GeV/c were taken to be π^+ mesons. In the target fragmentation region, because of an admixture of nonidentified protons which affect the obtaining of the jet axis, the $\langle b_k \rangle$ values for π^- mesons can be overestimated by about 10%.

It can be seen from the figures that in the considered energy range 22-205 GeV/c the obtained distributions are

Table 1

 $\langle b_k \rangle$ values for π^- -mesons

P_{lab}	Fragmentation region	Type of collision	$\langle b_k \rangle$
205 GeV/c	$x_t \geq 0.2$ $x_p \leq 0.2$	pp	5.0 ± 0.4
40 GeV/c	$x_p \geq 0.2$	$\pi^- p$	4.7 ± 0.1
	$x_t \leq 0.2$	$\pi^- C$	4.8 ± 0.1
40 GeV/c	$x_t \geq 0.2$	$\pi^- p$	5.0 ± 0.1
		$\pi^- C$	5.0 ± 0.1
	$x_p \leq 0.2$	$\pi^- C$ ($x > 1$)	5.7 ± 0.1
22.4 GeV/c		$\bar{p}p$	4.66 ± 0.08
12 GeV/c	$x_t \geq 0.2$	$\bar{p}p$	4.08 ± 0.04
10 GeV/c	$x_p \leq 0.2$	$p(C_3H_8)+pTa$	2.8 ± 0.1
5.7 GeV/c		$\bar{p}p$	3.67 ± 0.02

identical and independent of neither the type of a fragmenting hadron (π^- , p , $\bar{p}$, C), nor the energy. Table 1 gives the average $\langle b_k(\pi^-) \rangle$ values for $\bar{p}p$, π^-p and π^-C collisions in an energy range 5,7-205 GeV/c. Also they are identical for $P \geq 22.4$ GeV/c.

These results imply that the fragmentation of quarks and diquarks in the b_{ik} variables has a universal character and is independent of the energy in contrast to the traditional noninvariant approach. From the same data it follows that the carbon nucleus does not affect the jet formation, which gives evidence of the fact that the quark hadronization proceeds outside the nucleus.

A noticeable decrease of the $\langle b_k(\pi^-) \rangle$ values at lower energies (5.7 and 12 GeV) is likely due to a considerable influence of the phase volume boundary and an important contribution of $\bar{p}p$ annihilation processes that have a multijet character.

Of a special interest is the study of cumulative jets, that is, the jets produced out of quarks which are knocked out from the multiquark configurations arising

in the nuclei. Such events are formally given by

$$X = \sum_i x_i = \frac{1}{m_0} \sum_i (P_i \cdot N_i) \geq 1. \quad (9)$$

The summation is performed over all the pions entering the jet ($x_i^t \geq 0.2$, $x_i^p \leq 0.2$). From the data obtained in such a way (Table 1) it follows that the characteristics of the cumulative jets are close to the ones which are due to the fragmentation of ordinary hadrons.

A similar analysis of the b_k distributions was also made for the strange K_s^0 and Λ particles from collisions of various types. The average $\langle b_k(K_s^0) \rangle$ and $\langle b_k(\Lambda) \rangle$ values for π^-p , π^-C and pp collisions at $P = 40$ and 22.4 GeV/c are presented in Table 2. In the considered energy range the $\langle b_k \rangle$ values for K_s^0 and Λ particles, in just the same way as for pions, are seen to be independent of neither the type of a fragmenting system ($\bar{p}$, p , π , C), nor the primary collision energy. However, it should be emphasized that the average $\langle b_k \rangle$ values for strange particles are smaller than the ones for pions by about a factor of $3 \div 4$.

In conclusion, we have studied the single-particle distributions of hadrons ($\pi^\pm$, Λ , K_s^0) in jets in the four-velocity space. A total of 220 thousand events obtained with the aid of various detectors and accelerators in the incident particle momentum range from 6 to 205 GeV/c has been used to show that the four-dimensional jet characteristics have a universal character. They are independent of neither the type of fragmenting particles ($\pi^\pm$, p , $\bar{p}$ nuclei), nor the primary hadron momentum (for $P \geq 22$ GeV/c). The difference between the properties of the universal four-dimensional jets and the jets obtained by traditional methods has been found to be essential. The independence of the jet characteristics of the fragmenting system properties (especially for nuclear collisions) gives evidence that the b_k distributions are due to the vacuum properties, the QCD particular features at large distances. The QCD interpretation of these distributions can give new universal parameters of strong interaction theory.

We are pleased to thank the Collaborations of the 200 cm propane and the 200 cm hydrogen ("Liudmila") bubble chambers for use of experimental material and useful discussions. The authors are also grateful to the CERN-Praha, Amsterdam-Helsinki-Liverpool-Stockholm and Argonne-Montreal-Toronto Collaborations for use of their DST on 5.7 and 12 GeV/c $\bar{p}p$ and 205 GeV/c pp collisions.

Table 2

 $\langle b_k \rangle$ values for K_s^0 mesons

P_{lab}	Fragmentation region	Type of collision	$\langle b_k \rangle$
40 GeV/c	$x_p \geq 0.1$	$\pi^- p$	1.74 ± 0.07
	$x_t \leq 0.1$	$\pi^- C$	1.7 ± 0.1
	$x_t \geq 0.1$	$\pi^- p$	1.48 ± 0.08
	$x_p \leq 0.1$	$\pi^- C$	1.6 ± 0.1
22.4 GeV/c	$x_t \geq 0.2$	$\bar{p} p$	1.52 ± 0.06
	$x_p \leq 0.2$		

 $\langle b_k \rangle$ values for Λ particles

P_{lab}	Fragmentation region	Type of collision	$\langle b_k \rangle$
40 GeV/c	$x_p \geq 0.1$	$\pi^- p$	1.8 ± 0.1
	$x_t \leq 0.1$	$\pi^- C$	1.5 ± 0.2
	$x_t \geq 0.1$	$\pi^- p$	1.15 ± 0.07
	$x_p \leq 0.1$	$\pi^- C$	1.21 ± 0.08
22.4 GeV/c	$x_t \geq 0.2$	$\bar{p} p$	0.94 ± 0.05
	$x_p \leq 0.2$		

References

1. Baldin A.M., Didenko L.A. In: JINR Rapid Comm., No.3-84, Dubna, 1984, p.5; No.8-85, Dubna, 1985, p.5.
2. Baldin A.M. Nucl.Phys., 1985, A434, p.695;
Baldin A.M. et al. Doklady Akad.Nauk., 1984, 279, p.1352.
3. Grishin V.G. et al. Yad.Fiz., 1983, 37, p.915;
Yad.Fiz., 1984, 40, p.936; Yad.Fiz., 1985, 41, p.684;
Didenko L.A. et al. JINR, E1-84-263, Dubna, 1984.

4. Baldin A.M. et al. JINR, E1-84-313, Dubna, 1984; Yad.Fiz., 1984, 39, p.1215; Grishin V.G. et al. Yad.Fiz., 1985, 41, p.371.
5. Cho Y. et al. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.413.
6. BBCDSSRRU-BW Collab. Phys.Lett., 1972, 39B, p.371.
7. Angelov N.S. et al. Yad.Fiz., 1977, 25, p.1013.
8. Angelov N.S. et al. JINR, 1-12424, Dubna, 1979.
9. Abesalashvili L. et al. Phys.Lett., 1974, 52B, p.236; Boos E.G. et al. Nucl.Phys., 1977, B121, p.381.
10. Atherton H.W. et al. Nuovo Cim., 1975, 30A, p.505.
11. Johnson P. et al. Nucl.Phys., 1980, B173, p.77.

Received on April 1, 1986.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ДЛИТЕЛЬНОМУ УДЕРЖАНИЮ ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ

И.В.Кузнецов, Э.А.Перельштейн, В.Н.Разувакин,
А.П.Сумбаев, В.А.Тимохин, А.Е.Черемухин, Г.Д.Ширков

Проверен принцип работы магнитной системы формирования и длительного удержания сжатых электронных колец, созданной на базе прототипа коллективного ускорителя тяжелых ионов электронными кольцами. Исследовано влияние синхротронного излучения /СИ/ электронов на динамику изменения радиуса сжатых колец. В реальных условиях коллективного ускорителя СИ приводит к увеличению времени удержания электронных колец на малых радиусах с 10 до 20 мс. Показано, что размеры сечения кольца в режиме удержания остаются неизменными. Приведены результаты, указывающие на накопление ионов в электронных кольцах и устойчивое существование электронно-ионных колец в процессе их выдерживания в потенциальной магнитной яме в течение ~40 мс.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Experiments on a Prolonged Confinement of Electron-Ion Rings

I.V.Kuznetsov et al.

The principle of operation of the magnetic system for formation and prolonged confinement of compressed electron rings was tested. The system has been created on the base of a prototype of an electron ring collective heavy ion accelerator. The influence of synchrotron radiation on the dynamics of modification of compressed electron rings was investigated. Under real conditions of collective accelerator the synchrotron radiation leads to the increase in the electron ring confinement time at small radii from 10 to 20 ms. It is shown that the ring cross section dimensions in the confinement regime remain constant. The results are presented which point to the ion accumulation in the electron rings and to the stable existence of electron-

ion rings during their 40 ms confinement in the potential magnetic pit.

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

Электронные кольца, формируемые в адгезаторе коллективного ускорителя ^{/1/}, кроме основного их предназначения - коллективного ускорения тяжелых ионов - представляют интерес в качестве методической базы и для многих других приложений. Существуют предложения использовать электронные кольца для генерации ультрафиолетового излучения высокой интенсивности ^{/2/}, получения тяжелых ионов высокой зарядности ^{/3/}, рентгеновской спектроскопии многозарядных ионов ^{/4,5/}, изучения ион-ионных и ион-атомных столкновений ^{/6/}. Реализация большинства из перечисленных предложений возможна при условии формирования плотных электронных колец с фактором ионизации $\frac{1}{e} j \tau$ /j - плотность тока электронов, τ - время удержания кольца в сжатом состоянии, e - заряд электрона/ вплоть до значений $\sim 10^{23} \text{ см}^{-2}$. Наиболее простой путь достижения требуемых высоких значений фактора ионизации заключается в увеличении длительности удержания электронно-ионных колец в сжатом состоянии. С ростом времени удержания повышается и эффективность коллективного ускорения за счет увеличения зарядности ионов, накопленных в кольце. Поэтому, например, в установке PUSTAREX ^{/7/} планировалось выдерживать сжатые кольца перед ускорением в течение ~ 10 мс в магнитном поле пробочной конфигурации. В работе ^{/4/} приведена схема адгезатора, специально предназначенного для длительного удержания электронно-ионных колец вплоть до $\tau = 1$ с с использованием постоянного магнита и криогенной откачки камеры. В ^{/8/} предложен способ длительного удержания колец в сжатом состоянии, базирующийся на конструктивных особенностях магнитной системы прототипа коллективного ускорителя тяжелых ионов /ПКУТИ/ ОИЯИ ^{/1/}.

В настоящей работе приведены результаты реализации этого предложения на ПКУТИ и исследования основных закономерностей эволюции электронных колец с интенсивностью $\sim 10^{12}$ электронов при давлении остаточного газа в камере адгезатора $\sim 10^{-4}$ Па. Индукция магнитного поля в максимуме тока последней ступени сжатия достигала $B = 2$ Т, конечный радиус сжатия колец $r = 3,2$ см, энергия электронов $E_e = 19,4$ МэВ / $\gamma = 39$ /.

Эквивалентная схема формирования магнитного поля для режима длительного удержания электронно-ионного кольца на конечном радиусе сжатия ^{/8/} приведена на рис.1. Формирование поля происходит следующим образом. При замыкании емкости C_H на катушки ток в L_1 и L_2 нарастает по синусои-

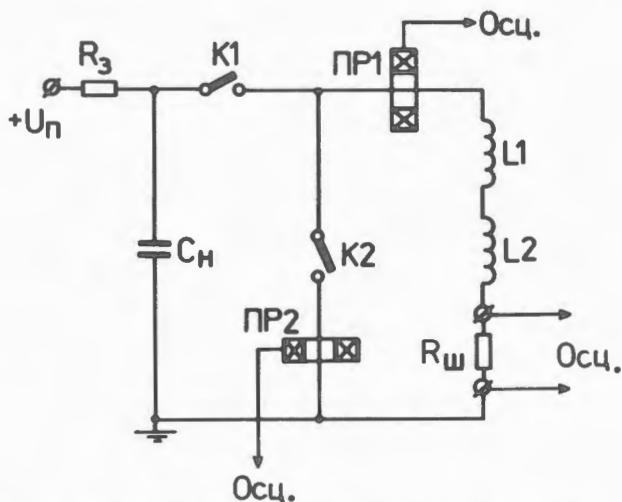


Рис.1. Эквивалентная схема магнитной системы сжатия электронных колец: L_1, L_2 — индуктивности катушек последней ступени сжатия; C_n — накопительная емкость, K_1, K_2 — ключи замыкания цепей тока, PP_1, PP_2 — пояса Роговского, $R_{ш}$ — измерительный шунт.

дальному закону, и до включения коммутатора K_2 схема представляет собой обычный колебательный контур. В камере ускорителя в это время происходит сжатие в нарастающем во времени магнитном поле электронного кольца до конечного радиуса. В момент достижения током максимального значения включается замыкающий коммутатор K_2 и ток в катушках начинает медленно спадать с постоянной времени $\tau = L/R$, где R — суммарное активное сопротивление, L — суммарная индуктивность цепи тока. С такой же постоянной времени происходит уменьшение индукции магнитного поля в камере адгезатора. Величина τ , вычисленная по измеренным значениям сопротивления катушек $R_k = 0,042 \text{ Ом}$ и индуктивности катушек $L_k = 2,3 \text{ мГн}$, составляет $\approx 55 \text{ мс}$. Таким образом, обеспечивается возможность длительного удержания электронных колец на плато медленно спадающего магнитного поля.

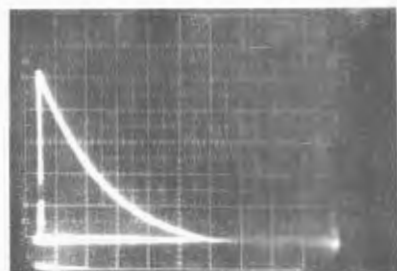


Рис.2. Осциллограмма тока в катушках последней ступени сжатия в режиме удержания. Развертка — 20 мс/дел.

На рис.2 приведена типичная осциллограмма тока в катушках последней ступени сжатия, полученная в реальных условиях работы магнитной системы длительного удержания. Временная зависимость тока на осциллограмме хорошо описывается законом $I = I_0 e^{-t/\tau}$. Усредненное значение характерного времени спада тока /и магнитного поля/, определенное на основе нескольких циклов включения, составляет $\tau = 35,5 \pm 1$ мс.

В медленно спадающем во времени магнитном поле увеличение радиуса сжатых колец в значительной мере компенсируется его уменьшением за счет интенсивного синхротронного излучения /СИ/ релятивистских электронов.

В электронных кольцах ПКУТИ с $\gamma = 39$ и $r = 3,3$ см потери энергии электроном за 1 мс удержания на конечном радиусе составляют $\sim 3\%$ начальной энергии. Примерно на такую же величину в стационарном магнитном поле уменьшается и радиус орбиты электрона.

Экспериментально время нахождения электронного кольца на малых радиусах измерялось на основе регистрации синхротронного излучения. Для этого изображение кольца в синхротронном свете фокусировалось в плоскости входного окна фотодиода ФД-24К /см.рис.3/. Оптическая система обеспечивала фокусировку изображения сечения кольца при изменении его радиуса в пределах от 3 до 5 см. Перед фотодиодом размещалась горизонтальная диафрагма шириной 4 мм. В экспериментах положение оптической системы фиксировалось, а ФД вместе с диафрагмой перемещался в плоскости фокусировки сечения кольца. Каждому положению фотодиода соответствовал определенный радиус кольца, при котором изображение его сечения фокусировалось через щель в диафрагме на фотодиоде. ФД работал в фотогальваническом режиме, близком к режиму генератора тока, его временное разрешение составляло ~ 10 мкс. Сигнал с нагрузки фотодиода подавался непосредственно на канал вертикального усилителя осциллографа.

На рис.4 приведена осциллограмма сигнала с ФД /верхняя часть/ в режиме сжатия кольца без длительного удержания. Из рисунка видно, что в процессе сжатия и разжатия кольца в изменяющемся во времени магнитном поле изображение сечения при определенном радиусе кольца дважды фокусируется через щель диафрагмы на входное окно фотодиода. В рассматриваемом эксперименте фокусировка сечения кольца через щель на ФД осуществлялась начиная с радиуса $r = 3,4$ см, при этом величина γ изменялась от 38 при сжатии до 36,5 при разжатии.

Наблюдаемое на рис.4 уменьшение интенсивности СИ во времени обусловлено следующими факторами, связанными с из-

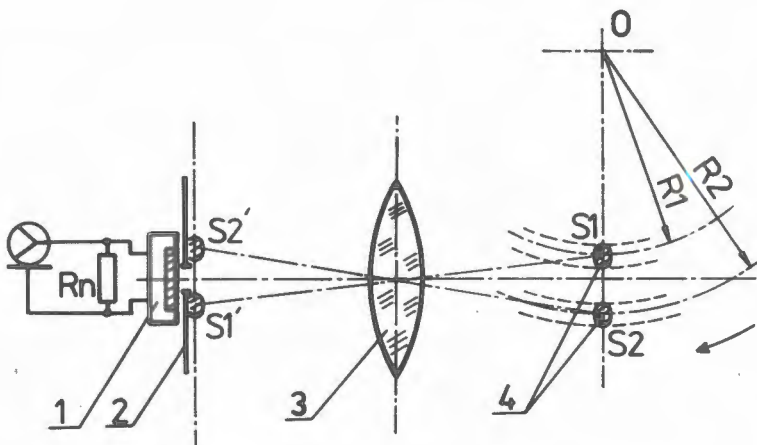


Рис.3. Схема измерения синхротронного излучения: 1 - фотодиод, 2 - диафрагма, 3 - оптическая система, 4 - сечения электронного кольца.

менением энергии электронов: а/ спадом полной мощности СИ, б/ смещением спектра СИ в инфракрасную область.

При анализе сигнала с фотодиода необходимо учитывать конечную область длин волн спектральной чувствительности ФД-24К. Его максимум чувствительности находится при $\lambda_g = 0,9 \text{ мкм}$, а ширина распределения на полувысоте $\Delta\lambda = 0,2 \text{ мкм}$. В то же время длина волны, соответствующая максимальной интенсивности СИ, существенно зависит от величины $\gamma / \lambda_m = 1,8 \cdot 10^4 \text{ г/}\gamma^3 \text{ мкм/}$ и при $\lambda < \lambda_m$ интенсивность СИ характеризуется резким спадом.

Наблюдаемым на рис.4 двум максимумам синхротронного излучения в зависимости от времени соответствуют: первому $\lambda_{m1} = 1,1 \text{ мкм}$, второму $\lambda_{m2} = 1,23 \text{ мкм}$.

Учет перечисленных выше факторов приводит к тому, что форму сигнала, измеряемого фотодиодом, можно описать выражением

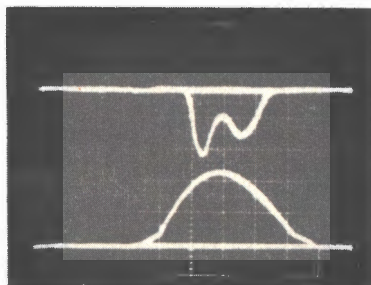


Рис.4. Осциллограмма сигнала с фотодиода /верхняя часть/ и тока в катушках в режиме без удержания. Развертка - 0,5 мс/дел.

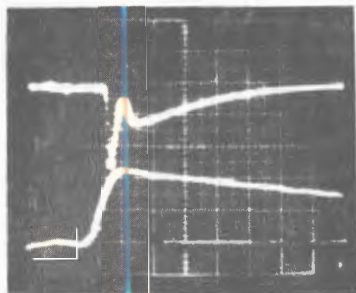


Рис.5. Осциллограмма сигнала с фотодиода /верхняя часть/ и тока в катушках в режиме удержания. Развертка - 1 мс/дел.

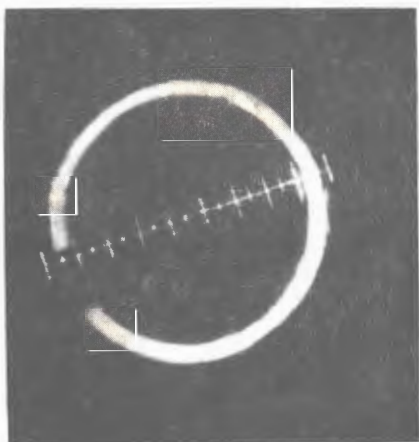


Рис.6. "Автограф" электронного кольца на 20-й мс удержания.

$$F \sim \left(\frac{\lambda_m}{\lambda_g} \right)^{1/6} \cdot \left(1 + \frac{0,32 \lambda_g}{\lambda_m} \right) \exp \left(- \frac{2,4 \lambda_m}{\lambda_g} \right). \quad /1/$$

Заметное уменьшение /на 30%/ в течение $\sim 0,6$ мс величины сигнала с ФД во втором максимуме на рис.4 полностью объясняет выражение /1/.

На рис.5 приведены осциллограммы тока в катушках ступени сжатия и сигнала с ФД, полученные в режиме длительного удержания в такой же геометрии опыта, как и на рис.4. Длительность сигнала с ФД /рис.5/ показывает, что в режиме удержания электронное кольцо находится на малых радиусах, $\sim 3,3 \div 3,7$ см, около семи или более миллисекунд. Вследствие уменьшения мощности и смещения спектра СИ в инфракрасную область с увеличением времени удержания спектральная чувствительность ФД-24К не позволила наблюдать электронное кольцо на малых радиусах при времени удержания $t \geq 10$ мс. Поэтому для измерения радиуса кольца при больших временных интервалах удержания оно выводилось из медианной плоскости камеры в аксиальном направлении и сбрасывалось на сцинтиллятор. На рис.6 представлен "автограф" кольца - фотография сцинтиллятора при сбросе кольца после удержания в течение 20 мс. Средний радиус кольца, измеренный по "автографу", составляет 3,8 см. В спадающем магнитном поле $B = B_0 e^{-t/\tau}$, без учета потерь энергии электронов на излу-

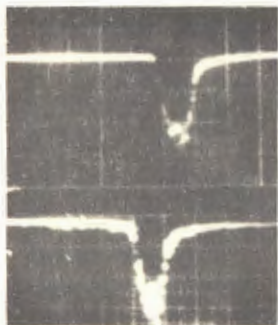


Рис. 7. Осциллограмма сигналов с диссектора. Верх — 1 мс, низ — 8 мс удержания кольца.

чение увеличение радиуса кольца с 3,3 до 3,8 см произошло бы за 10 мс. Однако в реальных условиях на ПКУТИ за счет потерь энергии электрона на СИ время удержания электронного кольца на малых радиусах $r = 3,3 \div 3,8$ см/ увеличилось до 20 мс, то есть синхротронное излучение существенно влияет на динамику изменения радиуса кольца.

Измерения аксиального размера сечения кольца в режиме удержания выполнены с помощью диссектора по методике, использованной в работе ¹⁹. На рис. 7 приведены сигналы с диссектора, зарегистрированные на первой и восьмой миллисекунде удержания кольца. Из рисунка видно, что аксиальные размеры кольца в течение ~ 8 мс остаются неизменными. Диаметр сечения кольца составляет ~ 0,6 см.

Накопление ионов остаточного газа в электронном кольце исследовалось на основе измерения интенсивности тормозного излучения /ТИ/ электронов на ионах и атомах остаточного газа ¹⁰/ с помощью γ -спектрометра на базе ФЭУ-82 со сцинтиллятором из полистирола $\phi 40 \times 130$ мм/. Регистрирующая аппаратура позволяла измерять интенсивность ТИ в непрерывно следующих друг за другом интервалах времени $t_{стр}$. Общее время измерения задавалось извне сигналами "Старт" и "Стоп". Информация об интенсивности ТИ в каждом стробе в виде аналогового сигнала поступала на осциллограф. На осциллограмме /рис. 8/ показано изменение выхода тормозных γ -квантов, регистрируемых в стробе $t_{стр} = 1$ мс, за весь цикл формирования и удержания электронно-ионного кольца. Видно, что во временной зависимости интенсивности ТИ выделяются две части: 1 — тормозное излучение электронов на ионах и атомах остаточного газа, содержащихся в объеме кольца $/t = 0 \div 40$ мс/, и 2 — излучение, возникающее при сбросе электронов на стенки камеры при разжатии кольца $/t > 50$ мс/. В первой части наблюдается небольшое увеличение интенсивности ТИ в интервале $0 \div 20$ мс. Измеряемое в стробе число N_γ квантов пропорционально величине $/n_0 + n_i / N_e$, где n_0, n_i — плотность нейтральных частиц остаточного газа и ионов в кольце, N_e — число электронов. При рабочем вакууме $p = 10^{-4}$ Па n_0 оказывается сравнимым по величине с n_i при условии нейтрализации заряда электронно-ионного кольца. Однако заметное увеличение интенсивности ТИ в начале удержания $/0 \div 20$ мс/, когда объем кольца остается почти неизменным, указывает, что в это время в электронном кольце происходит накопление ионов. Умень-

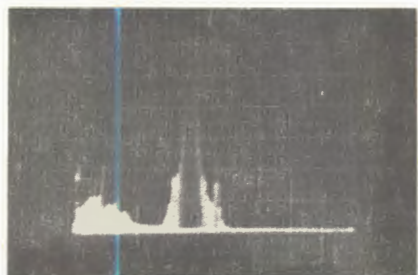


Рис.8. Осциллограмма тормозного излучения электронов. Развертка - 20 мс/дел.

шение интенсивности $TI/t = 20 \div 50$ мс/ обусловлено увеличением объема кольца в процессе разжата, а также изменением спектрального и углового

распределений тормозных γ -квантов.

В заключение отметим, что проведенные эксперименты позволили в реальных условиях на ПКУТИ исследовать основные методические вопросы длительного удержания электронно-ионных колец на малых радиусах. Исследовано влияние СИ на динамику изменения радиуса кольца. Экспериментально показано, что аксиальные размеры сечения кольца в режиме длительного удержания не увеличиваются /по крайней мере за 7 мс/, в электронном кольце накапливаются ионы и разрушений электронно-ионных колец в течение ~ 40 мс не происходит. Кольца можно выводить из магнитной потенциальной ямы в произвольный момент длительного удержания для дальнейшего ускорения. В принципе, на ПКУТИ можно реализовать условия, при которых декремент уменьшения радиуса сжатого кольца за счет синхротронного излучения будет сравнимым с постоянной спада магнитного поля и в результате, как указано в работе ^{/8/}, кольцо будет удерживаться в сжатом состоянии в течение $\sim 40 \div 60$ мс.

Авторы благодарны В.П.Саранцеву за внимание к работе, В.С.Александрову, С.И.Тютюнникову и В.Н.Шаляпину за помощь при проведении экспериментов и обработке результатов.

Литература

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
2. Schumacher U. Nucl.Instr.Meth., 1981, 185, p.545.
3. Perelstein E.A., Shirkov G.D. JINR, E9-85-4, Dubna, 1985.
4. Keefe D. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1975, т.1, с.109.
5. Zschornack G, Müller G., Müsiol G. JINR, E9-12539, Dubna, 1979.
6. Кузнецов И.В. и др. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 10-85, Дубна, 1985, с.62.

7. Andelfinger C. et al. PUSTAREX. Experiment zur kollektiven Ionenbeschleunigung. IPP 0/30, Max-Planck-Institut für Plasma Physik, Garching, 1976.
8. Новиков В.Г., Перельштейн Э.А. Авторское свидетельство № 766384, от 06.03.79 г. Бюл.ОИПОТЗ, 1983, № 4, с.351.
9. Казаринов Н.Ю. и др. ОИЯИ, Д9-82-664, Дубна, 1982, с.16.
10. Иовнович М.Л., Саранцев В.П., Фикс М.М. ОИЯИ, Р9-4850, Дубна, 1970.

Рукопись поступила 2 апреля 1986 года.

THE NARROW LOW-MASS DIBARYONS AND THE POSSIBLE EXISTENCE OF A NEW STABLE BARYON

V.V.Abaev*, V.P.Koptev*, F.Nichitiu

The possible existence of a new stable baryon R ($J = 1/2$, $I = 3/2$, 1025 MeV) and its connection with the narrow low-mass dibaryons are discussed. Proposed is an experiment which can put in evidence the existence of an exotic baryon, R , as well as decide the isospin assignment for low-mass dibaryons (test for $I = 2$ assignment).

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR and the Nuclear Physics Institute, Leningrad (Gatchina).

Узкие дибарионы с низкой массой
и возможность существования нового стабильного
бариона

В.В.Абаев, В.П.Коптев, Ф.Никитиу

Обсуждается возможность существования нового стабильного бариона R ($J = 1/2$, $I = 3/2$, $M = 1025$ МэВ) и его связь с узкими дибарионами с низкой массой. Предлагается эксперимент для выяснения возможности существования экзотического бариона R , а также для установления изоспина дибарионов с низкой массой (тест на изоспин $I = 2$).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и Институте ядерной физики, Ленинград /Гатчина/.

In a recent paper ^{/1/} a new mass formula has been proposed for multibaryons, as well as for baryons, which seems to be in good agreement with experimental observations. The model also predicts a new stable baryon state (a nucleon-like baryon) R - of mass ≈ 1025 MeV, spin $J = 1/2$ but isospin $I = 3/2$.

An indirect indication of the existence of this new baryon state is provided by the cusp-like structure observed at $\sqrt{s} \approx 2043$ MeV $\approx 2 \cdot M_R$ in the $pp \rightarrow \pi^+ d$ reaction ^{/1/} (the threshold for $pp \rightarrow RR$ reaction). As was pointed out in ref. ^{/2/} in order to describe the invariant mass

* Nuclear Physics Institute, Leningrad (Gatchina).

spectra - m_{2p} from $p^4\text{He}$ —nppd experiment^{/3/} in the framework of the OPE mechanism it is necessary that the off-shell $\pi^+d \rightarrow pp$ amplitude has a structure at its threshold (or lower) energy which is not far from the $\pi d \rightarrow RN$ subthreshold branch point.

Some years ago the possible existence of a new nucleon state in one unitary multiplet with Σ (1475) was discussed in ref.^{/4/}. The predicted mass of this nucleon state was in the range between 1100 (or even below the πN threshold) and 1390 MeV.

In the present work we shall discuss some consequences of the R existence, its connection with dibaryons and we shall propose some experimental tests for obtaining evidence of this new baryon state as well as decide the isospin assignment for low mass dibaryons.

First, if such stable state does exist, it has to contribute as a pole in the πN dispersion relation. Taking into account the present uncertainty in the real part of the πN forward scattering amplitude^{/5,6/} we estimate that this new pole can give contribution if $g_{\pi NR}^2 \leq 0.03 g_{\pi NN}^2$. The smallness of the πNR coupling constant is not unexpected because R cannot be a normal SU(6) state but rather an exotic one (a hybrid, for example).

Because the R is stable under the strong interaction ($M_R < M_N + M_\pi$) it can have electromagnetic as well as weak decay modes: $R^+ \rightarrow \gamma p$, $R^0 \rightarrow \gamma n$ with possible $\tau \sim 10^{-20}$ s, and $R \rightarrow Ne\nu$ with longer lifetimes.

One consequence of the existence of R is its connection with low-mass and narrow dibaryon resonances.

In the last few years there is a surprisingly large number of papers which claim to have found narrow dibaryon states. Below the $N\Delta$ threshold these states are grouped around the following mass values: 1905 ± 5 , 1935 ± 10 , 1965 ± 10 , 2015 ± 10 and 2035 ± 10 MeV.

The "errors" shown above in fact reflect the dimension of the mass "island" within which different authors claim to have observed the narrow structure in the pp invariant mass. Following A.M. Baldin and A.B. Kaidalov, these very narrow dibaryon resonances can be states with $I = 2$ decaying into pp or $pp\gamma$ via electromagnetic interactions^{/7/}.

The NR threshold is $\sqrt{s} = 1965$ MeV and a natural hypothesis is to consider $B_2(1965)$ and the lower states as possible NR bound states, i.e., a deuteron like structures. With such a hypothesis, the $I = 2$ assignment^{/7/} for these dibaryons is readily understood. Another consequence of this hypothesis is the stability of these dibaryons. At least, the $B_2(1935)$ and if it indeed exists - $B_2(1905)$ should be stable under strong interaction and

so electromagnetic as well as weak decay modes should be observed.

In ref.^{/7/} are shown the momentum spectra of γ as well as the effective mass distribution of $pp\gamma$ from $\pi^{-12}\text{C}$ interactions at $p_{\pi} = 40 \text{ GeV/c}$. In the γ spectrum there are two peaks - one at $\approx 25 \text{ MeV/c}$ and another asymmetrical one at $\approx 70 \text{ MeV/c}$. The $pp\gamma$ mass distribution shows a clear peak at $M \approx 1936 \text{ MeV}$. The authors of this ref.^{/7/} claim that the peak observed at $\approx 25 \text{ MeV/c}$ in the γ spectrum is due to the electromagnetic decays $B_2(1936) \rightarrow pp\gamma$ ($E_{\gamma} \approx 28.8 \text{ MeV}$) and $B_2(1965) \rightarrow pp\gamma$ ($E_{\gamma} \approx 44.5 \text{ MeV}$). The peak at 70 MeV/c is clearly due to the π^0 decay.

Here we can reformulate the hypothesis and say that $B_2(1965)$ is indeed a $I = 2$ dibaryon state but represents a deuteron-like state of nucleon on R. The other dibaryon state can be a $I = 1$ or $I = 2$ state, and the decay scheme of these dibaryons can be as shown in Fig.1.

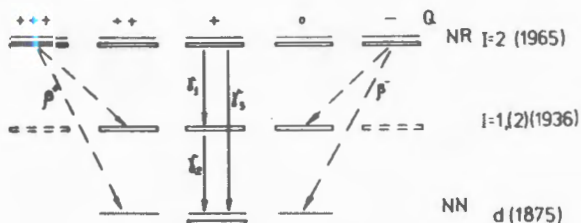


Fig.1

The γ spectrum in our hypothesis should show lines at $E_{\gamma 1} \approx 30, E_{\gamma 2} \approx 60 \text{ MeV}, E_{\gamma 3} \approx 90 \text{ MeV}$ (easily induced in the π^0 decay line) as well as $E_{\gamma} \approx 85 \text{ MeV}$ from the direct $R^0 \rightarrow \gamma N$ decay. These lines do not contradict the spectrum shown in ref.^{/7/}.

Here we also must notice that the deuteron-like hypotheses for $B_2(1965)$ fits the "rotational mass formula"^{/3,9/} $M = M_0 + M_1 J(J+1)$. In ref.^{/10/} an empirical relation is given between M_0 and M_1 established for strange and non-strange dibaryons: $M_0/M_1 = 185.5 - 3.8M_1$. Using this equation we can find the first two trajectories for the narrow low-mass dibaryons including the deuteron as well

$J = 1$	$J = 2$	$J = 3$
1875	1931	2015
(deuteron)		
1905	1965	2048

Therefore, the most probable assignment for B_2 (1965) is $J = 2$, $I = 2$ and for B_2 (1935) $J = 2$ and $I = 1$ or $I = 2$.

In order to test this hypothesis as well as the existence of the new stable baryon state R (1025) we propose a simple and efficient experiment, i.e., the study of the inclusive π^- production in proton-proton collisions: $pp \rightarrow \pi^- + X$. Here X can be pR^{++} as well as a dibaryon resonance with $I = 2$ (B_2^{++}). It is necessary to examine the momentum spectra of π^- in those regions where the phase space distribution for π^- from $pp \rightarrow \pi^- \pi^+ pp$ is already zero. For example, at $T_p \approx 1$ GeV, the π^- momentum spectra from $\pi^+ \pi^-$ production ($\theta_\pi = 0^\circ$) is ended at $p_\pi \approx 0.5$ GeV/c. If R exists, the reaction $pp \rightarrow \pi^- pR^{++}$ will extend the phase space available for π^- up to $p_\pi \approx 0.62$ GeV/c. In Fig. 2 shown are the pion momentum spectra for different R production in pp interaction. The calculations were done in a simple OPE model similar to $pp \rightarrow \pi NN$ calculations^{/11/}. In Fig. 3 shown are, as an example, the diagrams used for $pp \rightarrow \pi^- pR^{++}$ calculations. The coupling constant at the R vertex was taken to be $g_{\pi NR}^2 = 0.03 g_{\pi NN}^2$ given as an upper bound from the dispersion relations. For the R^{++} production the maximum cross section in the π^- momentum spectrum is $\approx 0.04 \mu b$ in the region between 0.5 and 0.6 GeV/c.

In Fig. 4 shown is the energy dependence for the total cross section of $pp \rightarrow \pi^- pR^{++}$ reaction. At $T_p \approx 1$ GeV the cross sections is $\sigma \approx 20 \mu b$.

In Fig. 5 shown is the end of the spectrum for $T_p \approx 1$ GeV, $pp \rightarrow \pi^- + X$ at $\theta_\pi = 0^\circ$. Experimental points are taken from ref.^{/11/}. The curves show the π^- spectrum from $pp \rightarrow \pi^+ \pi^- pp$ (dashed line), the π^- spectrum from $pp \rightarrow \pi^- pR^{++}$ (dashed-dotted line), their sum (solid line) as well as the possible peak due to B_2^{++} (1965) of the $I = 2$ hypothesis holds (dotted line). The arrow points to the momentum corresponding to the second dibaryon resonance (if $I = 2$). The peaks of B_2 (1965) and B_2 (1935) at the end of the π^- momentum spectrum should not depend on its stability under strong interaction and should exist only, if $I = 2$.

The situation is very similar to the inclusive reaction $pp \rightarrow \pi^+ + X$, where the bound up state - the deuteron, is seen at the end of the π^+ spectrum as a very narrow peak (see Fig. 6).

In order to put in evidence this effect of the spectrum extension to $p_\pi \approx 0.6$ GeV/c and eventually the peak due to $I = 2$ dibaryon resonances the experimental error must not exceed $0.01 \mu b$.

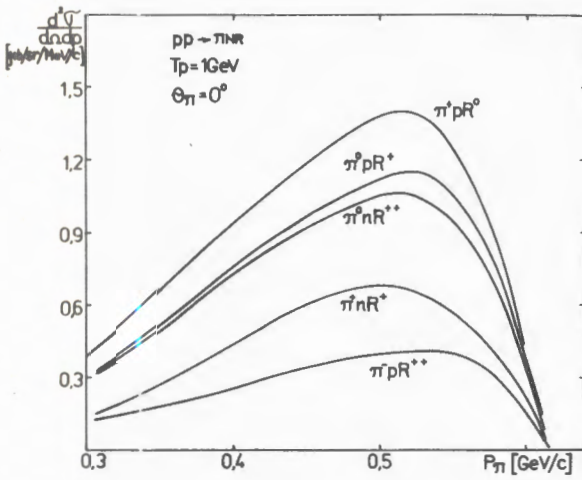


Fig.2

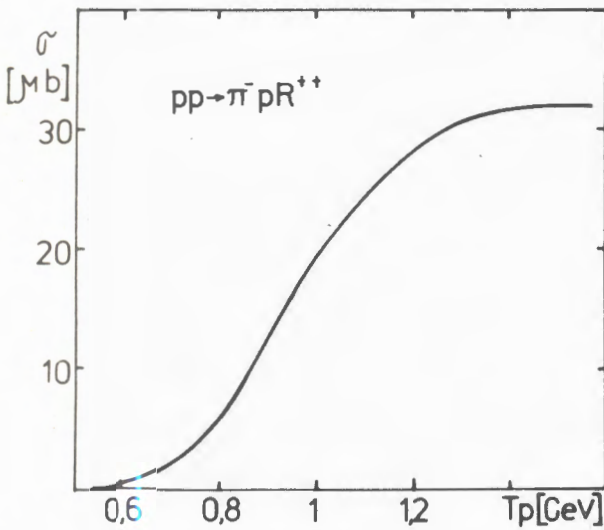
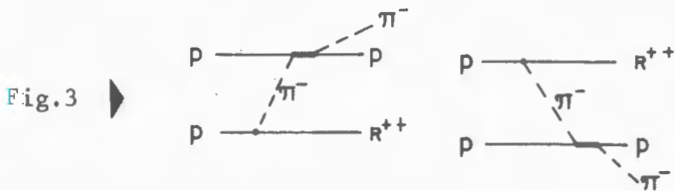


Fig.4

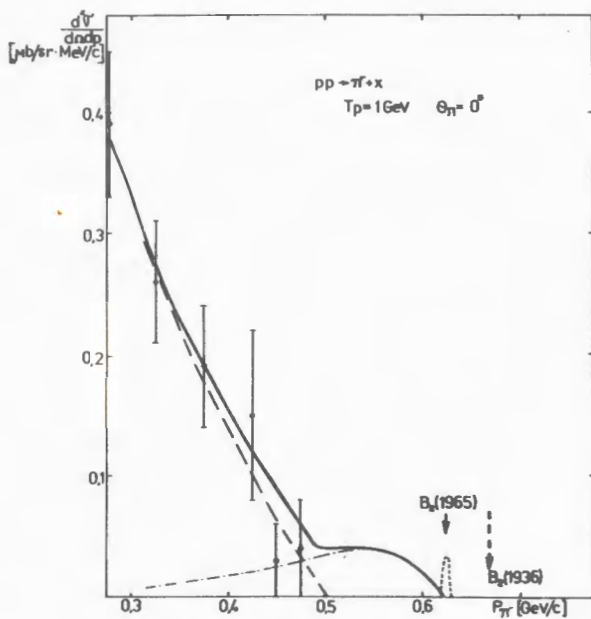


Fig.5

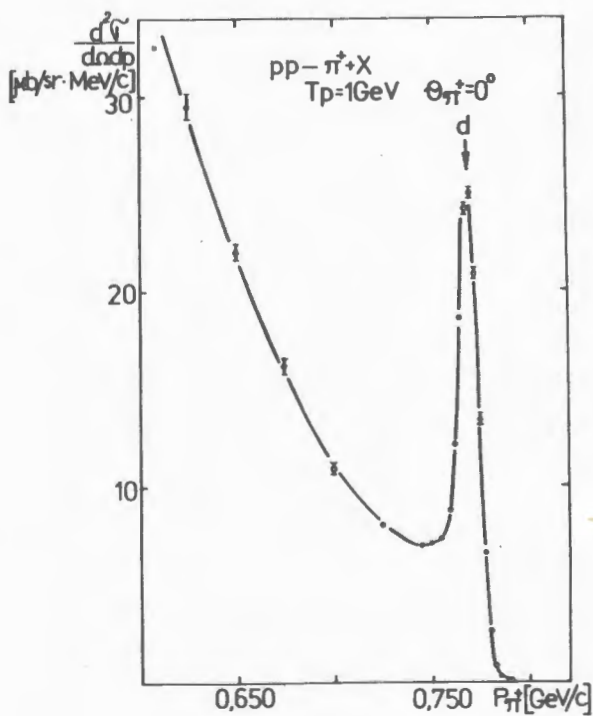


Fig.6

An interesting consequence of the R existence is the non-zero (otherwise very small) cross section for the elementary double charge exchange reactions $\pi^- p \rightarrow \pi^+ R^-$, $\pi^+ n \rightarrow \pi^- R^{++}$, which can be used for searching for the R. Inspecting the literature^{/13/} we can see that no evidence exist for a R signal in a double charge exchange reaction on different nuclei. If R production is dominated by a one pole diagram we can expect that the R production cross section by pions should be lower by one or two orders of magnitude than the corresponding R production cross section in nucleon-nucleon interaction.

A direct evidence for R can be obtained from $np \rightarrow R^- + X$ at small angles. (The cross section is drastically reduced when θ is increased). In an experiment^{/13/} a search was made for negatively charged stable objects arising from 590 MeV proton beryllium collisions. No signal was found for any lifetime bigger than 26 ns. The R could not be seen even if it existed because, on the one hand, the small proton energy and the large angle at which negative particles were looked for result in a very small cross section and, on the other hand, owing to the cut in the mass, i.e., the negatively stable particles were assumed to have the configuration $\pi^- n^N$ with $N \geq 2$.

Another reaction which can be used in order to put in evidence the existence of such an exotic stable baryon, as well as the possible $I = 2$ dibaryons, is the double π^- production below the 3π production $np \rightarrow \pi^- \pi^- X^{+++}$, where $X^{+++} = pR^{++}$ or B_2^{+++} . The optimum energy for such an experiment is $T_n = 930$ MeV.

A direct evidence for R state can also be obtained in "nucleon-nucleon charge exchange": $pp \rightarrow nR^{++}$ at low energy, i.e., up to one pion production. Neutron detection or/and positron detection should be an unambiguously indication of such an exotic R production.

I would like to express our gratitude to Prof. Yu.A.Shcherbakov, Dr. K.A.Oganessian, Dr.Ya.I.Azimov, Dr. I.I.Strakovski for numerous helpful discussions.

References

1. Nichitiu F. JINR, E2-85-808, Dubna, 1985. (Rev. Roum. de Phys., in press).
2. Dolidze M.G. et al. JINR, E1-86-59, Dubna, 1986.
3. Glagolev V.V. et al. Zeitschrift für Physik, 1984, 317, p.335.
4. Azimov Ya.I. Phys.Lett., 1970, 32B, p.499.

5. Höhler G., Jakob H.P., Kaiser F. TKP-76/7, 1976.
6. Carter A.A., Carter J.R. RL-73-024.
7. Besliu C. et al. JINR, D1-85-433, Dubna, 1985.
8. MacGregor M.H. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.1724.
9. Tatischeff B. Phys.Lett., 1985, 154B, p.107.
10. Tatischeff B. Preprint IPNO-DRE 85-19.
11. Abaev V.V. et al. Preprint LNPI-569, Leningrad, 1980.
12. Jibuti R.I., Kezerashvili R.Ya. Nucl.Phys., 1985, A437, p.687.
13. de Boer F.W.H. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.423.

Received on April 3, 1986.