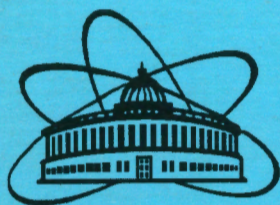


23/5-96

ISSN 0234-5366



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

3[77]-96

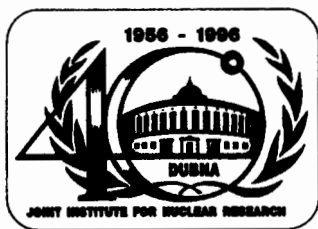
- A 100 TeV Synchrotron/Collider Based
on the Nuclotron-Type Cryomagnetic System** ☐
- Measurements of the $\vec{n}\vec{p}$ Total Cross Section
Differences for Pure Helicity States
at 1.20, 2.50 and 3.66 GeV** ☐
- Polarization Transfer in the $^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{p})X$
Reaction for Deuteron Momenta between 5.8
and 9.0 GeV/c** ☐
- Observation of Σ_c^0 Charmed Baryon
in the Experiment EXCHARM** ☐
- Absorbed Dose in Scintillators of Zero Degree
Calorimeter at Irradiation by PB Nuclei
with 157.7 GeV/Nucleon Energy** ☐
- Track Finding with Neural Networks
in ALICE ITS** ☐
- Influence of Shell Effects
on Production Cross Section of Neutron
Deficient Uranium Isotopes with $N \simeq 126$** ☐

Издательский отдел ОИЯИ

ДУБНА

JINR Publishing Department

DUBNA



Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

3[77]-96

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

Дубна 1996

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

A.M.Baldin, A.D.Kovalenko

A 100 TeV Synchrotron/Collider Based on the Nuclotron-Type Cryomagnetic System

А.М.Балдин, А.Д.Коваленко

Синхротрон/коллайдер на энергию 100 ТэВ,

основанный на криомагнитной системе типа нуклотрон 5

V.I.Sharov, S.A.Zaporozhets, B.P.Adiasevich, V.G.Antonenko, S.A.Averichev, L.S.Azhgirey, J.Ball, N.A.Bazhanov, B.Benda, N.S.Borisov, Yu.T.Borzunov, E.I.Bunyatova, V.F.Burinov, E.V.Chernykh, S.A.Dolgii, G.Durand, A.P.Dzyubak, A.N.Fedorov, V.V.Finushkin, J.M.Fontaine, V.V.Glagolev, L.B.Golovanov, D.P.Grosnick, G.M.Gurevich, D.A.Hill, A.V.Karpunin, T.E.Kasprzyk, B.A.Khachaturov, A.D.Kirillov, N.I.Kocheliev, A.D.Kovalenko, A.I.Kovalev, M.V.Kulikov, V.P.Ladygin, A.B.Lazarev, F.Lehar, A.deLesquen, M.Yu.Liourg, D.Lopiano, A.A.Lukhanin, P.K.Maniakov, V.N.Matafonov, E.A.Matyushevsky, G.M.Mgebrishvili, S.V.Mironov, A.B.Neganov, G.P.Nikolaevsky, A.A.Nomofilov, Yu.K.Pilipenko, I.L.Pisarev, N.M.Piskunov, Yu.A.Plis, Yu.P.Polunin, V.V.Polyakov, A.N.Prokofiev, D.A.Ronzhin, P.A.Rukoyatkin, J.L.Sans, S.N.Shilov, Yu.A.Shishov, V.B.Shutov, P.V.Sorokin, H.M.Spinka, A.Yu.Starikov, G.D.Stoletov, I.I.Strakovsky, E.A.Strokovsky, L.N.Strunov, A.L.Svetov, V.V.Teterin, S.V.Topalov, V.Yu.Trautman, A.P.Tsvinev, Yu.A.Usov, V.V.Vikhrov, V.I.Volkov, A.A.Yershov, V.P.Yershov, A.A.Zhdanov

Measurements of the $\vec{n}\vec{p}$ Total Cross Section Differences for Pure Helicity States at 1.20, 2.50 and 3.66 GeV

В.И.Шаров, С.А.Запорожец, Б.П.Адьясевич, В.Г.Антоненко, С.А.Аверичев, Л.С.Ажгирей, Ж.Балль, Н.А.Бажанов, Б.Бенда, Н.С.Борисов, Ю.Т.Борзунов, Э.И.Бунатова, В.Ф.Буринов, Е.В.Черных, С.А.Долгий, Ж.Дюран, А.П.Дзюбак, А.А.Федоров, В.В.Финюшкин, Ж.М.Фонтен, В.В.Глаголев, Л.Б.Голованов, Д.П.Грошник, Г.М.Гуревич, Д.А.Хилл, А.В.Карпунин, Т.Е.Каспржук, Б.А.Хачатуров, А.Д.Кириллов, Н.И.Кочелев, А.Д.Коваленко, А.И.Ковалев, М.В.Куликов, В.П.Ладыгин, А.Б.Лазарев, Ф.Легар, А. де Лескен, М.Ю.Либург, Д.Лопиано, А.А.Луханин, П.К.Маньяков, В.Н.Матафонов, Е.А.Матюшевский, Г.М.Мгебришвили, С.В.Миронов, А.Б.Неганов, Н.П.Николаевский, А.А.Номофилов, Ю.К.Тилипенко, И.Л.Писарев, Н.М.Пискунов, Ю.А.Плис, Ю.П.Полунин, В.В.Поляков, А.Н.Прокофьев, Д.А.Ронжин, П.А.Рукояткин, Ж.Л.Санс, С.Н.Шилов, Ю.А.Шишов, В.Б.Шутов, П.В.Сорокин, Х.М.Спинка, А.Ю.Стариков, Г.Д.Столетов, И.И.Страковский, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, А.Л.Светов, В.В.Тетерин, С.В.Топалов, В.Ю.Траутман, А.П.Цвинева, Ю.А.Усов, В.В.Вихров, В.И.Волков, А.А.Ершов, В.П.Ершов, А.А.Жданов

Измерения разностей полных $\vec{n}\vec{p}$ сечений в чистых состояниях

по спиральности при 1,20, 2,50 и 3,66 ГэВ..... 13

L.S.Azhgirey, A.P.Kobushkin, B.Kuehn, V.P.Ladygin, P.K.Manyakov, S.N.Nedev, L.Penchev, C.F.Perdrisat, N.M.Piskunov, V.Punjab, I.M.Sitnik, G.D.Stoletov, E.A.Strokovsky, A.I.Syamtomov

Polarization Transfer in the $^{12}\text{C}(\vec{d},\vec{p})X$ Reaction for Deuteron Momenta between 5.8 and 9.0 GeV/c

Л.С.Ажгирей, А.П.Кобушкин, Б.Кюн, В.П.Ладыгин, П.К.Маньяков, С.Н.Недев, Л.Пенчев, Ч.Ф.Педриза, Н.М.Пискунов, В.Пунжаби, И.М.Ситник, Г.Д.Столетов, Е.А.Строковский, А.И.Сямтомов

Передача поляризации в реакции $^{12}\text{C}(\vec{d},\vec{p})X$

в области импульсов дейтрона между 5.8 и 9.0 ГэВ/с 23

А.Н.Алеев, В.П.Баландин, И.И.Евсиков, А.И.Зинченко, З.М.Иванченко, И.М.Иванченко, А.Ф.Камбурян, Н.Н.Карпенко, Г.А.Квирикашвили, В.Д.Кекелидзе, Ю.А.Кожевников, З.И.Коженкова, И.Г.Козарев, Ю.А.Кретов, Н.А.Кузьмин, А.Л.Любимов, Д.Т.Мадигожин, А.Ш.Мествиришвили, А.Н.Морозов, П.В.Мойсенз, А.К.Одишвили, В.В.Пальчик, Ю.К.Потребеников, Т.Б.Прогулова, В.А.Сашин, В.Е.Симонов, А.Г.Скрипничук, В.Н.Спасков, Г.Т.Татишвили, А.Л.Ткачев, А.С.Чвыров, П.З.Христов, И.П.Юдин, О.И.Юлдашев, М.Б.Юлдашева, А.А.Локтионов, А.Брагадиреану, Л.Гроза, М.Илиеску, Т.Понта, А.С.Курилин, С.П.Баранов, М.В.Белов, В.А.Козлов, С.Ю.Поташов, А.П.Бугорский, В.Й.Заячки, И.М.Гешков, С.Пиперон, Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Р.А.Кватадзе, М.В.Копадзе, Н.Л.Ломидзе, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Б.Г.Чиладзе, Т.С.Григалашвили

Наблюдение очарованного бариона Σ_c^0 в эксперименте ЭКСЧАРМ

A.N.Aleev, V.P.Balandin, I.I.Evsikov, A.I.Zinchenko, Z.M.Ivanchenko, I.M.Ivanchenko, A.F.Kamburyan, N.N.Karpenko, G.A.Kvirikashvili, V.D.Kekelidze, Yu.A.Kojevnikov, Z.I.Kojevnikova, I.G.Kozarev, Yu.A.Kretov, N.A.Kuz'min, A.L.Lyubimov, D.T.Madigojin, A.S.Mestvirishvili, P.V.Moisenz, A.N.Morozov, A.K.Odishvili, V.V.Pal'chik, Y.K.Potrebenikov, T.B.Progulova, V.A.Sashin, V.E.Simonov, A.G.Skripnichuk, V.N.Spaskov, G.T.Tatishvili, A.L.Tkatchev, A.S.Chvyrov, P.Z.Hristov, I.P.Yudin, O.I.Yuldashev, M.B.Yuldasheva, A.A.Loktionov, A.Bragadireanu, L.Groza, M.Iliescu, T.Ponta, A.S.Kurilin, S.P.Baranov, M.V.Belov, V.A.Kozlov, S.Yu.Potashev, A.P.Bugorski, V.I.Zayachky, I.M.Geshkov, S.Piperov, L.N.Abesalashvili, N.S.Amaglobeli, R.A.Kvatadze, M.V.Kopadze, N.L.Lomidze, G.I.Nikobadze, T.G.Pitskhelauri, B.G.Chiladze, T.S.Grigalashvili,

Observation of Σ_c^0 Charmed Baryon in the Experiment EXCHARM.....31

**A.A.Astapov, A.N.Maksimov, A.S.Vodopianov, L.N.Zaitsev
Absorbed Dose in Scintillators of Zero Degree Calorimeter at Irradiation
by Pb Nuclei with 157.7 GeV/Nucleon Energy**

А.А.Астапов, А.Н.Максимов, А.С.Водопьянов, Л.Н.Зайцев

Поглощенная доза в сцинтилляторах ZDC

при облучении ядрами Pb с энергией 157,7 ГэВ/нуклон.....47

**B.V.Batyunya, Yu.A.Belkov, A.G.Fedunov, A.I.Zinchenko
Track Finding with Neural Networks in ALICE ITS**

Б.В.Батюня, Ю.А.Беликов, А.Н.Федунов, А.И.Зинченко

Поиск треков в ITS установки ALICE с помощью нейронных сетей.....55

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, М.Веселски, А.В.Еремин, А.П.Кабаченко, О.Н.Малышев, А.Г.Попеко, И.Рохач, Р.Н.Сагайдак, Г.М.Тер-Акопян, В.И.Чепигин, Ш.Шаро

**Влияние оболочечных эффектов на сечения образования
нейтронодефицитных изотопов урана с $N \simeq 126$**

A.N.Andreyev, D.D.Bogdanov, M.Veselsky, A.V.Yeremin, A.P.Kabachenko, O.N.Malyshev, A.G.Popeko, J.Rohác, R.N.Sagaidak, G.M.Ter-Akopian, V.I.Chepigin, Š.Šaro

Influence of Shell Effects on Production Cross Section

of Neutron Deficient Uranium Isotopes with $N \simeq 126$ 65

УДК 539.1.076 621.384.6

A 100 TeV SYNCHROTRON/COLLIDER BASED ON THE NUCLOTRON-TYPE CRYOMAGNETIC SYSTEM

A.M.Baldin, A.D.Kovalenko

The approach to superhigh energy hadron synchrotron/collider of new generation is considered. Physics motivations post LHE collider as well as extrapolation of the Nuclotron-type cryomagnetic system parameters for very big accelerator are presented.

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

Синхротрон/коллайдер на энергию 100 ТэВ, основанный на криомагнитной системе типа нуклотрон

А.М.Балдин, А.Д.Коваленко

Рассмотрен подход к созданию адронного синхротрона/коллайдера сверхвысоких энергий нового поколения. Представлены соображения по физической проблематике коллайдера существенно выше 14 ТэВ и данные экстраполяции криомагнитной системы типа нуклотрон для очень большого ускорителя.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Such a title was proposed to us for the talk at the Mini-Symposium organized by Ernest Malamud and G.William Foster in the frames of APS/AAPT Annual Meeting to be held in May 2—5, 1996.

The paper is only a brief description of our presentations and does not cover a set of very interesting ideas presented by other participants from the leading scientific centres and firms of the USA and also from Japan, connected with new superferic magnets and prototype work at Fermilab, microtunneling challenges and opportunities for the use of new types of superconductors as well as geological tests in the Fermilab region. We started from the usefulness of our point of view on the construction of superhigh energy accelerators of the next generation, taking into account the Dubna experience in the construction and operation of the Nuclotron cryomagnetic system [1]. Notice that the most sensitive economic estimates made by us were very close to the estimates by American physicists. But the main parameters of a new generation of colliders such as maximum energy and reasonable luminosity which determine the cost of construction need to be discussed in the context of future development of high energy physics.

1. Beam Energy and Luminosity

The idea to attain superhigh energies during many years was motivated by the search for new elementary particles with heavier and heavier masses, the existence of which was dictated by the principles of invariance and, respectively, by the most fundamental laws of nature. This strategy was justified by the discovery and investigation of μ , $\bar{p}$, K , J/ψ , Y , τ , W , Z and t -particles. But the cross-sections for the heavy particle production in the processes of primary point-like particle collisions decrease as $\sigma \propto 1/m^2$ (m is the mass of the produced particle) and, due to this fact, extremely high luminosities and essentially new approaches to the particle registration are needed to observe its production. In this connection, without changing the main goal of high energy physics — discovery of basic laws of nature, we need pay more attention to the study of the regularities, dictated by infrared asymptotic of gauge fields and, first of all, to the investigation of multiboson processes in electroweak interactions.

The study of such processes is important due to the following:

At first, the multibosonic processes are connected with the violation of the sum of baryonic (B) and leptonic (L) numbers in the Standard Model. Hence, it could be responsible for baryosynthesis at high temperatures in the early Universe [2]. Next, the solution of the problem of multiparticle processes in the weak interaction theories will make it possible to discover new basic laws dictated by the nonperturbative field dynamics.

The cross-sections for the processes with $(B+L)$ violation and multiple production of electroweak bosons can substantially be larger than the cross-sections for the new heavy particle production. There is a lot of papers (see, for example, [7]) where the large cross-section of such processes (up to the unitary limit) was argued.

The cross-sections of multiple Higgs-particle production have also been predicted. Special attention is devoted to the instanton mechanism.

According to quite general scaling arguments [3,4] the total cross-section obtained from the collision of instantons is written as:

$$\sigma_{\Delta(B+L)}^{\text{tot}} \propto \exp \left[-\frac{4\pi}{\alpha_w} F \left(\frac{E}{E_0} \right) \right], \quad \text{where } E_0 = \frac{m_w}{\alpha_w}$$

The function $F(\epsilon)$ is called «Holy grail» function. At $\epsilon=0$, $F(0)=1$ and the cross-section is negligible, but due to multiboson channels $F(\epsilon)$ [5,6]

$$F(\epsilon) = 1 - 9/8 \epsilon^{4/3} + \dots, \quad \text{where } \epsilon = E/E_0 \text{ and } E_0 = \sqrt{6\pi} m_w / \alpha_w \approx 18 \text{ TeV}.$$

Unfortunately the existing models give no predictions for $F(\epsilon)$ at $\epsilon \approx 1$. There exists a point of view that the multiparticle electroweak processes with many bosons in both the initial and final states with $(B+L)$ violation, are not suppressed at high temperature and thus they indeed determine the $(B+L)$ history of the Universe.

The above-mentioned problems, in particular, those related to cosmology and astrophysics, were discussed in many papers presented at the XXVII International Conference on High Energy Physics in Glasgow [7]. The contribution of the many $\rightarrow$ many scattering at high temperature is described by expansion around nontrivial classical solutions of the

field equations: sphalerons and, more generally, periodic instantons. However there are some doubts [7] that few $\rightarrow$ many scattering (inverse cumulative process) can fully be described by using classical configurations of the field. A manifestation of instanton induced weak coupling regime can be observed in hard processes in QCD at low energies. The same mechanism is responsible for both the violation of $(B + L)$ number conservation in electroweak interactions and anomalous spin effects in QCD which are being under investigation at present, in Dubna [8].

Over more than twenty years, in quark-gluon nuclear physics one has studied cumulative processes [9] in which the energy of the particle group of the initial state is transferred to one particle.

These results show that the cross sections for many $\rightarrow$ many and few $\rightarrow$ many processes in gauge theories are not small and the study of them in the energy range 30 TeV will make it possible to restrict oneself to luminosities available from existing colliders. At the same time, the potential of discovery of fundamental laws and phenomena in this energy and luminosity range seems to be very essential. Thus, basing on the prognosis of development of high energy physics it is possible to find optimal values for the parameters of the colliders of a new generation and to make their construction feasible.

A 100 TeV Nuclotron

The first estimates of the Nuclotron-type cryomagnetic system for the case of a 100 TeV range synchrotron/collider were presented at the 79th Session of the JINR Scientific Council, January 18—19, 1996. The data are based on extrapolation of the Nuclotron operational parameters, and the results of R&D works on the miniature iron-shaped 2T field SC magnets have been obtained at the Laboratory of High Energies (LHE) since 1975.

The LHE JINR was a pioneer in designing and constructing the first, low cost accelerator named Nuclotron which is based on low-field iron dominated SC-magnets (Fig.1). The 6A·GeV Nuclotron was built during five years (1987—92), the main equipment of magnetic and many other systems of it were fabricated by JINR and LHE workshops without recourse to industry.

The Nuclotron ring of 251 m in perimeter is installed in a technological tunnel with a cross-section of $2.5 \times 3 \text{ m}^2$. The pilot physics experiments were started at the Nuclotron internal target in 1993. By the present time nine runs of cooling and beam acceleration were carried out at this new basic facility of JINR. The total running time is 2200 hours.

The first conceptual proposal of the Nuclotron was formulated at the beginning of the '70s. Pulsed SC dipoles with a peak magnetic field of 6T were suggested to be used for the main ring. However, after the first tests of cos θ -type high-field SC-magnets had been performed, further R&D works were reoriented at the investigation of a miniature iron-shaped field SC-magnets. It was the only feasible way of constructing a new accelerator at LHE because of very limited funds allocated to the relativistic nuclear physics program.

Five different modifications of low-field iron dominated pulsed superconducting dipoles were constructed and tested at LHE up to 1978 [10]. A «window-frame» type magnet provides in this case minimization of both the SC-coils cross-section, the iron yoke

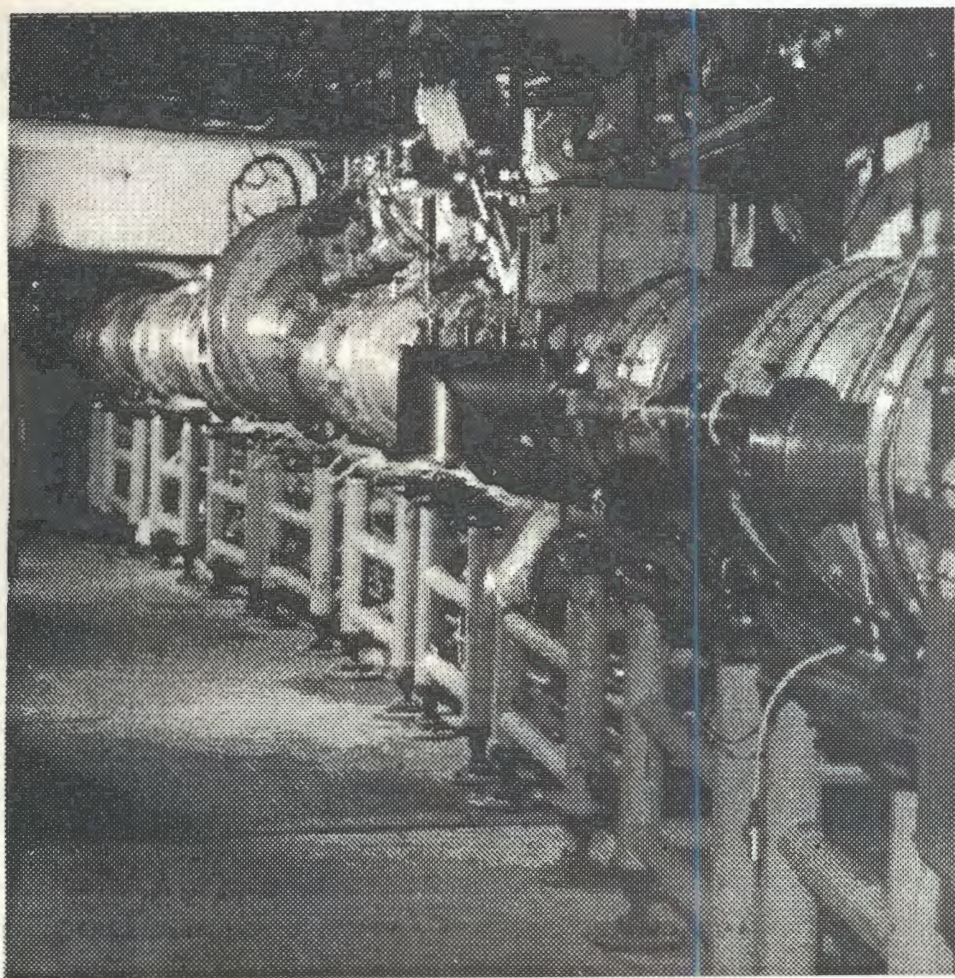


Fig.1. The Nuclotron in the tunnel

weight, and stored energy. High homogeneity of the magnetic field across the aperture is also achieved. The model superconducting system — 1.5 GeV Synchrotron (SPIN) based on such magnets had been fabricated and tested at LHE before the Nuclotron building was begun. The proposal of a Supernuclotron complex has also been worked out. A SC synchrotron of an energy of 60 A GeV, a stretcher ring and a nuclear collider of an energy of 2×60 A GeV were considered as components of the facility. Further progress in minimization of the magnetic system and the cross-section of the tunnel was suggested. Many years later, in 1991, the design of miniature SC magnets for accelerators carried out at LHE, JINR was awarded the first Russian Federation prize for the best scientific achievement in physics, mathematics and mechanics.

The SPIN-type magnets named «superferric» in western publications were also investigated at other laboratories [11]

A new version of the miniature iron-shaped field SC-magnet was built at LHE by 1978 [12]. The SC-winding was made of a specially designed tube-type superconductor cable to be manufactured of a 5 mm in diameter cupro-nickel tube with a wall thickness of 0.5 mm and 31 connected in parallel multifilament SC-strand of 0.5 mm in diameter covering the outer surface of the tube. Two-phase helium passing through the tube provides circulatory cooling of the coil down to 4.5 K while for the SPIN-type magnets immersible cooling was used. Due to lower average current density in the winding the SC-coils cross-section of the tube-type magnets is larger and, as a result, their weight and stored energy are higher than for the SPIN-type magnets. Nevertheless the tube-type magnets have a crucial advantage — a very simple and effective cooling system, which makes it possible to achieve a fast cycling mode of operation (up to 1 Hz). After successful tests of the «tube-type» magnets the final version of the Nuclotron concept was formulated [3].

The parameters of the Nuclotron SC-magnets and its cryomagnetic system were described in more detail in [14,15].

Even in the case of a rather large aperture, $55 \times 110 \text{ mm}^2$, the weight of the Nuclotron magnetic system normalized per unit of length (about 300 kg/m) is the smallest one as compared with the circular accelerators. Other advantages, such as a minimal amount of helium inside the cryostat, safety, good mechanical stability, minimization of connections are also provided by the Nuclotron-type magnetic system.

The Nuclotron magnetic system comprises 96 dipole magnets 1.5 m long, 64 quadrupole lenses 0.45 m long, 28 multipole correctors 0.31 m long, twelve 6 kA helium-cooled current leads, 234 leads of 100 A current for correcting coils and 32 special purpose equipment (injection, 2 f station, monitoring, beam extraction). A general scheme of the Nuclotron cryogenics is shown in Fig.2. The magnetic elements are connected in parallel with the input and output helium headers. The ring is divided into two cryostats 125 m long supplied by helium refrigerator of a nominal capacity of 1.6 kW at 4.5 K each. A two-phase helium flow is used as a coolant. Total «cold mass» of the magnetic system is about 80 tons. Cooling of the system down to 4.5 K takes about 90 hours. The cooling system was designed taking into account the fast cycling mode of the Nuclotron operation (up to 0.5—1.0 Hz). In this case dynamic heat load are about 20 W per dipole and 12 W per quadrupole. Static heat losses are about 3.5 W/m. A long term experience of the Nuclotron operation showed a stable cooling of the magnets if helium pressure difference between headers is kept at a definite level.

To make desired extrapolation of the Nuclotron magnetic system for a 1000 km synchrotron/collider we assume for the first «clean» aperture in the dipoles of 27 mm — (vertical), and 35 mm — (horizontal), the peak field $B = 2.5 \text{ T}$ and heat load — 0.5 W/m. The result of such an extrapolation is presented in the Table.

It is clear that even in this case the basic parameters of 1000 km cryomagnetic system are not so unrealistic. Further progress can be provided by decreasing of the aperture. For

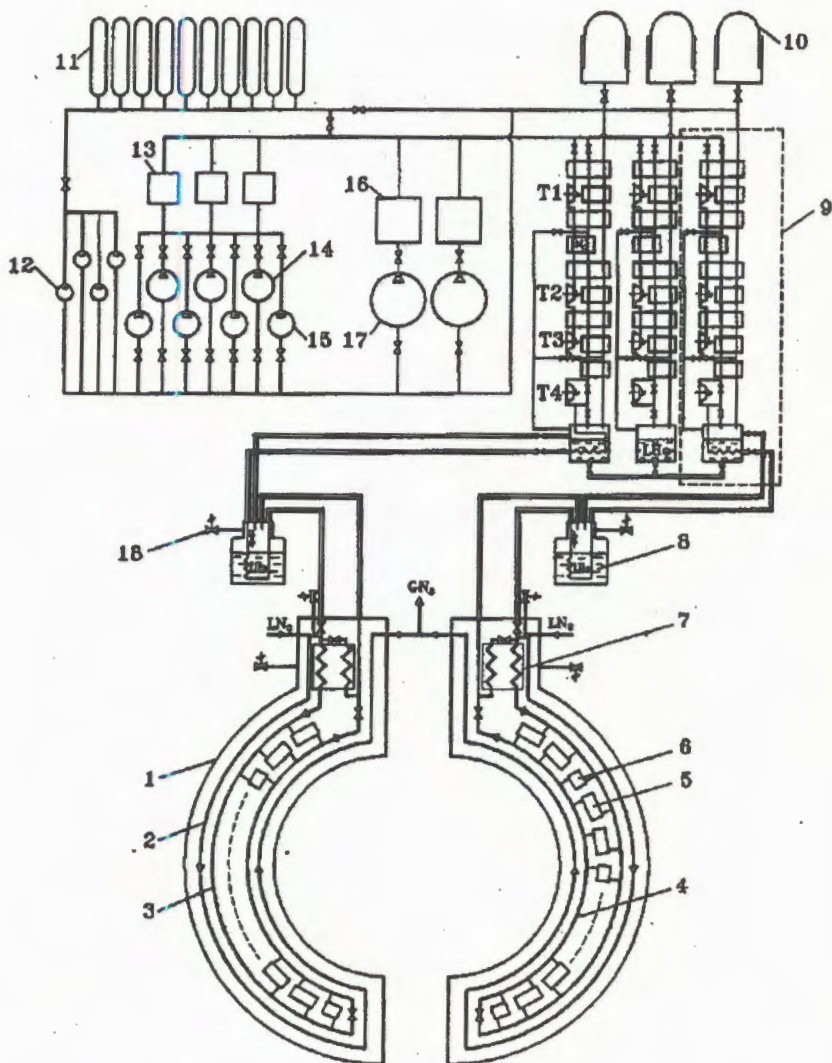


Fig.2. General scheme of the Nuclotron cryogenics. 1 — vacuum shell; 2 — heat shield; 3 — supply header; 4 — return header; 5 — dipole magnet; 6 — quadrupole magnet; 7 — main subcooler; 8 — phase separator; 9 — refrigerator; 10 — gas bag; 11 — storage vessel; 12,14,15,17 — compressors; 13,16 — purifiers; 18 — safety valve

the case of the aperture sizes: 15 mm (vertical) and 30 mm (horizontal) specific weight of cold iron 2-in-1 window-frame type SC-dipole will be about 60 kg/m.

It should be noticed that for optimization of the miniature superconducting magnet parameters at the field level higher 2T, magnetically oriented dysprosium can be used. The

Table. Cryomagnetic Parameter Estimates

• Weight of cold iron	kton	170
• Circumference	km	1000
• Heat losses	W/m	0.5
• Refrigerator capacity	kW	500 at 4.5 K
• Number of refrigerator units		100
• Length of helium headers for the refrigerator unit	km	2x5
• Magnetic field	T	2—2.2
• Length of magnet	m	~ 50
• Number of magnets connected in cryogenic unit		100
• Helium headers cross section, input/output	cm ²	55/108

first measurement and simulations have been performed at LHE. Saturation of the sample was occurred at $B \simeq 3.3\text{—}3.5$ T. Of course, more detailed investigations are needed.

Conclusion

We consider low-cost low-field iron dominated superconducting miniature magnets as the only feasible concept for a superhigh energy accelerator of the next generation.

References

1. Baldin A.M. et al. — JINR, E8-95-65, Dubna, 1995; Kovalenko A.D. — Status of the Nuclotron, In: Proc. EPAC-94, v.1, p.161—64.
2. Kuzmin V.A., Rubakov V.A., Tinyakov P.G. — Nucl. Phys., 1991, v.B367, p.334.
3. Arnold P.B., Mattis M.P. — Phys. Rev., 1990, v.D42, p.1738.
4. Khlebnikov S.Yu., Rubakov V.A., Tinyakov P.G. — Nucl. Phys., 1991, v.B350, p.441.
5. Zakharov V.I. — Nucl. Phys., 1992, v.371, p.637.
6. Porrati M. — Nucl. Phys., 1990, v.B347, p.371.
7. Proc. XXVII Int. Conf. on High Energy Physics, Glasgow VK, 20—27 July 1994.
8. Adiasevich B.P. et al.: DAPNIA/SPP 96-03, SaCLAY, 1996.
9. Proc. XI International Seminar on High Energy Phys. Relativistic Nuclear Phys. & QCD, Dubna, JINR (1994) Ed. A.M.Baldin and W.Burov.

10. Averichev S.A. et al. — JINR, P8-11700, Dubna, 1978. (in Russian).
11. Heim J.R. et al. — Fermilab TM-1122, Batavia, 1982.
12. Agapov N.N. et al. — Cryogenics, June 1980, p.345—348.
13. Baldin A.M. et al. — IEEE Trans. Nucl., Sci., 1983, v.NS-30, No.4, p.3247—3249.
14. Baldin A.M. et al. — IEEE Trans. Appl. Superconductivity, 1995, v.5, No.2, p.875—877.
15. Baldin A.M. et al. — Adv. Cryog. Eng., 1995, v.39, p.501—508.

УДК 539.12...14+539.12...172+539.125

Dedicated to the 40th Anniversary
of the Foundation of the Joint Institute
for Nuclear Research at Dubna**MEASUREMENTS OF THE $\vec{n}\vec{p}$ TOTAL CROSS SECTION
DIFFERENCES FOR PURE HELICITY STATES
AT 1.20, 2.50 and 3.66 GeV**

V.I.Sharov^{1*}, S.A.Zaporozhets¹, B.P.Adiasovich², V.G.Antonenko²,
S.A.Averichev¹, L.S.Azhgirey³, J.Ball⁴, N.A.Bazhanov⁵, B.Benda⁶,
N.S.Borisov³, Yu.T.Borzunov¹, E.I.Bunyatova³, V.F.Burinov³,
E.V.Chernykh¹, S.A.Dolgi¹, G.Durand⁶, A.P.Dzyubak⁷, A.N.Fedorov⁸,
V.V.Fimushkin¹, J.M.Fontaine⁶, V.V.Glagolev¹, L.B.Golovanov¹,
D.P.Grosnick⁹, G.M.Gurevich¹⁰, D.A.Hill⁹, A.V.Karpunin¹, T.E.Kasprzyk⁹,
B.A.Khachaturov³, A.D.Kirillov¹, N.I.Kochelev¹¹, A.D.Kovalenko¹,
A.I.Kovalev⁵, M.V.Kulikov¹, V.P.Ladygin¹, A.B.Lazarev³, F.Lehar⁴,
A.deLesquen⁴, M.Yu.Liburg¹, D.Lopiano⁹, A.A.Lukhanin⁷, P.K.Maniakov¹,
V.N.Matafonov³, E.A.Matyushevsky¹, G.M.Mgebrishvili², S.V.Mironov¹,
A.B.Neganov³, G.P.Nikolaevsky¹, A.A.Nomofilov¹, Yu.K.Pilipenko¹,
I.L.Pisarev³, N.M.Piskunov¹, Yu.A.Plis³, Yu.P.Polunin², V.V.Polyakov⁵,
A.N.Prokofiev⁵, D.A.Ronzhin³, P.A.Rukoyatkin¹, J.L.Sans⁴, S.N.Shilov³,
Yu.A.Shishov¹, V.B.Shutov¹, P.V.Sorokin⁷, H.M.Spinka⁹, A.Yu.Starikov¹,
G.D.Stoletov³, I.I.Strakovsky⁵, E.A.Strokovsky¹, L.N.Strunov¹, A.L.Svetov¹,
V.V.Teterin³, S.V.Topalov¹⁰, V.Yu.Trautman⁵, A.P.Tsvinev¹, Yu.A.Usov³,
V.V.Vikhrov⁵, V.I.Volkov¹, A.A.Yershov¹², V.P.Yershov¹, A.A.Zhdanov⁵

*e-mail: sharov@sunhe.jinr.dubna.su

¹Laboratory of High Energies, JINR, Dubna, 141980 Moscow Region, Russia²Russian Scientific Center «Kurchatov Institute», 123182 Moscow, Russia³Laboratory of Nuclear Problems, JINR, Dubna, 141980 Moscow region, Russia⁴IN2P3, CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France⁵High Energy Physics Department, Petersburg Nuclear Physics Institute, 188350, Gatchina, Russia⁶CEA DAPNIA, CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France⁷Kharkov Institute of Physics and Technology, 310108 Kharkov, Ukraine⁸Laboratory of Particle Physics, JINR, Dubna, 141980 Moscow region, Russia⁹Argonne National Laboratory, HEP Division, 9700 South Cass Avenue, Argonne, IL 60439, USA¹⁰Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, 117312 Moscow, Russia¹¹Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Dubna, 141980 Moscow region, Russia¹²Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, 119899 Moscow, Russia

The quantity $\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$, the difference of $\vec{n}\vec{p}$ total cross sections for antiparallel and parallel longitudinal (L) spin states, has been measured for the first time in an energy region of several GeV using a free polarized neutron beam and a polarized proton target. The new data are discussed together with existing results and modern theoretical predictions. This is the first of a planned series of measurements of $\Delta\sigma_{L,T}(\vec{n}\vec{p})$ in this new energy region.

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

Измерения разностей полных $\vec{n}\vec{p}$ сечений в чистых состояниях по спиральности при 1,20, 2,50 и 3,66 ГэВ

В.И.Шаров и др.

Величина $\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$, разность полных $\vec{n}\vec{p}$ сечений для антипараллельных и параллельных продольных (L) спиновых состояний, впервые измерена в области энергий несколько ГэВ с использованием поляризованного пучка свободных нейтронов и протонной поляризованной мишени. Новые результаты обсуждаются совместно с имевшимся набором данных и с современными теоретическими предсказаниями. Это первые измерения из планируемой серии измерений разностей $\Delta\sigma_{L,T}(\vec{n}\vec{p})$ с продольными и поперечными ориентациями спинов пучка и мишени в этой новой области энергий.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. The aim of this letter is to present new $\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$ data over an energy range of several GeV and to prepare for continued measurements of this polarization observable and $\Delta\sigma_T(\vec{n}\vec{p})$ (with transverse orientation of particle spins) in this new energy region. The results were obtained using the new free neutron polarized beam [1] prepared at the JINR LHE accelerator facility [2] that now provides the highest energy polarized neutron beam. The large reconstructed polarized proton target (PPT) [3,4] was used in the present experiment, and this is the first of a planned series of measurements with this PPT.

The total nucleon-nucleon cross section can be written as [5]:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{0\text{tot}} + \sigma_{1\text{tot}}(\mathbf{P}_b, \mathbf{P}_t) + \sigma_{2\text{tot}}(\mathbf{P}_b, \mathbf{k})(\mathbf{P}_t, \mathbf{k}), \quad (1)$$

where $\mathbf{P}_b$ and $\mathbf{P}_t$ are the beam and target polarization vectors, $\mathbf{k}$ is the unit vector in the incident beam direction, $\sigma_{0\text{tot}}$ is the unpolarized total cross section and the spin-dependent contributions $\sigma_{1\text{tot}}$ and $\sigma_{2\text{tot}}$ are related to the observables $\Delta\sigma_{L,T}$ by:

$$-\Delta\sigma_T = 2[\sigma(\uparrow\uparrow) - \sigma(\downarrow\uparrow)] / (\mathbf{P}_b \cdot \mathbf{P}_t) = 2\sigma_{1\text{tot}}, \quad (2)$$

$$-\Delta\sigma_L = 2[\sigma(\rightarrow) - \sigma(\leftrightarrow)] / (\mathbf{P}_b \cdot \mathbf{P}_t) = 2(\sigma_{1\text{tot}} + \sigma_{2\text{tot}}). \quad (3)$$

The total cross section differences $\Delta\sigma_T$ and $\Delta\sigma_L$, along with $\sigma_{0\text{tot}}$, are related to the three nonvanishing imaginary parts of the nucleon-nucleon (NN) forward scattering

amplitudes via optical theorems. A set of existing data on these observables is used for a direct reconstruction of the amplitudes and for a NN phase shift analysis (PSA) [e.g., 6,7].

The existing data on $\Delta\sigma_{L,T}$ (see Ref. [8] and references therein) for pp -scattering cover an energy range from 0.2 to 12 GeV. For np -scattering, these observables have been measured only to a neutron beam kinetic energy of 1.1 GeV [8]. The goal of the present studies is to obtain detailed $\vec{n}\vec{p}$ data in an energy region of several GeV.

The $\Delta\sigma_L(\vec{p}\vec{n})$ data were first obtained [9] over an energy range from 0.51 to 5.1 GeV using a bound neutron target, i.e., from $\Delta\sigma_L(\vec{p}\vec{d})$ and $\Delta\sigma_L(\vec{p}\vec{p})$ measurements. The values of $\Delta\sigma_L(\vec{p}\vec{n})$ extracted by the authors [9] and in another way [10] disagree with the free $\vec{n}\vec{p}$ data obtained later in the energy range below 1.1 GeV, because there are model-dependent difficulties for extraction of the $\vec{p}\vec{n}$ values from the $\Delta\sigma_L(\vec{p}\vec{d})$ and $\Delta\sigma_L(\vec{p}\vec{p})$ data. The energy behaviour of these $\vec{p}\vec{n}$ data is even different from the free $\vec{n}\vec{p}$ data [8] and they were not included in the PSA [6]. This is also one of the reasons for obtaining free $\vec{n}\vec{p}$ data in an energy region higher than 1.1 GeV.

2. The transmission method was used to measure $\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$. The neutron flux M before the PPT was determined by a monitor detector (see Fig.1b), and another neutron detector was used to measure the neutron intensity N transmitted through the PPT. For a given neutron beam energy, the measured total cross section difference is given by:

$$\Delta\sigma_L = \frac{1}{n_p P_b P_t} \ln \left(\frac{N^- M^+}{M^- N^+} \right), \quad (4)$$

where n_p is the density of polarized hydrogen nuclei ($\vec{p}/\text{cm}^2$) in the PPT, and N^+/M^+ and N^-/M^- are the normalized rates of the transmission detector for parallel and antiparallel spins, respectively. As the measured value of $\Delta\sigma_L$ depends only on the ratio of monitor and transmission detector rates, the result is independent of the absolute efficiencies of the monitor and transmission detectors. It is only important to keep the detector efficiencies stable, and to keep the detectors at the same location during data taking runs. The neutron beam polarization was reversed every cycle, as requested. This allowed us to minimize the influence of some possible sources of errors, e.g., a possible temporary shift or drift of some neutron beam characteristics. To avoid a systematic uncertainty due to possible detector and target misalignments relative to the beam, the measurements were carried out for both signs of target polarization, and then a simple average of the results was made.

3. The experimental set-up (see Fig.1a,b) included both polarized deuteron and polarized free neutron beam lines [1,2], two beam line polarimeters (absolute and relative) for measuring and monitoring the deuteron polarization, a polarized proton target [3,4], neutron transmission detectors, electronics and data acquisition systems.

The beam of free polarized neutrons with a well-defined value and orientation of the polarization (the same as for the deuteron beam) was obtained by the breakup of vector

polarized deuterons on the production target BT. The 0° angle breakup process has a high neutron yield with a maximum for a neutron momentum of $p_n = p_d/2$ and FWHM $\simeq 5\%$ [11]. The production target consisted of 17 cm Be and 6 cm C. An intense deuteron beam passed through BT. Charged secondaries and noninteracting deuterons were deflected from the neutron beam direction by a dipole magnet CM and went into a shielded beam dump to reduce the background level in the neutron detectors. To form the required size (30 mm) of the neutron beam spot on the PPT with a suitable angular divergence (~ 1.5 mrad) and a minimum halo intensity, a set of iron and brass collimators C1-C4 (the total length is 6 m in a path of 7 m) was inserted into the neutron beam line after the CM up to the neutron monitor detector.

The intensity of polarized deuterons was continuously monitored using two calibrated ionization chambers placed in the deuteron beam line before the BT. The values of the deuteron intensity, averaged over each data taking run, were 5.3×10^8 , 6.1×10^8 , and 6.4×10^8 d/cycle at deuteron beam kinetic energies of 2.4, 5.0, and 7.32 GeV, respectively. When preparing the neutron beam line, the neutron flux was measured by an activation method. During these test runs, the neutron beam profiles were also measured using a nuclear emulsion method. The intensities of polarized neutrons, averaged over a data taking run, were 2.7×10^4 , 2.0×10^5 , and 4.7×10^5 $\vec{n}$ /cycle at neutron energies of 1.2, 2.5, and 3.66 GeV, respectively.

The neutron beam had the same vertical orientation of polarization as the accelerated and extracted deuteron beam. To precess the neutron spins from the vertical to the longitudinal direction, a suitable dipole (spin-rotating magnet SRM) with a horizontal magnetic field and a maximum field integral of 2.7 Teslameters, was mounted before the PPT. The SRM was used after precise magnetic field mapping [12]. During the data taking runs and tuning for each beam momentum, the SRM magnetic field was continuously monitored for stability using a Hall probe.

As follows from [13,14], the relation between the polarizations of the 0° breakup proton with momentum $p_p = p_d/2$ and the incident deuteron is $P_p/P_d \simeq 1$. Assuming identical breakup conditions ($P_n \simeq P_p$), we have measured the polarization of the deuteron beam in order to know the neutron beam polarization. For absolute measurements of deuteron polarization, a fast beam line polarimeter [15] was used. It consisted of a liquid hydrogen target, situated at focus F5 of the extracted beam line VP1 (Fig.1a), and two pairs of detector arms with recoil proton detection and magnetic analysis of scattered deuterons. (This polarimeter operated when the deuteron beam was not deflected towards the neutron beam line 1V). The dp-elastic scattering, with precisely known analysing powers [16] at a deuteron momentum 3 GeV/c, was used as a polarization analyser. Each of the two pairs of polarimeter arms were positioned at kinematically conjugate angles close to the maximum vector analysing power. The positive and negative values of deuteron vector polarization, measured before and after the data taking runs, were close to each other $P_d^+ = +0.530 \pm 0.013$ and $P_d^- = -0.540 \pm 0.012$ with an average value of $|P_d| = 0.535 \pm 0.009$.

During data taking, the deuteron beam polarization was continuously monitored by another polarimeter [17] with a thin target 5 mm CH_2 placed inside the deuteron beam line (Fig.1a). Each of the two pairs of arms of this device were positioned at kinematically conjugate angles, close to the maximum analysing power for free pp elastic scattering, to measure the left-right asymmetry $\epsilon(pp)$. The average values of $\epsilon(pp)$ for all the runs were measured to be 0.2193 ± 0.0015 , 0.1410 ± 0.0007 , and 0.7514 ± 0.0010 , respectively, at 1.2, 2.5, and 3.66 GeV.

A target with frozen proton polarization initially developed for a Fermilab experiment was used [3,4,18,19]. The target material was 1,2-propanediol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2$) with a paramagnetic Cr(5) impurity having a spin concentration of $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [20]. A load of 140 cm^3 propanediol beads in a plastic thin wall capsule 200 mm long and 30 mm in diameter was placed inside the dilution refrigerator. The determination of the density of polarized protons in the PPT was based on the conventional method of measuring volume and weight. The density of hydrogen nuclei was estimated as $n_p = (8.93 \pm 0.27) \times 10^{23} \vec{p}/\text{cm}^2$. The neutron transmission of the PPT measured before data taking was 0.73. This value is close to the calculated one. The measured transmission of the «empty» target, i.e., a capsule without propanediol beads, was 0.94.

The target polarization measurements were carried out using a computer-controlled NMR system. The typical values of proton polarization were $+0.84$ and -0.90 for positive and negative polarizations, respectively, with $\sim 3\%$ uncertainties. The duration of one continuous data taking run at a given sign of target polarization was 12 hours. Polarization degradation over this period was insignificant, since the nuclear spin relaxation time in the frozen mode at a temperature of 50 mK and the magnetic field of 2.5T was above 1000 hours.

Our neutron detection equipment (Fig.1b) for the $\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$ measurements was analogous to that used in Refs. [21,22]. Each neutron detection module consisted of a veto counter for incoming charged particles followed by a CH_2 converter and two adjoining scintillation counters in coincidence. The converter was placed immediately behind the large veto scintillator, and the neutron flux was measured by detecting charged particles generated by neutrons in the converter. Such a method of neutron detection has a relatively small efficiency ($\sim 2\%$), but the efficiency is quite stable. Using two similar detector modules for monitoring the incident neutron beam let us increase monitor statistics by a factor of ~ 2 . The rates of monitor detector modules were simply added.

To increase the transmission detector statistics, three neutron detection modules were used to determine the flux of neutrons that passed through the PPT without interaction. In this way, the statistics were enlarged by a factor of ~ 3 . The data were analysed separately for each module of the transmission detector, and the result for $\Delta\sigma_L$ was obtained as a weighted average. The solid angle subtended by the transmission detector from the center of the PPT was $\sim 0.2 \text{ msr}$ ($\theta_{\text{lab}} \sim 0.6^\circ$). It was estimated that the difference between the measured value of $\Delta\sigma_L(\theta = 0.6^\circ)$ and the extrapolated $\Delta\sigma_L(\theta = 0^\circ)$ is less than 0.02 mb, i.e., much smaller than the statistical errors.

Two independent data acquisition systems were used during the data taking runs. The following information was read out by the first one for each accelerator burst from the CAMAC scalars: rates of two ionization chambers used for monitoring the primary deuteron beam intensity; rates of two monitor and three transmission detector modules; rates of accidental coincidences for all the neutron detection modules; and rates of the left and right arms of the continuous deuteron beam polarimeter. This information was recorded, processed, and displayed for on-line monitoring of the performance of the apparatus.

The other data acquisition system was used for monitoring the efficiency stability of each scintillation counter by watching pulse-height distributions.

4. The results of the $\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$ measurements are (7.1 ± 3.7) , (-0.85 ± 1.32) , and (0.30 ± 0.84) mb at neutron beam kinetic energies of 1.20, 2.50, and 3.66 GeV, respectively. The errors are statistical only. The systematic uncertainty, caused by the measurement uncertainties of beam and target polarization and target thickness (see above), is estimated to be $\sim 5\%$. Our $-\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$ values are shown in Fig.2 together with the available $\vec{n}\vec{p}$ data [8]. The solid curve presents the fitted $-\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$ energy behaviour from the PSA [6]

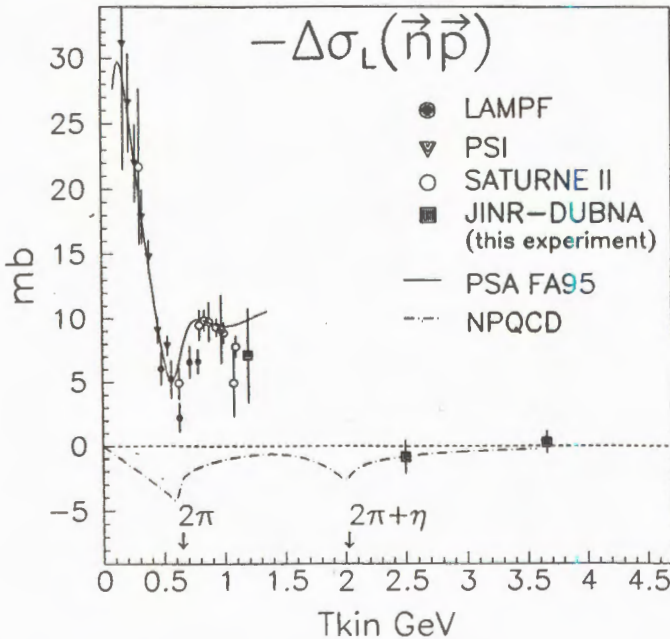


Fig.2. Energy dependence of $\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$ obtained with free neutron polarized beams. ■ this experiment; ●, ▼ and ○ existing LAMPF, PSI, and Saclay data (see references in Ref.[6]). The curves are explained in the text

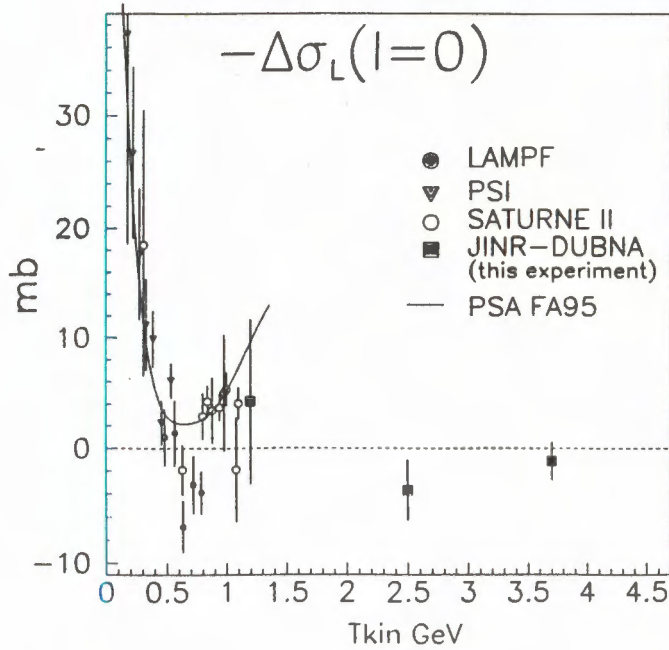


Fig.3. Energy dependence of $\Delta\sigma_L(I=0)$. The notation is the same as in Fig.2

(FA95 solution). The measured $-\Delta\sigma_L$ value at 1.20 GeV is close to results at nearby energies, and the other two show a fast decrease in contrast to the tendency of the PSA solution.

Using the $\vec{n}\vec{p}$ and $\vec{p}\vec{p}$ data, one can deduce values of $\Delta\sigma_L$ for the isospin state $I=0$:

$$\Delta\sigma_L(I=0) = 2\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p}) - \Delta\sigma_L(\vec{p}\vec{p}). \quad (5)$$

The values of $\Delta\sigma_L(I=0)$ obtained from our results and the existing $\vec{n}\vec{p}$ and $\vec{p}\vec{p}$ data [8] are plotted in Fig.3 together with the PSA [6] prediction. These new data and the results of upcoming measurements of $\Delta\sigma_{L,T}(\vec{n}\vec{p})$ over the new energy range will be important to extend the evaluation of the characteristics of NN -interactions to higher energies.

The investigated energy region corresponds to the possible generation of heavy dibaryons ($M > 2.4 \text{ GeV}/c^2$). Precise and detailed $\Delta\sigma_{L,T}(\vec{n}\vec{p})$ data will also be very useful to verify the predictions of some modern resonance models. For example, there is a prediction [23] of the possible manifestation of an exotic 3S_1 dibaryon ($M = 2.63 \text{ GeV}/c^2$) in the energy behaviour of $\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$ near 1.8 GeV. There is also a model [24] for the formation of a heavy dibaryon state with a color octet-octet structure in this energy region.

Another interesting prediction for the energy behaviour of $\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$ has also been made recently [25] (see also Ref. [26]). The contribution to $\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$ of the nonperturbative flavour-dependent interaction between quarks (NPQCD) induced by a strong fluctuation of vacuum gluon fields, or instantons [27], was estimated in Ref. [25]. This contribution is shown in Fig.2 by a dash-dotted line and agrees well with the data. An anomalous energy dependence of the instanton-induced interaction near 2π and $2\pi + \eta$ thresholds leads to large contributions of this mechanism to spin-dependent cross sections. Using such a model, one can explain qualitatively the observed dip in the energy dependence of the existing $\Delta\sigma_L(\vec{n}\vec{p})$ data near the 2π production threshold at 0.6 GeV. The magnitude of the instanton contribution near the $2\pi + \eta$ threshold at ~ 2.0 GeV, is predicted to be ~ 3 mb, which is sizeable. Hence, more precise and detailed $\Delta\sigma_{L,T}$ measurements over this energy range are needed to test this model.

This instanton model [26] was also used for an analysis of the CERN and SLAC data on the spin-dependent cross sections of longitudinally polarized leptons ($\vec{\mu}, \vec{e}$) on longitudinally polarized protons and deuterons. Thus, a continuation of the $\Delta\sigma_{L,T}$ experiments using the PPT at the polarized nucleon beams of the JINR LHE accelerator will give the possibility of obtaining complementary information concerning the problems of the spin structure of nuclear matter and the QCD vacuum. Such a model is also related to the problem of the anomalous violation of baryon number conservation in weak interactions induced by instantons, which can be experimentally tested at the LHC [25,28]. Hence, the experimental examination of this instanton model will be very useful at intermediate energies, where reasonably large effects for the spin-dependent NN cross sections near production thresholds are predicted.

The authors are grateful to all the scientific and engineering groups and people who took part and helped us during the $\Delta\sigma_L$ experimental preparation, data taking, and data analysis.

This work was supported in part by the International Science Foundation and Russian Government through Grant No. JHW 100, by the International Association for the Promotion of Cooperation with Scientists from the Independent States of the Former Soviet Union (INTAS) through Grant No.93-3315, by the Russian Foundation for Basic Research through Grants EFBR-93-02-03961, RFBR-93-02-16715, RFBR-95-02-05807, and RFBR-96-02-18736a. It was also supported in part by the U.S. Department of Energy, contract No. W-31-109-ENG-38.

References

1. Averichev S.A., Chernykh E.V., Dolgij S.A. et al., to be published.
2. Issinsky I.B., Kirillov A.D., Kovalenko A.D., Rukoyatkin P.A. — Acta Physica Polonica, 1994, v.B25, p.673.
3. Lehar F., Adiasevich B.P., Androsov V.P. et al. — Nucl. Instr. & Meth., 1995, v.A356, p.58.
4. Bazhanov N.A. et al., submitted to Nucl. Instr. & Meth.
5. Bystricky J., Lehar F., Winternitz P. — J. Physique (Paris), 1978, v.39, p.1.
6. Arndt R.A., Strakovsky I.I., Workman R.L. — Phys. Rev., 1994, v.C50, p.2731.
7. Matsuda M., Nagata J., Yoshino H. et al. — Prog. Theor. Phys., 1995, v.93, p.1059.

9. Auer I.P., Ditzler W.R., Hill D. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1981, v.46, p.1177.
10. Grein W., Kroll P. — *Nucl. Phys.*, 1982, v.A377, p.505.
11. Ableev V.G., Abdushukurov D.A., Avramenko S.A. et al. — *Nucl. Phys.*, 1983, v.A393, p.941; 1983, v.A411, p.541E.
12. Averichev S.A., Dolgij S.A., Karpunin A.V. et al., to be published.
13. Cheung E., Perdrisat C.F., Beard K. et al. — *Phys. Lett.*, 1992, v.B284, p.210.
- 14.
14. Nomofilov A.A., Pereygin V.V., Peresedov V.F. et al. — *Phys. Lett.*, 1994, v.B325, p.327.
15. Ableev V.G., Dzhenukhadze S., Ershov V.P. et al. — *Nucl. Instr. & Meth.*, 1991, v.A306, p.73.
16. Ghazikhanian V., Aas B., Adams D. et al. — *Phys. Rev.*, 1991, v.C43, p.1532.
17. Prokofiev A.N., Vikhrov V.V., Zhdanov A.A. et al. — In: *Proc. of 3rd Int. Symp. «DUBNA DEUTERON-95»*, July 4—7, 1995, Dubna, to be published.
18. Ball J., Chesny Ph., Combet M. et al. — 8th Int. Symp. on High Energy Spin Physics, Minneapolis, Minnesota, USA, September 12—17, 1988. AIP Conference Proceedings No.187, N.Y., 1989, Particles and Fields Series 37, vol.II, p.1331.
19. Adams D.L., Akchurin N., Belikov N.I. et al. — *Phys. Lett.*, 1991, v.261B, p.197.
20. Bunyatova E.I., Galimov R.M., Luchkina S.A. — *JINR Preprint 12-82-732*, Dubna, 1982.
21. Binz R., van den Brandt B., Bilchle R. et al. — *Nucl. Phys.*, 1990, v.A508, p.267c.
22. Fontaine J.M., Perrot-Kunne F., Bustricky J. et al. — *Nucl. Phys.*, 1991, v.B358, p.297.
23. LaFrance P., Lomon E.L. — In: *Proc. Intern. Conf. «Mesons and Nuclei at Intermediate Energies»*, Dubna, 3—7 May 1994. Ed. M.Kh.Khankhasaev and Zh.B.Kurmanov, World Scientific, Singapore, 1995-XV, p.97.
24. Kopelovich B.Z., Niedermayer F. — *JETP*, 1984, v.87, p.1121; *Particles and Nuclei*, 1990, 21, p.117.
25. Kochelev N.I. — In: *Proc. 3rd Intern. Symp. «DUBNA DEUTERON-95»*, July 4—7, 1995, Dubna, to be published.
26. Dorokhov A.E., Kochelev N.I., Zubov Yu.A. — *Int. J. Mod. Phys.*, 1993, v.A8, p.603; Dorokhov A.E., Kochelev N.I. — *Sov. J. Part. Nucl.*, 1995, v.26, p.5.
27. Hooft G.'t — *Phys. Rev.*, 1976, v.D14, p.3432.
28. Baldin A.M. Invited talk «Relativistic Heavy Ions Physics at the LHC» in *Proc. Int. Symposium «LHC Physics and Detectros»*, Dubna, 19—21 July 1995, Ed. A.N. Sissakian, I.A.Golutvin, N.A.Russakovich, and Yu.A.Kulchinsky, Dubna, 1995, v.1, p.426.

УДК 539.128

POLARIZATION TRANSFER IN THE $^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{p})X$ REACTION FOR DEUTERON MOMENTA BETWEEN 5.8 AND 9.0 GeV/c

L.S.Azhgirey, A.P.Kobushkin¹, B.Kuehn, V.P.Ladygin, P.K.Manyakov, S.N.Nedev, L.Penchev², C.F.Perdrisat³, N.M.Piskunov, V.Punjabi⁴, I.M.Sitnik, G.D.Stoletov, E.A.Strokovsky, A.I.Syamtomov¹

The polarization transfer coefficient of the $^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{p})X$ reaction has been measured in the double scattering experiment using a vector polarized deuteron beam of the JINR Synchrophasotron and the spectrometer ALPHA. New data in 0—0.57 GeV/c internal momentum range of the deuteron wave function are presented.

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

Передача поляризации в реакции $^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{p})X$ в области импульсов дейтрона между 5.8 и 9.0 ГэВ/с

Л.С.Ажгирей и др.

Измерен коэффициент передачи поляризации в эксперименте по двойному рассеянию в реакции $^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{p})X$ на пучке поляризованных дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ с помощью спектрометра АЛЬФА. Представлены новые данные в области внутренних импульсов в дейтроне 0—0.57 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

The polarization observables of backward dp elastic scattering and the deuteron breakup reaction at the zero degree are quite precise tools for investigation of the deuteron structure. The measurements of the tensor analysing power T_{20} in the deuteron breakup reaction done at Dubna [1] and Saclay [2] showed large deviations from the theoretical values estimated in the framework of the non-relativistic and relativistic impulse approximation (NIA and RIA) with standard deuteron wave functions. The experimental

¹Institute for Theoretical Physics, 252130 Kiev, Ukraine

²Institute for Nuclear Physics and Nuclear Energy, 1784 Sofia, Bulgaria

³College of William and Mary, Williamsburg, VA 23185 USA

⁴Norfolk State University, Norfolk, VA23504 USA

results obtained with the ALPHA set-up [1] show that T_{20} is negative up to $k \leq 0.8$ GeV/c. A similar result was obtained later with the ANOMALON set-up in Dubna [3], extending the range up to $k \leq 1$ GeV/c. Combined analysis of polarization transfer data from the deuteron to proton, κ_0 , and T_{20} data, both obtained at Saclay [4] showed that no deuteron wave function (DWF) including S - and D -waves only, is suitable in the framework of the IA to describe these data [5]. First measurements of κ_0 in Dubna were performed with the ALPHA set-up [6,7] up to $k = 0.51$ GeV/c and later, with the ANOMALON set-up [8] up to $k = 0.55$.

Here we present results of new measurements of κ_0 obtained with the ALPHA set-up extending the range of k -values to 0,57 GeV/c.

2. Experiment

The polarization transfer coefficient κ is defined, in general, as

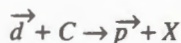
$$\kappa = \frac{p'_z}{p_z},$$

where p_z and p'_z are the vector polarization of the initial deuteron and secondary proton respectively. When the tensor polarization of the initial deuteron is equal to zero, as in the present experiment, κ becomes κ_0 .

The spectrometer ALPHA (Fig.1) was adjusted as in our previous experiment [7], but a CH_2 -target for the second scattering was used instead of CH. Previous measurements have shown that the analysing power is high enough at small angles to allow decreasing the rejection angle of the trigger system to select efficiently events with squared momentum transfer down to $-t = 0.01$ GeV². Also, the time of flight (TOF) system was upgraded from its original configuration [9].

The beam of vector polarized deuterons was provided by the POLARIS [10] source. The direction of polarization changed alternately from up to down burst by burst. The beam polarization was measured as described in Ref. [11] using data [12]; the absolute value of the vector polarization in both states was $|p_z| = 0.58 \pm 0.02$, and the tensor polarization was negligible $|p_{zz}| = 0.03 \pm 0.03$.

The deuteron beam intensity on the primary target, where the breakup reaction



occurred, was $(0.5 - 10) \times 10^8$ particles per burst. The graphite target thickness was 2 cm when the deuteron momentum was 9 GeV/c, and 15 cm in the other cases.

The outgoing protons from deuteron breakup at 0° were transported by a magnetic channel to the spectrometer ALPHA; it was tuned to transport particles with average

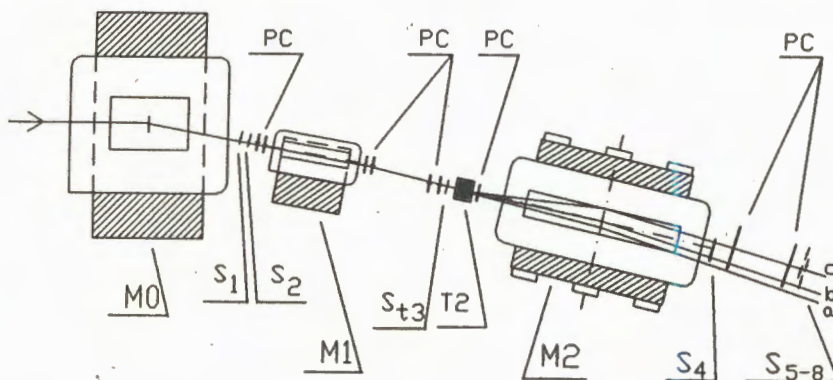
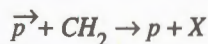


Fig.1. The spectrometer ALPHA in configuration for measurement of polarization transfer. T_{20} : second target, M_i : dipoles, S_i : scintillator counters, S_{ii} : counters of the TOF system, PC: proportional chambers. Line a is the unscattered beam direction, the region between lines b and c is the region of scattered events

momentum $p = 4.5$ GeV/c. The momentum and angular acceptances were respectively $\Delta p/p \simeq 3\%$ and $\Delta\Omega \simeq 10^{-4}$ sr.

The polarization of the secondary protons was obtained using the reaction



for this purpose. A 30 cm long CH_2 target was installed in the spectrometer area. The scintillation counters S_5-S_8 were positioned to create a trigger rejecting events with too small scattering angles. All dipoles bent particles to the right while left scattered events were detected. Such a geometry provides a correlation between momentum and scattering angle of events, when the trigger efficiency along $-t \simeq (p\theta)^2$ has a behaviour close to that of θ -function. Accumulations of events only in region of t , far from sharp behaviour of trigger efficiency, is an important condition to avoid systematic errors due to fluctuation of the initial beam parameters.

Because the momentum distribution of secondary protons was not narrow, a good separation of elastic and inelastic events required measuring the proton momentum both upstream and downstream from the CH_2 target with two dipoles and six proportional chambers. The distribution of the proton momentum p_1 before the second interaction is shown in Fig.2, and the difference of the momenta after (p_2) and before the interaction — in Fig.3.

A TOF system [9] with base length of 20 m, was used to separate the protons from deuterons produced in (d, d') reactions. The resolution of the TOF system was sufficient for complete separation of (d, d') and (d, p) processes.

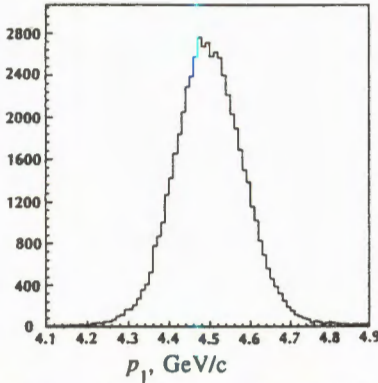


Fig.2. Distribution of proton momentum p_1 before second interaction

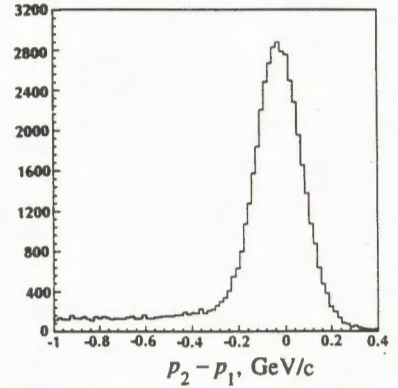


Fig.3. Distribution of the difference of the momenta before and after the second interaction

3. Data Analysis

The number of protons scattered into direction (θ, φ) at the second target is given by:

$$N(\theta, \varphi, p_1) = N_0(1 + A(\theta, p_1) p'_z \cos \varphi), \quad (1)$$

where $A(\theta, p_1)$ is the target analysing power. Changing the sign of the polarization we obtain the asymmetry:

$$X = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = A(\theta, p_1) p'_z \cos \varphi. \quad (2)$$

Integrating over the φ acceptance of the spectrometer we have:

$$X = A(\theta, p_1) p_z \frac{p'_z}{p_z} = \kappa_0 B(\theta, p_1), \quad (3)$$

As is seen, if the scattered protons have a constant momentum p_1 , the function B depends on the angle θ only, and not on the momentum of the primary deuterons. The different κ_{0i} for different initial deuteron momenta can be calculated as a proportionality coefficients between the asymmetry X_i and a single function B . They can be found by minimization of:

$$S = \sum_{i,j} [\kappa_{0i} B(t_j) - X_i(t_j)]^2, \quad (4)$$

where i indicates the different initial deuteron momenta and t_j — the different squared 4-momentum transfers defined as $|t_j| \approx (p_1 \theta_j)^2$.

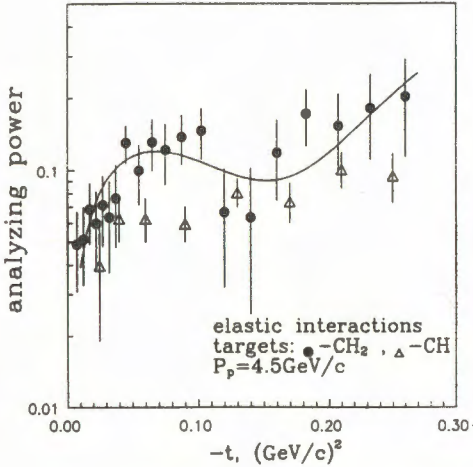


Fig.4. Analysing power of the elastic scattering at CH_2 and CH targets

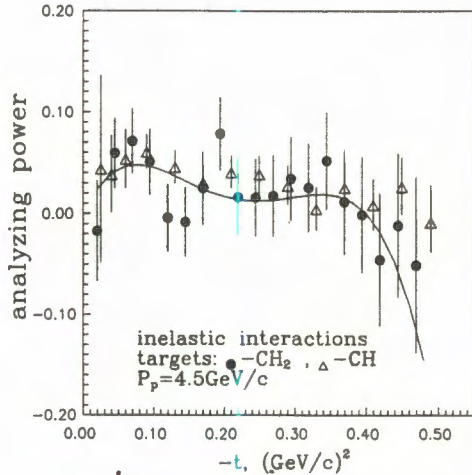


Fig.5. Analysing power of the inelastic scattering at CH_2 and CH targets

All events were divided into elastic ($|p_2 - p_1| < 0.25$) and inelastic ($p_2 - p_1 < -0.25$) groups. We used two fifth degree polynomials, with different coefficients — $B^{el}(t)$ for elastic and $B^{in}(t)$ for inelastic events. When the primary deuteron momentum is 9 GeV/c, the proton produced in the primary dC reaction carries half of deuteron momentum and has the same polarization as primary deuteron. The light cone variable k in this case is zero and $\kappa_{01} = 1$. The coefficients of the polynomials and the parameters κ_{0i} were found by minimization of the function (4) with fixed $\kappa_{01} = 1$. The error in κ_{01} due to the fit is included as a systematic error to the polarization transfer coefficients obtained in this experiment.

According to eq.(3), the analysing power of the CH_2 target can be obtained using the measured value of the primary beam polarization. The corresponding results for elastic and inelastic events are shown in Fig.4 and Fig.5 (full circles). The solid lines are calculated from the corresponding polynomials. In the same figures the analysing power of the CH target used in our previous experiment [7] is shown with triangles. It is seen that the analysing power for the inelastic scattering is similar for both CH and CH_2 targets, but the analysing power for the elastic scattering is higher for the CH_2 target.

4. Results

Results for κ_0 are given in the Table and are shown as triangles in Fig.6. The momenta of deuterons p_d and protons p_p are corrected for ionization losses in the first carbon target. The infinite momentum frame variable is defined [13,14,15] as:

$$\alpha = \frac{p_p + E_p}{p_d + E_d}, \quad M_{sf}^2 = \frac{m_p^2}{\alpha} + \frac{m_n^2}{1 - \alpha},$$

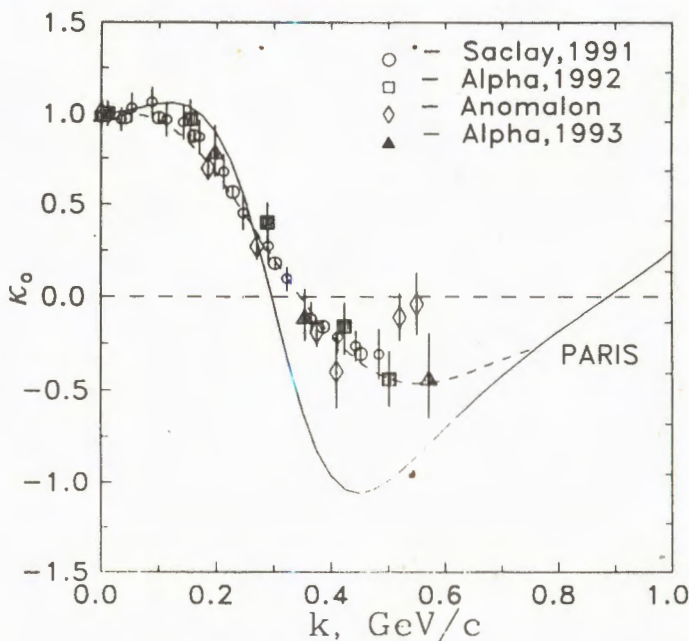
$$k = \frac{\sqrt{\lambda(M_{sf}^2, m_p^2, m_p^2)}}{2M_{sf}}, \quad \lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc,$$

where E_d , E_p are the energies of deuterons and protons, m_p and m_n are respectively the proton and neutron masses. The values of σ_k in the Table are r.m.s. for k , corresponding to the p_1 -distribution (Fig.2) for each primary beam momenta.

The first point in Fig.6 is the calibration point with $\kappa = 1$, the second and the third (full triangles) are in a well-known region, the fourth point is at the highest value of k reached until now. It is seen from the figure that the polarization transfer coefficient is still negative at the highest k -value of 0.571 GeV/c. The reanalysed data of Cheung et al. [4,16] for dp breakup are plotted with open circles and our previous data [7] are shown as squares. The data of A.A.Nomofilov et al. [8] are shown as diamonds. The solid curve is from a calculation with Paris potential [17] in the frameworks of RIA [18]:

$$\kappa_0 = \frac{u^2(k) - w^2(k) - u(k)w(k)/\sqrt{2}}{u^2(k) + w^2(k)}. \quad (5)$$

One can see that both our new and previous data in the region $k \approx 0.55$ are in disagreement with data [8], performed in experimental conditions, close to our.



Both sets of data, obtained with the help of the ALPHA spectrometer are in good agreement with data [4,16] and with extrapolation based on parametrization [5] of both polarization transfer [4,16] and T_{20} [2] (dashed curve), obtained at Saclay at lower energies. That points out at energy independence of this polarization characteristics of the (d, p) reaction. So, deviation of data

Fig.6. Polarization transfer coefficient κ_0 from vector polarized deuterons to protons in reaction on carbon

Table

	p_d (GeV/c)	p_p (GeV/c)	k (GeV/c)	σ_k (GeV/c)	κ_0	$\Delta\kappa$
1	8.989	4.503	0.002	0.008	1.00	0.07
2	7.374	4.470	0.198	0.016	0.79	0.14
3	6.575	4.489	0.354	0.022	- 0.10	0.14
4	5.785	4.462	0.571	0.037	- 0.43	0.23

from predictions, based on IA calculations with Paris potential (solid curve) demonstrates rather the deuterons structure peculiarity than contribution of additional to IA mechanisms of the reactions, such as considered in Ref. [19].

The achieved value of internal momentum of $k = 0.571$ GeV/c is still not large enough to estimate asymptotic behaviour of considered polarization characteristics and to make choice between models, predicting asymptotic value of κ_0 positive [20] or negative [21]. So, measurements at higher values of k are extremely important.

The authors are grateful to the LHE accelerator staff and POLARIS team for providing good conditions for the experiment, L.V.Budkin, A.D.Kirillov, N.S.Moroz, Z.P.Motina, P.A.Rukoyatkin, and A.L.Svetov for their help during the experiment, L.N.Strunov, A.A.Nomofilov and V.I.Sharov for measurements of the polarization of the primary deuteron beam.

This work has been supported in part by the Russian Foundation for Basic Research under grants No.93-02-3961 and No.95-02-05043, by the International Science Foundation under grant RFU000, by the International Science Foundation and Russian Government under grant PHY91-11942 and US Dept. of Energy under grant DE-FG05-8940525.

References

1. Ableev V.G. et al. — Pis'ma v JETP, 1988, v.47, p.558; JINR Rapid Com., 1990, No.4[43], p.5.
2. Punjabi V. et al. — Phys. Rev., 1989, v.C39, p.608.
3. Aono T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1995, v.74, p.4997.
4. Cheung E. et al. — Phys. Lett., 1992, v.B284, p.210.
5. Kuehn B., Perdrisat C.F., Strokovsky E.A. — Yad. Fiz., 1995, v.58, p.1898 (transl: Phys. of At. Nucl., 1995, v.58, p.1795).
6. Sitnik I.M. et al. — In: Proc. of the 11th Int. Seminar on High Energy Phys. Probl., September, 1992, Dubna; ed. by A.M.Baldin and V.V.Burov, Dubna, JINR, 1994, p.443.

- Sitnik I.M. et al. — In: Proc. of the 10th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics (Yamada Conference XXXV) «Frontiers of High Energy Spin Physics», November 9—14, 1992, Nagoya, Japan, ed. by T.Hasegawa, N.Horikawa, A.Masaie, S.Sawada, Universal Academy Press, Inc., Tokyo, Japan, 537.
7. Kuehn B. et al. — Phys. Lett., 1994, v.B334, p.298.
 8. Nomofilov A.A. et al. — Phys. Lett., 1994, v.B325, p.327.
 9. Ladygin V.P., Manyakov P.M., Piskunov N.M. — NIM, 1995, v.A357, p.386.
 10. Anishchenko N.G. et al. — In: Proc. 5th Int. Symp. on High Energy Spin Physics, Brookhaven, 1982 (AIP Conf. Proc. N95, N.Y., 1983, p.445);
Anishchenko N.G. et al. — In: Proc. 6th Int. Symp. on High Energy Spin Physics, Marseille, 1984 (Journ. De Phys., Colloque C2, Supplement an n 2, Tome 46, 1985, p.C2—703).
 11. Ableev V.G. et al. — NIM, 1991, v.A306, p.73.
 12. Ghazikhanian V. et al. — Phys. Rev., 1991, v.C43, p.1532.
 13. Dirac P.A.M. — Rev. Mod. Phys., 1949, v.21, p.392.
 14. Weinberg S. — Phys. Rev., 1966, v.150, p.1313.
 15. Garisevanishvili V.R. et al. — Theor. Math. Phys., 1975, v.25, p.963.
 16. Punjabi V. et al. — Phys. Lett., 1995, v.B350, p.178.
 17. Lacombe M. et al. — Phys. Lett., 1981, v.B101, p.139.
 18. Penchev L., Sitnik I.M., Strokovsky E.A. — JINR Rapid Com., 1990, No.4[43], p.10.
 19. Dolidze M.G., Lykasov G.I. — Z. Phys., 1990, v.A336, p.339.
 20. Kobushkin A.P., J.Phys. G: — Nucl. Part. Phys., 1993, v.19, p.1993.
 21. Tokarev M.V. — In: Proc. of XI Int. Seminar on High En. Phys. Problems, Dubna 1992, Editors: A.M.Baldin and V.V.Burov, Dubna, JINR, 1994, p.456.

УДК 539.12...123

НАБЛЮДЕНИЕ ОЧАРОВАННОГО БАРИОНА Σ_c^0 В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ЭКСЧАРМ

Сотрудничество ЭКСЧАРМ: Дубна — Алма-Ата — Бухарест — Минск —
Москва — Серпухов — София — Тбилиси

*А.Н.Алеев, В.П.Баландин, И.И.Евсиков, А.И.Зинченко, З.М.Иванченко,
И.М.Иванченко, А.Ф.Камбурян, Н.Н.Карпенко, Г.А.Квирикашвили,
В.Д.Кекелидзе, Ю.А.Кожевников, З.И.Коженкова, И.Г.Косарев,
Ю.А.Кретов, Н.А.Кузьмин, А.Л.Любимов, Д.Т.Мадигожин,
А.Ш.Мествиришвили, А.Н.Морозов, П.В.Мойсенз, А.К.Одишвили,
В.В.Пальчик, Ю.К.Потребеников, Т.Б.Проголова, В.А.Сахин,
В.Е.Симонов, А.Г.Скрипничук, В.Н.Спасков, Г.Т.Татишвили, А.Л.Ткачев,
А.С.Чвыров, П.З.Христов, И.П.Юдин, О.И.Юлдашев, М.Б.Юлдашева*
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.А.Локтионов
Институт физики высоких энергий НАН РК, Алма-Ата

А.Брагадиреану, Л.Гроза, М.Илиеску, Т.Понта
Институт атомной физики, отдел физики высоких энергий, Бухарест

А.С.Курилин
Научно-исследовательский институт ядерных проблем
Белорусского государственного университета, Минск

С.П.Баранов, М.В.Белов, В.А.Козлов, С.Ю.Поташов
Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва

А.П.Бугорский
Институт физики высоких энергий, Протвино

В.Й.Заячки
Высший химико-технологический университет, София

И.М.Гешков, С.Пиперов
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

**Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Р.А.Кватадзе, М.В.Копадзе,
Н.Л.Ломидзе, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Б.Г.Чиладзе**
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Т.С.Григалашвили

Институт физики АН Республики Грузия, Тбилиси

На серпуховском ускорителе в пучке нейтронов со средним импульсом ≈ 50 ГэВ/с помощью установки ЭКСЧАРМ осуществлен поиск очарованного бариона Σ_c^0 . Полученные данные указывают на наблюдение Σ_c^0 , распадающегося по каналу $\Lambda_c^+ \pi^-$ с последующим распадом Λ_c^+ на $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ или $\bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$. Измерена разность между массами Σ_c^0 и Λ_c^+ , которая составила $(167,8 \pm 0,6(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.}))$ МэВ/с². Определено также отношение парциальных ширин распадов Λ_c^+ : $\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-) / \Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-) = 2,6 \pm 1,2$.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Observation of Σ_c^0 Charmed Baryon in the Experiment EXCHARM

A.N.Aleev et al.

A search for charmed baryon Σ_c^0 has been carried out in a neutron beam with a mean momentum of ≈ 50 GeV/c with the EXCHARM spectrometer at the Serpukhov accelerator. Σ_c^0 were detected by their decays into $\Lambda_c^+ \pi^-$ with following decays of Λ_c^+ into $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ or $\bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$. The mass difference between Σ_c^0 and Λ_c^+ was measured. A value of $(167.8 \pm 0.6(\text{stat.}) \pm 0.2(\text{syst.}))$ MeV/c² was obtained. The partial width ratio of Λ_c^+ : $\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-) / \Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-) = 2,6 \pm 1,2$ was estimated.

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

1. Введение

Существующие экспериментальные данные об очарованных барионах не отражают полную картину их свойств и зачастую являются противоречивыми. Поэтому важное значение имеет получение новых данных, таких, как уточненные значения их масс, отношения парциальных вероятностей различных каналов их распада и др.

За легчайшим очарованным барионом Λ_c^+ следует изотопический триплет Σ_c состояний (Σ_c^0 , Σ_c^+ , Σ_c^{++}), которые наблюдались в нескольких экспериментах: в e^+e^- -аннигиляции [1,2,3], нейтринных [4] и фотонных [5] пучках. В адронных взаимодействиях очарованные барионы Σ_c зарегистрированы в экспериментах Е-400 [6] и БИС-2 [7], проведенных в нейтронных пучках, а также в эксперименте WA-89 [8] с использованием Σ^- гиперонного пучка.

В данной работе сообщается о наблюдении очарованного бариона Σ_c^0 в эксперименте ЭКСЧАРМ, проведенном в пучке нейтронов серпуховского ускорителя.

2. Эксперимент ЭКСЧАРМ

Пучок нейтральных частиц (канал 5Н) образуется при наведении циркулирующих в кольце ускорителя протонов с энергией 70 ГэВ на внутреннюю бериллиевую мишень и формируется системой коллиматоров под углом 0° к падающим протонам. Пучок состоит в основном из нейтронов. Образованные при этом заряженные частицы рассеиваются отклоняющими магнитами ускорителя и магнитом СП-129, расположенным в головной части экспериментальной зоны. Для подавления фона от γ -квантов используется свинцовый фильтр переменной толщины (от 0 до 20 см по пучку). Максимальная интенсивность пучка составляет несколько единиц $\times 10^6$ нейтронов/сброс, а доля примеси в нем антинейтронов, нейтральных долгоживущих каонов и γ -квантов в области энергетического спектра пучка нейтронов не превышает 1%. Измеренный энергетический спектр нейтронного пучка [9] приведен на рис.1. Среднее значение энергии ≈ 50 ГэВ, а максимум расположен в районе 58 ГэВ.

Схема спектрометра ЭКСЧАРМ дана на рис.2.

Пучок нейтронов (n) падал на углеродную мишень (T) с толщиной по пучку $1,3 \text{ г/см}^2$, расположенную непосредственно перед спектрометром.

Центр спектрометрического магнита СП-40А принимается за начало «правой» ортогональной системы координат (XYZ) спектрометра. Магнит имеет апертуру $274 \times 49 \text{ см}^2$ и максимальную напряженность магнитного поля $\approx 0,7$ Тл. Основной компонент магнитного поля параллелен оси OY . Система питания магнита обеспечивает возможность оперативного переключения его полярности. В состав спектрометра входят 11 пропорциональных камер (ПК) (25 плоскостей) с шагом намотки сигнальных проволочек 2 мм. Максимальные размеры камер, расположенных до магнита, — $100 \times 60 \text{ см}^2$ [10], после магнита — $200 \times 100 \text{ см}^2$ [11].

Рассчитанная методом Монте-Карло величина импульсного разрешения спектрометра $\delta(P)$ для заряженной частицы, обусловленная пространственным разрешением ПК, точностью учета интеграла магнитного поля и многократным кулоновским рассеянием, составляет: $\delta(P)/P \approx 6 \cdot 10^{-4} \cdot P \text{ (ГэВ/с)}^{-1}$.

Для идентификации заряженных частиц используются два многоканальных пороговых газовых черенковских счетчика: МПГЧС-14 [12] и МПГЧС-32 [13]. 14-ка-

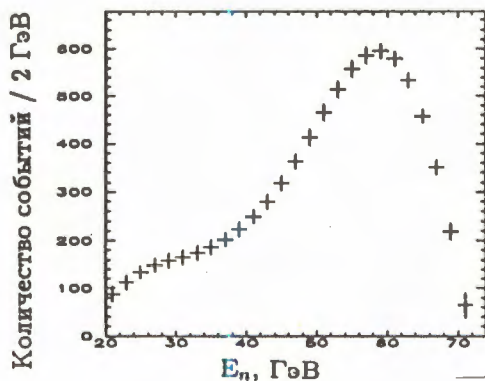


Рис.1. Энергетический спектр нейтронов пучка

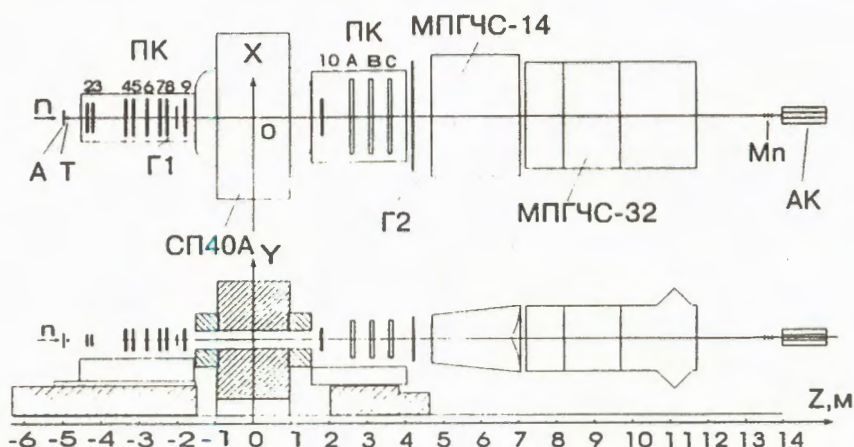


Рис.2. Схема спектрометра ЭКСЧАРМ

нальный МПГЧС-14 заполнен фреоном-12 при атмосферном давлении, а 32-канальный МПГЧС-32 — воздухом также при атмосферном давлении. Расчетные пороговые импульсы различных регистрируемых частиц в МПГЧС-14 и МПГЧС-32 представлены в табл.1.

Монитором нейтронов пучка (Мп) служит телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков с поглотителем (алюминий) между первым и вторым счетчиком. Для измерения спектра энергии пучка нейтронов используется 9-канальный адронный калориметр (АК).

Запуск установки осуществляется сигналами, формируемыми мажоритарными схемами совпадений от трех плоскостей пропорциональных камер и двух годоскопов сцинтилляционных счетчиков (Г1) и (Г2) (15 и 60 счетчиков соответственно). Возможный запуск спектрометра от небольшой примеси в пучке заряженных частиц исключается с помощью счетчика антисовпадений (А). Система запуска спектрометра (триггер) требовала прохождения через основные элементы спектрометра не менее четырех заряженных частиц.

Электроника системы сбора данных спектрометра выполнена в стандарте КА-МАК. В составе системы сбора данных имеется быстрая буферная память, которая

Таблица 1

Счетчик	Газ	Пороги регистрации, ГэВ/с			
		μ	π	K	p
МПГЧС-14	фреон-12	2,3	3,1	10,8	20,5
МПГЧС-32	воздух	4,5	6,0	21,2	40,3

позволяет осуществлять считывание информации с детекторов в промежутках между сбросами ускорителя и тем самым обеспечивает высокую скорость набора экспериментальной информации. Накопление данных осуществляется с помощью ЭВМ РС АТ-386 и устройства Exabyte-8500 со скоростью до 2000 событий за сброс ускорителя.

Контроль за ходом эксперимента осуществляется четырьмя персональными ЭВМ, позволяющими проводить оперативный анализ информации с основных детекторов спектрометра. На одной из этих ЭВМ проводится полная геометрическая реконструкция части зарегистрированных событий.

3. Отбор и анализ событий

Приведенные результаты основаны на анализе $\approx 10^8$ нейтрон-углеродных взаимодействий, зарегистрированных в одном сеансе экспозиции спектрометра, проведенном при знакопеременном магнитном поле.

Поиск очарованного бариона Σ_c^0 осуществлялся по каналу его распада на Λ_c^+ и π^- , с последующим распадом Λ_c^+ по двум различным каналам:

$$\begin{aligned} \Sigma_c^0 &\rightarrow \Lambda_c^+ \pi^- \\ &\quad \searrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \end{aligned} \quad (1)$$

и

$$\begin{aligned} \Sigma_c^0 &\rightarrow \Lambda_c^+ \pi^- \\ &\quad \searrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^- \end{aligned} \quad (2)$$

Сигналы от распадов (1) и (2) искали т.н. методом разности масс. Метод заключается в том, что сигнал ищется в распределении величины, представляющей собой разность между эффективной массой рассматриваемого конечного состояния соответствующего распада Σ_c^0 и подсистемы, соответствующей конечному состоянию от распада Λ_c^+ . При поиске распадов (1) такой величиной является

$$\Delta M(1) = M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) - M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-), \quad (3)$$

а при поиске распадов (2):

$$\Delta M(2) = M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) - M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-). \quad (4)$$

Поскольку свободная энергия в распаде $\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ мала, экспериментальное разделение по величине разности эффективных масс $\Delta M(1)$ или $\Delta M(2)$ значительно лучше разрешения по эффективной массе конечных состояний от распадов Σ_c^0 или Λ_c^+ .

Экспериментальное разрешение по величине $\Delta M(1)/\Delta M(2)$, определенное методом Монте-Карло, составило $\approx 1,6 \text{ МэВ}/c^2$. Важной особенностью этого метода является также сокращение основных систематических ошибок при вычислении $\Delta M(1)$ или $\Delta M(2)$.

При отборе событий — кандидатов в конечные состояния (1) и (2) — Λ и K_s^0 идентифицировались по их распадам на $p\pi^-$ и $\pi^+\pi^-$, которым соответствует топология нейтральных вилок — « V^0 ». За V^0 принималась пара разноименно заряженных частиц, минимальное расстояние между траекториями которых не превышало 3-кратной величины δ_V — экспериментального разрешения ($\delta_V \approx 0,1 \text{ см}$) по этому параметру, а вершина располагалась в т.н. распадном объеме. Распадный объем вдоль оси пучка (OZ) начинался за мишенью на расстоянии пятикратной величины δ_Z — точности восстановления Z-координаты вершины ($\delta_Z \approx 1 \text{ см}$) — и кончался перед ПК2/ПК3 для Λ/K_s^0 , соответственно. Это обеспечило уменьшение фона от нейтральных вилок, образованных вторичными взаимодействиями в мишени и веществе ПК.

Λ и K_s^0 выделялись по эффективным массам V^0 в системах $p\pi^-$ и $\pi^+\pi^-$ соответственно. Среднее разрешение эксперимента по эффективным массам Λ и K_s^0 составило $\approx 1,4 \text{ МэВ}/c^2$ и $\approx 3,5 \text{ МэВ}/c^2$, соответственно.

При последующем анализе рассматривались только те V^0 , для которых эффективная масса системы $(p\pi^-)/(\pi^+\pi^-)$ отличалась от табличного значения массы Λ/K_s^0 не более чем на $4,5/10 \text{ МэВ}/c^2$, соответственно.

Было отобрано $3,5 \cdot 10^6$ событий с кандидатами в Λ и $4,3 \cdot 10^6$ событий с кандидатами в K_s^0 .

Очарованный барион Σ_c^0 искался среди событий, содержащих Λ/K_s^0 и заряженные адроны $h^\pm$, рожденные в общей вершине взаимодействия. За вершину взаимодействия принималась точка, соответствующая минимальному среднеквадратичному расстоянию от траектории этих частиц, не превышающему 4-кратную величину δ_{EV} ($\approx 0,12 \text{ см}$) — экспериментального разрешения по этому параметру.

Поскольку при данных энергиях средний пробег регистрируемых очарованных частиц до их распада составляет около миллиметра, то в пределах разрешающей способности спектрометра вдоль этого направления ($\delta_Z \approx 1 \text{ см}$) вершины их распада и рождения не различались. Требовалось, чтобы восстановленная вершина события не выходила за пределы мишени по Z-координате более чем на $\approx 2 \cdot \delta_Z$, а X- и Y-проекции находились в ее пределах.

При построении спектра эффективных масс конечного состояния (2), содержащего p и π^+ , предполагалось, что протону, как более тяжелой частице, соответствует больший импульс. Это позволило существенно уменьшить комбинаторный фон.

На рис.3а представлен спектр разностей эффективных масс конечных состояний $\Delta M(1)$, построенный для отобранных событий. Полученный аналогичным образом спектр $\Delta M(2)$ дан на рис.4а.

На рис.3б и 4б представлены спектры $\Delta M(1)$ и $\Delta M(2)$, полученные при дополнительных условиях отбора, соответствующих выделению области масс Λ_c^+ в конечных состояниях, а именно:

$$2,25 \text{ ГэВ}/c^2 \leq M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) \leq 2,33 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (5)$$

и

$$2,25 \text{ ГэВ}/c^2 \leq M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) \leq 2,33 \text{ ГэВ}/c^2. \quad (6)$$

В обоих спектрах (рис.3б и 4б) в области значений, близких к разности масс $M(\Sigma_c^0) - M(\Lambda_c^+)$, наблюдаются сигналы. Для оценки их характеристик спектры аппроксимировались гладкой фоновой функцией

$$F(m) = A + B \cdot (m^2 - m_\pi^2)^{1/2} + C \cdot m \quad (7)$$

(A , B и C — константы, а m_π — масса пиона), а в области сигналов — функцией Гаусса. Получено, что сигналы в спектрах (рис.3б и 4б) обусловлены ≈ 50 и ≈ 45 комбинациями над фоном ≈ 310 и ≈ 270 комбинациями, соответственно.

Для уменьшения фона от ошибочно идентифицированных протонов и пионов в исследуемых конечных состояниях на следующем этапе отбора использовалась информация, полученная с МПГЧС-14 и МПГЧС-32. Для каждой заряженной частицы рассчитывались относительные вероятности ее идентификации с определен-

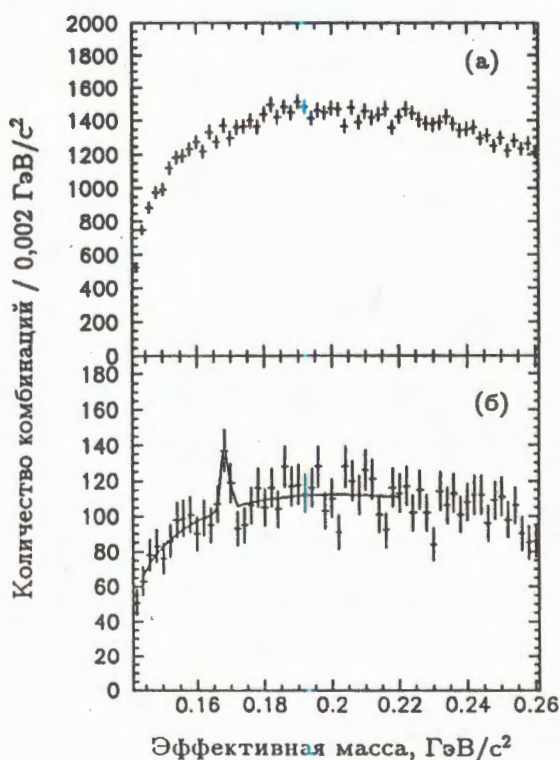


Рис.3. Разностные спектры эффективных масс конечных состояний $\Delta M(1) = M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) - M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$: а) — для всех отобранных комбинаций, б) — для комбинаций с выделенными кандидатами в Λ_c^+

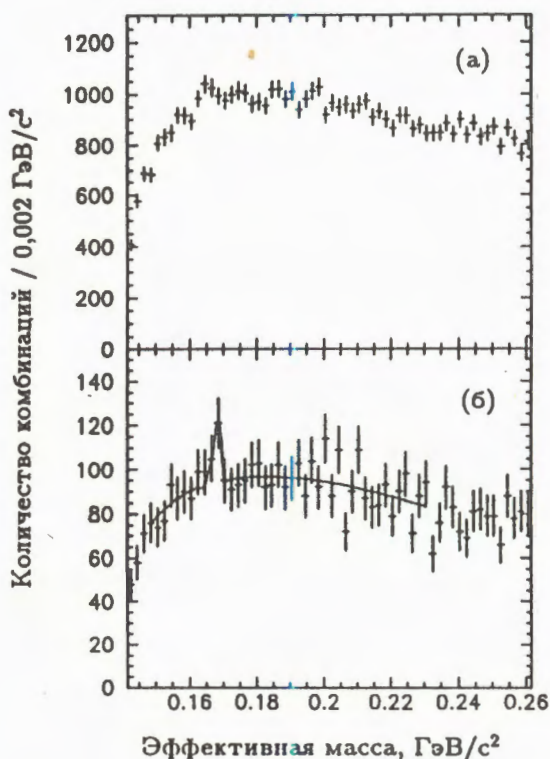


Рис.4. Разностные спектры эффективных масс конечных состояний $\Delta M(2) = M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) - M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$: а) — для всех отобранных комбинаций, б) — для комбинаций с выделенными кандидатами в Λ_c^+

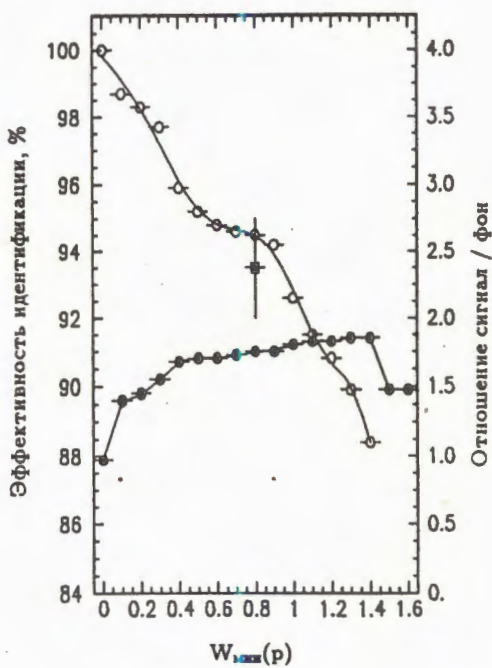
ным типом адрона — $W(i)$, (где i = тип адрона = $\pi^\pm, K^\pm, p/\bar{p}$). При этом сравнивались зарегистрированные сигналы от черенковских счетчиков с расчетными, полученными в предположении, что эта частица является соответственно $\pi^\pm, K^\pm$, или $p/\bar{p}$. Определяемые при этом относительные вероятности $W(i)$ нормированы таким образом, чтобы для каждой заряженной частицы $W(\pi^\pm) + W(K^\pm) + W(p/\bar{p}) = 3$. Следовательно, величина $W(i) = 3$ означает 100% вероятность идентификации частицы типа i , а $W(\pi^\pm) = W(K^\pm) = W(p/\bar{p}) = 1$ — равную вероятность типа частицы. Причиной этой неопре-

деленности может быть малый, ниже порога свечения пиона (см. табл.1), импульс частицы, или попадание черенковского излучения от нескольких частиц одновременно в один канал МПГЧС. Эффективность системы идентификации зависит от импульса заряженной частицы и от количества идентифицируемых заряженных частиц в исследуемых конечных состояниях. В конечных состояниях (1)/(2) с помощью МПГЧС идентифицировались соответственно только $\pi^\pm/p$.

Критерий идентификации p выбирался из компромиссных требований: с одной стороны — максимального подавления фона от ошибочно идентифицированных частиц, и с другой — минимальной потери комбинаций, содержащих p . Для оценки эффективности выделения p и подавления соответствующего фона, анализировался сигнал от распадов $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ для событий, взятых из независимой выборки, при различных условиях идентификации p .

На рис.5 показана эффективность выделения сигнала Λ^0 в зависимости от ограничения на значения величины $W_{\min}(p)$. Эти значения эффективностей получены с учетом импульсного спектра кандидатов в p среди конечных состояний (2). На рис.5 представлена также зависимость отношения сигнал/фон от ограничений $W_{\min}(p)$ при выделении распадов $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$.

Рис.5. Эффективность выделения Λ^0 (светлые кружки), эффективность отбора конечных состояний (2) при условии идентификации (8) (черный квадрат) и отношение сигнал/фон при выделении Λ^0 (черные кружки)



В качестве критерия идентификации p в конечных состояниях (2) было выбрано условие

$$W(p) \geq 0.8. \quad (8)$$

При этом потери p среди конечных состояний (2) не превышали $\approx 5\%$, а число фоновых комбинаций уменьшилось почти на 40%.

Для независимой оценки эффективности отбора комбинаций — кандидатов в конечные состояния (2) моделировалось образование этих состояний в условиях эксперимента и процедура идентификации заряженных частиц [14]. Была определена зависимость числа выделяемых состояний (2) при идентификации p от заданных ограничений на $W_{\min}(p)$. Полученное значение эффективности (черный квадрат на рис.5) согласуется в пределах ошибок с эффективностью, определенной на основе анализа сигналов Λ^0 .

При идентификации $\pi^\pm$ в конечных состояниях также требовалось, чтобы кандидаты в $\pi^\pm$ не были однозначно идентифицированы как $p(\bar{p})$ или $K^\pm$, но оставались кандидаты, для которых не исключалась такая идентификация. Этому требованию соответствовало условие

$$W(\pi^\pm) \geq 0.8. \quad (9)$$

При этом потери пионов среди конечных состояний (1) не превышали $\approx 15\%$, а число фоновых комбинаций уменьшилось на 55%.

Таблица 2

Конечное состояние	Количество отобранных комбинаций		
	основные усл. отбора	с учетом доп. усл. отбора по массе кандидатов в Λ_c^+	с учетом доп. усл. отбора по $W(i)$
$(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) \pi^-$	194136	15389	6572
$(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) \pi^-$	136126	13312	7695

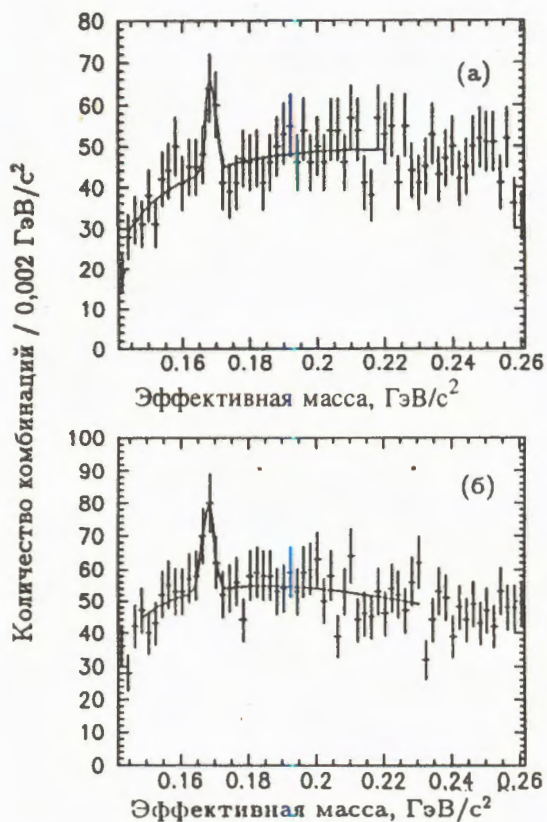


Рис.6. Спектры разностей эффективных масс конечных состояний $\Delta M(1) = M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) - M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ (а) и $\Delta M(2) = M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) - M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$ (б) для кандидатов Λ_c^+ , выделенных при условиях идентификации заряженных адронов (9) и (8)

При выделении Λ и K_s^0 в конечных состояниях (1) и (2) они идентифицировались только по их геометрическим и кинематическим признакам. В табл.2 приведены итоговые результаты отбора конечных состояний — кандидатов в распады (1) и (2).

На рис.6а и б приведены спектры разностей эффективных масс $\Delta M(1)$ и $\Delta M(2)$, полученные для комбинаций, отобранных при дополнительных условиях идентификации (9) и (8), соответственно. В этих спектрах, по сравнению с приведенными на рис.3б и рис.4б, фон под сигналами в области разности масс Σ_c^0 и Λ_c^+ понизился на 60% и 45%, соответственно.

Для оценки величины сигналов эти спектры аппроксимировались описанной выше фоновой функцией (7), а в области сигналов — функцией Гаусса. Полученные характеристики сигналов приведены в таблице 3.

На основе анализа моделированных событий были оценены систематические ошибки при вычислении разности эффективных масс (3) и (4). Анализировалась устойчивость восстановленных центральных значений масс сигналов Σ_c^0 при изменении следующих факторов:

Таблица 3

Канал распада	Характеристики сигналов Σ_c^0		
	Разность масс Σ_c^0 и Λ_c^+ , МэВ/с ²	Количество комбинаций	Ширина, МэВ/с ²
$\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$168,5 \pm 0,6(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.})$	39 ± 13	$1,3 \pm 0,6$
$\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$	$167,9 \pm 0,6(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.})$	56 ± 15	$1,7 \pm 0,7$

— точности определения расположения ПК;

— точности определения интеграла магнитного поля.

Оцененные систематические ошибки при вычислении разностей эффективных масс (3) и (4) приведены в таблице 3. Эти ошибки, так же, как и систематические ошибки в определении ширины сигналов, существенно меньше статистических.

Комбинаторный фон в приведенных спектрах незначителен. В интервалах масс, соответствующих сигналам, среднее число комбинаций в событии составляет 1,12 и 1,07 для каналов распада (1) и (2) соответственно.

Интерпретация сигналов в спектрах разности эффективных масс $\Delta M(1)$ и $\Delta M(2)$ как кинематических отражений других резонансов исключается из-за их узости и присутствия в двух независимых конечных состояниях. Тем не менее гипотеза кинематического отражения проверялась непосредственно путем построения спектров разности эффективных масс при различных предположениях о массах вторичных частиц. Статистически значимых пиков в таких спектрах не обнаружено. Это позволило сделать вывод об отсутствии кинематических отражений.

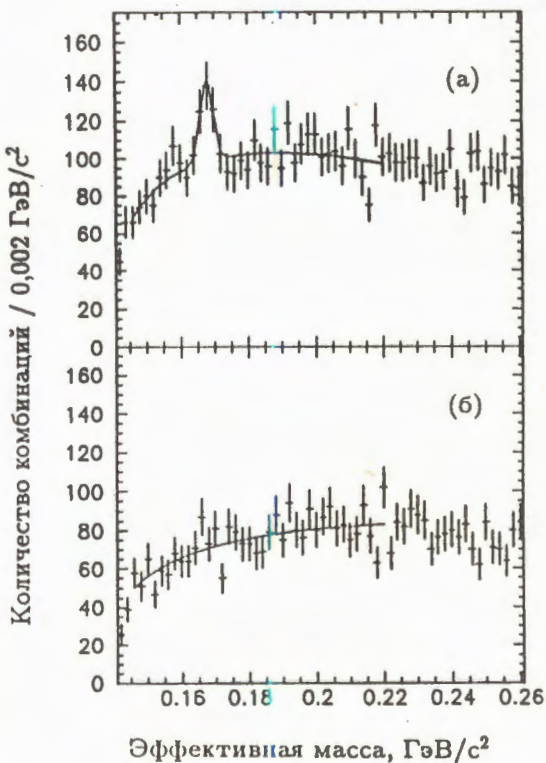


Рис.7. Сумма спектров разностей эффективных масс конечных состояний $\Delta M(1) = M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) - M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ и $\Delta M(2) = M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) - M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$ (а); сумма спектров разностей эффективных масс конечных состояний $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) - M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^-)$ и $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) - M(K_s^0 p \pi^-)$ (б)

На рис.7а показана сумма спектров, представленных на рис.6а и б. Полученный суммарный спектр аппроксимировался функцией (7), а сигнал — распределением Гаусса. В результате было получено центральное значение массы сигнала

$$(167,8 \pm 0,6(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.})) \text{ МэВ}/c^2.$$

Сигнал обусловлен 102 комбинациями над фоном 361, что составляет $\approx 5,4$ стандартных отклонения от фона. Ширина сигнала составляет $(1,9 \pm 0,9 (\text{стат.})) \text{ МэВ}/c^2$, что в пределах ошибок хорошо согласуется с результатом, полученным путем моделирования методом Монте-Карло ($\sigma_{MC} \approx 1,6 \text{ МэВ}/c^2$).

Для отобранных кандидатов в конечное состояние (1) был построен также спектр разностей между эффективными массами конечного состояния и подсистемы, имеющей отрицательный заряд: $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-) - M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-)$. При этом отбирались такие комбинации, у которых значения $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-)$ находятся в пределах, соответствующих условию (5). Аналогичным образом был построен спектр разностей эффективных масс: $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^- \pi^-) - M(K_s^0 p \pi^- \pi^-)$ для отобранных кандидатов в конечное состояние (2). Также требовалось, чтобы значение $M(K_s^0 p \pi^- \pi^-)$ соответствовало условию (6). Гистограмма, представляющая сумму этих двух спектров, представлена на рис.7б. Отсутствие статистически значимых пиков в этом распределении указывает на то, что наблюдавшиеся сигналы в распределениях $\Delta M(1)$ и $\Delta M(2)$ не обусловлены наличием гиперонов в конечных состояниях (1) и (2) или особенностями акцептанса установки, обусловленного применяемыми условиями отбора. Следовательно, среди отобранных кандидатов в конечные состояния (1) и (2) сигналы наблюдаются только при наличии среди них Λ_c^+ .

Таким образом, наблюдаемый сигнал (рис.7а) может быть идентифицирован как распад очарованного бариона Σ_c^0 по каналам (1) и (2).

С целью независимой проверки соответствия наблюдаемых сигналов каналам (1) и (2) была построена сумма спектров эффективных масс $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ и $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$ для комбинаций $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$ и $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^- \pi^-)$, отобранных при условиях идентификации (9) и (8). Для этой выборки событий ограничения (5) и (6) не применялись. Было построено два спектра:

— один (сплошная гистограмма на рис.8а) — для комбинаций из интервалов разности масс

$$165 \text{ МэВ}/c^2 < \Delta M(1)/\Delta M(2) < 171 \text{ МэВ}/c^2,$$

в которых наблюдаются сигналы (рис.6а и 6б);

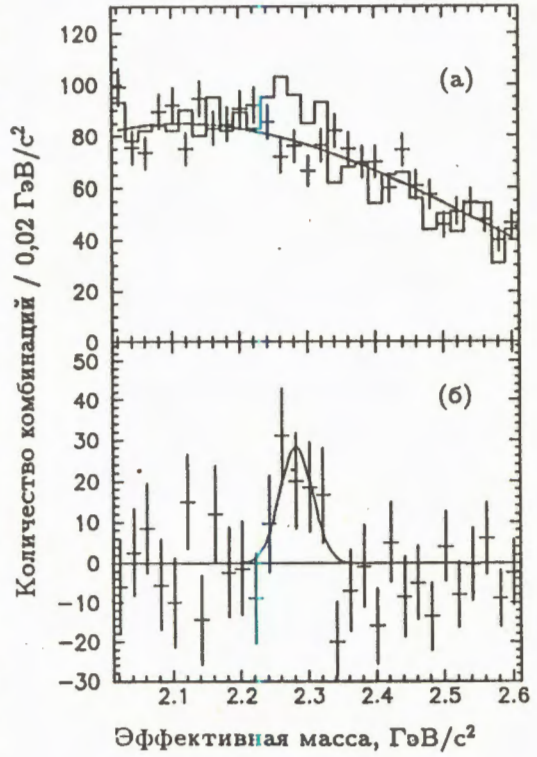
— другой (точки с ошибками на рис.8а) — усредненный для комбинаций из соседних интервалов, слева и справа от этих сигналов:

$$159 \text{ МэВ}/c^2 \leq \Delta M(1)/\Delta M(2) \leq 165 \text{ МэВ}/c^2$$

и

$$171 \text{ МэВ}/c^2 \leq \Delta M(1)/\Delta M(2) \leq 177 \text{ МэВ}/c^2.$$

Рис.8. Суммарные спектры эффективных масс $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ и $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$ из комбинаций $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ и $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$, полученные для событий: а) — из области сигналов в распределениях $\Delta M(1)$ и $\Delta M(2)$ (сплошная гистограмма), и соседних от сигналов интервалов (точки с ошибками). б) — результат вычитания спектров на рис.8а



На рис.8б представлен результат поканального вычитания этих двух гистограмм, т.е. искомый суммарный спектр $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ и $M(K^0 p \pi^+ \pi^-)$. В области массы Λ_c^+ наблюдается сигнал, который аппроксимировался функцией Гаусса. Центральное значение массы этого сигнала равно $(2282 \pm 8 \text{ (стат.)}) \text{ МэВ/с}^2$. Он обусловлен (96 ± 26) комбинаций. Таким образом, совпадение массы наблюдаемого сигнала с известным значением массы Λ_c^+ [15], а также согласие количества комбинаций, обуславливающих сигнал, с количеством наблюдаемых распадов Σ_c^0 подтверждает сделанный вывод о наблюдении распада Σ_c^0 по каналам (1) и (2).

Наблюдение очарованного бариона Σ_c^0 , распадающегося на $\Lambda_c^+ \pi^-$ с последующим распадом Λ_c^+ по каналам

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-, \quad (10)$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-, \quad (11)$$

позволило оценить отношение парциальных ширин этих распадов Λ_c^+ . Это отношение было определено в соответствии с выражением

$$R = \frac{N_{K^0}}{N_{\Lambda}} \cdot \frac{B(\Lambda)}{B(K^0)} \cdot r_{\Lambda, K}, \quad (12)$$

где N_{Λ} и N_{K^0} — количество зарегистрированных распадов Σ_c^0 на $\Lambda_c^+ \pi^-$ с последующим распадом Λ_c^+ по каналам (10) и (11), соответственно; $B(\Lambda) = 0,639$ и $B(K^0) = 0,343$ —

парциальные вероятности регистрируемых распадов $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ и $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$; $r_{\Lambda, K}$ — величина отношения эффективностей регистрации Σ_c^0 с Λ_c^+ распадающегося по каналу (10) к соответствующим распадам через Λ_c^+ по каналу (11). Величина $r_{\Lambda, K}$ была рассчитана методом Монте-Карло с учетом геометрических эффективностей и эффективностей отбора событий и составила $r_{\Lambda, K} = 0,96 \pm 0,03$.

В результате было получено:

$$R = \frac{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-)} = 2,6 \pm 1,2. \quad (13)$$

4. Выводы

Наблюдается очарованный барион Σ_c^0 , рожденный в нейтрон-углеродных взаимодействиях при средней энергии нейтронов ≈ 50 ГэВ. Зарегистрировано около 100 распадов Σ_c^0 по каналу $\Lambda_c^+ \pi^-$. При этом Λ_c^+ идентифицируется по двум каналам распада:

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad \text{и} \quad \Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-.$$

Измерена разность между массами очарованных барионов Σ_c^0 и Λ_c^+ , которая составила

$$M(\Sigma_c^0) - M(\Lambda_c^+) = (167,8 \pm 0,6(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.})) \text{ МэВ} / c^2.$$

На рис.9 приводятся опубликованные экспериментальные данные по измерениям разности масс между $M(\Sigma_c^0)$ и $M(\Lambda_c^+)$ и результат, полученный в данном эксперименте. Полученный результат хорошо согласуется с данными других наиболее достоверных экспериментов [1—3,5], а также с рядом теоретических предсказаний [16—19].

Определено также отношение парциальных ширин распадов Λ_c^+ :

$$R = \frac{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-)} = 2,6 \pm 1,2.$$

Измерение этого отношения на основе прямого наблюдения Λ_c^+ по каналам (10) и (11) на серпуховском ускорителе было осуществлено в экспериментах БИС-2 [20]* и ЭКСЧАРМ [22].

*Результат по измерению величины R , полученный в ходе дальнейшего анализа, представлен в работе [21]

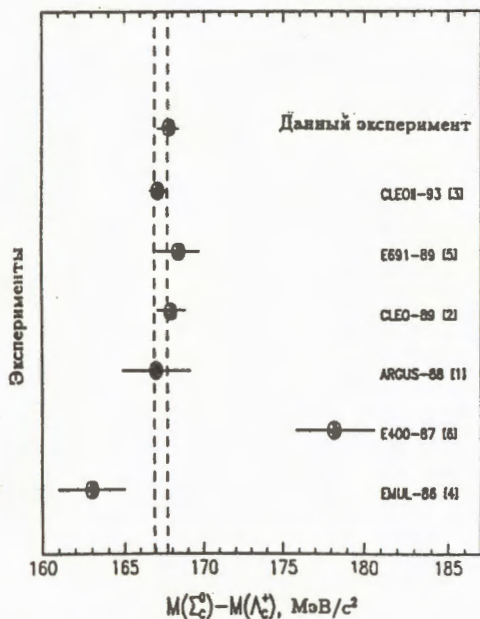


Рис.9. Значения разности масс $M(\Sigma_c^0) - M(\Lambda_c^+)$, полученные в различных экспериментах. Пунктирные линии указывают на границы среднего мирового значения разности масс $M(\Sigma_c^0) - M(\Lambda_c^+)$ [15]

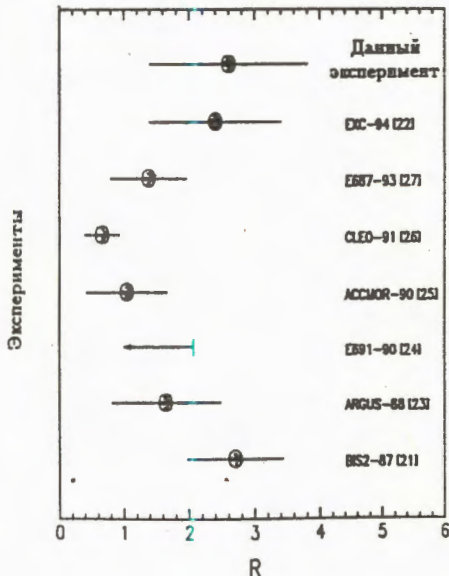


Рис.10. Значения величины R — отношения парциальных ширин распадов Λ_c^+ , полученные в различных экспериментах

На рис.10 приводятся данные по измерению R — отношения парциальной ширины распада Λ_c^+ по каналу (11) к соответствующей ширине распада Λ_c^+ по каналу (10), полученные в экспериментах [21—27], и результат, полученный в данном эксперименте. Полученное в данной работе значение величины R в пределах одной стандартной ошибки согласуется с результатами большинства экспериментов [21—27].

Авторы признательны А.А.Логунову, И.А.Савину, А.Н.Сисакяну, и Н.Е.Тюрину за поддержку этих исследований.

Работа выполнена при содействии Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 93-02-03987, 93-02-03989, 95-01-00736 и 96-07-89190); Болгарского национального фонда «Научные исследования»; Международного научного фонда (гранты RVN000, RVN200, JI2100, RFP000 и RFP300).

Литература

1. Albrecht H. et al. — Phys. Lett., 1988, v.211, No.4, p.489;
2. Bowcock T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, No.11, p.1240.
3. Crawford G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1993, v.71, No.20, p.3259.

4. Ammar R. et al. — Letter to JETP, 1986, v.43, p.401.
5. Anjos J.C. et al. — Phys. Rev.Lett., 1989, v.62, No.15, p.1721.
6. Diesburg M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.59, No.24, p.2711.
7. Алеев А.Н. и др. — Сообщение ОИЯИ Д1-89-701, Дубна, 1989.
8. WA-89 collaboration (S.Borns et al.) in Proc. Heavy Quarks at Fixed Target (ed. S.Bianco and F.L.Fabbri, Frascati 1993), 1, 181 (SIS Ufficio Pubblicazioni, Frascati (Roma), 1993);
9. Алеев А.Н. и др. — Сообщение ОИЯИ P13-94-312, Дубна, 1994.
10. Айхнер Г. и др. — ПТЭ, 1982, №3, с.40.
11. Алеев А.Н. и др. — Сообщение ОИЯИ P13-94-124, Дубна, 1994.
12. Войчишин М.Н. и др. — ПТЭ, 1985, №3, с.71.
13. Алеев А.Н. и др. — Сообщение ОИЯИ P13-94-520, Дубна, 1994.
14. Камбурян А.Ф. — Сообщение ОИЯИ P13-93-362, Дубна, 1993.
15. Review of Particle Properties, Phys. Rev., 1994, v.50.
16. De Rujula A. et al. — Phys. Rev., 1977, D15, p.147.
17. Isgur N. — Phys. Rev. Lett., 1976, 36, p.1262.
18. Chan L.H. — Phys. Rev., 1977, D15, p.2478.
19. Hwan W.Y.P. et al. — Phys. Rev., 1985, D35, p.3526.
20. Aleev A.N. et al. — Zeitschrift für Physik, 1984, C23, p.333.
21. Чудаков Е.А. — «Исследование рождения очарованных барионов Λ_c^+ в πC -взаимодействиях при энергии нейтронов 40 + 70 ГэВ». Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, ОИЯИ, Дубна, 1987.
22. Purohit M.V. — Proceedings of the XXVII Int. Conf. on High Energy Physics, Glasgow, UK, 20—27 July 1994, p.479.
23. Albrecht H. et al. — Phys. Lett., 1988, B207, p.109.
24. Anjos C. et al. — Phys. Rev., 1990, D41, p.801.
25. Barlag S. et al. — Zeitschrift für Physik, 1990, C48, p.29.
26. Avery P. et al. — Phys. Rev., 1991, D43, p.3599.
27. Ratti S.P. — Proceedings of the «2-day Frascati Workshop» held at Laboratori Nazionali di Frascati, May, 31 — June, 2 1993, p.229.

УДК 539.1.074.3

ABSORBED DOSE IN SCINTILLATORS OF ZERO DEGREE CALORIMETER AT IRRADIATION BY Pb NUCLEI WITH 157.7 GeV/NUCLEON ENERGY

A.A.Astapov, A.N.Maximov, A.S.Vodopianov, L.N.Zaitsev

For the first time the absorbed doses in scintillators of hadronic calorimeter are measured and compared with the results of simulation of the Pb-Pb interactions at 157.7 GeV/nucleon energy. Measurements were performed during the Pb-run of WA-98 experiment at CERN SPS using the Zero Degree Hadronic Calorimeter (ZDC). The efficient way is proposed to increase the calorimeter resource by means of combination of the recovery of optical properties of the scintillator + light guide system and of the decrease (shifting) of the maximum dose value.

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

Поглощенная доза в сцинтилляторах ZDC при облучении ядрами Pb с энергией 157,7 ГэВ/нуклон

А.А.Астапов и др.

Впервые при Pb-Pb взаимодействиях и энергии 157,7 ГэВ/нуклон измерены поглощенные дозы в сцинтилляторах адронного калориметра, которые сравниваются с результатами расчетов. Измерения выполнены на ZDC во время WA-98 эксперимента на SPS (CERN). Предложен эффективный способ увеличения ресурса калориметров путем комбинации восстановления оптических свойств системы сцинтиллятор + световод и мер по уменьшению (смещению) максимальной величины дозы.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

Performance of the experiments at the high energy beams of the high intensity accelerators like the LHC, RHIC, etc., puts strong requirements on the radiation resistance of the detectors being used. In this case the major loading corresponds to the forward calorimeters. Obviously, the simulation of radiation loading and the results of test experiments are very important for development of detectors. It has been commonly acknowledged the high reliability of FLUKA and MARS [1] as the radiation level estimators for the primary high energy protons. These codes have been successfully tested [2].

However, the corresponding experimental results are practically absent for the beams of high energy nuclei with the exception of data [3] obtained at the energies by 10 GeV/nucleon.

In this work, for the first time the absorbed doses in scintillators of hadronic calorimeter are measured and compared with the calculation results for the Pb-Pb interactions at 157.7 GeV/nucleon energy. For this purpose we have used the Zero Degree Hadronic Calorimeter (ZDC) of WA-98 experiment at CERN SPS. The ZDC is located at the far end of the set-up and sees in the forward direction of secondary particles and beam nuclei passing without interaction in a target.

2. Dose Simulation

The cascade, induced by heavy relativistic nucleus, has the new component which, in its turn, is the cascade of the multicharge fragments (MFC). In contrast to the proton-nucleus interactions, the nucleus-nucleus ones have additional sources of the nucleon-meson cascade (NMC) — nucleons of the spectator residuals of the primary nuclei and of the electron-photon shower (EPS) — photons, appeared due to the excitation removal of the largest fragments of these residuals.

Electrodissociation of the target nucleus gives the contribution to the dose for the proton-nucleus cascade at energies more than several hundred GeV. The electrodissociation cross section is already comparative with the one of other nuclear process of the nucleus-nucleus cascade (particularly, for Pb-Pb) at the energies of a few tens GeV/nucleon. Since the velocities of the hadrons and fragments, emitted by the primary nucleus, are approximately equal to the projectile ones, the electrodissociation process has to be

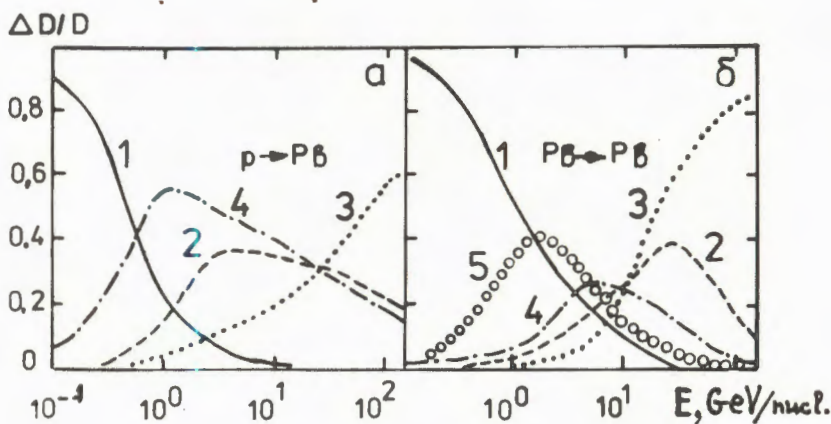
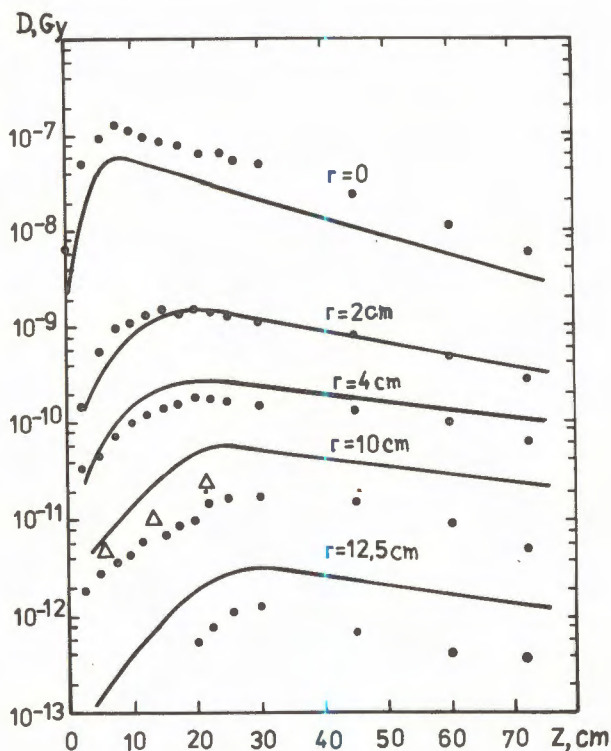


Fig.1. Contributions of the cascade components to the maximum dose in the semi-infinite lead block [3]: 1 — primary particles; 2 — nucleon-meson cascade; 3 — electron-photon shower; 4 — low energy charge particles and neutrons; 5 — multicharge particles

Fig.2. Longitudinal distribution of the absorbed dose per one incident particle in the semi-infinite lead block: ● — experiment at 300 GeV (protons) [2]; — — calculation by MARS code at 150 GeV [5]; Δ — experiment at 157.7 GeV/nucleon, normalized by $A_{Pb} = 208$ times (see the table)



considered as the additional contribution to the dose from new sources of the NMC and EPS, and the nucleus dissociation of the environment material — as the new source of the low energy component of the cascade.

Figure 1 shows the secondary radiation contributions to the absorbed dose (in cascade maximum) in dependence on the primary particle energy. The estimation is made with the EDMONT code [3], which has been preliminarily tested by means of comparison with experimental dose values, obtained by means of calorimetric dosimeters on the 2.55 GeV proton, 7.31 GeV/nucleon deuteron, 3.65 GeV/nucleon carbon nucleus beams of JINR's Synchrophasotron [4].

At the energies of a few hundred the dose is determined mostly by the EPS, induced by $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ decays, and therefore the radial distribution $D(r)$ in the cascade maximum coincides with the corresponding distribution of the electromagnetic shower [1,2].

The spatial dose distribution was calculated in the lead dump of the 150 GeV proton beam [5] with the use of the modified MARS code version [1]. In Fig.2, the longitudinal dose distribution is compared with the experimental one at 300 GeV [2]. As expected, the calculated curves underestimate the experimental points at $r=0$, coincide with them at $r=2$ cm and overestimate the measured values at $r=12.5$ cm. Such a picture is explained by difference of the projectile proton energies. The radial dose distribution at $z=17$ cm (Fig.3), obtained with the EDMONT code, demonstrates it.

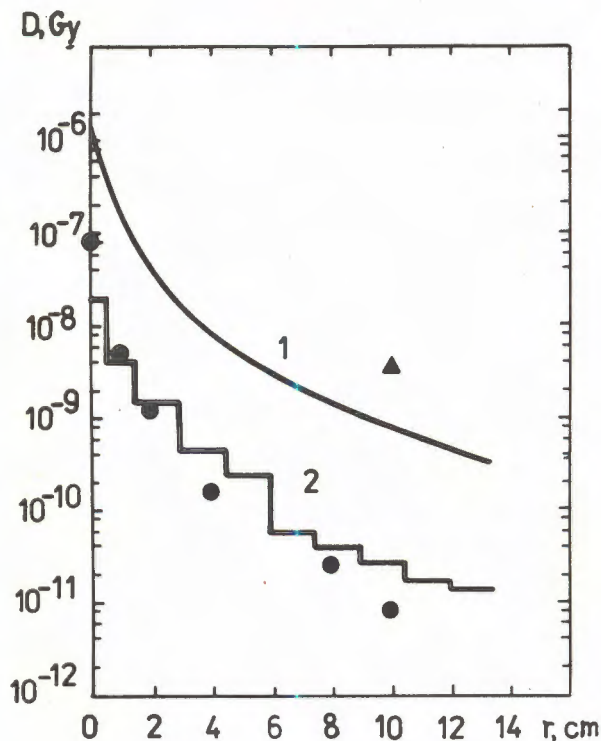


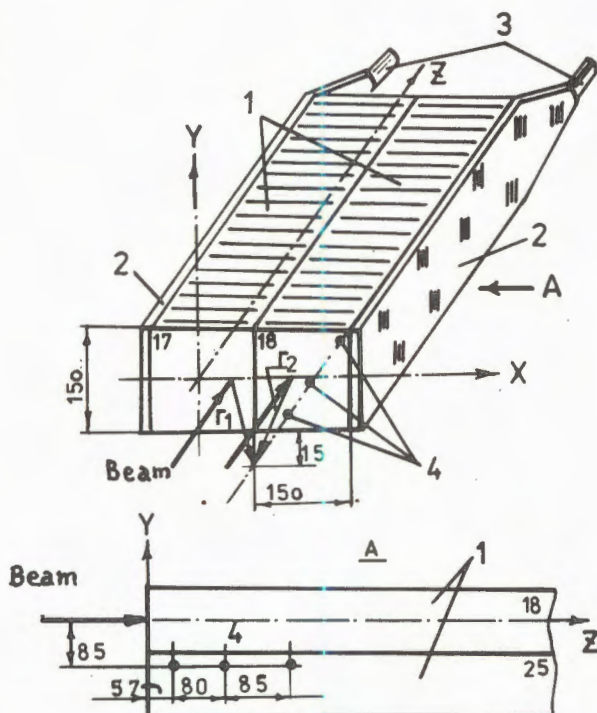
Fig.3. Radial distribution of the absorbed dose per one primary particle in the semi-infinite lead block at $z = 17$ cm: 1 — for 100 GeV/nucleon Pb nuclei, calculation by EDMONT code [3], experiment ▲ at 157.7 GeV/nucleon; 2 — for 150 GeV protons, calculation by MARS code [5], experiment ● at 300 GeV [2]

3. Absorbed Dose Measurements

The ZDC calorimeter has $75 \times 105 \times 1850$ cm³ dimensions and consists of 35 modules with 15×15 cm² cross sections. Every module represents a set of alternating plates of scintillation material (PS) and lead one with thickness of 2.5 mm and 10 mm, respectively. Figure 4 shows the irradiation geometry for two central modules with wave length shifters (WLS). During the run the beam had two positions but that did not affect results ($r_1 = r_2$). In our experiment, very thin film dosimeters may be used only in order to place them into the splits between the modules avoiding the calorimeter demounting. We could place, as it is shown in Fig.4, three colour film CDP-4-1 dosimeters (analogous to the FWT-70 [6]), developed on the polychlorstyrene basis with 150 μ m thickness, 1 cm² cross section and 1.2 g · cm⁻³ density. These detectors are able to measure the absorbed dose in the interval from 10 to $2 \cdot 10^2$ Gy.

CDP-4-1 detectors considerably differ from other film detectors in several important characteristics. They have not any detectable postirradiation effect and are slightly sensible to oxygen. The detector readings do not depend on the dose rate over the range $10^{-4} + 10^2$ Gy · s⁻¹ at the room temperature. At the temperature raise up to 70°C, the film dosimeter readings change by three times. Because of small dimensions and the radiation

Fig.4. Irradiation geometry of the central modules (the rest modules are not shown): 1 — alternating scintillation and lead plates; 2 — wave length shifters; 3 — photoelectric multipliers; 4 — CDP-4-1 film dosimeters



similarity, the detector location between the calorimeter modules does not distort the secondary radiation field. Under irradiation, the film dosimeters are getting the specific color in the dependence of the absorbed dose value. Detailed investigations of these dosimeters are performed in the work [6]. Dose values are obtained from the optical density measured by the SF-26 photospectrometer and graduation curves.

While being calibrated with the ^{60}Co -source ($\bar{E}_\gamma \sim 1.25 \text{ MeV}$), our dosimeters were placed in the material, which was equivalent to the detector one in order to obtain the electron equilibrium. The total error did not exceed 12% at the confidence interval of 0.95. For the first time we performed the calibration of the colour film dosimeters in complex radiation field of the nuclear-electromagnetic cascade at the energies from several units to tens GeV. The above-mentioned copper microcalorimeters [4] were used as the test dosimeters. In this case the uncertainty was estimated to be as high as 25% due to the experimental inaccuracy and the imperfect radiation similarity.

To obtain the equivalent effect (optical density) the larger absorbed dose is necessary in complex field than in the case of γ -irradiation. It is seen, that for higher energies of projectile particles this difference decreases since the linear transmission of the energy (LTE) decreases also with the growth of contribution of the electron-photon shower to the total dose (see Fig.1).

The experimental results of the absorbed dose measurements are presented in the Table.

Table. Experimental results for Pb-Pb interactions with 157.7 GeV/nucleon energy

Seance	Number of Pb nuclei during one run	Time of the irradiation, s	Beam size, mm	Dose (Gy) in points with coordinates (cm)		
				$r = 10$ $z = 5.7$	$r = 10$ $z = 13.7$	$r = 10$ $z = 22.2$
November — December, 1995	$\sim 10^{11}$	$3 \cdot 10^6$	$\sigma_x = 4$ $\sigma_y = 5$	118 ± 30	220 ± 55	522 ± 13

4. Discussion

It is necessary to stress that the dose from the hadrons is several times higher than that one from γ -radiation (^{60}Co) with the equal optical density of polystyrene [6], that is also confirmed by our dosimeter calibrations.

From the other hand, the permissible limit dose D_{lim} of the PS + WLS system in hadron field of the operating calorimeter is, in contrast, less than one in the isotope source tests [7,8]. Authors of [8] tried to explain the 10-times discrepancy of the prediction and results by accounting for the considerable difference of dose rates, which were equal to $2.8 \cdot 10^{-5} \text{ Gy} \cdot \text{s}^{-1}$ (^{60}Co) and $5.6 \cdot 10^{-7} \text{ Gy} \cdot \text{s}^{-1}$ (hadrons), when radiation oxidation effects appeared.

Rough estimations showed [9], that the dose in scintillator was $D_{\text{PS}} = 4.3 \cdot 10^3 \text{ Gy}$ and that one in the wave length shifter closest to the particle beam (Fig.4) was $D_{\text{WLS}} = 36 \text{ Gy}$, where the dose rate was in the interval $10^{-2} + 10^{-4} \text{ Gy} \cdot \text{s}^{-1}$. Light losses of scintillator samples were 10% at $D_{\text{lim}} = 5 \cdot 10^4 \text{ Gy}$ and at the dose rate of $2.8 \text{ Gy} \cdot \text{s}^{-1}$.

However, the radiation oxidation effect was not observed under irradiation by ^{60}Co source with dose rates $6 \cdot 10^{-2} \text{ Gy} \cdot \text{s}^{-1}$ and $3.2 \cdot 10^{-3} \text{ Gy} \cdot \text{s}^{-1}$ [10]. Therefore we believe that the type and energy of secondary particles, operation conditions (temperature, joint affection of radiation and light) are also important and can lead to the opposite result. The light intensity in the maximum of the cascade curve for the ZDC is $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

The photoradiation affection is the complex process and cannot be considered as the direct sum of radiation and light affections. The photoradiation growth of outputs of intermediate active particles and the polymer destruction can overcome the recombination of particles or the destruction decrease with the LET increase of irradiating particles without the light affection ($\text{LET}_{\gamma} \sim 0.2 \text{ keV}/\mu\text{m}$; $\text{LET}_{\text{hadrons}} \sim 20 \text{ keV}/\mu\text{m}$).

The relaxation of intermediate active particles [11] slows down due to the photoradiation. The optical properties recover faster with the LET increase under irradiation without light. Moreover, under the affection of the photoradiation the efficiency of scintillation, spectrum displacement and antiradiation ingredients shows down also. So, radiation-resistant scintillators can have the smaller photoradiation resistance than that one predicted from simple radiation tests [12,13].

5. Conclusion

The problem of correspondence of the permissible limit dose obtained by isotope source tests, to the real D_{lim} values for calorimeters is related to the correct determination of spatial dose distributions in both scintillators and wave length shifters. To solve this problem it is necessary to perform the benchmark experiment on a model of working calorimeter with the correct mathematical simulation of particle transport over the energy range from several hundred GeV to tens TeV.

At the real calorimeter exploitation the dose collection will be accompanied by the periodical interruptions. Therefore the recovery of the optical properties of the PS + WLS system by means of interruption (relaxation) combinations and very small displacements of the beam meeting point is perspective way to increase the calorimeter resource.

Acknowledgement. The authors would like to thank Prof. Hans H.Gutbrod for the permission to use the ZDC calorimeter for these studies, Drs. A.Malakhov and A.Kovalenko for their support and Dr. G.Shabratova for useful discussions.

References

1. Мохов Н.В. — ЭЧАЯ, 1987, том 18, вып.5, с.960.
2. Muraki Y. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1985, A236, p.47.
3. Зайцев Л.Н., Сырейщиков А.Е., Цовбун В.И. — Сообщение ОИЯИ 16-87-821, Дубна, 1987.
4. Дацков В.И., Зайцев Л.Н., Мунтян С.В. и др. — Сообщение ОИЯИ 16-84-677, Дубна, 1984.
5. Ажгирей И.Л., Курочкин И.А., Мохов Н.В. — Тезисы докладов IV Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-физических установок, Томск, 1985, с.8.
6. Абросимов В.К. и др. — В сб.: Доклады VIII Всесоюзного совещания по дозиметрии интенсивных потоков ионизирующих излучений, Обнинск, 1987, с.142.
7. Marimi G. et al. — Preprint CERN 85-08, Geneva, 1985.
8. Sirous Y., Wigmans R. — Nucl. Instr. Meth., 1985, A240, p.262.

9. Ereemeev R. et al. — JINR Rapid Comm., 1995, No.2[70]-95, p.45.
10. Васильченко В.Г. и др. — ПТЭ, 1995, 5, с.85.
11. Залюбовский И.И. и др. — ПТЭ, 1995, 5, с.76.
12. Зайцев Л.Н. — Радиационные эффекты в структурах ускорителей, М., Энергоатомиздат, 1987.
13. Зайцев Л.Н. — Сообщение ОИЯИ Р14-95-104, Дубна, 1995.

УДК 519.673/6+539.1.08

TRACK FINDING WITH NEURAL NETWORKS IN ALICE ITS

B.V.Batyunya, Yu.A.Belikov, A.G.Fedunov, A.I.Zinchenko

A program based on Neural Networks technique was developed for track recognition in ALICE ITS. The efficiency of this program was estimated on samples of Monte Carlo simulated events for particles with $p_T \leq 100$ MeV/c. The advantages of this program are the high performance, the capability of track finding in conditions of the high particle multiplicity and the ability to find tracks distorted by the multiple Coulomb scattering and the energy losses.

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

Поиск треков в ITS установки ALICE с помощью нейронных сетей

Б.В.Батюня и др.

Описана программа для распознавания треков во внутренней трековой системе (ITS) установки ALICE в CERN. В основу программы положена модель нейронных сетей. Приводится оценка эффективности распознавания треков мягких ($p_T \leq 100$ МэВ/с) частиц, выполненная с помощью метода Монте Карло. Достоинствами описанной программы являются высокое быстродействие, возможность поиска треков в условиях большой множественности частиц, образующихся в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях, и способность находить искаженные многократным кулоновским рассеянием и потерями энергии треки частиц с низким импульсом.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

One of the most complicated problems during off-line processing of tracking detector data is the pattern recognition. After preliminary treatment, these data represent a large number of points in space. The problem is how to separate an initial set of unordered points into some subsets, which contain the points belonging to a given particle track.

Several years ago quite a new approach has begun to be developed. These are Neural Networks (NN) investigations. The NN technique has emerged from programming, mathematics and electronics [1,2]. Being applied to the pattern recognition problem, this method offers fast convergence and possibility to recognize tracks of any shape (see for example [3,4]). So we can create (in principal) one program for straight lines and helices and, may be, change only some control input constants, when switching on/off the magnetic

field. At last, it seems that the problem of finding kinks and distorted tracks from particles with large dE/dx — losses could be solved in this way also.

This note demonstrates the performance of the track recognition program based on the simplest kind of *NN*. The track finding capabilities were studied for the events obtained by a generation and the GEANT based simulation of the ALICE ITS.

2. Generation of Events and ALICE ITS Simulation

To generate the events of *PbPb* central collisions at LHC energy, the HIJING-code [5] was used. As the first step, we considered only the tracks with the limited transverse momenta ($p_T \leq 100$ MeV/c), which can be reconstructed only in the Inner Tracking System (ITS) of the ALICE detector [6], because they don't leave the ITS or have not enough a number of measurements in the outer tracker (TPC). Thirty events were generated with the mean number of charged particles equaled to ~ 400 with $p_T \leq 100$ MeV/c within the ITS acceptance, $|\eta| \leq 1$ (η is a pseudorapidity). We excluded the tracks with $p_T > 100$ MeV/c by assuming that these ones can be recognized in the TPC with an efficiency of $\sim 100\%$.

Track finding capability of the ITS was evaluated using the GEANT-based simulation package with the performance parameters of six silicon cylinder layers. The layer radii are presented in the second column of the Table. The beam pipe with a radius of 3 cm and a thickness of 0.06 cm ($\sim 0.17\%X_0$ for Be) has been included as well. Multiple scattering in the beam pipe, silicon layers and also in mechanical support and cooling systems and in electronics was taken into account ($\sim 4.0\%X_0$). Secondary interactions and delta-electron production were included in the simulation. The tracks were processed in the magnetic field of 0.2 T. We used, as the hits, the GEANT explicit coordinates smeared by Gaussian distributions with the mean resolution values presented in the Table for cylindrical $r\phi$ and z coordinates and for the silicon detectors of different types [7].

Table

Layer number	Radius (mm)	Detector type	$\sigma(r\phi)$ (mm)	σ_z (mm)
1	33	pixel	0.02	0.05
2	73	pixel	0.02	0.05
3	140	derift	0.03	0.02
4	240	drift	0.03	0.02
5	400	strip	0.03	1.00
6	450	strip	0.03	1.00

3. Recognition Program

Our recognition program was written on C++ language. The main idea is similar to the one described in [4]. But because the mean distance between tracks in ITS is much less than the distance between consecutive points on a given track, we are forced to take into account the parametric form of expected tracks. We choose the track model as follows

$$\begin{cases} x(t) = R \cdot [\sin(\text{sign}(R)t + \varphi_0) - \sin(\varphi_0)] \\ y(t) = R \cdot [-\cos(\text{sign}(R)t + \varphi_0) + \cos(\varphi_0)] \\ z(t) = z_0 + R \cdot \text{tg } \lambda \cdot t \end{cases} \quad t \in [0, \pi].$$

So our tracks are helices with the common vertex at $(0, 0, z_0)$, radius of curvature in (XY) -plane and emission angles φ_0 and λ (see Fig.1). Of course, straight lines crossing the vertex satisfy our track model.

The program consists of three steps:

1. reading data points from an input file and creating of the NN;
2. evolution of the NN (to the minimum of the network energy function);
3. extraction of track from the NN when the minimum of the energy function has been achieved.

Because of the azimuthal symmetry of the events, we treat hits in the cylindrical coordinate system (r, φ, z) . At the step of the **NN creation**, when all the points (hits) belonging to a given event (triplets of r -, φ - and z -coordinates) are in computer memory, we sort them in increasing order of r and φ (for fixed r). Then we create the neurons between pairs of the points if some conditions are true. These conditions are:

- (a) the hits of the current pair are at the consecutive silicon layers;

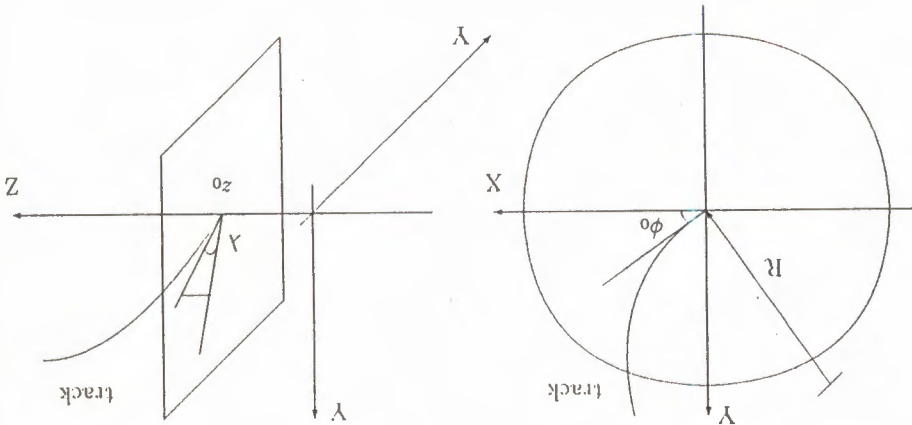


Fig.1

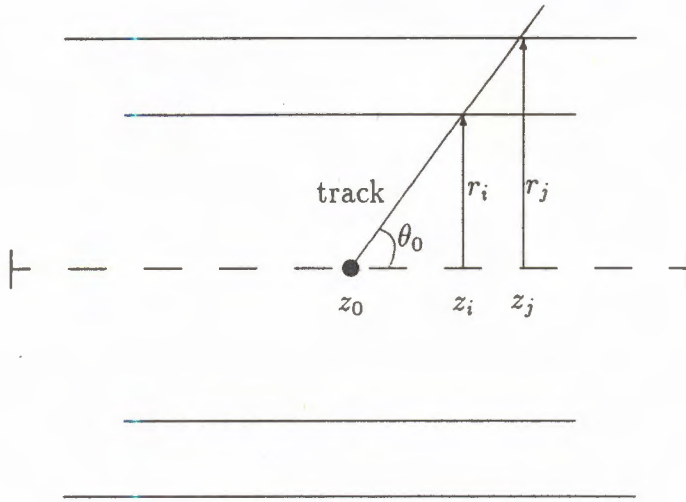


Fig.2

(b) circle diameter (in $r\phi$ -plane) passing through the tested hits and the vertex is greater than the threshold value $D_{\min}$;

(c) these two points and the estimated vertex $(0, 0, \hat{z}_0)$ should lie approximately on a certain helix.

If for any point there was no pair at the neighbour layer, the program tries to find it at the next cylinder.

Let us consider the last condition in more detail. First of all, we have to have the $\hat{z}_0$ value in spite of the absence of the reconstructed tracks at this step. To find the approximate $\hat{z}_0$ value, the following procedure is used. We can write for a straight line track (see Fig.2):

$$z_i = z_0 + r_i \operatorname{ctg} \theta_0, \quad (1)$$

where z_i is a z -coordinate of the crossing point of the layer by the track, θ_0 is a polar emission angle and r_i is the layer radius.

The equation (1) does not depend on azimuthal angle ϕ_0 therefore we can average it with respect to ϕ_0 . The averaged values $\langle z_i \rangle$, $\langle z_0 \rangle$ and $\langle \operatorname{ctg} \theta_0 \rangle$ for two given cylinders with indices i and j satisfy the system of equations

$$\begin{cases} \langle z_i \rangle = \langle z_0 \rangle + r_i \langle \operatorname{ctg} \theta_0 \rangle \\ \langle z_j \rangle = \langle z_0 \rangle + r_j \langle \operatorname{ctg} \theta_0 \rangle. \end{cases}$$

This is a solvable system of two equations for two unknown values $\langle z_0 \rangle$ and $\langle \operatorname{ctg} \theta_0 \rangle$, because we can calculate $\langle z_i \rangle$ and $\langle z_j \rangle$ from input data.

In our case tracks are helices, but the difference between helices and straight lines is not essential if we get two innermost layers. We can solve the above system with respect to $\langle z_0 \rangle$ and take it as first $\hat{z}_0$ approximation.

The known property of the chosen track parametrization is $\frac{dz}{dl} = \text{const}$. So the increment of z -coordinates (dz) is strictly proportional to the corresponding arc lengths (dl) in (r, φ) -plane. But due to multiple scattering and measurement errors we have to use the inequality:

$$\left| \frac{z_1 - \hat{z}_0}{l_{10}} - \frac{z_2 - \hat{z}_0}{l_{20}} \right| < \varepsilon. \quad (2)$$

In this inequality ε is the program parameter and l_{10} , l_{20} are the length of the track (r, φ) -projection between the first point and the vertex and between the second point and the vertex, respectively. The condition (c) is true if the inequality (2) is fulfilled for the two tested points (r_1, φ_1, z_1) and (r_2, φ_2, z_2) .

The values l_{10} and l_{20} can be estimated from the equations

$$\begin{aligned} l_{01} &= r_1 \\ l_{02} &= r_1 + l \quad \text{for } \varphi_2 - \varphi_1 < 0.15, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} l_{01} &= r_1 \cdot \alpha / \sin(\alpha) \\ l_{02} &= r_2 \cdot [\alpha + 2(\varphi_2 - \varphi_1)] / \sin[\alpha + 2(\varphi_2 - \varphi_1)] \quad \text{otherwise.} \end{aligned}$$

In these equations

$$l = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)},$$

$$\alpha = 2\arcsin[\sin(\varphi_2 - \varphi_1) \cdot r_1 / l]$$

and $r_{1,2}$, $\varphi_{1,2}$ are the input data.

After the creation of the neurons we try to connect them by the following way. Let us mark a neuron created between points number i and j by the pair (ij) . If the start point of one neuron is the same as the end point of another one, we connect these neighbour neurons with the weight

$$w_{ijk} = \cos^{\xi}(\theta_{ijk}),$$

where θ_{ijk} — the space angle between neurons (ij) and (jk) ; ξ — the program parameter.

We assign $w_{ijk} = 0$ when

$$\left| \frac{z_j - z_i}{l_{ij}} - \frac{z_k - z_j}{l_{jk}} \right| > \varepsilon,$$

or if the vector products

$$[\mathbf{r}_i \times \mathbf{l}_{ij}] \quad \text{and} \quad [\mathbf{l}_{ij} \times \mathbf{l}_{jk}]$$

have the different signs. Here we used the next new designations: $\mathbf{l}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$ and $\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j$ are the radius-vectors of the hits number i and j in (XY) -plane.

The next step of the program is the **NN evolution**. We choose the equation of neuron activation renewal in the form

$$V_{ij} = \frac{1}{2} \left[1 + th \frac{\text{«c-term»} - \text{«}\alpha\text{-term»} + b}{T} \right] \quad (3)$$

where

$$\text{«c-term»} = c(\sum_m w_{mij} V_{mi} + \sum_n w_{ijn} V_{jn})$$

$$\text{«}\alpha\text{-term»} = \alpha(\sum_{l \neq j} V_{il} + \sum_{k \neq i} V_{kj});$$

(c, α, b and T are parameters of the program).

The neurons vary asynchronously their activations according to the equation of evolution (3). We stop iterations if the mean difference of the neuron activations between the iterations n and $n+1$ began to be small, i.e.

$$\frac{1}{N} \sum_{ij} |V_{ij}^n - V_{ij}^{n+1}| < 0.00001,$$

where N is the total number of neurons.

Our list of points is sorted in increasing order of r and φ . The procedure of **track extraction** is as follows. We take the point at the end of list, find the most excited incoming neuron, take the start point of this neuron and find the most excited incoming neuron for this point, and so on while incoming neurons exist. We mark these points as used and consider this chain as a track candidate. Then we return to the end of our list, take the next unused point and repeat the procedure until all the points were used.

The program parameters are tuned empirically, and depend on detector peculiarities. The following values of the parameters were found for the ALICE ITS.

- $\varepsilon = 0.04 + 0.08$ for $D_{\min} = 800 + 2500$ (mm)
- $c = 400, \alpha = 100, b \sim 0, T = 10^{-3};$
- $\xi = 2$

The most critical parameter is ϵ . For example, if this one is not small enough, many unnecessary neurons are created, and the time of recognition (and the computer memory) increases while the recognition efficiency decreases. But if ϵ is too small, some of required neurons are lost, and some of tracks begin to be broken.

The optimal value of $D_{\min}$ depends on the momentum region of interest. If we take a greater value for this parameter, the recognition efficiency for tracks with $D > D_{\min}$ is greater (as compared with smaller $D_{\min}$), but the efficiency for tracks with $D < D_{\min}$ falls to zero.

4. Results and Discussion

To obtain the highest recognition efficiencies, we processed different p_T -regions separately, because of the large track distortion (by dE/dx) for lower momenta. Three passes of the recognition program for momentum regions of $p_T > 75$ MeV/c, $p_T > 50$ MeV/c and $p_T > 25$ MeV/c were done for each event. When any pass was completed the hits of the «found» (see below) tracks were removed from the input data and the program began the next pass with the new parameter values. Thus, we could find the maximum number of tracks for all p_T -regions. Then we got remained (the most distorted) tracks in the whole area $25 < p_T < 100$ MeV/c after the additional fourth pass. The following optimized values of $D_{\min}$ and ϵ parameters were obtained for all four passes:

1. $D_{\min} = 2500$ $\epsilon = 0.04$,
2. $D_{\min} = 1666$ $\epsilon = 0.04$,
3. $D_{\min} = 833$ $\epsilon = 0.04$,
4. $D_{\min} = 833$ $\epsilon = 0.08$.

After the recognition we considered a track candidate as a «found» track if

- track candidate consists of 4 or more hits;
- one of the hits must be from the external ITS layer;
- track candidate contains not more than one hit from another track.

The second condition is essential to connect tracks found in the TPC and ITS. If for any track candidate the first two conditions were fulfilled but the third one was not satisfied, we considered it as a «fake» track. The results of such a four pass procedure for the «found» tracks, summing up thirty events, are shown in Fig.3.

The recognition efficiency determination has been done separately for e^+/e^- and for π^+/π^- tracks, because of the special physical interest to the e^+/e^- pair production [6]. It should be noted also that very significant part of hadrons are lost because of the high dE/dx losses in the p_T -region under study. That is why we have calculated only π^+/π^- track recognition efficiency in case of hadron tracks.

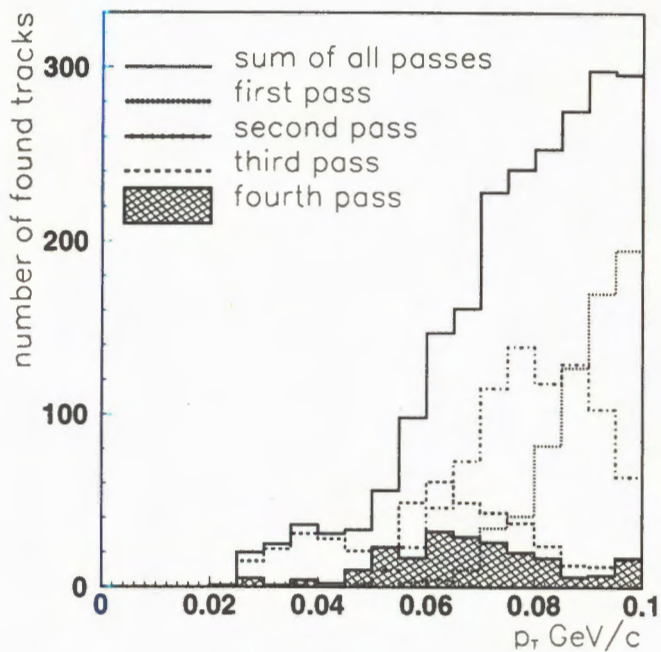


Fig.3

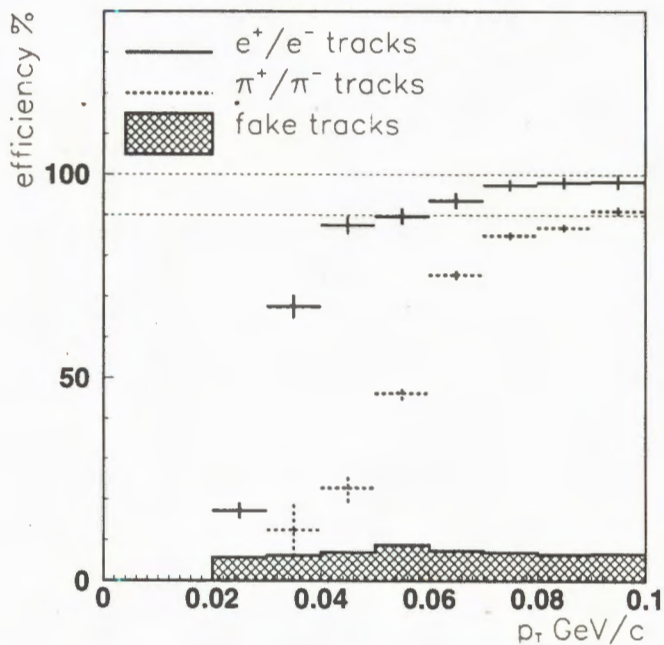


Fig.4.

Thus we calculated efficiencies for electron, pion and fake tracks using the next formulae:

$$\zeta^e = \frac{N_{\text{found}}^e}{N_{\text{initial}}^e} 100\%,$$

$$\zeta^\pi = \frac{N_{\text{found}}^\pi}{N_{\text{initial}}^\pi} 100\%,$$

$$\zeta^{\text{fake}} = \frac{N_{\text{found}}^{\text{fake}}}{N_{\text{initial}}^{\text{fake}}} 100\%,$$

where N_{found}^e , N_{found}^π and $N_{\text{found}}^{\text{fake}}$ are numbers of the «found» e^+/e^- , π^+/π^- and the «fake» tracks, respectively. The N_{initial}^e , N_{initial}^π and $N_{\text{initial}}^{\text{fake}}$ are numbers of the simulated electron, pion and all charged particle tracks satisfied to the first and second conditions considered above and related to the primary vertex. It is clear that the secondary tracks (related to secondary vertices or delta electrons) play only the role of a «noise» for our recognition program.

Figure 4 shows ζ^e , ζ^π , and ζ^{fake} as function of p_T . It can be seen from this figure that the efficiency for electron tracks is about 80 + 100% at $p_T \geq 40$ MeV/c and the efficiency for «fake» tracks is less than 10% in the whole region of p_T . We can see, also that the ζ^π is significantly worse for pions at $p_T \leq 70$ MeV/c as a consequence of the track distortion by dE/dx .

One of the most important properties of all recognition programs is computer memory and time consumption. This program needs about 500k RAM and spends about 5 CPU sec per event (with ~400 tracks and ~6 hits per track) on CONVEX 220 or about 30 CPU sec per event on AT386 33 MHz.

Acknowledgements

We are very grateful to K.Safaric, S.Khorozov for useful discussions and suggestions and to N.Slavin for his help with event generation.

References

1. Treleaven P., Vellasco M. — Comput. Phys. Commun., 1989, v.57, p.543.
2. Humpert B. — Comput. Phys. Commun., 1990, v.58, p.223.
3. Dendy B., Linn S. — Comput. Phys. Commun., 1990, v.56, p.293.

4. Stimpfl-Abele G., Garrido L. — *Comput. Phys. Commun.*, 1991, v.64, p.46.
5. Wang N.X. et al. — *Phys. Rev.*, 1991, v.D44, p.3521; *Phys. Rev. Lett.*, 1992, v.68, p.1480.
6. Letter of Intent for a Large Ion Collider Experiment, CERN/LHCC/93-16, LHCC/14, March 1993.
7. Batyunya B., Zinchenko A. — *Internal Note/SIM ALICE/94-31*, 1994; *JINR Rapid Communication*, 1995, No.3[71]-95, p.5.

УДК 539.17.012

539.142.2

ВЛИЯНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ЭФФЕКТОВ НА СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ УРАНА С $N \simeq 126$

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, М.Веселски¹, А.В.Еремин,
А.П.Кабаченко, О.Н.Малышев, А.Г.Попеко, И.Рохач,
Р.Н.Сагайдак, Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин, Ш.Шаро¹.

В реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ измерены сечения образования и функции возбуждения для нейтронодефицитных изотопов U, Pa и Th. Проведено сравнение экспериментально измеренных сечений образования изотопов урана с числами нейтронов $126 \leq N \leq 134$ с результатами расчетов по статистической модели девозбуждения компаунд-ядра. Показано, что ни один из широко используемых способов учета влияния оболочечных эффектов на величины сечений образования испарительных продуктов не позволяет непротиворечиво описать этот набор экспериментальных данных. Предложен и проанализирован новый, математически простой, полуэмпирический вариант учета оболочечных эффектов в делительном канале, в котором используется варьирование суммарного барьера деления, а не отдельных его компонентов — $B_f(I) = C(B_f^{LD}(I) + B_f^{\text{Shell}})$. Показано, что предложенный вариант хорошо описывает сечения образования нейтронодефицитных изотопов в области от Bi до U включительно при значении коэффициента $C = 0,7$. В экспериментах уточнены также значения периодов полураспада для изотопов $^{223,225}\text{U}$, которые согласно проведенным измерениям равны (55 ± 10) мкс и (60 ± 10) мс соответственно.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Influence of Shell Effects on Production Cross Section of Neutron Deficient Uranium Isotopes with $N \simeq 126$

A.N.Andreyev *et al.*

Production cross sections and excitation functions of neutron deficient isotopes of U, Pa, and Th have been measured in the reaction $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$. The half-lives of $^{223,225}\text{U}$ were determined more accurately as (55 ± 10) μs and (60 ± 10) ms, respectively. Experimentally measured production cross sections of the uranium isotopes with neutron numbers $126 \leq N \leq 134$ are compared with the results of calculations using a statistical model of the compound nucleus deexcitation. It is shown that none of the popular versions of the shell effect incorporation into statistical model calculations is able to describe simultaneously experimental data involving both the nuclei near the neutron shell $N=126$ and those far from the shell. A new, simple semi-empirical approach taking the fission barrier as $B_f(I) = C(B_f^{LD}(I) + B_f^{\text{Shell}})$

¹ Университет имени Яна Коменского, Братислава, Словакия

is discussed for the shell effect introduction into the fission deexcitation channel. Using this approach to the calculations, a good description of production cross sections of neutron deficient isotopes was reached, with practically the same value of the scaling parameter $C \cong 0.7$ not only for uranium evaporation residues but also for a large set of nuclei from Bi to U.

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

Введение

Интерес к исследованиям сечений образования нейтронодефицитных изотопов Th — U с $N \cong 126$ обусловлен несколькими причинами. Во-первых, оболочечная поправка к основному состоянию для этих изотопов велика и практически равна по величине жидкокапельному барьеру деления. Поэтому есть основания полагать, что сравнение экспериментальных величин сечений для xn -, $p xn$ - и αxn -реакций с расчетными, полученными с использованием статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, позволит выявить роль оболочечных эффектов и их влияние на вероятность деления возбужденного компаунд-ядра, и следовательно, на величину сечений образования испарительных продуктов. Важность корректного учета оболочечных эффектов, особенно при вычислении сечений образования трансфермиевых нуклидов, не вызывает сомнений. В то же время имеющийся к настоящему времени набор экспериментальных данных допускает их неоднозначную модельную интерпретацию и делает возможным использование в расчетах предположений, резко различающихся по своим физическим обоснованиям. Так, в работах [1,2] на основе анализа сечений образования нейтронодефицитных изотопов тория с $N \cong 126$ в реакциях с тяжелыми ионами было высказано предположение, что оболочечные эффекты в плотности уровней исчезают с ростом энергии возбуждения значительно быстрее, чем это предсказывает стандартная модель, и не влияют на величины сечения образования испарительных продуктов в реакциях «горячего» слияния. Для количественного учета этого эффекта было предложено уменьшать в расчетах «длину ослабления» оболочечных эффектов в плотности уровней с 18,5 до 6,0 МэВ. Такая интерпретация экспериментальных данных получила в дальнейшем широкое распространение, несмотря на то, что находилась в явном противоречии с экспериментальными данными, полученными для нуклидов вблизи дорожки стабильности, и разработанным на базе этих данных стандартным подходом к учету ослабления оболочечных эффектов в плотности уровней при увеличении энергии возбуждения (см., например, [3]).

Практически сразу после публикации работ [1,2] в работе [4] было указано, что возможным альтернативным объяснением малых величин сечений образования нейтронодефицитных изотопов тория с $N \cong 126$ может являться увеличение для этих ядер относительной вероятности делительной моды распада за счет существенно большей плотности вращательных уровней у сильно деформированных конфигураций, соответствующих седловой точке, по сравнению с близкими к сферическим конфигурациям основного состояния — так называемый «механизм коллективного усиления». Другое альтернативное объяснение было предложено в работе [5], в которой на основе анализа сечений образования нейтронодефицитных изотопов Ac, Ra и Fr с $N \cong 126$ было показано, что хорошее согласие расчета по статистической модели и эксперимен-

тальных данных можно получить и при учете влияния оболочечных эффектов по стандартной схеме, если при этом уменьшить величину жидкокапельного компонента барьера деления на 30%. Как показали последующие экспериментальные исследования [6,7], уменьшение жидкокапельных барьеров деления на 30 + 40% по сравнению с предсказаниями моделей Коэна — Плазила — Святецкого или Сирка имеет универсальный характер и является обязательным условием правильного описания величин сечений образования для всех нейтронодефицитных изотопов в области ядер от Bi до U. При этом было также установлено, что средний уровень уменьшения жидкокапельных барьеров одинаков как для нуклидов с заметной оболочечной поправкой, так и с нулевой. И только в сравнительно узкой области нейтронных чисел $122 \leq N \leq 128$ для правильного описания величин сечений требуется дополнительное уменьшение барьеров деления на $\approx 10\%$ от их нового среднего значения. На наш взгляд, этот свидетельствует о том, что использовавшийся в расчетах стандартный метод учета оболочечных эффектов является хорошим, но только первым приближением, и необходимы дальнейшие исследования в этой области ядер для разработки более точного подхода к учету влияния оболочечных эффектов на сечения образования испарительных продуктов в реакциях «холодного» и «горячего» слияния.

Другой интересной особенностью поведения сечений образования испарительных продуктов в этой области нуклидов являются аномально высокие значения отношений $\sigma_{\alpha n}/\sigma_{xn}$, наблюдающиеся в узкой области ядер вблизи $Z \approx 92$ и $N \geq 126$, не описывающиеся в рамках статистической модели девозбуждения [8].

Исходя из всех этих соображений, мы провели дополнительные эксперименты по измерению сечений и функций возбуждения для xn -, pxn - и αxn -реакций при облучении мишени из ^{208}Pb ионами ^{22}Ne с энергией от 110 до 155 МэВ. Полученные данные, наряду с измеренными нами ранее сечениями образования нейтронодефицитных изотопов U, Pa и Th в реакциях $^{20,22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{27}\text{Al} + ^{197}\text{Au}$ [9—12], позволяют достаточно подробно проследить изменение сечений образования нуклидов в области Th — U при уменьшении числа нейтронов от 134 до 124. Анализ экспериментальных данных и их сравнение с результатами расчетов по статистической модели девозбуждения компанд-ядра и являются предметом настоящей публикации.

Экспериментальная методика и результаты измерений

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались пучки ионов ^{22}Ne с начальными энергиями 130 и 160 МэВ. Интенсивность пучка на мишени ограничивалась и в среднем была равной $2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Изменение энергии бомбардирующих ионов с шагом 3 + 6 МэВ проводилось с помощью алюминиевых и титановых поглотителей. Энергия бомбардирующих частиц измерялась полупроводниковыми детекторами, расположенными до и после мишени, по энергии ионов, рассеянных на угол 30° на тонкой золотой фольге (250 мкг/см^2) или веществе мишени. Калибровка детектора и электронного тракта осуществлялась с помощью стандартных α -источников.

В экспериментах использовалась вращающаяся мишень из разделенного изотопа — ^{208}Pb с обогащением 99%, напыленного на 66 мкм Al фольгу. Средняя толщина мишени составляла 400 мкг/см^2 , неоднородность по толщине $\pm 150 \text{ мкг/см}^2$.

Продукты реакций полного слияния отделялись от продуктов реакций глубоконеупругих передач и бомбардирующих ионов с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА [13]. Это трехступенчатый электростатический сепаратор с телесным углом захвата 15 мср и полосой пропускания $\pm 10\%$ по электрической жесткости. При быстроедействии, близком к одной микросекунде, он обеспечивает эффективное разделение продуктов реакций полного слияния, продуктов реакций передач и частиц бомбардирующего пучка. Эффективность сепарации измерялась с использованием калибровочной реакции $^{22}\text{Ne} + \text{ест. W}$ (240 мкг/см^2) и составляла в данных экспериментах $(3,0 \pm 0,5)\%$ для продуктов хл- и рхл- реакций. С учетом поправок, связанных с различием толщин рабочей и калибровочной мишеней, это соответствует эффективности сепарации $(2 \pm 0,4)\%$ в рабочих облучениях со свинцовой мишенью. Для продуктов $\alpha\text{хл-}$ реакций величина эффективности сепарации при вычислении сечений уменьшалась в шесть раз из-за их более широкого углового распределения. Коэффициент уменьшения эффективности сепарации для $\alpha\text{хл-}$ канала девозуждения был измерен нами ранее в близкой к исследуемой реакции $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ [5].

Регистрация ядер отдачи и измерение энергий их α -распадов осуществлялось в фокальной плоскости сепаратора детектирующей системой [14], состоящей из двух широкоапертурных времяпролетных детекторов с временным разрешением 0,5 нс и восьмистрипового подупроводникового детектора размером $60 \times 60 \text{ мм}$ и разрешением $\approx 15 \text{ кэВ}$ для α -частиц с энергиями в диапазоне энергий от 6 до 9 МэВ. Для предварительной калибровки поупроводникового детектора использовался внешний α -источник — ^{226}Ra . Окончательная калибровка детектора проводилась с помощью имплантированных в детектор α -излучателей — продуктов реакций $^{22}\text{Ne} + \text{W, Os, Pt}$. Электронная аппаратура детектирующего модуля обеспечивала запись всех событий, связанных с приходом в детектор ядер отдачи (ER) и последующих α -распадов с фиксацией времени каждого события с микросекундной точностью. Последующий времяамплитудный корреляционный анализ всего массива зарегистрированных событий позволял выявлять генетически связанные цепочки α -распадов и идентифицировать первичный нуклид по его дочерним продуктам. В свою очередь, из анализа временного распределения ER- α_1 - α_2 -корреляций можно было определить период полураспада материнского ядра.

Основные характеристики α -распада нейтродефицитных изотопов $^{223-226}\text{U}$ исследовались ранее в ряде работ [9,10,15,16]. Полученные в наших экспериментах данные об энергиях и периодах α -распада в большинстве случаев хорошо согласуются с уже известными данными. Некоторое расхождение наблюдается только для величин периодов полураспада изотопов $^{223,225}\text{U}$. Так, для ^{225}U период полураспада, измеренный в наших экспериментах, получился равным $(60 \pm 10) \text{ мс}$. Измеренная величина практически совпадает со значением периода полураспада для этого изотопа, полученным усреднением значений периодов полураспада, приведенных в работах [9,15,16]. Относительные интенсивности α -переходов с энергиями 7,87 МэВ и 7,83 МэВ равны

Таблица. Сечения образования испарительных продуктов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$

E _{лаб.} , МэВ	E _{возб.} , МэВ	Сечения образования, мкб												
		4n	5n	6n	7n	p5n	p6n	p7n	α2n	α3n	α4n	α5n	α6n	α7n
101	31	0,7							210	140				
109	38	6,0							310	330				
112	41	3,1	0,5						60	380	50			
116	45	0,8	1,9						40	310	90			
122	50	0,2	1,8	0,3					20	120	230	50		
130	57		0,9	0,9		1,4	0,1			30	250	250	20	
137	64		0,4	0,2	0,1	3,7	0,3			10	60	310	50	
142	68			0,1	0,3	1,1	1,9	0,4			40	280	120	10
148	74				0,2	0,9	2,6	0,4			20	120	200	30
153	78				0,1	0,7	2,2	0,8				60	140	80

(84 ± 5)% и (16 ± 5)% соответственно, что подтверждает данные работы [16]. Для изотопа ^{223}U период полураспада, измеренный по 35 корреляциям типа ER-α₁-α₂-α₃, оказался равным (55 ± 10) мкс, то есть практически в три раза больше величины, приведенной в работе [10]. Мы считаем, что полученное в настоящих экспериментах значение периода полураспада ^{223}U более точно, так как для измерений был использован существенно больший массив данных.

Статистическая точность измерений выходов отдельных нуклидов составляла в данных экспериментах ± (15 + 20)% для изотопов урана и протактиния и ± (5 + 10)% для изотопов Th. Для изотопов Th она, в основном, определялась точностью учета фона под выделенным α-пиком. Точность определения величин сечений образования испарительных продуктов определяется также точностью измерения эффективности сепарации, толщины мишени и потока ионов, прошедшего через мишень. С учетом этих факторов точность определения абсолютных величин сечений составляла в данных экспериментах ± 50%. Точность измерения относительных величин сечений была в два-три раза лучше.

При вычислении энергии возбуждения компаунд-ядра нами использовались экспериментальные значения масс нуклидов, взятые из таблиц [17]. Измеренные в диапазоне энергий возбуждения компаунд-ядра ^{230}U от 30 до 80 МэВ величины сечений образования для изотопов U, Pa и Th приведены в таблице.

Сравнение экспериментальных данных с расчетом по программе HIVAP и обсуждение результатов

Для анализа экспериментальных данных мы использовали хорошо апробированный во многих работах код HIVAP [18], в котором сечения образования испарительных продуктов в реакциях полного слияния вычисляются в рамках статистической модели девозбуждения компаунд-ядра. При вычислении плотности уровней в расчетах использовались хорошо известные соотношения модели ферми-газа (без учета эффектов коллективного усиления) с феноменологическим учетом оболочечных эффектов в параметре плотности уровней по Игнатьюку [19].

$$\alpha_{\nu}(E^*) = \tilde{a}_{\nu} \{1 + [1 - \exp(-E^*/D)] \Delta W_{\nu}(A, Z)/E^*\},$$

где E^* — энергия возбуждения составного ядра, $D = 18,5$ МэВ — «длина ослабления» оболочечных эффектов, а $\Delta W_{\nu}(A, Z)$ — оболочечная поправка к массе ядра, образовавшегося после испускания частицы ν (нейтрона, протона или α -частицы). Параметр плотности уровней в делительном канале мы считали не зависящим от энергии возбуждения и равным асимптотическому значению параметра плотности уровней $\tilde{a}_f$ в канале с испарением частиц $\tilde{a}_{\nu}$. Таким образом, отношение асимптотических значений параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах — $\tilde{a}_f/\tilde{a}_{\nu}$ — в расчетах принималось равным единице. Экспериментальные аргументы в пользу выбора такого значения для $\tilde{a}_f/\tilde{a}_{\nu}$ подробно обсуждались нами в работе [6]. Значения угловых моментов, уносимые испаряющимися частицами, считались равными $1h$, $1h$ и $3h$ для нейтронов, протонов и α -частиц соответственно. При расчетах использовались экспериментальные значения для энергий связи нейтронов, протонов и α -частиц с учетом поправок на эффекты спаривания.

Полный барьер деления вычислялся как сумма величин жидкокапельного и оболочечного компонентов барьера деления.

$$B_f(l) = CB_f^{LD}(l) + B_f^{Shell},$$

Величина жидкокапельного компонента барьера деления (B_f^{LD}) рассчитывалась по модели заряженной жидкой капли Коена — Плазила — Святецкого [20]. Величина оболочечного компонента деления — (B_f^{Shell}) принималась равной разности между капельной [21] и экспериментально измеренной [17] массами нуклида, то есть равной модулю величины $\Delta W_{\nu}(A, Z)$. Коэффициент C при жидкокапельном компоненте барьера деления использовался в расчетах как подгоночный параметр. В качестве экспериментальных данных при сравнении с расчетом использовались величины сечений образования нуклидов в максимумах их выходов.

Как следует из экспериментальных данных, приведенных в таблице, характерной особенностью исследованной реакции является доминирование в испарительном канале нуклидов, образующихся в α -реакциях. В этом смысле она существенно отличается

ся от других реакций, исследованных нами раньше и приводящих к образованию компаунд-ядер с $Z \leq 89$. Даже при относительно небольших энергиях возбуждения компаунд-ядра (≈ 35 МэВ) сечения αxn -реакций уже превосходят сечения xn - и rxn -реакций на два порядка величины. С ростом энергии возбуждения различия в величинах сечений увеличиваются за счет быстрого уменьшения сечений xn -реакций и практически достигают трех порядков величины. Как уже говорилось во введении, в работе [8] было показано, что большое различие сечений приводит к значительным трудностям при попытках их модельного описания с одним набором параметров. Поэтому есть основания полагать, что в исследуемой реакции величины сечений для различных мод испарительного канала будут в значительной степени определяться не только делимостью нуклидов, но и корректностью расчета вероятности испарения заряженных частиц.

Ранее в ряде работ [22,23] было показано, что для правильного описания в рамках программы HIVAP сечений и αxn -каналов в реакциях с тяжелыми ионами необходимо на 15—25% уменьшить расчетную величину кулоновского барьера для α -частиц. Такая рекомендация в общем согласуется с выводами работы [24], в которой информация о величинах кулоновских барьеров для различных ядер при испарении ими α -частиц извлекалась из анализа экспериментально измеренных испарительных α -спектров. Для того чтобы проверить, является ли уменьшение кулоновского барьера необходимым условием для правильного расчета сечений в области исследуемых нами ядер, мы провели с использованием программы HIVAP расчеты сечений образования испарительных продуктов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$. Из сравнения результатов расчетов с экспериментально измеренными сечениями для xn -, rxn - и αxn -реакций [5] было установлено, что уменьшение кулоновского барьера на 15% в канале испарения α -частиц приводит к лучшему согласию данных. Поэтому во всех дальнейших расчетах сечений образования испарительных продуктов кулоновский барьер для α -частиц учитывался нами с коэффициентом 0,85.

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными проводилось для трех типов каналов деовозбуждения компаунд-ядра — xn , rxn и αxn , но основным являлся xn -канал. Прежде всего это связано с тем, что для данного канала наблюдается наиболее значительный диапазон изменения сечений, и поэтому этот набор данных наименее критичен к ошибкам в измерении сечений. На рис.1 приведена компиляция экспериментальных данных для величин сечений образования нейтрондефицитных изотопов урана в xn -реакциях с ионами с $A \leq 40$. Наряду с сечениями, измеренными в настоящей работе, использованы также данные из работ [9—12], в которых исследовались реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{27}\text{Al} + ^{197}\text{Au}$. Следует отметить, что для изотопов $^{218,219}\text{U}$ ошибка в определении величин сечений в максимумах выходов несколько больше и составляет $\begin{pmatrix} +150\% \\ -50\% \end{pmatrix}$. Это связано прежде всего с тем, что поперечные сечения в реакции $^{27}\text{Al} + ^{197}\text{Au}$ [11,12] были измерены только при двух значениях энергии бомбардирующих ионов 151 и 162 МэВ, что и приводит к дополнительной неопределенности в определении величины сечения в максимуме выхода. Точками на

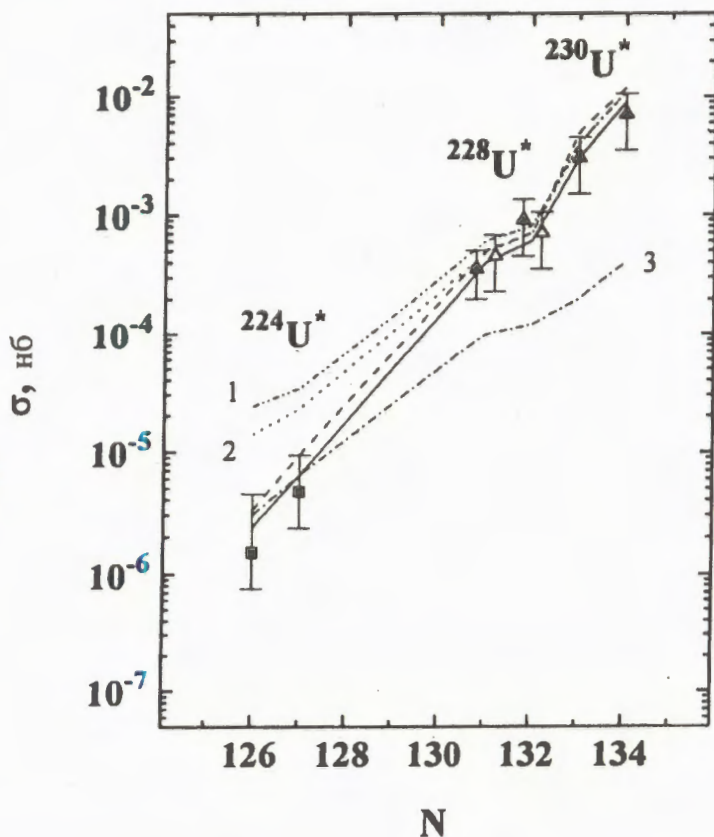


Рис.1. Экспериментальные и расчетные значения сечений в максимумах выходов для χ -реакций. (Объяснения обозначений см. в тексте)

рис.1 показаны экспериментальные значения величин сечений в максимумах выходов, линиями — результаты расчетов по статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, сделанные с использованием программы HIVAP. Величины для жидкокапельных и оболочечных компонентов барьеров деления, использовавшиеся в расчетах, приведены в верхней части рис.2.

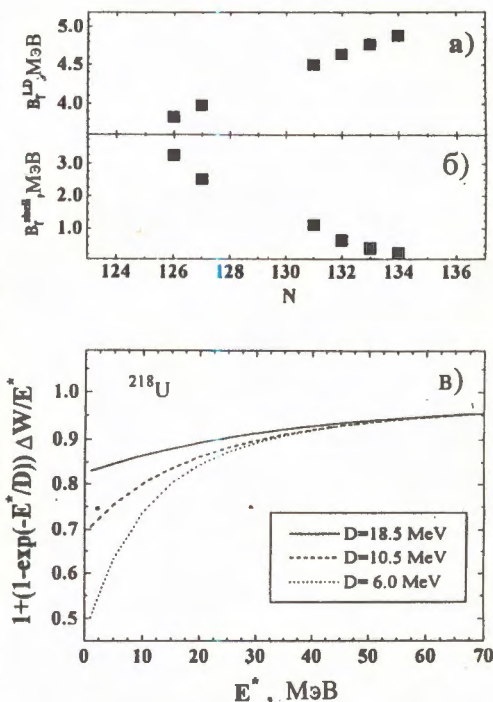
Штрихпунктирной линией (1) на рис.1 показаны результаты расчетов, сделанные с использованием стандартного подхода для учета оболочечных эффектов, описанного в начале этого раздела статьи. В этих расчетах нами использовался только один подгоночный параметр — коэффициент C , значение которого оказалось равным 0,65. Такое значение коэффициента C при жидкокапельном барьере деления является типичным для большинства ядер в области от Рb до U [6,7]. Однако, как следует из рисунка, при использовании такого подхода хорошее согласие расчета и экспериментальных данных наблюдается только для изотопов с $130 \leq N \leq 134$. Расчетные значения сечений образо-

Рис.2. Величины жидкокапельного (а) и оболочечного (б) компонентов барьера деления для нейтронодефицитных изотопов урана. в) Зависимость параметра плотности уровней от энергии возбуждения для трех значений параметра D : 18,5 МэВ, 10,5 МэВ и 6,0 МэВ

вания нейтронодефицитных изотопов $^{218,219}\text{U}$ с числами нейтронов, равными 126 и 127, оказываются завышенными в $10 + 20$ раз. Как показали дополнительные расчеты, для правильного описания сечений образования этих изотопов было бы необходимо уменьшить значение коэффициента C до величины 0,45 (линия 3 на рис.1). Однако, как видно из рисунка, в этом случае неправильно описываются сечения образования более тяжелых изотопов.

Нами была проверена «устойчивость» расчетов относительно возможной систематической ошибки в определении величин оболочечных поправок к основному состоянию. Для этого величины оболочечных поправок в формуле для плотности уровней и барьере деления у всех нуклидов в испарительной цепочке одновременно уменьшались или увеличивались на 30%. По абсолютной величине такое варьирование соответствовало изменению оболочечной поправки на $\pm 0,8$ МэВ для конечных ядер в испарительном каскаде. Результат расчетов для варианта с уменьшенным значением оболочечной поправки показан на рис.1 линией 2. Из рисунка видно, что даже такое, достаточно сильное, варьирование величины оболочечной поправки приводит к изменению величин расчетных сечений только на фактор 2—3 и не может быть использовано для объяснения малых значений величин сечений образования изотопов $^{218,219}\text{U}$. В принципе это не удивительно, так как учет оболочечной поправки в плотности уровней приводит к уменьшению испарительной ширины, а в барьере деления — к уменьшению делительной ширины. Поэтому синхронное изменение оболочечной поправки в делительном и испарительном каналах приводит к сильному компенсационному эффекту при расчетах величин сечений.

Хорошее согласие экспериментальных и расчетных сечений можно получить, если использовать предложенный в работах [1,2] и уже упоминавшийся во введении метод уменьшения параметра D при вычислении плотности уровней в канале испарения частиц. Результаты таких расчетов с $D = 10,5$ МэВ и $C = 0,65$ показаны на рис.1 штриховой линией. Как видно из рисунка, при таком наборе параметров удастся одновременно описать как сечения образования изотопов со значительным вкладом оболочечных эффектов, так и практически нулевым. Однако нам представляется необ-



ходимым сделать короткий комментарий к обоснованности использования данного подхода. В нижней части рис.2 приведены три кривые для зависимости величины параметра плотности уровней в испарительном канале — a_v — от энергии возбуждения ядра.

Расчеты сделаны для нуклида ^{218}U при значениях параметра D , равных 18,5 МэВ, 10,5 МэВ и 6,0 МэВ соответственно. Из рисунка следует, что уменьшение параметра D приводит к уменьшению параметра плотности уровней, особенно при низких энергиях возбуждения, и следовательно, к усилению оболочечных эффектов в плотности уровней в испарительном канале. Так как при этом величина барьера деления и, следовательно, плотность уровней в делительном канале остаются в расчетах неизменными, то это приводит к увеличению парциальной делительной ширины и уменьшению сечений образования испарительных продуктов. Необходимо напомнить, что численное значение параметра $D = 18,5$ МэВ было получено из анализа большого массива экспериментальных данных о плотностях уровней ядер при энергии связи нейтрона [19], в том числе и для ядер, близких к дважды магическим. Поэтому уменьшение в расчетах параметра D равносильно утверждению, что оболочечные эффекты в плотности уровней у нейтронодефицитных изотопов U с $N \simeq 126$ выражены гораздо сильнее, чем у таких же изотопов Pb или Bi. Это представляется маловероятным, и поэтому необходимо либо полностью отказаться от этого подхода, либо подыскать для него другую интерпретацию. Однако, как это явно следует из рис.2, уменьшение параметра D в расчетах ни в коей мере не может быть интерпретировано как «быстрое ослабление оболочечных эффектов» [1,2].

Представляется достаточно логичным связать расхождение расчетных и экспериментальных значений сечений, наблюдаемое для изотопов урана с $N \simeq 126$, с предложенным в работе [4] и не учитываемым в расчетах по программе NIVAP эффектом коллективного усиления, значительно увеличивающим относительную вероятность делительной моды распада для ядер, близких к магическим. Количественные оценки, сделанные на основе предложенных в работе [4] формул для учета эффекта коллективного усиления, показывают, что плотность вращательных уровней в основном и седловом состояниях для близких к магическим изотопов урана отличается в $40 + 50$ раз. Этого вполне достаточно для того, чтобы объяснить наблюдаемое в эксперименте уменьшение сечений. Более однозначные выводы сделать трудно. В модели коллективного усиления отсутствует алгоритм вычисления зависимости величины эффекта от N и Z нуклида, и поэтому невозможно рассчитать всю цепочку деовозбуждения от начального компаунд-ядра. В то же время не вызывает сомнений, что такая зависимость должна существовать. Более того, из обсуждаемых экспериментальных данных следует, что эффект коллективного усиления должен работать только в очень узкой области ядер и практически исчезать при отличии числа нейтронов в ядре на 2—3 единицы от магического.

И, наконец, мы хотели бы обратить внимание на несколько неожиданный, но достаточно интересный и возможно наиболее простой вариант решения проблемы учета влияния оболочечных эффектов в делительном канале на сечения образования испарительных продуктов. Сплошной линией на рис.1 показан вариант расчета, в котором на подгоночный коэффициент $C = 0,65$ умножалось суммарное значение барьера

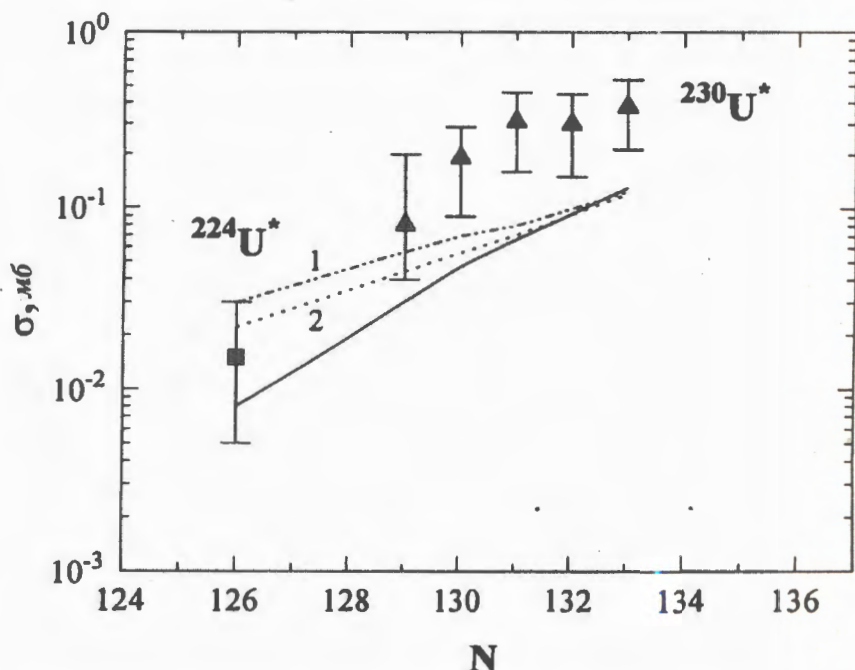


Рис.3. Экспериментальные и расчетные значения сечений в максимумах выходов для $\alpha x h$ -реакций. Обозначения, как на рис.1

деления, а не только его жидкокапельная часть. Из рисунка видно, что этот вариант расчета хорошо описывает величины сечений для xh -реакций во всей исследованной области ядер. Новый вариант расчета также несколько лучше согласуется с относительным ходом сечений для $\alpha x h$ -реакций (см. рис.3).

Так как в расчетах по статистической модели барьер деления математически эквивалентен «энергии связи» делительного канала, то вычитание из его оболочечного компонента некоторой части представляется вполне допустимой процедурой при вычислении плотности уровней в делительном канале. По крайней мере такой же подход широко используется в испарительных каналах при вычитании энергии спаривания из энергии связи частицы и дает хорошие результаты. В то же время для учета влияния структурных квантовых эффектов на вероятность различных испарительных каналов традиционно и достаточно успешно используется метод варьирования параметра плотности уровней — a_v — на основе либо феноменологического [19], либо полуэмпирического [25] подходов. При этом следует отметить, что отношения парциальных ширин для различных испарительных каналов, и следовательно, отношения их сечений, более чувствительны к изменению величины оболочечной поправки при испарении одного или нескольких нуклонов, чем к ее абсолютной величине. Для делительного канала ситуация принципиально другая. Основным фактором, определяющим делительную

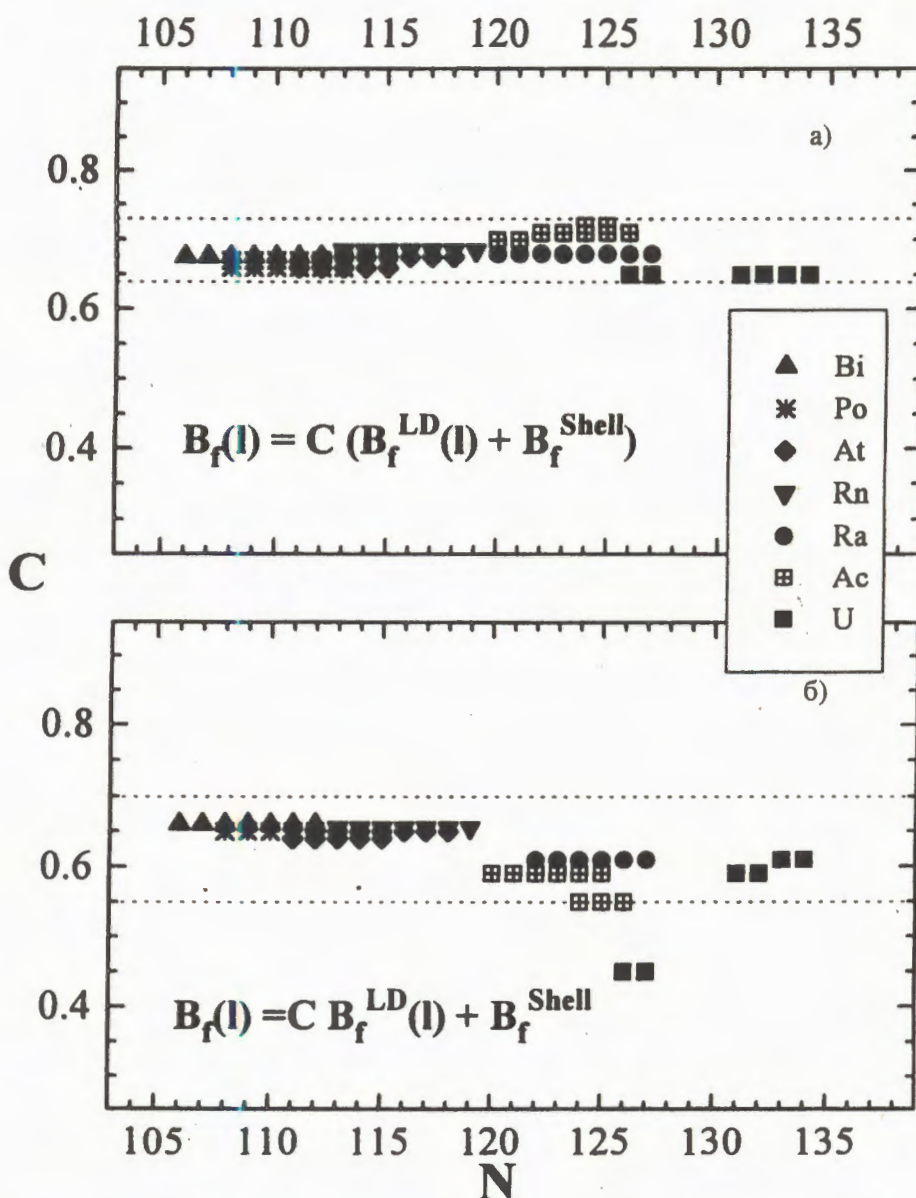


Рис.4. Оптимальные значения параметра C , необходимые для правильного расчета сечений образования нейтронодефицитных изотопов в области от Bi до U в реакциях с тяжелыми ионами с $A \leq 40$: а) при расчетах с коэффициентом C при полном барьере деления; б) только при жидкокапельном компоненте барьера

парциальную ширину при расчете, является абсолютная величина суммарного оболочечного и капельного барьера, что делает ситуацию более похожей на ситуацию с энергией спаривания в испарительном канале.

Другое возможное обоснование использования данного подхода можно связать с учетом таким способом эффектов коллективного усиления для делительной моды распада. Действительно, эффект коллективного усиления уменьшает для сферических ядер стабилизирующее влияние оболочечного компонента барьера деления и тем самым как бы уменьшает его «эффективную» величину. Логично также предположить, что при этом величина уменьшения оболочечного компонента барьера будет зависеть от его абсолютной величины, а более конкретно — возрастать с ростом абсолютной величины оболочечной поправки. В предложенном нами подходе использован самый простой вариант для описания такой корреляции, а именно — прямая пропорциональность. Некоторое удивление вызывает, правда, тот факт, что значения коэффициентов оказались близкими для капельного и оболочечного компонентов барьеров деления.

Для проверки универсальности предложенного подхода с его использованием были сделаны расчеты сечений образования испарительных продуктов для других реакций, экспериментально исследованных нами ранее [7]. Это достаточно большой массив экспериментальных данных, включающий в себя сечения образования около 50 ядер-продуктов в более чем 15 реакциях. Результаты расчетов представлены на рис.4 а и б, на которых приведены оптимальные значения коэффициентов C , полученные из сравнения экспериментальных и расчетных величин сечений. На рис.4а показаны результаты расчетов, в которых подгоночный параметр C использовался для суммарного барьера деления. На рис.4б, взятом из работы [7] и дополненном данными по изотопам урана, показаны результаты расчетов, сделанных в рамках стандартного подхода к учету оболочечных эффектов. Из сравнения следует, что новый вариант учета оболочечного эффекта в делительном канале лучше описывает взятый для анализа массив экспериментальных данных. При его использовании практически исчезает необходимость варьирования величины коэффициента C для правильного описания сечений образования нуклидов с $N \simeq 126$ [7]. При этом в схему расчета не вводится новых варьируемых параметров, что можно рассматривать как дополнительное преимущество предлагаемого подхода.

В конце статьи хочется сделать еще одно замечание, объясняющее наш подход к интерпретации экспериментальных данных. Мы не считаем, что получающаяся при моделировании достаточно сложного физического процесса математическая простота в описании его результатов является однозначным указанием на простоту самого процесса. Прежде всего такой результат подчеркивает существование ограничений при использовании этого массива экспериментальных данных для обоснования одновременного присутствия нескольких физических явлений в исследуемом процессе и тем более определении из экспериментальных данных численных значений их параметров. В свою очередь, установление такого факта необходимо, так как это позволяет более критично подходить как к обоснованности тех или иных положений в модели процесса, так и к важности и возможному значению вновь планируемых экспериментов.

Авторы благодарны профессору Ю.Ц.Оганесяну за поддержку и интерес к работе, к.ф.-м.н. Ю.А.Музычке и Б.И.Пустыльнику за полезные обсуждения и сделанные замечания, А.В.Тараненко за помощь в экспериментах.

Литература

1. Schmidt K.-H., Faust W., Munzenberg G. et al. — Phys. and Chem. Fission, 1979, Vienna: IAEA, 1980, v.1, p.409.
2. Sahm C.-C., Clerc H.-G., Schmidt K.-H. et al. — Nucl. Phys., 1985, A441, p.316.
3. Игнатьюк А.В., Сиренкин Г.Н., Иткис М.Г. и др. — ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.709.
4. Игнатьюк А.В., Истеков К.К., Сиренкин Г.Н. — ЯФ, 1983, т.37, с.316.
5. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — Nucl. Phys., 1994, A568, p.323.
6. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1995, №4[72]-95, с.43.
7. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Веселски М. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1995, т.5[73]-95, с.57.
8. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — In: Proc. Int. Symp. «Towards a Unified Picture of Nuclear Dynamics». Nikko — New York AIP, 1991, p.499.
9. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — ЯФ, т.50, вып.9, 1989, с.619.
10. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — ЯФ, т.53, №4, 1991, с.895.
11. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — Z. Phys., 1992, A342, p.123.
12. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — Z. Phys., 1993, A345, p.247.
13. Yerein A.V., Andreyev A.N., Bogdanov D.D. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1994, A350, p.608.
14. Andreyev A.N., Bashevov V.V., Bogdanov D.D. et al. — NIM, 1995, A364, p.342.
15. Toth K.S., Kim H.J., McConnell J.W. et al. — Phys. Rev., 1992, C45, p.856.
16. Hessberger F.P., Gäggeler H., Armsbruster P. et al. — Z. Phys., 1989, A333, p.111.
17. Wapstra A.H., Audi G., Hoekstra R. — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1988, v.39, p.281.
18. Reisdorf W. — Z. Phys., 1981, A300, p.227.
19. Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N., Tischin A.S. — Yad. Fiz. 21, 1975, p.485.
20. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. — Ann. Phys. 82., 1975, p.485.
21. Myers W.D., Swiatecki W.J. — Ark. Fyz. 36, 1967, p.343.
22. Vermeulen D., Clerc H.-G., Sahm C.-C. et al. — Z. Phys., 1984, A318, p.157.
23. Hessberger F.P., Ninov V., Hofmann S. et al. — Proc. of International School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, 1993, vol.11, p.3.
24. Alexander J.M., Guerreau D., Vaz L.C. — Z. Phys., 1982, A305, p.313.
25. Gilbert A., Cameron A.G.W. — Can J. Phys., 1965, 43, p.1446.