

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

2[94]-99

Momentum Reconstruction Procedure
for a Nonfocusing Spectrometer
with Wide-Aperture Analyzing Magnet
and Nonuniform Field ☐

Задача о плотности нейтронов
с изотропным источником ☐

Анализ данных, полученных на пучках
релятивистских ядер синхрофазотрона
в экспериментах с 4π -геометрией,
на основе автомодельного подхода ☐

Рождение кумулятивных частиц
в модели FRITIOF ☐

Распады в ^{152}Tb и переходы в ^{152}Gd
с $E0$ -мультипольностями ☐

Первый эксперимент по выводу
релятивистских дейтронов из нуклотрона
изогнутым кристаллом ☐

Издательский отдел ОИЯИ

ДУБНА

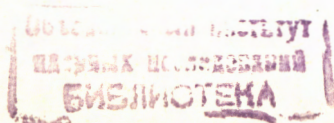
JINR Publishing Department

DUBNA

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

2[94]-99

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS



Дубна 1999

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

L.S.Azhgirey, W.Augustyniak, L.Farhi, R.A.Kunne,
L.V.Malinina, E.A.Strokovsky

Momentum Reconstruction Procedure for a Nonfocusing Spectrometer with Wide-Aperture Analyzing Magnet and Nonuniform Field

Л.С.Ажгирей, В.Агустиньяк, Л.Фари, Р.А.Кунне,
Л.В.Малинина, Е.А.Строковский

Процедура восстановления импульса для нефокусирующего спектрометра с широкоапертурным анализирующим магнитом и неоднородным магнитным полем 5

Н.А.Черников

Задача о плотности нейтронов с изотропным источником

N.A.Chernikov

A Problem about the Neutron Density with an Isotropic Source 16

А.А.Балдин, Е.Н.Кладницкая, О.В.Рогачевский

Анализ данных, полученных на пучках релятивистских ядер синхрофазотрона в экспериментах с 4π -геометрией, на основе автомодельного подхода

A.A.Baldin, E.N.Kladnitskaya, O.V.Rogachevsky

Analysis of Data from 4π Experiments on Relativistic Nuclei Beams at Dubna Synchrophasotron Based on Automodelity. 20

А.С.Галоян, В.В.Ужинский

Рождение кумулятивных частиц в модели FRITIOF

A.S.Galoyan, V.V.Uzhinskii

Production of the Cumulative Particles in the FRITIOF Model 30

И.Адам, М.Гонусек, В.Г.Калинников, Н.А.Лебедев,
В.С.Пронских, В.И.Стегайлов, В.М.Цупко-Ситников, П.Чалоун

Распад ^{152}Tb и переходы в ^{152}Gd с $E0$ -мультипольностями

J.Adam, M.Honusek, V.G.Kalinnikov, N.A.Lebedev,
V.S.Pronskikh, V.I.Stegailov, V.M.Tsoupko-Sitnikov, P.Caloun

Decay of ^{152}Tb and Transitions in ^{152}Gd with $E0$ Multipolarities 37

А.С.Артемов, С.В.Афанасьев, В.В.Бойко, М.А.Воеводин,
В.И.Волков, А.Д.Коваленко, С.И.Козлов, И.И.Куликов,
С.В.Романов, Ш.З.Сайфулин, А.М.Таратин, А.П.Царенков, А.В.Шабун

**Первый эксперимент по выводу релятивистских дейтронов
из нуклотрона изогнутым кристаллом**

A.S.Artemov, S.V.Afanasiev, V.V.Boiko, A.D.Kovalenko,
S.I.Kozlov, I.I.Kulikov, S.V.Romanov, Sh.Z.Saifulin,
A.V.Shabunov, A.M.Taratin, A.P.Tsarenkov, V.I.Volkov, M.A.Voevodin

First Experiment on Relativistic Deuteron Extraction

from the Nuclotron with a Bent Crystal 46

УДК 539.1.08+539.128.2

MOMENTUM RECONSTRUCTION PROCEDURE FOR A NONFOCUSING SPECTROMETER WITH WIDE-APERTURE ANALYZING MAGNET AND NONUNIFORM FIELD

*L.S.Azhgirey¹, W.Augustyniak², L.Farhi^{3,4}, R.A.Kunne³, L.V.Malinina¹,
E.A.Strokovsky¹*

The SPES-4 spectrometer at SATURNE II has recently been equipped with a detection system working in coincidence with it. This system uses a wide-aperture dipole magnet. In the paper a method is described to determine the momentum vector and interaction vertex of the detected charged particle from its trajectory parameters measured outside the inhomogeneous field of the magnet. The feature of the set-up is that all detectors are placed outside the dipole field, while the target is inside the ~ 1 T field and the incoming track is not measured. The feature of the method is that it is simple and fast, while it uses only the straight line part of the particle trajectory, which can be measured with sufficient accuracy.

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

Процедура восстановления импульса для нефокусирующего спектрометра с широкоапертурным анализирующим магнитом и неоднородным магнитным полем

Л.С.Ажгирей и др.

SPES-4 спектрометр на SATURNE II был недавно оснащен детектирующей системой, работающей в совпадении с ним. Эта система включает в себя широкоапертурный магнит. В статье описывается метод определения импульса и координат вершины взаимодействия заряженной частицы по параметрам траектории, измеренным вне неоднородного магнитного поля этого магнита. Особенность расположения детекторов заключается в том, что все они находятся за областью поля, тогда как мишень находится внутри области с напряженностью поля ~ 1 Т, а параметры входящего в мишень трека не измеряются. Достоинства метода в его простоте и быстроте,

¹Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Russia

²IPN Orsay, CNRS/IN2P3, France

³Soltan Institute for Nuclear Studies, 00-681 Warsaw, Poland

⁴Current address: CEA/DAPNIA/SPhN, CE-Saclay, France

хотя используется только прямолинейная часть траектории частицы, которая может быть измерена с достаточной точностью.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. INTRODUCTION

Several years ago a strong isoscalar excitation of the proton in the region of the Roper resonance $N^*(1440 \text{ MeV})$ was measured at SATURNE (see Ref.1) in the inclusive $p(\alpha, \alpha')X$ reaction using the SPES-4 spectrometer. With the goal of an exclusive study of this excitation in the interactions of α particles and polarized deuterons with protons, the SPES-4 spectrometer at SATURNE II has been equipped with a detection system working in coincidence with it. This system includes a wide-aperture dipole magnet, TETHYS, a hydrogen target located between the magnet poles in the region of the magnetic field, proportional and drift chambers to measure particle coordinates outside the inhomogeneous magnetic field of TETHYS. In this paper we describe a simple and fast procedure that uses only the straight line parts of particle trajectories to reconstruct the values of momenta and angles of emission from the target of the particles detected. Recently the same problem has been considered in Ref.2 for a selected set of parameters defining the trajectories. The method proposed in this paper seems to be more general.

The paper is organized as follows. The brief description of the experimental set-up, SPES-4 π , is given in Sec. 2. In Sec. 3 we present the results of measurements of the magnetic field of the Tethys magnet. The description of the method of momentum reconstruction of particles detected by the spectrometer is given in Sec. 4. The application of this method to the experimental data obtained in $p(d, d')X_{\text{charged}}$ experiment with SPES-4 π is illustrated in Sec. 5.

2. DESCRIPTION OF SPES-4 π SET-UP

The scheme of SPES-4 π set-up used in a series of experiments at SATURNE II beams is shown in Fig.1.

It consists of a large acceptance nonfocusing magnetic spectrometer ("FS+LS") in combination with the high resolution focusing magnetic spectrometer SPES-4 [3]. The particles of high momenta (in this experiment the d') were detected in SPES-4, while the secondary charged particles of low momenta (protons, pions, deuterons) were detected in the nonfocusing spectrometer "FS+LS". In the typical experiment with SPES-4 π , reactions of the type $b + t \rightarrow s + c_1 + c_2 + \dots + X$ were studied. Here b is the beam particle, t is the target particle, s is the scattered particle detected in SPES-4 and c_i ($i = 1, 2, \dots$) is a charged particle detected by the "FS+LS" spectrometer.

SPES-4 spectrometer is ~ 33 meter long and consists of two almost identical bends, made of four identical dipoles, six quadrupoles and a correcting sextupole; two scintillation hodoscopes (I and F) placed at the intermediate focus (I , after the first bend) and in the final focus (F), 2 cm thick scintillators (ΔE -detector) placed after the hodoscope of the final focus in order to measure ionization losses of the detected particles and two drift chambers (with four wire planes each) before the F -hodoscope. These chambers provided

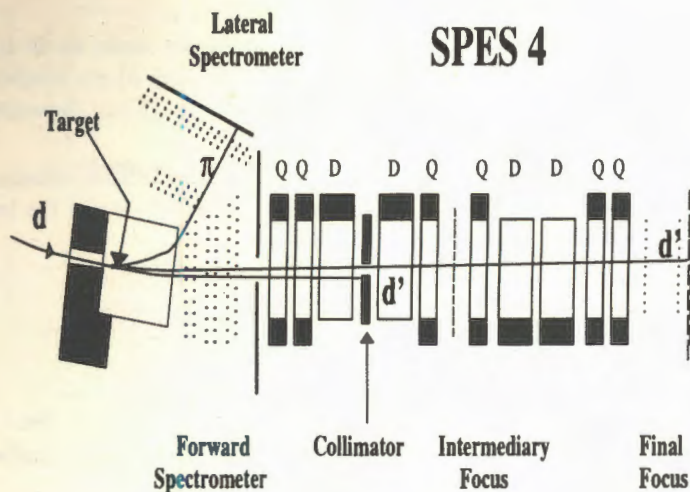


Fig. 1. Schematic view of SPES-4 π set-up

the momentum resolution of $\sim 0.1\%$ and the angular resolution of ~ 1 mrad. The acceptance of the spectrometer is $\sim 2 \times 10^{-4}$ sr. Particles are identified by the values of p/z , time of flight and the energy lost in the ΔE -detector*.

In the past, SPES-4 has been used as a stand-alone spectrometer. When used in coincidence with the detection system partially surrounding the target, care has to be taken that the through-going beam is trapped correctly. In practice this means that the direction of the outgoing beam and the particle detected in SPES-4 are separated not more than a degree at the entrance of SPES-4. Therefore in this experiment the outgoing beam was trapped after the first dipole of SPES-4 by 50 cm thick lead collimator.

The "FS+LS" spectrometer consists of two arms: the lateral arm (LS) and the forward arm (FS), each equipped with a scintillator hodoscope used for trigger and particle identification, as well as coordinate detectors (the drift and proportional multiwire chambers).

The lateral arm (LS) has two multiwire proportional chambers, each with three planes with a wire spacing of 2.5 and 4.7 mm, respectively.

The forward arm (FS) (described in detail in Ref.2) consists of six chambers with a total of twelve planes of drift cells; the coordinate resolution of these chambers is ~ 0.3 mm in the "drift mode"; when only a number of active wire is used for tracking (the "proportional chamber mode"), the resolution is 1.2 mm because the distance of the two neighbour drift cells is 4.33 mm.

The forward scattered particles and the unscattered beam passed free through the hole in each of the forward arm chambers into entrance of SPES-4.

Particles detected in the FS or LS arms are identified by the values of p/z , time of flight and the energy lost in the hodoscopes.

Both arms are located in the fringe field region of the dipole magnet TETHYS. Its pole face has the shape of a square with a side of 100 cm; the pole aperture is 50 cm. The magnet

* Here p is the momentum of the detected particle; z , its charge.

is oriented with its iron yoke in the direction of the incoming beam (with momentum of 3.73 GeV/c) which passed through the hole (of 20 cm width and 10 cm height) in the yoke to the target (6 cm of liquid hydrogen) placed at a distance of ~ 25 cm downstream from the yoke.

Events were selected by coincidence between signal from SPES-4 (which corresponds to coincidence between counters of *I* and *F* hodoscopes of SPES-4) and the logical sum of signals from hodoscopes of FS and LS arms.

3. MAGNETIC FIELD OF TETHYS

The vertical component of the magnetic field was measured at three field strengths (6, 9, 12 kG), both in the median plane and in the plane 15 cm above the median plane in a rectangular grid of 98 by 129 points, with a spacing of 2 cm.

The field in the region of the beam was measured over the whole distance from the entry hole in the magnet's yoke up to the entrance of SPES-4, in 5 cm steps. From the measured field values, a 3-dimensional field map was constructed using an algorithm taken from the ZGOUBI tracking simulation (Ref.4, see Fig. 2). First, the median plane field was extrapolated to a surface of 4×3.7 m². The B_Y component and the partial derivatives with respect to X and Z were interpolated by polynomial fits. Next, all three field components outside the median plane were obtained by a Taylor series development of the Maxwell equations. The second order of the Taylor series development was used.

The out-of-plane measurements were used to check the consistency of this procedure. It was found that the differences between the calculated and the measured field components are in absolute value less than 100 Gauss in each point.

4. METHOD OF MOMENTUM RECONSTRUCTION

To determine the momentum and the angles of the particle emitted from the target when its trajectory parameters are measured by the drift chambers, we have used a method where explicit functions are constructed, which give these values in terms of the measured quantities (see Refs.5).

The realization of the method has two steps:

- "Teaching" the code: generate trial tracks and find necessary coefficients.
- Use the "educated" code with the found coefficients in order to get vector of the momentum using coordinates in the reference planes:

1. Estimate the momentum vector in the Homogenous Field Approximation (HFA);
2. Correct the HFA result using the coefficients.

In this method a number of trial trajectories have to be computed, which represent the space of possible trajectories in the set-up. These trajectories are used as a basis to obtain the explicit reconstruction functions. In the following we choose a reference frame with the z axis along the TETHYS magnet, from the target to the forward hodoscope and the y axis along the main component of the magnetic field.

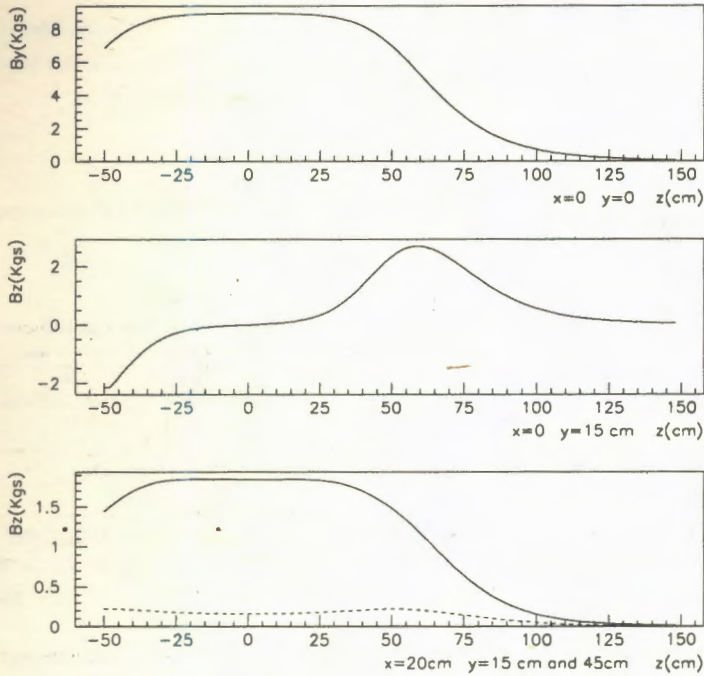


Fig. 2. Magnetic field components B_y, B_z, B_x for 9 KGs field. The broken line corresponds to $y = 15$ cm; the full line corresponds to $y = 45$ cm

The initial conditions for each trajectory can be described by a 4-dimensional vector $\vec{P}$ with components

$$\begin{aligned} P_1 &= 1/(pc), \\ P_2 &= \tan \theta_x = \tan \vartheta \cos \varphi, \\ P_3 &= \sin \theta_y = \sin \vartheta \sin \varphi, \\ P_4 &= z_{targ}, \end{aligned} \quad (1)$$

where p is the momentum of a charged particle; z_{targ} is the z -coordinate in the target; θ_x and θ_y are the emission angles in the horizontal and vertical planes, respectively; and ϑ, φ are the angles in the spherical coordinate frame. With these initial conditions and with use of the magnetic field map, each trajectory can be computed.

The lower and upper limits of the interval, where each variable P_1, P_2, P_3, P_4 run, were chosen in such a way that the full acceptance of the FS was covered. Note that in general case the particle trajectory has five degrees of freedom in six-dimensional phase space and therefore to describe the trajectory one needs five independent variables.

In our case the width of the beam is small with respect to the resolution on the vertex coordinates that we may expect. Therefore we assume that four independent variables are sufficient to describe the particle path. For each coordinate interval we have taken a grid of discrete, equal length, steps. The number of steps N_1, N_2, N_3, N_4 were chosen in such a way that the required accuracy in the final function can be achieved. Next, we followed the

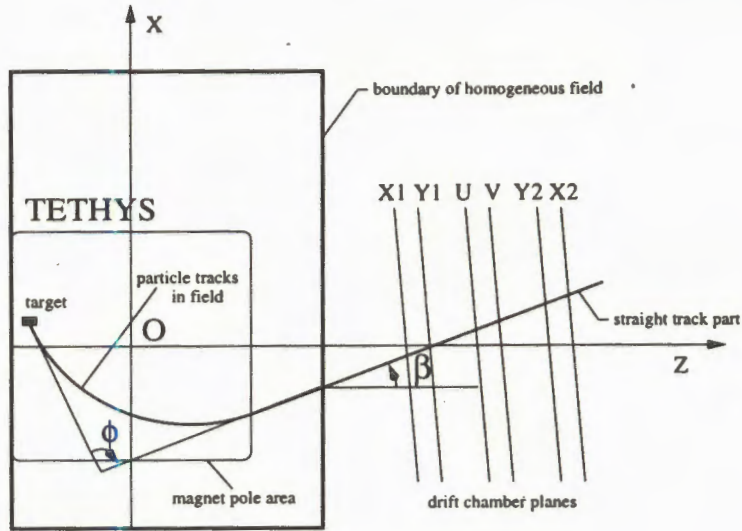


Fig. 3. Definition of the coordinate system

trajectories through the magnetic field for all possible combinations of these variables, a total of $N = N_1 \cdot N_2 \cdot N_3 \cdot N_4$ trajectories. For each trajectory we determined a 4-dimensional vector $\vec{X}$ of coordinates

$$X_1 = x_1, \quad X_2 = x_2, \quad X_3 = y_1, \quad X_4 = y_2, \quad (2)$$

where x_1, y_1 and x_2, y_2 are the coordinates of crossing by a particle the first and the last planes of drift chambers, respectively.

To be able to reconstruct the momentum variables, we first calculate a vector $\vec{P}'$ under the assumption that the field is constant inside the region indicated by the solid line in Fig. 3 and zero outside. In this Homogenous Field Approximation (HFA) the components of $\vec{P}'$ can be related to coordinates (x, z) of the point, where the particle crossed the boundary of the homogenous field at an angle of β :

$$\begin{aligned} \sin \theta_x &= \frac{2 L x \cos \beta - (L^2 - x^2) \sin \beta}{L^2 + x^2}, \\ (pc)_{xz} &= \frac{C}{(\cos \theta_x + \cos \beta) \tan \frac{\phi}{2}}, \\ (pc)_y &= (pc)_{xz} \tan \theta_y, \\ L &= z - z_{targ} \end{aligned} \quad (3)$$

Here $(pc)_{xz}$ and $(pc)_y$ are the components of momentum in the xOz plane and along the y axis, respectively. C is a constant proportional to the strength of the magnetic field. $\phi = \beta - \theta_x$ is the angle of deflection of a charged particle in the field. Outside the magnetic field the particle movement is assumed rectilinear; therefore the coordinates x, z , and angle β can be readily related to the coordinates of the particle when crossing the drift chamber planes.

To relate estimation $\vec{P}'$ of the momentum vector with the real one $\vec{P}$, we proceed as follows. First we calculated the mean values

$$\langle X_j \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N X_{kj} \quad (4)$$

for each component j , and the correlation matrix

$$A_{ij} = \sum_{k=1}^N (X_{ki} - \langle X_i \rangle)(X_{kj} - \langle X_j \rangle). \quad (5)$$

If the eigenvectors of the correlation matrix are $\vec{w}_l$ ($l = 1, \dots, 4$), one can define a new set of coordinates $\vec{\xi}$ as the component of the observable $\vec{X}$ in the coordinate system defined by the $\vec{w}_l$:

$$\xi_l = \sum_i w_{il} X_i, \quad (6)$$

where w_{il} is the i -th component of the eigenvector corresponding to the l -th eigenvalue. This procedure reduces the region of interest. For the matrix of the ratios $Q_{ik} = P_{ik}/P'_{ik}$ ($i = 1, \dots, 4$) we determine in a similar way the eigenvectors $\vec{v}_j$ of the correlation matrix

$$B_{ij} = \sum_{k=1}^N (Q_{ki} - \langle Q_i \rangle)(Q_{kj} - \langle Q_j \rangle) \quad (7)$$

and define variables

$$\zeta_j = \sum_i v_{ij} Q_i. \quad (8)$$

For each component of $\vec{\zeta}$ we can make a 4-dimensional fit, using $\vec{\xi}$ as variables, thus determining 4 sets of coefficients $\vec{c}_j$,

$$\zeta_j = \sum_i c_{ij} f_i(\vec{\xi}), \quad (9)$$

where $f_i(\vec{\xi})$ is some function of $\vec{\xi}$, for instance, a polynomial. The coefficients $\vec{c}_j$ can be computed making use of the Gram-Schmidt orthogonalization process [6].

The procedure is now complete. For actual data one needs to calculate the HFA vector $\vec{P}'$ from a set of chamber coordinates $\vec{X}$ according to (3). The vector $\vec{\xi}$ is defined by the transformation (6), while $\vec{\zeta}$ follows from the coefficients $\vec{c}_j$ and equation (9). Finally, the components of the momentum vector $\vec{P}$ are calculated from

$$P_i = P'_i \sum_j v_{ij} \zeta_j. \quad (10)$$

5. APPLICATION

The above general approach developed by Wind in Refs.5 has been applied to Monte-Carlo simulated trajectories and to the real data from the reaction $d + p \rightarrow p + d$. The data from this reaction has been taken in the $p(d, d')X$ experiment using the SPES-4 π spectrometer and the polarized deuteron beam of Saturne II.

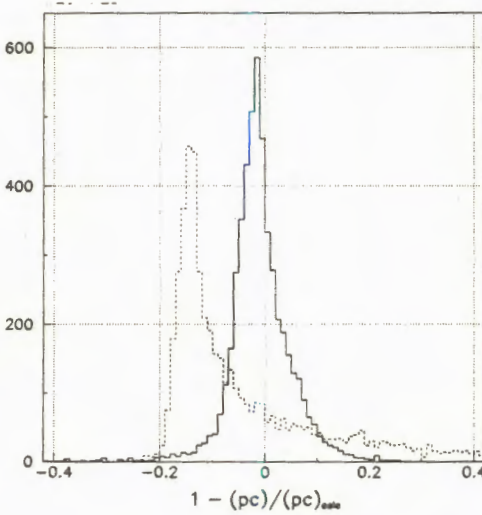


Fig. 4. Difference between the starting and restored momenta. The broken line corresponds to HFA method; the full blue line corresponds to the method of coefficients

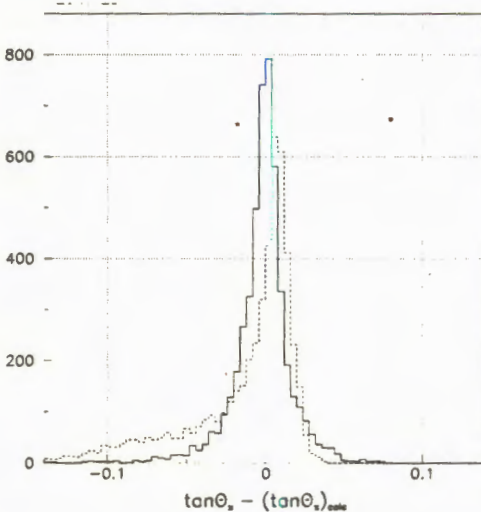


Fig. 5. Difference of starting and restored emission angles $\sin(\theta_y)$: The broken line corresponds to HFA method; the full line corresponds to the method of coefficients

5.1. Application of the Method for Simulated Events. Particles detected in FS-spectrometer (π , protons, deuterons) have typical momenta in the region from ~ 0.4 to 3 GeV/c. This range was divided in two parts: from 0.4 to 0.9 GeV/c and from 0.75 to 3 GeV/c. The coefficients $\bar{c}_j$ were determined for each of the parts separately. Furthermore, since the magnetic field was highly symmetric about the horizontal plane, the interval of P_3 was considered for one half of the magnetic field only. Eight equidistantly spaced points were chosen in each of the intervals of P_1 and P_2 , 4 points in the interval of P_3 and 6 points along the 6 cm long target. The trajectories through the magnetic field were computed for both sets of these 1536 points and 30 coefficients $\bar{c}_j$ for each P_k were determined to calculate $\vec{P}$ from actual observations, as described above.

One of the important factors which limits the momentum resolution of the "FS+LS" spectrometer is the length of the target.

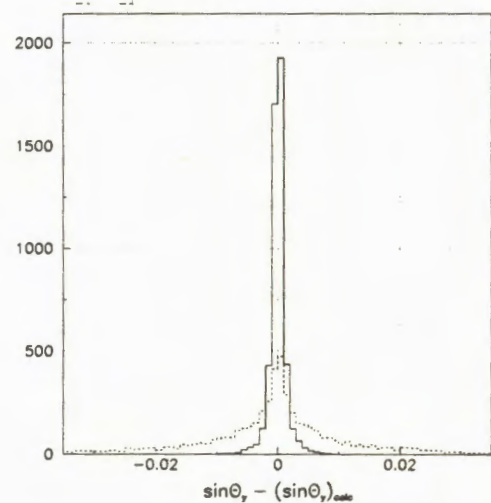


Fig. 6. Difference between the starting and restored momenta. The broken line corresponds to HFA method; the full line corresponds to the method of coefficients

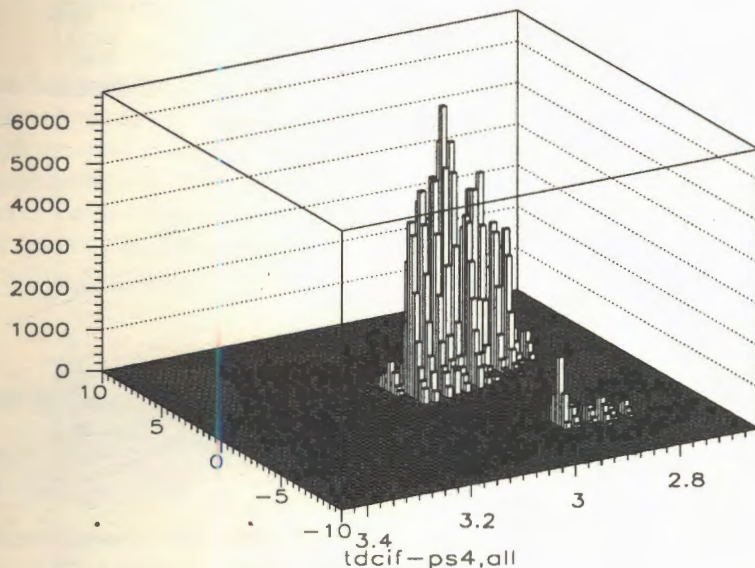


Fig. 7. Event distribution on the plot of "momentum in SPES-4" (GeV/c) – "time of flight in SPES-4" (ns). Deuterons in SPES-4 from inelastic $p(d,d')$ reaction (the big "mountain"), protons from $p(d,p)d$ (the small peak), and $p(d,p)pn$ (the tail of the small peak) reactions are separated clearly

As a test, the accuracy of the method was compared under two conditions: 1) the point of interaction in the target is known and 2) there is uncertainty in this variable.

The accuracy has been estimated by generating tracks with random values $P_1, \dots, P_4$, uniformly distributed in their respective ranges, performing tracking, calculating the coordinates $X_1, \dots, X_4$ and then using these X_i to determine the P'_k by means of the known coefficients $\bar{c}_j$. The distributions of the differences of calculated values (pc), $\tan \theta_x$, $\sin \theta_y$ from respective starting ones are shown in Figs. 4–6, where:

- the broken lines correspond to the HFA vector P'_k ,
- the full lines correspond to the reconstructed vector P_k .

The RMS deviations of these differences for these two variants in comparison with the homogeneous field approximation (HFA) are given in the Table.

Table. RMS deviations of differences between initial and reconstructed momenta and emission angles

calculation:	HFA	complete	z_{targ} known
$\Delta p/p$	0.222	0.0591	0.0038
$\Delta \theta_x$	0.035	0.0197	0.0064
$\Delta \theta_y$	0.016	0.0014	0.0006

It is seen from Figs. 4–6 and the Table that the method used for evaluating momenta and emission angles of particles gives better results than HFA. The relatively moderate accuracy of the reconstruction of momentum and emission angles of particle detected stems from the

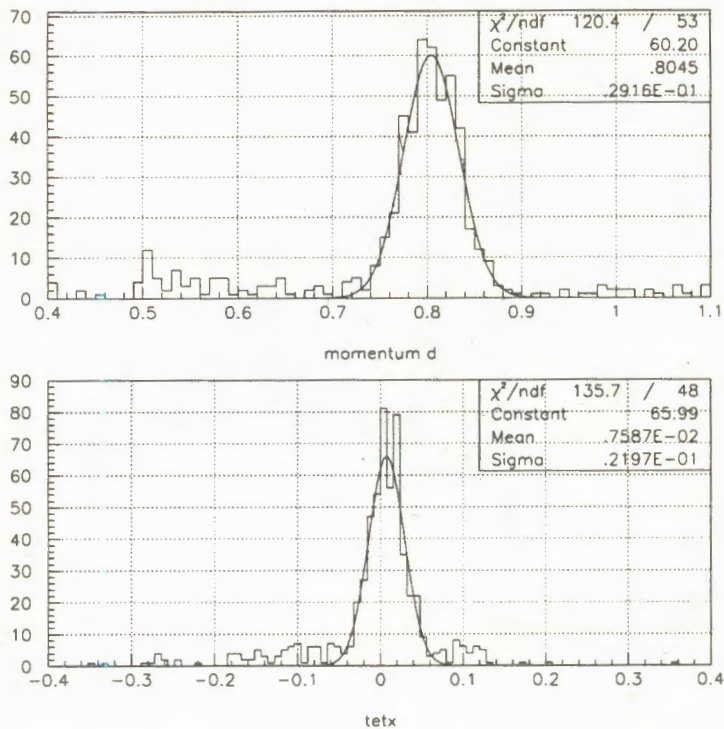


Fig. 8. Momentum and the emission angle of deuterons from $dp \rightarrow pd$ at 180° at c.m.; here the "proportional chamber mode" was used for tracking

poor knowledge of the z -vertex coordinate of the track of the particle emitted from the target. Indeed, the computation with a known value of z -coordinate yields a large gain in accuracy of the reconstruction in comparison with the HFA, as can be seen from the Table.

5.2. Application of the Method to Real Events. The method has been applied to the real data from semi-exclusive $p(d, d')X$ experiment using the SPES-4 π set-up. Detected events come mostly from two reactions (Fig.7): the inelastic $p(d, d')X_{ch}$ (deuterons were detected in SPES-4) and elastic backward (in c.m.) $p(d, p)d$ scattering. The latter reaction was unambiguously identified by detecting recoil proton in SPES-4 (with momentum of 2.93 GeV/c) in coincidence with scattered deuteron in FS (with momentum of ~ 0.8 GeV/c).

The momentum reconstruction procedure has been applied to the reconstruction of the momentum of the slow deuterons from this reaction.

The reconstructed scattering angle (θ_x) and momentum of deuterons are shown in Fig.8. It is seen that the reconstructed momentum $P_d = 0.805 \pm 0.029$ (GeV/c) and the scattering angle $\theta_x = 0.008 \pm 0.022$ (rad) are in good agreement with kinematical calculations for $p + d \rightarrow d + p$ at the beam momentum of 3.73 GeV/c. The widths of the momentum and the angular distributions are determined by the uncertainty in the z coordinate of the interaction point, multiple Coulomb scattering in air and in the material of the drift chambers, the accuracy of measurements of the coordinates and the accuracy of the measurements and extrapolation procedures of the magnetic field map.

6. CONCLUSION

The method used for evaluating momenta and emission angles of particles gives considerably better results than HFA, although the z coordinate of the interaction vertex is known poorly (with accuracy of $60/\sqrt{12} = 17.3$ mm).

The application of the method to real events demonstrates its feasibility. The Monte-Carlo description of the set-up and the available field map provide good tool for estimations of the systematic errors of the momentum reconstruction method used.

References

1. Morsch H.P. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1992, v.69, p.1336.
2. Alkhazov G.D., Kravtsov A.V., Prokofiev A.N. — Preprint PNP/EP-32-1998, No. 2246, PNP, Gatchina, 1998.
3. Arvieux J. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v.50, p.19; Arvieux J. et al. — *Nucl. Phys.*, 1984, v.A431, p.1613; Boudard A. — Thesis, CEA-N-2386, 1984 (unpublished).
4. Meot F., Valero S. — Saturne note LNS/GT/93-12 "Zgoubi Users Guide Ver3", LNS, 1993.
5. Lechanoine C., Martin M., Wind H. — *NIM*, 1969, v.69, p.122; Wind H. — CERN computer and data proceeding school, 1972, p.53.
6. Rice G.R. — *Math. Comput.*, 1966, v.20, No. 94, p.325.

Received on March 1, 1999.

УДК 539.125.523

ЗАДАЧА О ПЛОТНОСТИ НЕЙТРОНОВ С ИЗОТРОПНЫМ ИСТОЧНИКОМ

Н.А. Черников

В данной работе, взятой из авторского архива, решена задача о плотности нейтронов, создаваемых в пустом евклидовом пространстве изотропным источником нейтронов. Предполагается, что взаимодействием нейтронов с веществом, а также столкновениями нейтронов друг с другом можно пренебречь. Работа выполнена автором в бытность его студентом четвертого курса физико-технического факультета Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова и была доложена в 1950 году на семинаре И.Я.Померанчука в Лаборатории А.И.Алиханова. Публикуется впервые.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

A Problem about the Neutron Density with an Isotropic Source

N.A.Chernikov

In this paper, taken from the authors archive, a problem has been solved about the neutron density, created by an isotropic source in an empty Euclidean space. It has been assumed that the neutron-matter interaction and the neutron-neutron collisions can be neglected. This paper had been written by the author, while he was a fourth-year student in the Physics Technical Faculty of Lomonosov's Moscow State University. It was reported in 1950 on Pomeranchuk's seminar in Alikhanov's Laboratory and is published for the first time.

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

Пусть в евклидовом пространстве задан изотропный источник нейтронов $q(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = Q(t, \mathbf{r}, v)$. Требуется найти плотность нейтронов $N(t, \mathbf{r}, v)$, создаваемых этим источником, считая, что взаимодействием нейтронов с веществом и их столкновениями друг с другом можно пренебречь. Здесь t — время, $\mathbf{r}$ и $\mathbf{v}$ — радиус-вектор и вектор скорости нейтрона.

Найдем сначала функцию распределения $n(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ нейтронов по координатам и скоростям. По определению, $n(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{r} d\mathbf{v}$ — это есть число нейтронов в момент времени t , для которых $\mathbf{r}$ и $\mathbf{v}$ заключены в пределах $d\mathbf{r} d\mathbf{v}$. Искомая плотность нейтронов $N(t, \mathbf{r}, v)$ равна интегралу по сфере радиуса v в пространстве скоростей от функции распределения,

то есть

$$N(t, \mathbf{r}, v) = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} n(t, \mathbf{r}, v_1, v_2, v_3) \sin \theta d\theta d\varphi,$$

где

$$v_1 = v \sin \theta \cos \varphi, \quad v_2 = v \sin \theta \sin \varphi, \quad v_3 = v \cos \theta.$$

Точнее, $N(t, \mathbf{r}, v)$ — пространственно-энергетическая плотность нейтронов, что в данном случае несущественно, так как модуль скорости v выступает здесь в качестве параметра. В свою очередь, источник $q(t, \mathbf{r}, v)$ определяется таким образом, что число нейтронов, доставляемых им в единицу времени t в пределы $d\mathbf{r} dv$, равняется $q(t, \mathbf{r}, v) d\mathbf{r} dv$. В условиях данной задачи функция распределения и источник связаны следующим кинетическим уравнением (см. [1] и [2]):

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \text{grad} + \frac{1}{T(v)} \right] n(t, \mathbf{r}, v) = q(t, \mathbf{r}, v),$$

где $T^{-1}(v)$ — вероятность распада нейтрона в единицу времени. На самом деле эта вероятность не зависит от v , так что $T(v) = T_0$, но мы сохраняем далее произвольную зависимость от v , чтобы иметь возможность постановку данной задачи потом немного усложнить. Так как производная по τ функции

$$f(\tau) = n(t - \tau, \mathbf{r} - \mathbf{v}\tau, v) \exp \left\{ -\frac{\tau}{T(v)} \right\}$$

равна

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} f(\tau) &= \frac{\partial}{\partial \tau} [n(t - \tau, \mathbf{r} - \mathbf{v}\tau, v) \exp \left\{ -\frac{\tau}{T(v)} \right\}] = \\ &= - \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \text{grad} + \frac{1}{T(v)} \right] n(t - \tau, \mathbf{r} - \mathbf{v}\tau, v) \right\} \exp \left\{ -\frac{\tau}{T(v)} \right\}, \end{aligned}$$

то в силу приведенного выше кинетического уравнения имеем

$$\frac{d}{d\tau} f(\tau) = - \{ q(t - \tau, \mathbf{r} - \mathbf{v}\tau, v) \} \exp \left\{ -\frac{\tau}{T(v)} \right\}.$$

Следовательно,

$$f(0) - f(\tau) = \int_0^\tau q(t - \tau', \mathbf{r} - \mathbf{v}\tau', v) \exp \left\{ -\frac{\tau'}{T(v)} \right\} d\tau',$$

причем по определению функции $f(\tau)$ имеем

$$f(0) = n(t, \mathbf{r}, v).$$

Предположим теперь, что поток нейтронов из бесконечности равен нулю. Это значит, что

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} n(t - \tau, \mathbf{r} - \mathbf{v}\tau, v) = 0.$$

При этом условии вследствие наличия в $f(\tau)$ экспоненциального множителя, мажорируемого (при $\tau > 0$) единицей, заведомо и

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} f(\tau) = 0.$$

Следовательно, в рассматриваемом случае функция распределения нейтронов равна следующему однократному интегралу:

$$n(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = \int_0^{\infty} q(t - \tau, \mathbf{r} - \mathbf{v}\tau, \mathbf{v}) \exp \left\{ -\frac{\tau}{T(v)} \right\} d\tau.$$

Отсюда, ввиду изотропности источника, находим, что искомая плотность нейтронов равна следующему тройному интегралу:

$$N(t, \mathbf{r}, v) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} Q(t - \tau, \mathbf{r} - \mathbf{v}\tau, v) \exp \left\{ -\frac{\tau}{T(v)} \right\} \sin \theta \, d\tau \, d\theta \, d\varphi.$$

Переходя от переменных интегрирования τ, θ, φ к переменным

$$x' = x - v_1\tau, \quad y' = y - v_2\tau, \quad z' = z - v_3\tau,$$

находим якобиан

$$\frac{\partial(x', y', z')}{\partial(\tau, \theta, \varphi)} = -v^3 \tau^2 \sin \theta.$$

Затем, заметив, что $v\tau = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, получаем решение задачи в виде

$$N(t, x, y, z, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q(t', \mathbf{r}', v) \exp \left\{ -\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{vT(v)} \right\} \frac{dx' dy' dz'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2},$$

где

$$t' = t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{v}.$$

Именно этот результат я и ожидал получить из "физических соображений". Интересно сравнить его с решением в [2] и [3] задачи о критических размерах системы при реакции на быстрых нейтронах. Постановку задачи можно усложнить. Например, можно считать, что пространство заполнено веществом так, что атомные ядра вещества можно считать покоящимися, а их плотность ρ можно считать независимой от $\mathbf{r}$ и t . В таком случае сечение σ захвата нейтрона ядром и длина L свободного пробега нейтронов зависят только от модуля скорости нейтрона v : $\sigma = \sigma(v)$, $L = L(v) = [\sigma(v)\rho]^{-1}$. Если считать, что после столкновения падающего нейтрона с ядром вещества нейтроны из компаунд-ядра не вылетают, то усложненная таким образом задача сводится к исходной, где надо положить

$$[T(v)]^{-1} = [T_0]^{-1} + v\sigma(v)\rho.$$

Тогда, в 1950 году, я еще не знал, как писать релятивистское кинетическое уравнение, и потому решил задачу в нерелятивистском варианте. О более поздних публикациях на эту тему в нерелятивистском варианте см. [4]. В релятивистском варианте данная задача будет рассмотрена в следующей работе автора.

Литература

1. Marshak R.E. — Reviews of Modern Physics, 1947 v. 19, p.185.
2. Ахиезер А., И.Померанчук И. — Некоторые вопросы теории ядра. М. – Л.: Гос-техиздат, 1948, а также издание второе, 1950.
3. Peierls R. — Critical Conditions in Neutron Multiplication. Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 1939, v.35, p.610.
4. Смелов В.В. — Лекции по теории переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1978.

УДК 539.172.12/17

АНАЛИЗ ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ НА ПУЧКАХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР СИНХРОФАЗОТРОНА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С 4π -ГЕОМЕТРИЕЙ, НА ОСНОВЕ АВТОМОДЕЛЬНОГО ПОДХОДА

А.А.Балдин, Е.Н.Кладницкая, О.В.Рогачевский

Экспериментальный материал по рождению π^- -мезонов, полученный на двухметровой пропановой камере ЛВЭ и спектрометре ГИБС, проанализирован на основе автомодельного подхода. Показана возможность общего количественного описания угловых и энергетических зависимостей сечения рождения пионов в автомодельных переменных. Обсуждается вопрос об эффективности отбора событий по множественности для поиска коллективных эффектов в ядро-ядерных взаимодействиях. Предложен метод выделения многонуклонных типов взаимодействия.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Analysis of Data from 4π Experiments on Relativistic Nuclei Beams at Dubna Synchrophasotron Based on Automodelity

A.A.Baldin, E.N.Kladnitskaya, O.V.Rogachevsky

Data on π^- -mesons production from LHE JINR 2-m propane chamber and spectrometer GIBS are analysed on the basis of the self-similarity approach. It is shown that in automodel variables there is the possibility of the general quantitative description of angular and energy dependences for pion-production cross sections. The problem on searches for collective effects in nucleus-nucleus interactions by selection of events multiplicity is also discussed. Another method of finding multinucleon types of interaction is offered.

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

ВВЕДЕНИЕ

Уже в первых работах по релятивистской ядерной физике [1] подчеркивалась важность изучения масштабной инвариантности (автомодельности) ядерных столкновений, которая интерпретировалась как свойство локальности адронных взаимодействий, позволяющее разрабатывать универсальные подходы к описанию разнообразных реакций. Методы теории подобия, зарекомендовавшие себя исключительно эффективными в механике сплошных сред [2], в теории диффузии и в ряде задач, описываемых нелинейными уравнениями нескольких переменных, оказались успешно применимыми в физике

элементарных частиц. Так, широко применяется масштабная инвариантность, обусловленная размерными соображениями в области $P \gg M$, где P — трехмерные импульсы частиц, а M — их массы. Автомодельность при этом возникает как требование инвариантности распределения вторичных частиц (сечений) при преобразовании $P \rightarrow \lambda P$, что приводит к зависимостям сечений только от отношения импульсных переменных. Широко используется также экспериментально установленное подобие инклюзивных спектров образования адронов в зависимости от поперечного импульса (поперечной массы), как частный случай автомодельного решения.

Автомодельность — это особая симметрия физической системы, состоящая в том, что изменение масштабов независимых переменных может быть скомпенсировано преобразованием подобия других динамических переменных. Это приводит к сокращению числа переменных, от которых зависит физический закон.

Изучение симметрий конечного состояния столкновений ядро — ядро позволяет установить ряд асимптотических закономерностей и предложить простые математические модели, описывающие разнообразный экспериментальный материал, а также дать количественные предсказания для планируемых экспериментов. Особенностью таких подходов является то, что некоторые параметры: нормировочные константы, функциональные зависимости от комбинаций, определяющих задачу параметров, вводятся в теоретическую модель из небольшого числа экспериментальных фактов с последующим обобщением на все многообразие экспериментального материала, удовлетворяющего условиям задачи.

Однако условие $P \gg M$ сильно суживает область применения идей автомодельности, так как в адронных столкновениях в подавляющем большинстве случаев рождаются частицы как с большими, так и с малыми импульсами.

В работах [3] показана возможность единого количественного описания подпороговых, кумулятивных реакций и процессов образования антиматерии при помощи автомодельного решения, имеющего вид

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = C_1 A_1^{\alpha(x_1)} A_2^{\alpha(x_2)} f(\Pi); \quad (1)$$

здесь C_1 — константа, определяющая размерность инвариантного дифференциального сечения; A — атомные номера сталкивающихся ядер; α и f — функции, определяемые из эксперимента. Обобщенный параметр подобия имеет вид

$$\Pi = \frac{1}{2}(X_1^2 + X_2^2 + 2X_1X_2\gamma_{12})^{1/2}.$$

Здесь $\gamma_{ij} = u_i u_j = P_i P_j / M_i M_j$ — лоренц-фактор относительного движения сталкивающихся ядер. X_1 и X_2 имеют физический смысл долей 4-импульсов, необходимых для образования регистрируемой частицы, а также эффективного числа нуклонов, участвующих в реакции. Импульс эффективного числа нуклонов в ядре l , принимающих участие в реакции, имеет вид $X_l m_0 u_l$, где u_l — скорость ядра l как целого, m_0 — масса одного нуклона. Величины X_1 и X_2 становятся измеримыми, если принять гипотезу о минимальности массы $m_0^2(u_1 X_1 + u_2 X_2)^2$ и учесть закон сохранения 4-импульса, записанный в виде $m_0(u_1 X_1 + u_2 X_2) = \sum P_i$. Процедура определения X_1 и X_2 , а следовательно и Π , состоит в определении минимума Π на основе законов сохранения энергии-импульса,

записанного в виде

$$(X_1 m_0 u_1 + X_2 m_0 u_2 - M_3 u_3)^2 = (X_1 m_0 u'_1 + X_2 m_0 u'_2 + \sum_{k=4} M_k u_k)^2.$$

Единственная гипотеза — возможность пренебречь относительным движением всех остальных нерегистрируемых частиц, а именно членом $2 \sum_{k>l} (\gamma_{kl} - 1) M_k M_l$ в правой части уравнения.

Связь между X_1 и X_2 удобно записать в релятивистски-инвариантном и безразмерном виде:

$$X_1 X_2 (\gamma_{12} - 1) - X_1 \left(\frac{M_3}{m_0} \gamma_{13} + \frac{M_4}{m_0} \right) - X_2 \left(\frac{M_3}{m_0} \gamma_{23} + \frac{M_4}{m_0} \right) = \frac{M_4^2 - M_3^2}{2m_0}. \quad (2)$$

Анализ экспериментальных данных, полученных на разных ускорителях в различных кинематических постановках экспериментов, позволил записать явный, количественный вид автомодельного решения [3] и показал, что функция α хорошо параметризуется в виде $\alpha = 1/3 + X/3$, где X равен X_1 и X_2 соответственно.

$$E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = C_1 A_1^{1/3+X_1/3} A_2^{1/3+X_2/3} \exp(-\Pi/C_2). \quad (3)$$

Универсальные константы C_1 и C_2 : $C_1 = 19000$ [мб ГэВ⁻² с³ ср⁻¹] и $C_2 = 0,125 \pm 0,002$. Данное решение единым образом описывает экспериментальные данные для сравнительно тяжелых ядер, начиная с $A \geq 20$, $\Pi \geq 1$ для поперечных импульсов менее 2,5 ГэВ/с.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представляется важным проанализировать возможность применения автомодельного подхода в области $\Pi < 1$, при взаимодействии легких ядер, а также для количественного описания угловых зависимостей.

Как видно из формулы (1), A -зависимости вычисляются с использованием X_1 и X_2 , которые, в свою очередь, определяются минимальным Π для каждого угла, импульса, типа регистрируемой частицы и энергии столкновения. Рис.1 иллюстрирует соотношения между X_1 и X_2 для различных характерных типов реакций. Кривая 1 соответствует кумулятивной кинематике эксперимента [4] (энергия налетающих протонов 45 ГэВ, пионы регистрируются с импульсами 0,5–1,5 ГэВ/с под углом 159°), кривая 2 относится к реакции подпорогового образования K^- -мезонов с импульсами 0,2–3 ГэВ/с под 0° [5]. Термин "подпороговые" используется здесь не в смысле абсолютного порога образования K^- -мезонов, а указывает на то, что для образования каонов в предложенной кинематике необходимо участие в реакции более одного нуклона как налетающего ядра, так и от ядра мишени. Кривая 3 соответствует реакции образования π^- -мезонов с импульсами 0,1–2,5 ГэВ/с под 0° при энергии взаимодействия 1,66 ГэВ/нуклон [6]. Остальные кривые относятся к экспериментальным данным по рождению π^- -мезонов при энергии взаимодействия 3,36 ГэВ/нуклон с импульсами 0,1–2,5 ГэВ/с [7]. Обозначения 10°, 35°, 90°, 150°

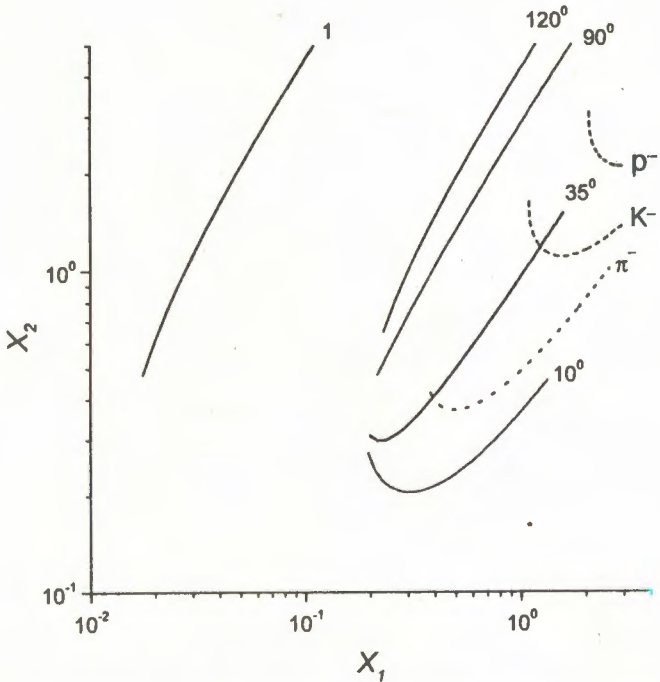


Рис. 1. Зависимость X_1 от X_2 для различных кинематических условий экспериментов

соответствуют углам регистрации пионов. Наша работа нацелена на анализ экспериментальных данных, полученных для случая, когда X_1 и $X_2 \leq 1,5$, но A -зависимости от обоих сталкивающихся ядер существенны.

В работе использован экспериментальный материал, полученный при облучении двухметровой пропановой пузырьковой камеры, с тремя танталовыми пластинами в рабочем объеме, протонами, дейтронами, α -частицами и ядрами углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Камера работала в магнитном поле с напряженностью 1,5 Тл. Из суммарного ансамбля событий на пропане по критериям отбора, описанным в [8], были выделены взаимодействия налетающих ядер с ядрами углерода. Отдельный ансамбль составляют взаимодействия с ядрами тантала [9]. При обработке экспериментального материала для каждой измеренной частицы были введены поправки (веса), подробно описанные в работах [8, 10]. Все отрицательные частицы считались π^- -мезонами. Примесь неидентифицируемых электронов менее 5%, а отрицательных странных частиц не превышает 1% [11].

На рис.2 показаны экспериментально измеренные инвариантные сечения образования π^- -мезонов в протон-ядерных взаимодействиях, нормированные на вычисленные $A^{1/3}+X/3$ в зависимости от параметра подобия Π . В области $\Pi \leq 1,5$ представлены сечения π^- -мезонов, зарегистрированных в широком диапазоне углов (10° – 150°) с импульсами от 0,1 до 2,5 ГэВ/с. Видно, что угловые и энергетические зависимости сечений рождения пионов в выбранных координатах можно описать одной кривой, которая по мере увеличения Π переходит в зависимость, описывающую кумулятивные процессы [12]. На рис.3 представлены экспериментально измеренные инвариантные сечения образова-

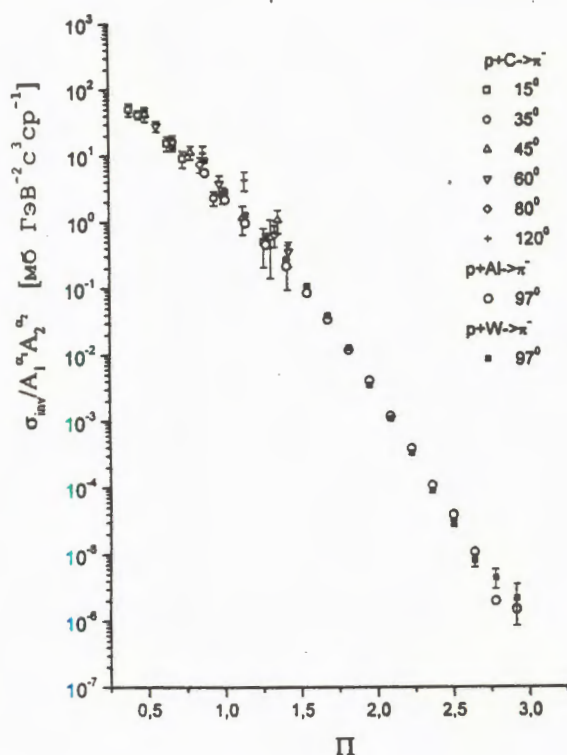


Рис. 2. Зависимость нормированных инвариантных сечений рождения π^- -мезонов в pC -взаимодействиях при 3,36 ГэВ и в pAl -, pW - при 10,1 ГэВ от параметра подобия Π

ния π^- -мезонов в dC -, CC - и CTa -взаимодействиях, нормированные на вычисленные A -зависимости ($\alpha_1 = 1/3 + X_1/3$ и $\alpha_2 = 1/3 + X_2/3$) от параметра подобия Π . В интервале $\Pi \leq 1,2$ наблюдается отклонение от простой (линейной) параметризации функций α . Аналогичное отклонение наблюдается для кумулятивных и подпороговых процессов при взаимодействии легких ($A \leq 20$) ядер. При больших Π все три распределения (рис.3) в пределах ошибок совпадают, давая возможность универсального описания угловых, энергетических и A -зависимостей сечений образования пионов. Эта универсальная зависимость просматривается наиболее отчетливо на рис.4, где аналогичным образом представлены сечения рождения π^- -мезонов при взаимодействии тяжелых ядер. Таким образом, реакции с тяжелыми ядрами могут быть количественно описаны такими же A -зависимостями, как и в случае кумулятивных (подпороговых) реакций.

На рис.5 показаны экспериментальные данные по инклюзивным спектрам π^- -мезонов в зависимости от параметра подобия Π при взаимодействии ядер ^{24}Mg с импульсом 4,4 ГэВ/с на нуклон с ^{24}Mg , полученные коллаборацией ГИБС [13]. В этой работе

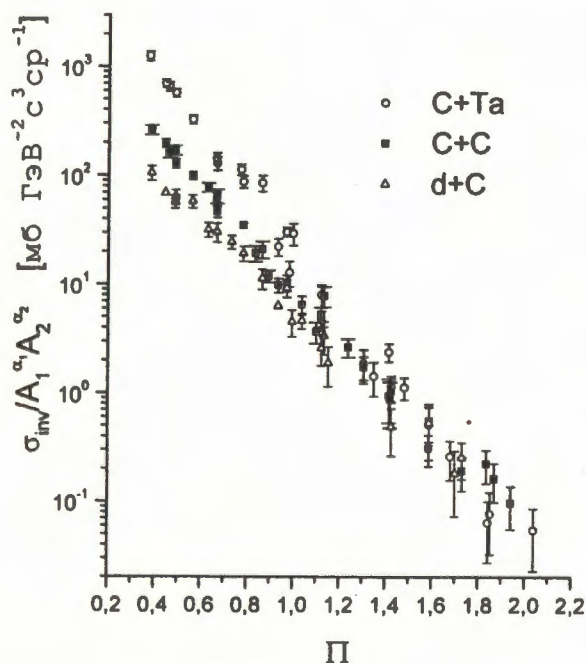


Рис. 3. Зависимость нормированных инвариантных сечений рождения π^- -мезонов, образующихся в угловом диапазоне от 10° до 150° для dC -, CC -, CTa -взаимодействий при 3,36 ГэВ/нуклон от параметра подобия Π

проведен анализ корреляций тождественных частиц с целью определения области взаимодействия (размера области, из которой испускаются пионы). Проведенный анализ показал независимость источников испускания пионов в данном эксперименте. Важно отметить, что в указанной работе отбирались центральные взаимодействия ядер ^{24}Mg . Это означает, что отбирались только события, не имеющие стриппинговых нейтронов, протонов и ядерных фрагментов, летящих под углами менее $2,4^\circ$. Такие события составляют $4 \cdot 10^{-4}$ от всех неупругих процессов, и средняя множественность вторичных π^- -мезонов в зарегистрированных событиях составляет 8,24. Наклон спектров сечений пионов для центральных $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, представленных на рис.5, совпадает с наклоном сечений π^- -мезонов, образованных в столкновениях тяжелых ионов (рис.4), в пределах 3% погрешности. Одинаковый наклон пионных сечений для реакций с отбором событий по множественности и без отбора указывает на то, что множественность при взаимодействии релятивистских ядер имеет своим источником в основном независимые нуклон-нуклонные взаимодействия.

Таким образом, большая множественность при взаимодействии тяжелых ядер не является удовлетворительным критерием для поиска и изучения коллективных эффек-

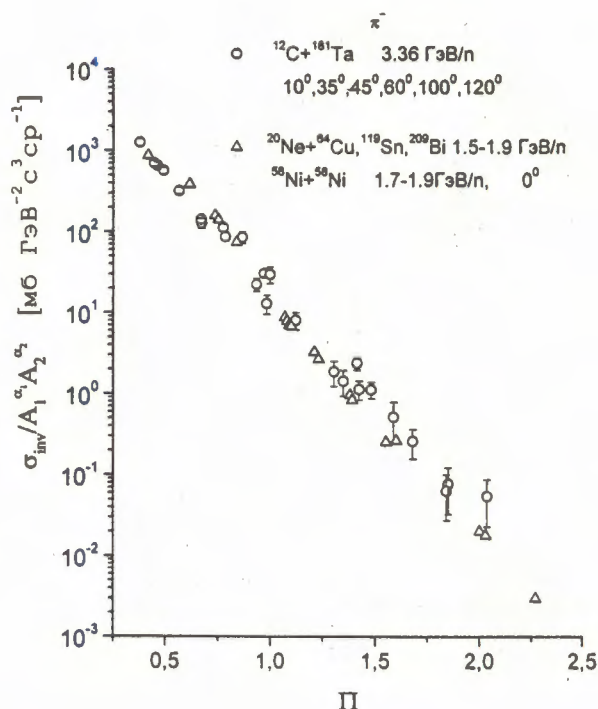


Рис. 4. Нормированные инвариантные сечения рождения π^- -мезонов во взаимодействиях тяжелых ядер в зависимости от параметра подобия Π

тов, а также обнаружения экзотических состояний ядерной материи (например, кварк-глюонной плазмы). По мнению авторов, для изучения многонуклонных типов взаимодействия эффективным критерием отбора регистрируемых событий может быть признак, основанный на выделении частицы, для рождения которой X_1 или $X_2 > 1$ (или оба $X > 1$). Так, для экспериментов, планируемых с выведенными пучками нуклотрона (например, на установке МАРУСЯ) при энергиях налетающих ядер 2–6 ГэВ/нуклон, выделенным для отбора событий каналом может служить обязательная регистрация K^- -мезона или антипротона. Угол регистрации и импульс частицы, выбранной как признак отбора событий, вычисляется в соответствии с вышеуказанной процедурой определения $X_{1,2} > 1$ для данной энергии столкновения ядер. Для коллайдерных энергий подходящим каналом отбора может быть частица (или струя) с достаточно большим поперечным импульсом, который соответствует предлагаемому критерию отбора. Конечно, выбор типа частицы-признака, ее импульса и угла регистрации должен быть оптимизирован исходя из возможностей установки, энергии столкновения, скорости набора статистики, фоновых условий и т.д. Этот вопрос требует отдельного обсуждения для каждого конкретного эксперимента, нацеленного на изучение многочастичных взаимодействий.

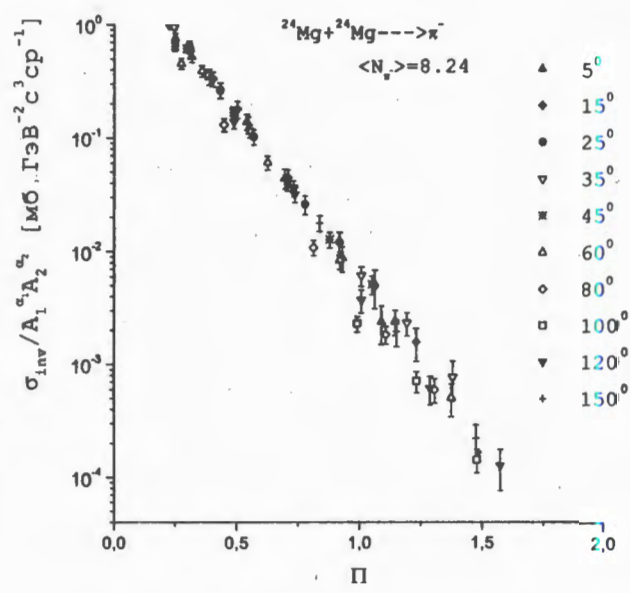


Рис. 5. Зависимость нормированных инвариантных сечений рождения π^- -мезонов в центральных MgMg-взаимодействиях при 3,6 ГэВ/нуклон от параметра подобия Π

ВЫВОДЫ

Экспериментальные данные по рождению π^- -мезонов под разными углами в автомобильных переменных могут быть описаны одной кривой. Для каждой конкретной реакции с легкими ядрами можно подобрать параметр наклона C_2 , что дает возможность количественно описать угловые и энергетические зависимости сечений образования пионов. Такое описание важно для планирования экспериментов и решения проблем мониторинга пучков при изучении редких процессов взаимодействия релятивистских ядер.

Для количественных оценок сечений в таблице представлены значения параметров C_1 и C_2 .

Таблица. Параметры аппроксимации инвариантных сечений по формуле (3)

Реакция	C_1	C_2	χ^2
$p+C$	514 ± 152	$0,194 \pm 0,014$	0,24
$d+C$	595 ± 83	$0,220 \pm 0,009$	0,53
$\alpha+C$	824 ± 100	$0,209 \pm 0,008$	0,34
$C+C$	2230 ± 183	$0,184 \pm 0,004$	0,86
$d+Ta$	2260 ± 772	$0,166 \pm 0,010$	0,50
$\alpha+Ta$	7070 ± 1470	$0,154 \pm 0,007$	0,97
$C+Ta$	12700 ± 1380	$0,155 \pm 0,005$	1,5
$Mg+Mg$	$13,0 \pm 1,3$	$0,154 \pm 0,003$	0,7

Как и в случае кумулятивных и подпороговых реакций, A -зависимости для легких ядер (функции α) нелинейны по X_1 , X_2 для рассмотренного случая ($X_1, X_2 \leq 1$). Реакции с тяжелыми ядрами могут быть количественно описаны такими же A -зависимостями, как и в случае кумулятивных (подпороговых) реакций, но с большим параметром наклона $C_2 = 0,155 \pm 0,005$.

Одинаковый наклон пионных сечений для реакций с отбором событий по множественности и без отбора указывает на то, что множественность при взаимодействии релятивистских ядер имеет своим источником в основном независимые нуклон-нуклонные взаимодействия. Предложенный метод отбора событий на основе долей 4-импульсов X_1 , X_2 может быть применен для изучения коллективных эффектов при взаимодействии релятивистских ядер и для постановок экспериментов, нацеленных на исследование спиновой структуры дейтрона на малых расстояниях.

Авторы выражают благодарность участникам сотрудничества на двухметровой пропановой пузырьковой камере за получение экспериментального материала, лаборантам за просмотр и измерение событий. Авторы признательны М.Х.Аникиной за предоставление данных, полученных при исследовании характеристик π^- -мезонов в $MgMg$ -взаимодействиях.

Авторы благодарны за дополнительную поддержку данной работы отделом физики многочастичных систем ФИАН.

Литература

1. Балдин А.М. — Краткие сообщения по физике ФИАН, 1971, 1, с.35
Балдин А.М. — ЭЧАЯ т.8, с.429.
2. Birkhoff.G. — Hydrodynamics. A study in Logic, Fact and Similitude. Princeton University Press. 1960. (русский перевод: М.: ИИЛ, 1963).
Barenblatt G.I. — Scaling, Selfsimilarity and Intermediate Asymptotics. Cambridge University Press 1996.
3. Балдин А.А. — ЯФ, 1993, т.56, с.174
Baldin A.A. — JINR Rapid Comm., No. 4[78]-96 p.61
4. Gavrishchuk O.P. et al. — Nucl. Phys., 1991, A523, p.589.
5. Carroll J. — Nucl. Phys., 1989, A488, p.2192.
6. Schroter A. et al. — Z.Phys., 1994, A350, p.101.
7. Агакишиев Г.Н. и др. — ЯФ, 1990, т.51, с.1591
8. Бондаренко А.И. и др. — Сообщение ОИЯИ P1-98-292, Дубна, 1998
9. Агакишиев Г.Н. и др. — Препринт ОИЯИ P1-91-394, Дубна, 1991; ЯФ, 1992, т.55, с.736
10. Ивановская И.А. и др. — Сообщение ОИЯИ P1-91-264, Дубна, 1991
11. Агакишиев Г.Н. и др. — ЯФ, 1981, т.34, с.1517

12. Бояринов С.В. и др. — ЯФ, 1994, т.57, с.1452.
13. Anikina M.Kh. et al. — JINR Preprint E1-96-223, Dubna, 1996; Phys.Lett.B, 1997, v.397, p.30.

УДК 539.172.12/17, 539.12.01

РОЖДЕНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ ЧАСТИЦ В МОДЕЛИ FRITIOF

А.С.Галоян, В.В.Ужинский

В рамках модифицированной модели FRITIOF рассчитаны инклюзивные спектры кумулятивных π^0 -мезонов, рождающихся вперед в ядро-ядерных взаимодействиях при импульсе 4,5 А ГэВ/с. Показано, что модель качественно, а в некоторых случаях и количественно, воспроизводит основные экспериментальные закономерности. Согласно модели рождение кумулятивных частиц связано с механизмом мягких нуклон-нуклонных взаимодействий и с характером фрагментации КХД-струн. Ферми-движение нуклонов не играет существенной роли. Обсуждаются возможности модели в приложении к анализу процессов кумулятивного рождения частиц.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Production of the Cumulative Particles in the FRITIOF Model

A.S.Galoyan, V.V.Uzhinskii

In the framework of the modified FRITIOF model, the inclusive spectra of the cumulative π^0 mesons, produced in the forward direction in the nucleus-nucleus interactions at 4.5 GeV/c/nucleon, are calculated. It is shown that the model reproduces qualitatively, and in some cases quantitatively, the main experimental regularities. According to the model, the production of the cumulative particles is connected with the mechanism of the "soft" nucleon-nucleon interaction and with the character of the QCD string fragmentation. Fermi motion does not play an essential role. Possibilities of the model in an application to the cumulative-particle production processes are discussed.

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

Согласно весьма распространенной точке зрения, рождение кумулятивных частиц связано с существованием в ядрах тяжелых компактных объектов – флуктонов. Альтернативная возможность образования кумулятивных частиц в результате так называемого "горячего" процесса в настоящее время практически не обсуждается, хотя представления "горячих" моделей [1, 2] в несколько измененном виде нашли исключительно широкое применение в физике высоких энергий, в частности, в таких популярных моделях множественного рождения частиц, как FRITIOF [3], RQMD [4], HIJING [5]. Модели объединяет предположение о том, что "мягкие" неупругие адрон-адронные соударения имеют бинарный характер $a + b \rightarrow a' + b'$, где a' и b' — возбужденные состояния адронов. В моделях возбужденные адроны с массами $m_{a'}, m_{b'} > m_a, m_b$ рассматриваются как КХД-струны, и для описания их распадов используется LUND-модель [7].

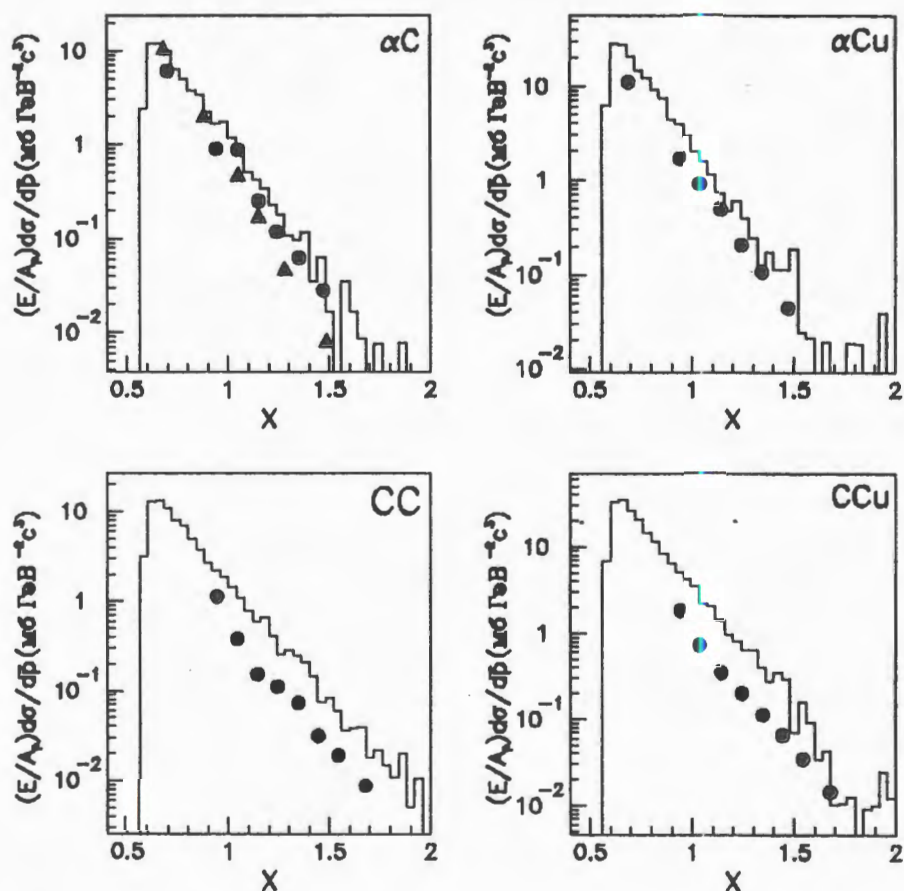


Рис. 1. Инвариантные инклюзивные сечения образования π^0 -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,5 ГэВ/с/нуклон. Точки – экспериментальные данные [8], гистограммы – расчеты по модели FRITIOF

В случае адрон-ядерных взаимодействий модели предполагают, что возбужденный адрон a' может сталкиваться с другими нуклонами ядра и увеличивать свою массу*. Аналогичное имеет место и в ядро-ядерных соударениях.

Как нетрудно заметить, общая картина адрон-ядерных взаимодействий, предполагаемая моделями, почти совпадает с рассмотренной в [1]. Авторы [1] считали, что в первом соударении налетающего адрона с каким-либо нуклоном ядра образуется массивная адронная система – файербол, – не включающая лидирующие частицы. Файербол в процессе своего движения в ядре сталкивается с другими нуклонами ядра, замедляется и увеличивает свою массу. В результате становится возможным рождение частиц в кинематических областях, недоступных в свободных адрон-нуклонных соударениях. Поэтому

*Подробное описание модели FRITIOF см. в [6].

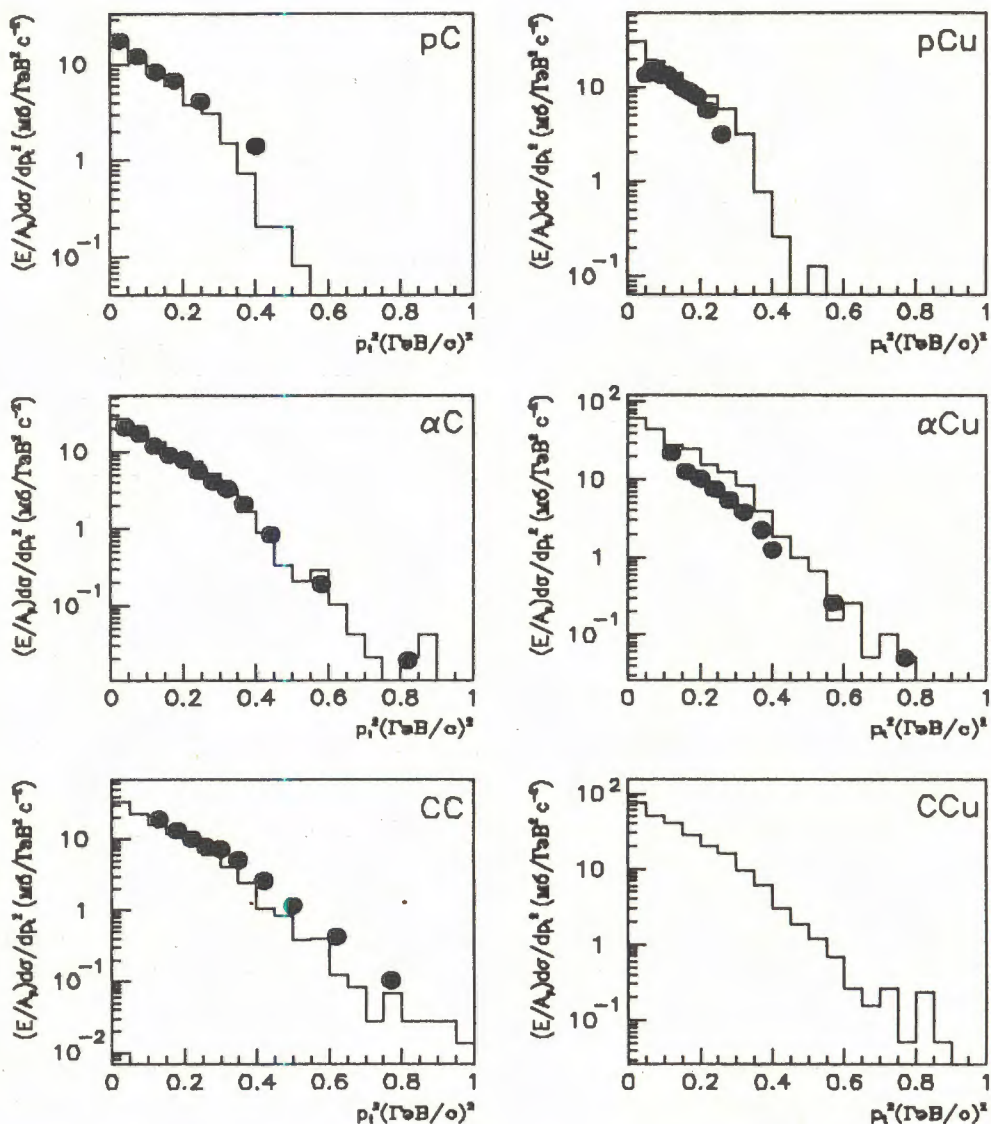


Рис. 2. Инвариантные инклюзивные сечения образования π^0 -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,5 ГэВ/с/нуклон. Обозначения, как и на рис. 1

можно ожидать, что в моделях, в частности в модели FRITIOF, также должны появляться кумулятивные частицы.

На рис.1, 2 представлены экспериментальные данные [8] о рождении быстрых π^0 -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях при $P = 4,5$ А ГэВ/с вместе с расчетами по модели FRITIOF, учитывающими последние коррекции [9]. Как видно, модель FRITIOF предсказывает рождение кумулятивных частиц.

В работах [8] экспериментально исследовалось рождение π^0 -мезонов в pC -, pCu -, αC -, αCu -, CC - и CCu -взаимодействиях при 4,5 А_pГэВ/с. В эксперименте с помощью 90-канального черенковского γ -спектрометра установки ФОТОН ЛВЭ регистрировались γ -кванты. После оценки фоновых процессов и идентификации π^0 -мезонов восстанавливались π^0 -мезоны с углом вылета в лабораторной системе (в системе покоя ядра-мишени) $\theta_\pi \leq 16^\circ$ и энергией $E_\pi \geq 2$ ГэВ.

На рис.1 точками представлены экспериментально измеренные инвариантные инклюзивные сечения образования π^0 -мезонов в зависимости от кумулятивного числа X , деленные на массовое число налетающих ядер – А_p. Переменная X определялась как

$$X = \frac{m_N E_{\pi^0} - m_{\pi^0}^2/2}{E_N m_N - E_N E_{\pi^0} - m_N^2 + P_N P_{\pi^0} \cos \theta_{\pi^0}},$$

где m_N и m_{π^0} – массы нуклона и мезона, соответственно; P_N – импульс налетающего ядра на нуклон ($P_N = 4,5$ ГэВ/с); P_{π^0} – импульс π^0 -мезона; $E_N = \sqrt{M_N^2 + P_N^2}$, $E_{\pi^0} = \sqrt{m_{\pi^0}^2 + P_{\pi^0}^2}$. Точность абсолютной нормировки сечений $\sim 20\%$. Статистические ошибки в пределах точек.

Расчеты сечений образования π^0 -мезонов с $E_{\pi^0} \geq 2$ ГэВ и с $\theta_{\pi^0} \leq 16^\circ$, выполненные в рамках модели FRITIOF, представлены на рис.1 гистограммами. Расчеты нормированы на неупругие сечения ядро-ядерных взаимодействий, вычисленные в глауберовском приближении [10]. Как видно на рисунке, наклоны экспериментальных и расчетных кривых близки, однако расчетные величины сечений в 2 – 3 раза превосходят экспериментальные значения.

Лучшее согласие между расчетами и экспериментальными данными [8] наблюдается на рис.2, на котором представлены инвариантные инклюзивные сечения образования π^0 -мезонов в зависимости от квадрата поперечного импульса π^0 -мезонов. Модель воспроизводит не только форму спектров, но и абсолютные значения сечений. Причина такого разного описания экспериментальных данных рис.1, 2 нам не ясна.

Модель FRITIOF позволяет детально разобраться в механизме рождения кумулятивных частиц. На рис.3 представлены различные характеристики событий CC -взаимодействий, сопровождаемых рождением быстрых π^0 -мезонов. На рис.3в даны вклады в инвариантное инклюзивное сечение нуклонов налетающего ядра и нуклонов ядра-мишени (см. штриховую и пунктирную кривые, соответственно). Относительные вклады представлены на рис.3в. Как видно, вклады нуклонов ядра-мишени составляют величину $\sim 25\%$.

На рис.3г представлены средние продольные импульсы нуклонов ядра-снаряда до и после взаимодействия (сплошная и пунктирная гистограммы, соответственно). Согласно рисунку, с увеличением порядка кумулятивности из налетающего ядра отбираются все более и более энергичные нуклоны, однако учет ферми-движения не является критическим для описания инклюзивных сечений, поскольку без учета ферми-движения сечения в области $X \sim 0,9 - 1,3$ не уменьшаются на необходимую величину – изменяется только наклон дифференциальных сечений (см. рис.4). Естественно, что в ходе взаимодействия продольные импульсы налетающих нуклонов несколько уменьшаются, но это имеет место до $X \sim 1,5$. Вклад в области с большими значениями X дают нуклоны, приобретающие импульсы, превосходящие импульсы налетающих нуклонов. Особенно четко это заметно в расчетах, не учитывающих ферми-движение нуклонов (см. вставку на рис.4). Обсу-

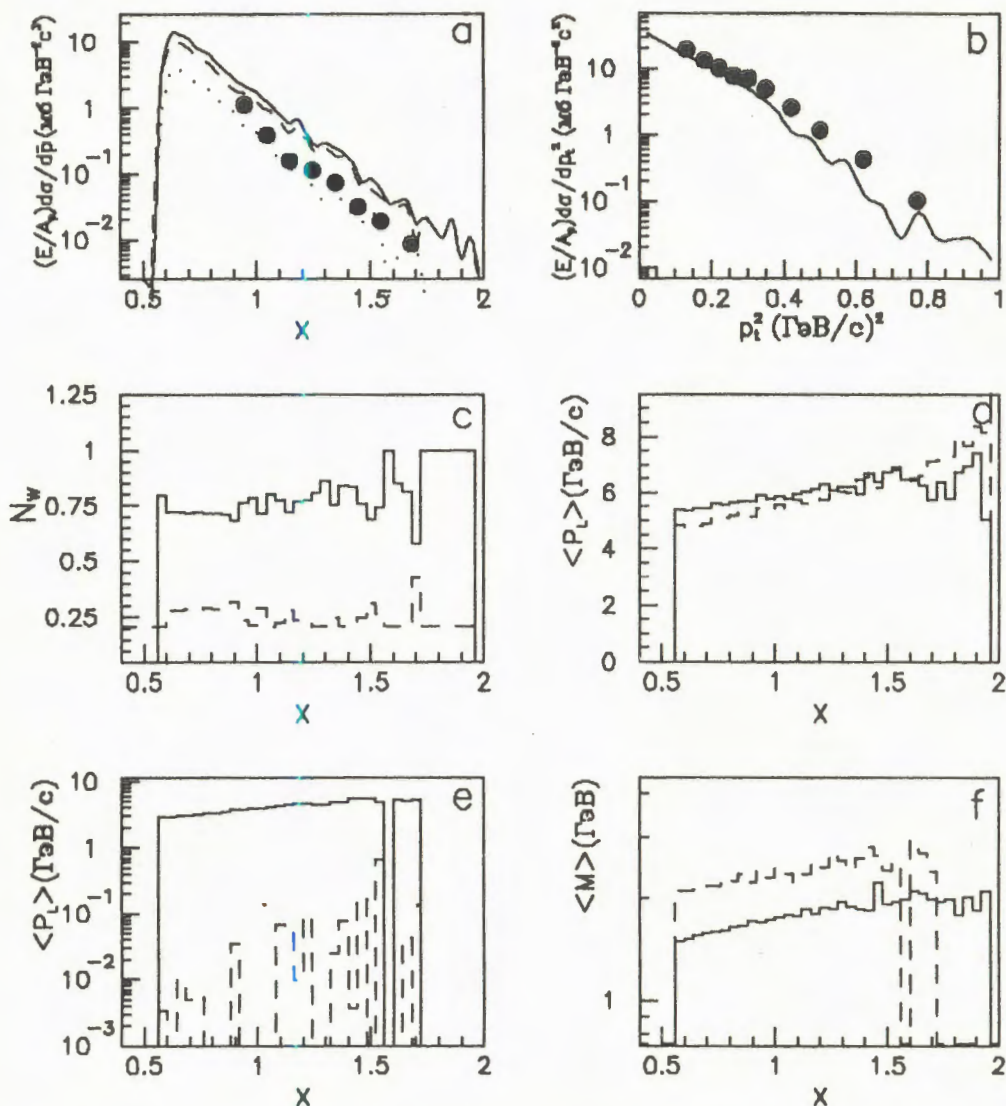


Рис. 3. Различные характеристики событий CC -взаимодействий с рождением быстрых π^0 -мезонов

ждаемый эффект ускорения нуклонов является специфической чертой предполагаемого механизма ядро-ядерных взаимодействий.

На рис.3в даны аналогичные характеристики нуклонов ядра-мишени. До взаимодействия продольный импульс нуклонов мал (см. пунктирную гистограмму). В ходе взаимодействия для рождения кумулятивных частиц вперед нуклонам необходимо приобрести заметный импульс (см. сплошную гистограмму).

На рис.3д представлены массы нуклонов ядра-снаряда и ядра-мишени после взаимодействия, дающих кумулятивный мезон (см. сплошную и пунктирную гистограммы). Как

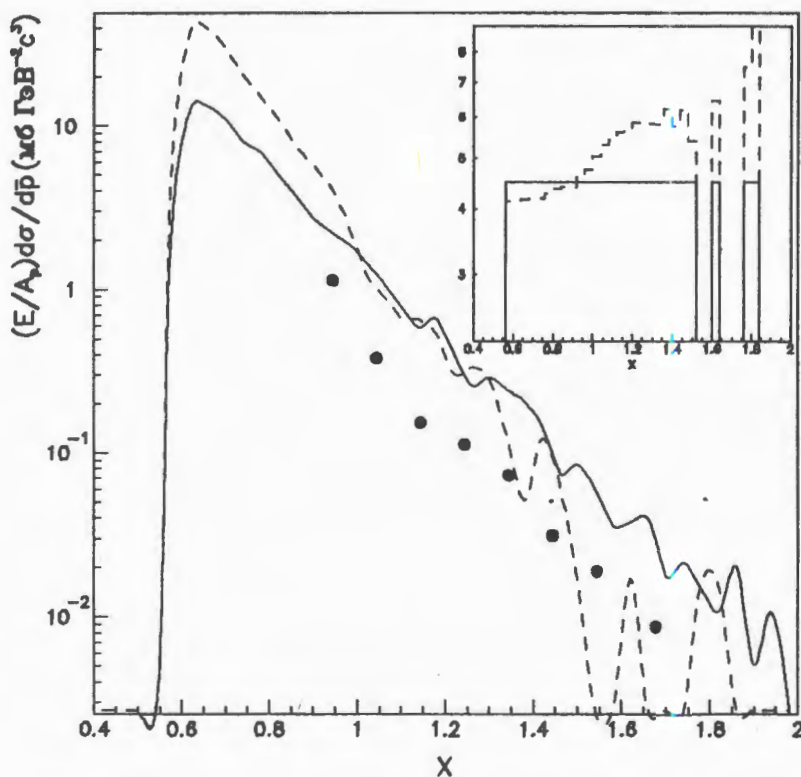


Рис. 4. Инвариантное инклюзивное сечение образования π^0 -мезонов в СС-взаимодействиях при 4,5 ГэВ/с/нуклон. Точки – экспериментальные данные [8], кривые – расчеты по модели FRITIOF

видно, нуклоны ядра-снаряда в рассматриваемом случае приобретают несколько меньшее возбуждение, нежели нуклоны ядра-мишени. Все это совпадает с основными представлениями "горячих" моделей, за исключением возможности ускорения нуклонов.

Представленные результаты позволяют надеяться на описание спектров кумулятивных π - и K -мезонов. Скорее всего, возникнут трудности с выходом протонов. Дело в том, что глауберовское приближение, используемое в модели FRITIOF, занижает множественность выбитых протонов. Поэтому потребуется учет дополнительного разрушения ядер, хотя бы в рамках подхода [11]; при этом можно ожидать наиболее яркого проявления ферми-движения нуклонов в ядрах. Возможно, применение модели релятивистской квантовой молекулярной динамики (RQMD [4]), которая описывает выход протонов учитывая вторичные взаимодействия в ядрах-остатках, позволит избежать трудностей. Однако модели не смогут предсказать выход ядер дейтерия, трития и гелия. Для их описания, по-видимому, придется учесть наличие многокварковых конфигураций в ядрах и рассмотреть фрагментацию многокварковых систем.

Первая же задача – описать абсолютные величины сечений инклюзивных реакций. Если расчетные сечения будут меньше экспериментальных, тогда серьезно встанет вопрос

об учете флуктонов в ядрах. Для решения поставленной задачи мы предполагаем прежде всего обратиться к данным по адрон-ядерным взаимодействиям.

Авторы благодарны Х.У. Абраамяну, Г.Л. Мелкумову и А.Г. Литвиненко за интерес к работе и стимулирующие обсуждения.

Литература

1. Gorenstain M.I., Zinovjev G.M., Shelest V.P. — Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 100;
Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М., Шелест В.П. — ЯФ, 1977, т. 26, с. 788.
2. Kalinkin B.N., Shmonin V.L. — Phys. Scripta, 1990, v. 42, p. 393;
Kalinkin B.N., Gagarin Yu.F — Phys. Scripta, 1998, v. 57, p. 621.
3. Andersson B. et al. — Nucl. Phys. B, 1987, v. 281, p. 289;
Nilsson-Almqvist B., Stenlund E. — Comp. Phys. Comm., 1987, v. 43, p. 387.
4. Sorge H., Stöker H., Greiner W. — Ann. of Phys. (N.Y.), 1989, v. 192, p. 260;
Sorge H., Stöker H., Greiner W. — Nucl. Phys. A, 1989, v. 498, p. 567c;
Sorge H., Keitz A., Mattiello R., Stöker H., Greiner W. — Zeit. Phys. C, 1990, v. 47, p. 629;
Sorge H., Winkelmann L.A., Stöker H., Greiner W. — Zeit. Phys. C, 1993, v. 59, p. 85.
5. Gyulassy M., Plumer M. — Phys. Lett. B, 1990, v. 243, p. 432;
Wang X.-N., Gyulassy M. — Phys. Rev. C, 1991, v. 44, p. 3501.
6. Adamovich M.I. et al. (EMU-01 Collaboration) — Zeit. für Phys. A, 1997, v. 358, p. 337.
7. Sjöstrand T. — Comp. Phys. Commun., 1986, v. 39, p. 347;
Sjöstrand T., Bengtsson M. — Comp. Phys. Commun., 1987, v. 43, p. 367.
8. Абраамян Х.У. и др. — Препринт ОИЯИ P1-88-334, Дубна, 1988;
Абраамян Х.У. и др. — Препринт ОИЯИ P1-89-240, Дубна, 1989;
Abraamyan Kh.U. et al. — JINR Preprint E1-92-307, Dubna, 1992;
Phys. Lett. B, 1994, v. 323, p. 1;
Абраамян Х.У. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1990, №7[46]-90, с.19;
Абраамян Х.У. и др. — ЯФ, 1996, т. 59, с. 271;
Абраамян Х.У. и др. — ЯФ, 1997, т.60, с.2014.
9. Ганхуяг Б., Ужинский В.В. — Сообщения ОИЯИ P1-97-315, P2-97-397, Дубна, 1997.
10. Shmakov S.Yu, Uzhinski V.V., Zadorojny A.M. — Comp. Phys. Commun., 1989, v. 54, p. 125.
11. El-Waged Kh., Uzhinskii V.V. — ЯФ, 1997, т. 60, с.925.

УДК 539.143+539.144.3+539.16+539.122

РАСПАД ^{152}Tb И ПЕРЕХОДЫ В ^{152}Gd С $E0$ -МУЛЬТИПОЛЬНОСТЯМИ

**И.Адам¹, М.Гонусек¹, В.Г.Калинников, Н.А.Лебедев, В.С.Пронских^{2,3},
В.И.Стегайлов, В.М.Цупко-Ситников, П.Чалоун¹**

Распад ^{152}Tb изучался в эксперименте по измерению спектров γ -лучей и γ - γ -совпадений. Всего наблюдалось 704 перехода, из них 347 было отнесено к распаду ^{152}Tb впервые. На основе более полных и точных данных о γ -переходах и ранее опубликованных данных об интенсивностях электронов внутренней конверсии более чем для 40 переходов были обнаружены примеси $E0$ - или $M1 + E0$ -мультипольности. Дополненная схема распада содержит более 100 возбужденных состояний, из которых 46 введены в схему впервые. Для уровней 615 кэВ и 586 кэВ с известными временами жизни были определены монопольные матричные элементы ρ , для всех уровней, где в переходах обнаружена примесь $E0$ -мультипольности, были рассчитаны отношения приведенных вероятностей (параметры Расмуссена).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Decay of ^{152}Tb and Transitions in ^{152}Gd with $E0$ Multipolarities

J.Adam et al.

The decay of ^{152}Tb has been investigated by measuring singles γ -spectra and γ - γ -coincidence experiment. The 704 transitions were observed, of which 347 were identified to the decay of ^{152}Tb for the first time. Using the more precise and full data about intensities of γ -transitions and previously reported conversion electron intensities the $E0$ or $M1 + E0$ multipolarities were established for more than 40 transitions. The revised decay scheme consists of more than one hundred excited levels from which 46 levels were introduced for the first time. For the levels 615 keV and 586 keV with known lifetimes the monopole matrix elements ρ were found, for all the levels, where the $E0$ -admixture in depopulating transitions were discovered, the reduced probability ratios (Rasmussen parameters) were calculated.

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

¹ Институт ядерной физики АН ЧР, Ржеж.

² Победитель конкурса научных работ III Научной конференции молодых ученых и специалистов. Доклад сделан на секции "Структура ядра".

³ PRONSKIKH@vxjinr.jinr.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

Ядро $^{152}_{64}\text{Gd}_{88}(I^\pi = 0^+)$ находится в переходной области между сферическими и деформированными ядрами, и структура его возбужденных состояний представляет интерес с точки зрения проверки и развития теоретических моделей. Низкоспиновые возбужденные состояния ^{152}Gd могут быть изучены в β^+/EC -распаде материнского ядра $^{152}_{65}\text{Tb}_{87}(I^\pi = 2^-, T_{1/2} = 17,5 \text{ h}, Q_\beta = 3850(15) \text{ кэВ})$ при анализе спектров γ -лучей, $\gamma\gamma$ -совпадений и электронов внутренней конверсии (ЭВК). Последние подробные сведения об ЭВК опубликованы в работе [1], о γ -лучах и $\gamma\gamma$ -совпадениях — в работе [2], причем экспериментально хорошо изучены уровни только с энергией до 2 МэВ. Значительный прогресс, достигнутый в измерительной технике за последние десятилетия, позволяет надеяться, что новые измерения смогут дать много важной информации об этом ядре. Изотоп ^{152}Tb был получен в реакции глубокого расщепления при облучении Та-мишени весом 2 г на внутреннем пучке протонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ ($E_p = 660 \text{ МэВ}$, $I_p = 5 \text{ мкА}$). Смесь редкоземельных продуктов реакции выделялась из мишени методом соосаждения и хроматографически разделялась на фракции. Фракция Tb затем разделялась по массовым числам на электромагнитном масс-сепараторе [3]. Измерения γ -лучей производились планарным HPGe-детектором с энергетическим разрешением $\Delta E_\gamma = 350 \text{ эВ}$ для $E_\gamma = 6,9 \text{ кэВ}$ и двумя коаксиальными HPGe-детекторами ($\varepsilon_\gamma = 20\%$, $\Delta E_\gamma = 1,8 \text{ кэВ}$ (^{60}Co) и $\varepsilon_\gamma = 28\%$, $\Delta E_\gamma = 1,9 \text{ кэВ}$ (^{60}Co)). При регистрации $\gamma\gamma$ -совпадений угол между осями детекторов составлял $\approx 100^\circ$, расстояние до источника $\approx 35 \text{ мм}$. Разрешающее время схемы совпадений составляло 20 нс.

2. ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ γ -ЛУЧЕЙ

Обработка γ -линий в спектрах была выполнена в соответствии с методикой, изложенной в [4, 5]. Идентификация γ -пигов осуществлялась по спаду их интенсивности во времени. В спектрах наблюдались пики изотопов ^{151}Tb , ^{153}Tb , ^{154}Tb , их активность составляла 10^{-3} — 10^{-4} активности ^{152}Tb . Был проведен тщательный анализ балластных пиков: пиков сумм, пиков одиночного и двойного вылета, фоновых пиков. Энергии и интенсивности балластных пиков вычислялись с помощью программ, описанных в работе [6], после чего γ -линии ^{152}Tb этими же программами корректировались на наличие примесей. Всего к распаду ^{152}Tb мы отнесли 704 γ -перехода, из них 347 обнаружено впервые, для 331 пика была сделана поправка интенсивности на примесь балластной компоненты. Энергии γ -линий определены с точностью 30 эВ, интенсивности — до 2%. По сравнению с работами [1, 2] точность возросла в среднем в несколько раз.

3. АНАЛИЗ $\gamma\gamma$ -СОВПАДЕНИЙ

Совпадения во время эксперимента накапливались в виде отдельных событий, содержащих информацию об энергиях совпавших γ -квантов и промежутке времени между их регистрацией в интервале 0—180 нс. Отбор истинных событий и очистка их от случайных проводились методом установки временного окна и сортировкой отобранных совпадений в двумерную матрицу. Спектры $\gamma\gamma$ -совпадений были получены установкой

оков в матрице совпадений на интенсивных γ -пиках (с вычитанием комптоновского распределения). Из интенсивностей γ -линий в совпадениях и в одиночных спектрах, измерявшихся одновременно с совпадениями, можно вычислить экспериментальный коэффициент ветвления:

$$(R_{ji})_{\text{exp}} = \frac{S^{X,Y}(E_{nj}, E_{im})}{S^X(E_{nj})S^X(E_{im})} \left\{ \frac{\varepsilon_Y^Y(E_{nj})}{\varepsilon_Y^X(E_{nj})} + \frac{\varepsilon_Y^Y(E_{im})}{\varepsilon_Y^X(E_{im})} \right\}^{-1} \times NT,$$

где $\varepsilon_Y^Y(E_{nj})$ и $\varepsilon_Y^X(E_{nj})$ — абсолютные эффективности регистрации γ -кванта с энергией E_{nj} , размещенного между уровнями с номерами n и j для детекторов X и Y соответственно; N — число распадов ^{152}Tb в секунду; T — время измерения совпадений.

В дальнейшем удобно сравнивать отношение экспериментальных значений коэффициентов ветвления $(R_{ji})_{\text{exp}}/(R_{22})_{\text{exp}}$ с вычисленными $(R_{ji})_{\text{calc}}/(R_{22})_{\text{calc}}$, которое определяется на основе предлагаемой схемы уровней и размещения γ -переходов, и таким образом однозначно размещать переходы в схеме распада. Всего мы обработали 91 суммарный спектр, соответствующий совпадениям со 116 γ -квантами разных энергий (19 переходов являются двойными и 3 — тройными). В табл. 1 приведены энергии уровней ^{152}Gd , введенных на основе или подтвержденных $\gamma\gamma$ -совпадениями.

4. ПЕРЕХОДЫ С $E0$ - И $M1 + E0$ -МУЛЬТИПОЛЬНОСТЯМИ

Переходы с чистой $E0$ -мультипольностью, согласно правилам отбора, происходят только между уровнями с $I_i = I_f = 0, \pi_i = \pi_f$; переходы с $E0$ -примесью могут идти только между уровнями с $I_i = I_f \neq 0$. Вероятности $E0$ -переходов, величина которых определяется недиагональными матричными элементами монопольного оператора, интерпретировать довольно непросто, однако за последние десятилетия появился ряд работ [7, 8], в которых авторами показано, что разрядка возбужденных состояний ядер $E0$ -переходами может свидетельствовать как о сосуществовании в ядре состояний, существенно различающихся по форме, так и о сильном смешивании в этих состояниях ядер сферической и деформированной волновых функций. Для возбужденных состояний, времена жизни которых измерены, иногда удается сделать выбор между этими двумя возможностями. Таким образом, обнаружение переходов с $E0$ -примесью позволяет делать важные заключения о квантовых характеристиках уровней и проводить сравнение с различными теоретическими предсказаниями.

Примесь мультипольности $E0$ и $M1 + E0$ устанавливалась сравнением экспериментальных и теоретических коэффициентов конверсии для K -оболочки. Значения относительных интенсивностей ЭВК определены в работе [1], относительные интенсивности γ -квантов измерены в настоящей работе, коэффициент связи шкал γ -лучей и ЭВК определен усреднением по 12 интенсивным переходам с хорошо известными мультипольностями в широком диапазоне энергий. Примесь $E0$ считалась обнаруженной, если выполнялось условие

$$\alpha_K(\text{exp}) - 2\Delta(\alpha_K(\text{exp})) > \alpha_K(M1, \text{calc}).$$

Таблица 1. Уровни в ^{152}Gd , введенные на основе $\gamma\gamma$ -совпадений

E_{γ}^{lev} , кэВ	ΔE_{γ}^{lev}	I^{π}	E_{γ}^{lev} , кэВ	ΔE_{γ}^{lev}	I^{π}	E_{γ}^{lev} , кэВ	ΔE_{γ}^{lev}	I^{π}
0,000	0,000	0^{+}	1975,674	0,057	$1(2^{+})$	2743,188	0,465	1^{-}
344,279	0,002	2^{+}	2011,642	0,039	$1^{+}(2^{+})$	2749,201	0,030	$2^{+}(3^{+})$
615,367	0,019	0^{+}	2121,085	0,062		2772,376	0,068	2^{+}
755,395	0,002	4^{+}	2133,408	0,105		2862,638	0,043	
930,548	0,014	2^{+}	2169,171	0,322		2880,652	0,021	$1^{+}(2^{+})$
1047,771	0,028	0^{+}	2201,731	0,047	2^{+}	2914,115	0,109	2^{+}
1109,187	0,015	2^{+}	2246,769	0,021	2^{+}	2920,014	0,186	
1123,184	0,003	3^{-}	2258,142	0,055		2927,849	0,050	$2^{+}(3^{+})$
1227,375	0,093		2264,864	0,109		2929,169	0,418	
1274,197	0,125	$1(2^{+})$	2267,706	0,080		2932,734	0,104	$1^{-}(2^{+})$
1282,280	0,029	4^{+}	2299,627	0,026	$2^{-}(3^{-})$	2964,344	0,041	
1314,636	0,019	1^{-}	2325,827	0,438		2981,406	0,356	
1318,348	0,017	2^{+}	2330,696	0,078		2989,020	0,094	
1434,016	0,007	3^{+}	2386,950	0,115		2999,505	0,050	$1(2^{+})$
1470,585	0,062		2401,494	0,059		3006,788	0,063	2^{+}
1533,728	0,186		2437,448	0,063	2^{+}	3009,198	0,082	3^{-}
1550,149	0,034		2447,820	0,438		3012,615	0,341	
1605,578	0,019	2^{+}	2495,166	0,048	$2^{+}(3^{+})$	3042,303	0,051	$1^{+}(2^{+})$
1643,427	0,013	$2^{-}(3^{-})$	2513,900	0,309		3067,396	0,109	
1680,762	0,046		2523,782	0,035	2^{+}	3074,990	0,188	
1692,429	0,032		2529,389	0,033		3079,637	0,170	4^{+}
1734,436	0,155		2540,455	0,059	$2^{+}(3^{+})$	3090,396	0,217	
1755,760	0,175		2543,944	0,062		3098,979	0,109	
1771,564	0,026	$2(3^{-})$	2551,111	0,057		3105,696	0,201	2^{+}
1785,552	0,321		2557,843	0,039	2^{+}	3110,897	0,095	1^{+}
1807,546	0,047		2598,787	0,063		3112,648	0,202	$1(2^{+})$
1808,678	0,279		2604,336	0,048		3140,199	0,124	$1(2^{+})$
1839,707	0,040	2^{+}	2641,568	0,094		3144,116	0,140	
1861,889	0,031	2^{+}	2667,528	0,045	1^{-}	3213,999	0,235	
1862,061	0,030		2709,412	0,037	2^{+}	3232,187	0,202	$1(2^{+})$
1915,188	0,041		2719,716	0,041	2^{+}	3236,698	0,109	
1915,744	0,124		2729,178	0,032	2^{+}	3285,145	0,086	
1941,153	0,018	2^{+}	2734,026	0,095	$1^{+}(2^{+})$	3340,584	0,093	3^{-}

Таблица 2. Параметры Расмуссена X для переходов между уровнями с $I_i = I_f = 0$, $\pi_i = \pi_f$

E_{γ}^{lev} , кэВ	$E_{\gamma}(E0)$, кэВ	$E_{\gamma}(E2)$, кэВ	μ_K	X	Размещение
615,6	615,6	271,08	0,122(12)	0,0131(13)	$0_{\beta}^{+} \rightarrow 0_g^{+}, 2_g^{+}$
1047,9	432,5	117,25	10,6(11)	0,0225(23)	$0_{2\beta}^{+} \rightarrow 0_{\beta}^{+}, 2_{\beta}^{+}$
	1047,9	703,29	0,0091(9)	0,069(7)	$0_{2\beta}^{+} \rightarrow 0_g^{+}, 2_g^{+}$

Более чем для 40 переходов примесь $E0$ -мультипольности установлена впервые в этой работе (см. рис. 1). В тех случаях, когда времена жизни уровней неизвестны, для переходов с $E0$ -примесью возможно рассчитать безразмерный параметр Расмуссена X [13],

Таблица 3. Параметры Расмуссена X для переходов между уровнями с $I_i = I_f \neq 0$, $\pi_i = \pi_f$

$E_\gamma, \text{кэВ}$	q_1^2	X_1	q_2^2	X_2	Размещение
143,800	$> 0,3$	$> 0,001$	$> 0,03$	$> 0,00012$	
155,100	$> 1,1$	$> 0,006$	$> 1,7$	$> 0,009$	
209,140	1,22(25)	0,0100(20)	1,8(5)	0,014(4)	1318, $2^+ \rightarrow 1109, 2^+$
387,797	18(4)	0,36(8)	34(8)	0,70(17)	1318, $2^+ \rightarrow 930, 2^+$
496,370	5,5(4)	0,168(14)	10,1(9)	0,308(27)	1605, $2^+ \rightarrow 1109, 2^+$
526,850	7,2(6)	0,242(19)	13,5(11)	0,45(4)	1282, $4^+ \rightarrow 755, 4^+$
543,584	2,7(6)	0,098(23)	4,6(13)	0,16(5)	1862, $2^+ \rightarrow 1318, 2^+$
586,300	1,68(12)	0,068(5)	—	—	
788,867	12(4)	0,85(28)	24(8)	1,6(6)	2729, $2^+ \rightarrow 1941, 2^+$
1010,605	1,9(5)	0,21(6)	3,2(10)	0,35(11)	1941, $2^+ \rightarrow 930, 2^+$
1061,600	> 39	$> 4,8$	> 78	> 9	
1217,000	17(11)	2,6(17)	33(21)	5(3)	
1343,000	64(34)	12(6)	128(68)	24(13)	3285, $2^+ \rightarrow 1941, 2^+$
1352,980	14,2(25)	2,7(5)	28(5)	5,3(10)	2667, $1^- \rightarrow 1314, 1^-$
1383,500	60(30)	12(6)	120(64)	24(13)	
1495,440	3,5(6)	0,80(15)	6,4(13)	1,5(3)	1839, $2^+ \rightarrow 344, 2^+$
1506,900	1,6(4)	0,38(8)	2,8(7)	0,65(17)	3112, $2^+ \rightarrow 1605, 2^+$
1663,670	7,4(22)	2,1(6)	14(4)	4,1(13)	2772, $2^+ \rightarrow 1109, 2^+$
1735,800	> 51	> 16	> 102	> 31	3285, $2^+ \rightarrow 1550, 2^+, 3^+, 4^+$
1870,550	21(6)	7,3(19)	41(11)	15(4)	
1886,080	4,2(12)	1,5(4)	8(2)	2,8(9)	2641, $4^+ \rightarrow 755, 4^+$
1944,800	> 74	> 28	> 148	> 56	3067, $3^- \rightarrow 1123, 3^-$
1962,900	> 46	> 18	> 91	> 35	
2014,480	10(4)	3,8(14)	19(7)	7,5(28)	
2018,090	1,2(5)	0,49(21)	2,1(10)	0,9(4)	3338, $1, 2^+ \rightarrow 1318, 2^+$
2029,500	> 20	> 8	> 39	> 16	
2064,900	18(6)	7,4(25)	35(12)	15(5)	
2217,400	4,4(20)	2,1(10)	9(4)	4,1(19)	3341, $3^- \rightarrow 1123, 3^-$
2291,460	48(12)	25(6)	97(23)	49(12)	
2324,320	5,4(13)	2,8(7)	11(3)	5,5(14)	3079, $4^+ \rightarrow 755, 4^+$
2342,570	1,9(4)	0,98(21)	3,5(8)	1,8(4)	2687, $1, 2^+ \rightarrow 344, 2^+$
2357,000	> 86	> 46	> 171	> 92	
2384,940	2,2(4)	1,20(22)	4,1(8)	2,3(4)	2729, $2^+ \rightarrow 344, 2^+$
2398,530	3,3(13)	1,8(7)	6,3(26)	3,5(15)	3328, $1, 2^+, 3^- \rightarrow 930, 2^+$
2428,360	5,3(16)	3,0(9)	10(3)	5,8(18)	3357, $2^+, 3^- \rightarrow 930, 2^+$
2491,400	> 118	> 70	> 236	> 140	
2575,820	3(7)	1,9(4)	5,8(14)	3,7(9)	2920, $2^+ \rightarrow 344, 2^+$
2680,880	0,83(25)	0,57(17)	1,5(5)	1,0(3)	3024, $1^+, 2^+ \rightarrow 344, 2^+$
2694,480	1,9(4)	1,29(26)	3,6(8)	2,5(5)	3310, $1, 2^+ \rightarrow 615, 0^+$
2740,930	1,7(8)	1,2(6)	3,2(16)	2,3(11)	3085, $2^+ \rightarrow 344, 2^+$
2790,700	> 19	> 14	> 38	> 28	
2832,000	13(7)	10(6)	25(15)	19(11)	
2878,000	> 13	> 10	> 26	> 20	
2902,000	> 21	> 16	> 41	> 32	
2936,000	> 15	> 12	> 29	> 23	3550, $0^+ \rightarrow 615, 0^+$
2950,500	9,7(23)	7,9(19)	19(5)	16(4)	

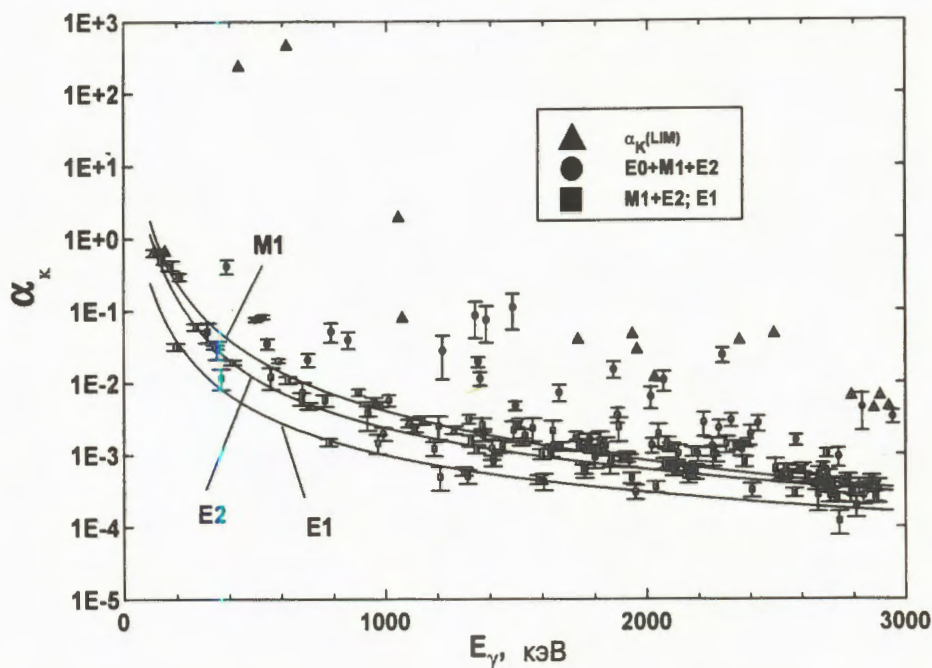


Рис. 1. Сравнение экспериментальных и расчетных коэффициентов конверсии в зависимости от энергии и мультипольности переходов

который имеет смысл отношения приведенных вероятностей переходов соответствующих мультипольностей с этого уровня и определяется для переходов с $I_i = I_f = 0$ по формуле

$$X_{ifj} \left[\frac{(E0, 0_i^+ \rightarrow 0_f^+)}{(E2, 0_i^+ \rightarrow 2_f^+)} \right] = \frac{2.54 \times 10^9 \times \mu_K \times A^{4/3} \times E_\gamma^5(E2)}{\Omega_K(E0)},$$

где

$$\mu_K = \frac{\alpha_K(E2) \times I_K(E0)}{I_K(E2)},$$

а для переходов с $I_i = I_f \neq 0$ по формуле

$$X_{if} \left[\frac{(E0, I_i \rightarrow I_f)}{(E2, I_i \rightarrow I_f)} \right] = \frac{2.54 \times 10^9 \times A^{4/3} \times E_\gamma^5 \times q^2 \times \alpha_K(E2)}{\Omega_K},$$

где

$$q^2 \equiv \frac{W_K(E0)}{W_K(E2)} = \frac{(1 + \delta^2) \times \alpha_K(\text{exp}) - \alpha_K(M1) - \delta^2 \times \alpha_K(E2)}{\alpha_K(E2)}, \quad \delta^2 = \frac{I_\gamma(E2)}{I_\gamma(M1)}.$$

Параметры X для всех переходов, где была установлена примесь $E0$ -мультипольности, приведены в табл. 2,3. Величины q_1^2 и X_1 рассчитаны в предположении мультипольной

смеси в указанных переходах $E0 + M1$ ($\delta^2 = 0$), q_2^2 и X_2 — в предположении смеси $E0$ и равных количеств $M1$ и $E2$ ($\delta^2 = 1$).

Для переходов с энергиями 615.6 кэВ ($E0$) и 586.2 кэВ ($E0 + M1 + E2$) были определены квадраты матричных элементов $E0$ -переходов ρ^2 [12]:

$$\rho^2(E0) = \left| \frac{\langle \Psi_f | \sum e_j r_j^2 | \Psi_{ij} \rangle}{eR^2} \right|^2,$$

которые в нашем случае могут быть вычислены из экспериментальных данных с помощью соотношения [8]:

$$\rho^2(E0; 0_i^+ \rightarrow 0_f^+) = \frac{I_K(E0; 0_i^+ \rightarrow 0_f^+) \times \alpha_K(E2; 0_i^+ \rightarrow 2_j^+) \times W_\gamma(E2; 0_i^+ \rightarrow 2_j^+)}{I_K(E2; 0_i^+ \rightarrow 2_j^+) \times \Omega_K}.$$

Они связаны с вероятностью перехода соотношением $W_e(E0) \equiv \frac{\ln 2}{T_{1/2}(E0)} = \Omega_e \rho^2$, где Ω_e — независимый от ядерной структуры фактор, учитывающий влияние электронной оболочки ядра [9]. Времена жизни уровней 615.6 кэВ и 586.2 кэВ приняты равными 37(8) и 7.3(6) пс [10]. Поскольку переход с энергией 586.2 кэВ имеет смешанную мультипольность $\delta = -3.05(14)$, определенную в экспериментах по $\gamma\gamma\Theta$ -корреляциям [11], доли его интенсивности, приходящиеся на $E0$ - и $E2$ -компоненты, были рассчитаны из выражений

$$I_K(E0) = I_K - I_\gamma \times \left(\frac{\alpha_K(M1) + \alpha_K(E2)\delta^2}{1 + \delta^2} \right); \quad I_K(E2) = \alpha_K(E2) \times I_\gamma \times \left(1 - \frac{1}{1 + \delta^2} \right),$$

ρ^2 определялось как

$$\rho^2(E0; 2_i^+ \rightarrow 2_f^+) = \frac{I_K(E0) \times \alpha_K(E0) \times W(E2)}{\Omega_K \times I_K(E2)}.$$

Были получены значения $\rho_{615}^2 = 66(14) \times 10^{-3}$ и $\rho_{586}^2 = 46(4) \times 10^{-3}$.

5. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Благодаря существенно улучшенной по сравнению с прежними работами [1] и [2] измерительной технике и разработанным методам обработки экспериментальных данных [5] и [6] при изучении распада $^{152}\text{Tb} \xrightarrow{\beta+/\text{EC}} ^{152}\text{Gd}$ получены такие новые экспериментальные результаты:

В схему распада ^{152}Gd введено по совпадениям 46 новых уровней (всего более 100), впервые размещен 131 γ -переход (всего 242). Для всех уровней определены однозначно или найдены возможные значения спинов и четностей.

Существенно уточнены энергии и интенсивности γ -переходов. Погрешность определения энергии снижена до 30 эВ, интенсивности — до 2%.

На основе совместного анализа новых данных по γ -лучам и более ранних результатов измерения ЭВК установлено большое число переходов с примесью $E0$ -мультипольности.

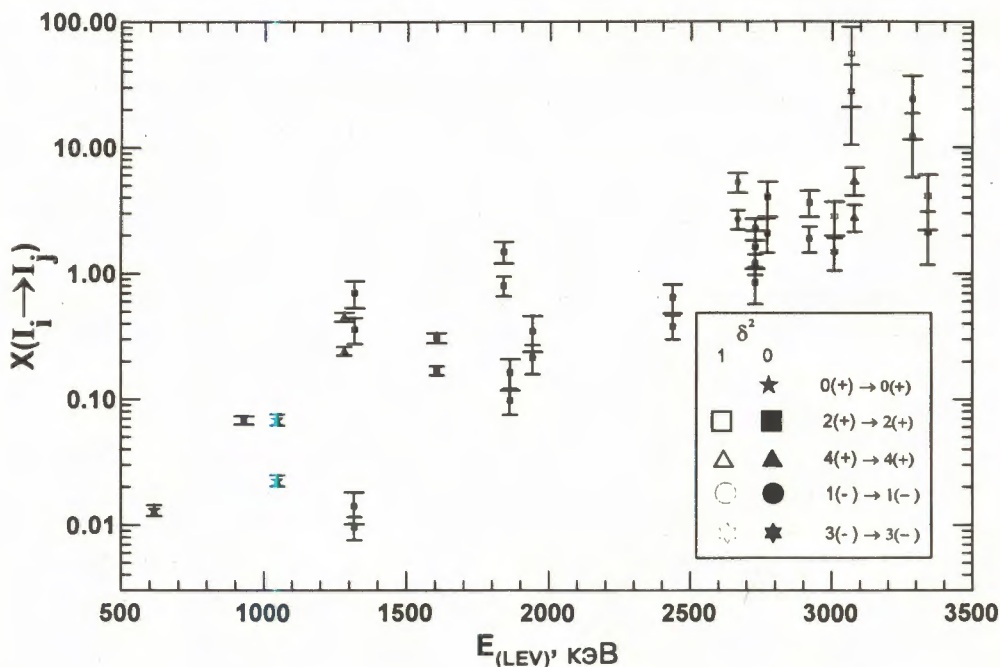


Рис. 2. Зависимость экспериментальных значений параметров $X(\frac{E_0}{E_2})$ от энергии переходов

Для переходов с энергиями 615,6 и 586,2 кэВ были рассчитаны матричные элементы $\rho_{615}^2 = 66(14) \times 10^{-3}$ и $\rho_{586}^2 = 46(4) \times 10^{-3}$, которые интересно сравнить с расчетным значением $\rho_{mix}^2 = 79 \times 10^{-3}$, полученным в предположении максимального смешивания волновых функций сферического и деформированного состояний ($\beta_{def} = 0.192$) [7]. Одночастичное значение матричного элемента для этого ядра составляет $\rho_{SPU}^2 = 18 \times 10^{-3}$.

Для других уровней, где обнаружена примесь $E0$ -мультипольности в переходах, рассчитаны значения параметров Расмуссена X . Монотонный рост величин X в зависимости от энергии уровня (см. рис.2) свидетельствует о качественном изменении структуры состояний с ростом их энергии возбуждения.

Мы надеемся, что полученные данные дадут весьма интересную информацию о структуре переходных атомных ядер при их сравнении с предсказаниями современных теоретических моделей.

Один из авторов (В.С.Пронских) благодарит Совет Объединения молодых ученых и специалистов и его председателя кандидата физ.-мат. наук М.А.Назаренко за поддержку публикации и доклада, сделанного на секции "Структура ядра" III Научной конференции молодых ученых и специалистов.

Литература

1. Адам И. и др. — Изв.АН СССР (сер.физ.), 1970, т.34, с.813.
2. Zolnowski D.R., Funk E.G., Mihelich J.W. — Nuclear Physics, 1971, v.A177, p.513.

3. Kalinnikov V.G., Gromov K.Ya., Janickii M. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.B70, p.62.
4. Frána J. — Acta Politechnika, 1998, v.38 No.3, p.127.
5. Адам И. и др. — В сб.: Тезисы докладов III Научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ, 1999, в печати.
6. Адам И. и др. — В сб.: Тезисы докладов 48 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. С.-Пб.: ПИЯФ РАН, 1998, с.318.
7. Heyde K., Meyer R.A. — Phys. Rev. C, 1988, v.37, No.5, p.2170.
8. Kantele J. — In: Lecture Notes for XIV Masurian Summer School on Nuclear Physics. August 31 – September 12, 1981, Mikolajki, Poland.
9. Bell D.A. et al. — Can.J.Phys., 1970, v.48, p.2542.
10. Johnson N.R. et al. — Phys.Rev., 1982, v.C26, p.1004.
11. Kalfas C.A. et al. — Nucl.Phys., 1972, v.A196, p.615.
12. Bohr A., Mottelson B. — Nuclear Structure, 1969, v.1, p.383.
13. Rasmussen J.O. — Nucl.Phys., 1960, v.19, p.85.

УДК 539.1.076+621.384.6

ПЕРВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ВЫВОДУ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЕЙТРОНОВ ИЗ НУКЛОТРОНА ИЗОГНУТЫМ КРИСТАЛЛОМ

*А.С.Артемов, С.В.Афанасьев, В.В.Бойко¹, М.А.Воеводин,
В.И.Волков, А.Д.Коваленко, С.И.Козлов, И.И.Куликов,
С.В.Романов, Ш.З.Сайфулин, А.М.Таратин, А.П.Царенков,
А.В.Шабунюв*

Представлены результаты первых испытаний установки "Кристалл-W" на нуклотроне. Наблюдался вывод дейтронов с энергией 3 ГэВ/нуклон из нуклотрона изогнутым кристаллом кремния. Дается краткое описание установки, электронного оборудования и системы регистрации отклоненных частиц.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

First Experiment on Relativistic Deuteron Extraction from the Nuclotron with a Bent Crystal

A.S. Artemov et al.

The results of the first test run of the "CRYSTAL-W" set-up at the Nuclotron are presented. The extraction of 3 GeV/n deuterons from the Nuclotron with a bent silicon crystal was observed. The experimental set-up, electronic equipment and a particle registration system are described briefly.

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

Изогнутые кристаллы находят все более широкое применение для управления пучками протонов высоких энергий — в каналах транспортировки и для вывода частиц из ускорителя. Предложение об использовании кристаллических дефлекторов для вывода релятивистских ионов из гало пучка ионных коллайдеров было сделано в [1]. В [2] рассмотрена схема использования изогнутого кристалла для вывода пучка релятивистских ядер из нуклотрона. Недавно вывод ультрарелятивистских ионов свинца изогнутым кристаллом кремния осуществлен в ЦЕРН на SPS [3]. Именно кристаллы кремния, обладая рекордными показателями структурного совершенства, используются в качестве дефлекторов частиц.

¹Институт физико-технических проблем, Дубна.

Однако, как показывают расчеты, использование кристаллов металлов с высоким порядковым номером вместо обычных кремниевых дефлекторов может значительно увеличить эффективность отклонения частиц на большие углы. Например, эффективность вывода ускоренного пучка ядер из нуклотрона с отклонением на угол около 100 мрад может вырасти более чем в десять раз при использовании кристаллов вольфрама [4]. В 1996 году в ЛВЭ ОИЯИ были начаты работы по подготовке к испытаниям вольфрамовых дефлекторов на циркулирующем пучке нуклотрона [5].

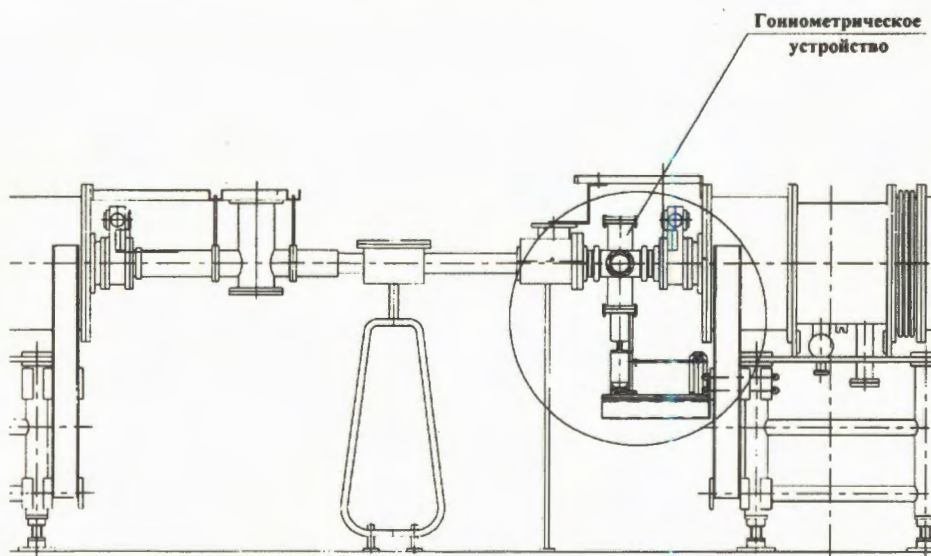


Рис. 1. Установка "Кристалл-W" на "теплом" прямолинейном промежутке кольца нуклотрона. На входе расположено гониометрическое устройство для смены кристаллических дефлекторов и их ориентирования относительно циркулирующего пучка нуклотрона. Сцинтилляционные телескопы, регистрирующие выведенные из нуклотрона и фоновые частицы, расположены в конце промежутка в медианной плоскости ускорителя (не показаны)

В данной работе представлены результаты первых испытаний на пучке ускоренных дейтронов с энергией 3 ГэВ/нуклон нуклотрона установки "Кристалл-W", созданной для исследования новых вольфрамовых дефлекторов. Установка состоит из гониометрического устройства с дистанционным управлением для ориентирования кристаллов относительно пучка нуклотрона, системы наведения циркулирующего пучка на кристалл и системы регистрации отклоненных кристаллом частиц. Гониометрическое устройство с кристаллами размещалось на входе "теплого" прямолинейного промежутка кольца нуклотрона (рис.1). Детальное описание этого устройства, сцинтилляционных телескопов системы регистрации частиц, а также анализ фоновых условий и возможных способов наведения пучка на кристалл представлено в работе [5].

Конструкция гониометра предусматривает оперативную установку без нарушения вакуума в медианную плоскость ускорителя одной из трех мишеней, две из которых являются изогнутыми кристаллами. Третьей мишенью служит сцинтилляционный монитор,

по которому отрабатывается наведение пучка на кристалл. Все мишени находятся в вертикальной плоскости, смещенной по внешнему радиусу на контролируемое расстояние (13 ± 5) мм от оси ионопровода. Интервал между ними выбран достаточным для беспрепятственной циркуляции пучка на стадии инъекции и ускорения. Номер выбранной мишени и её установка в рабочее положение контролируются с помощью сигналов в двоичном коде от оптопар.

Вертикальное перемещение мишеней в камере гониометра и её поворот в горизонтальной плоскости с шагом 6 мкрад в пределах ± 50 мрад для ориентирования дефлекторов относительно циркулирующего пучка осуществляются с помощью шестифазных шаговых двигателей ШД-5ДМ и разработанного для них электропривода. Привод обеспечивает два режима работы: нормальный и форсированный, при котором в восемь раз повышается скорость вращения двигателя.

Для управления приводом разработан и создан электронный блок в стандарте IBM PC, включающий в себя три канала генераторов импульсных последовательностей с регулируемой частотой следования. Частота следования импульсов и их количество задается программой. Синхронизация работы привода по перемещению мишеней с циклом ускорения осуществляется с помощью входного регистра. Это позволяет производить установку выбранного кристалла или монитора в медианную плоскость нуклотрона в начале стола его магнитного поля. Управление направлением перемещения мишеней осуществляется выходным регистром. Программное обеспечение позволяет изменять величину перемещения и контролировать положение мишеней.

Для регистрации отклоненных кристаллом в горизонтальном направлении частиц, а также учета фоновых событий используются два сцинтилляционных телескопа, расположенных вне камеры ускорителя симметрично относительно кристалла и направления падающего на него пучка. Каждый из телескопов состоит из трех детекторов с размерами 3, 4 и 7 см в горизонтальном направлении, что обеспечивает угловой аксептанс телескопа около 20 мрад. Детекторы изготовлены из сцинтиллятора на основе полистирола и имеют временное разрешение около 100 пс. Дополнительно на совпадения с сигналами рабочего телескопа, установленного по трассе вывода пучка, включены импульсы от сцинтилляционных детекторов длиной 5 мм, находящихся сразу за кристаллами и имеющих ту же толщину. Световые сигналы от этих детекторов, а также сцинтилляционного монитора регистрируются ФЭУ-110 через смотровое окно в камере гониометра.

Гониометрическое устройство с кристаллическими дефлекторами, а также разработанное оборудование системы управления и регистрации испытаны на циркулирующем пучке дейтронов с энергией 3 ГэВ/нуклон. В качестве дефлекторов использовались два кристалла кремния толщиной 300 мкм, изогнутые, с радиусом 30 см, вдоль (111) плоскостей на угол 100 мрад. Экспериментально исследовано наведение циркулирующего пучка на кристалл с помощью изменения частоты ускоряющего ВЧ-напряжения на столе магнитного поля. В результате смещения орбиты ускоренные дейтроны попадали на кристалл (сцинтилляционный монитор) гониометрического устройства, расположенный на расстоянии 13 мм по радиусу с внешней стороны. Характерная временная зависимость интенсивности свечения, инициируемого в мониторе наводимыми частицами, приведена на рис.2а. Здесь же показана временная зависимость величины ведущего магнитного поля нуклотрона. На рис.2б представлена выводимая на экран компьютера текущая информация о временной зависимости интенсивности счета рабочего телескопа, необходимая для контроля и оперативного управления экспериментом.

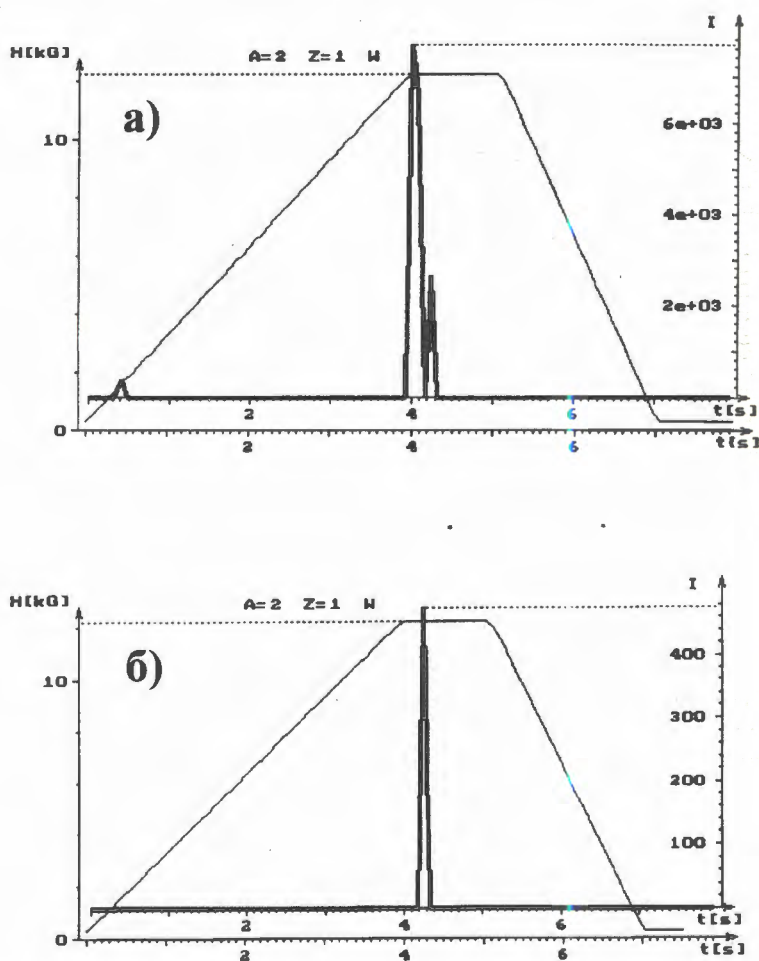


Рис. 2. Временная зависимость интенсивности свечения, инициируемого наводимыми дейтронами в сцинтилляционном мониторе гониометра (а), и интенсивности счета телескопа по трассе вывода за кремниевым дефлектором (б)

Для согласования с направлением циркулирующего пучка, наводимого на кристалл, последний вращался вокруг вертикальной оси, проходящей через его входной торец. При совпадении направлений кристаллографических плоскостей и пучка частицы могут захватываться в режим каналирования и отклоняться кристаллом на угол изгиба. Изменение угловой ориентации кристалла осуществлялось между циклами работы ускорителя, а сигналы от телескопов регистрировались на столе магнитного поля. На рис.3 представлена полученная в эксперименте зависимость отношения счета рабочего телескопа (Т1) к счету фонового телескопа (Т2) от ориентации кристалла. Кривая 2 отвечает случаю, когда на совпадение с рабочим телескопом дополнительно включен сцинтилляционный детектор (М), расположенный в камере ускорителя за выходным торцом кристалла (ВС). Значительное (около 15 раз) увеличение счета по трассе вывода в узкой области углов

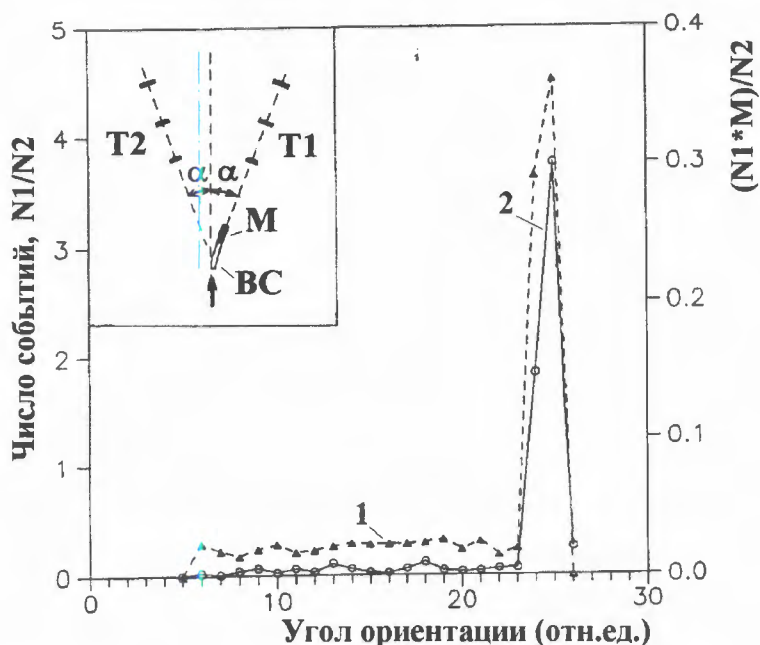


Рис. 3. Регистрация событий α -сцинтилляционным телескопом по трассе вывода частиц из нуклотрона — зависимость от ориентации кристалла. На вставке — расположение рабочего T1 и фонового T2 телескопов; M — α -сцинтиллятор, расположенный в камере нуклотрона сразу за кристаллом BC

ориентации кристалла вместе с резким (в 30 раз) ростом зависимости 2 можно однозначно интерпретировать как событие вывода циркулирующих дейтронов из нуклотрона изогнутым кристаллом кремния.

Таким образом, разработанное и созданное оборудование для исследования новых кристаллических дефлекторов прошло успешное испытание на циркулирующем пучке релятивистских ядер нуклотрона. В следующих сеансах работы ускорителя планируется продолжить эксперименты с целью изучения зависимости эффективности вывода ускоренных частиц от параметров дефлектора и его материала при разных способах наведения пучка.

Авторы выражают благодарность А.М.Балдину и А.И.Малахову за поддержку проводимых исследований, а также В.В.Архипову, В.А.Мончинскому, А.И.Говорову, А.М.Базанову, Л.Я.Жильцовой, В.Н.Кузнецову, Е.А.Матюшевскому, Г.А.Нагдасевой, Ю.И.Романову, Ю.И.Тятюшкину, В.Н.Соколову и персоналу ускорительного комплекса за помощь в проведении эксперимента.

Работа дополнительно поддержана грантом МНТЦ N 437 и грантом РФФИ N 96-02-18133A.

Литература

1. Kovalenko A.D., Taratin A.M., Tsyganov E.N. — JINR Preprint E1-92-8, Dubna, 1992.
2. Kovalenko A.D., Mikhailov V.A., Taratin A.M., Tsyganov E.N. — JINR Rapid Communications, 1993, No.6[63]-93, p.13.
3. Arduini G. et al. — Phys.Rev.Letters, 1997, v.79, No.21, p.4182.
4. Kovalenko A.D. et al. — JINR Rapid Communications, 1995, No.4[72]-95, p.9.
5. Артемов А.С. и др. — Сообщение ОИЯИ Р9-98-174, Дубна, 1998.