

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ**

**JINR RAPID COMMUNICATIONS**

**4[84]-97**

- Investigation of the Tensor Analyzing Power  $A_{yy}$  ☐
- in the Reaction  $A(\vec{d}, p)X$
- at Large Transverse Momenta of Proton
- Double-Differential Ionization ☐
- Cross Section Calculations
- for Fast Collisions of Ions and Atoms
- A Study of the Two-Photon Interactions ☐
- Tagged at an Average  $\langle Q^2 \rangle$  of 90 GeV<sup>2</sup>
- Cluster and Single-Particle Distributions ☐
- in Nucleus-Nucleus Interactions
- The Coulomb Interaction of Charged Pions ☐
- in CC- and CTa-Collisions at 4.2 A GeV/c
- Influence of Nitrogen ☐
- and Oxygen Gas Admixtures
- on the Response of the DELPHI HCAL
- and MUS Detectors
- An Automation of Physics Research ☐
- on Base of Open Standards

Издательский отдел ОИЯИ

ДУБНА

JINR Publishing Department

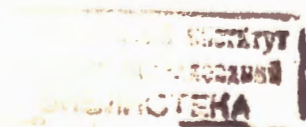
DUBNA

Объединенный институт ядерных исследований  
Joint Institute for Nuclear Research

4[84]-97

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ**  
**JINR RAPID COMMUNICATIONS**

Дубна 1997





## ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

S.V.Afanasiev, V.V.Arhipov, L.S.Azhgirey, Yu.T.Borzunov, E.V.Chernykh, L.B.Golovanov, G.Filippov, A.Yu.Isupov, V.A.Kashirin, A.N.Khrenov, V.I.Kolesnikov, V.P.Ladygin, N.B.Ladygina, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov, I.I.Migulina, V.N.Penev, S.G.Reznikov, P.A.Rukoyatkin, A.Yu.Semenov, I.A.Semenova, V.I.Sharov, G.D.Stoletov, A.P.Tzvinev, N.P.Yudin, S.A.Zaporozhets, V.N.Zhmyrov, L.S.Zolin	
<b>Investigation of the Tensor Analyzing Power <math>A_{yy}</math> in the Reaction <math>A(\vec{d}, p)X</math> at Large Transverse Momenta of Proton</b>	
С.В.Афанасьев, В.В.Архипов, Л.С.Ажгирей, Ю.Т.Борзунов, Е.В.Черных, Л.Б.Голованов, Г.Филиппов, А.Ю.Исупов, В.А.Каширин, А.Н.Хренов, В.И.Колесников, В.П.Ладыгин, Н.Б.Ладыгина, А.Г.Литвиненко, А.И.Малахов, И.И.Мигулина, В.Н.Пенев, С.Г.Резников, П.А.Рукояткин, А.Ю.Семенов, И.А.Семенова, В.И.Шаров, Г.Д.Столетов, А.П.Цвинеv, Н.П.Юдин, С.А.Запорожец, В.Н.Жмыров, Л.С.Золин	
<b>Исследование тензорной анализирующей способности <math>A_{yy}</math> в реакции <math>A(\vec{d}, p)X</math> при больших поперечных импульсах протона.....</b>	<b>5</b>
A.K.Kaminsky	
<b>Расчет дважды дифференциальных сечений ионизации в ионно-атомных столкновениях</b>	
A.K.Kaminsky	
<b>Double-Differential Ionization Cross Section Calculations for Fast Collisions of Ions and Atoms.....</b>	<b>21</b>
V.Batyunya, V.Pozdnyakov	
<b>A Study of the Two-Photon Interactions Tagged at an Average <math>\langle Q^2 \rangle</math> of 90 GeV<sup>2</sup></b>	
Б.Батюня, В.Поздняков	
<b>Измерение двухфотонных взаимодействий при среднем значении <math>\langle Q^2 \rangle = 90</math> ГэВ<sup>2</sup>.....</b>	<b>37</b>
V.A.Kulakov, J.Karachuk	
<b>Cluster and Single-Particle Distributions in Nucleus-Nucleus Interactions</b>	
В.А.Кулаков, Ю.Карачук	
<b>Кластерные и одночастичные распределения в ядро-ядерных взаимодействиях .....</b>	<b>45</b>

Ц.Баатар, А.А.Кузнецов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо, Б.Хурэлбаатар Кулоновское взаимодействие заряженных пионов в СС- и СТa-взаимодействиях при 4,2 А ГэВ/с Ts.Baatar, A.A.Kuznetsov, V.B.Lyubimov, R.Togoo, B.Khurelbaatar The Coulomb Interaction of Charged Pions in CC- and CTa-Collisions at 4.2 A GeV/c .....	57
---	----

Z.Krumstein, A.Sadovsky Influence of Nitrogen and Oxygen Gas Admixtures on the Response of the DELPHI HCAL and MUS Detectors З.Крумштейн, А.Садовский Влияние добавок азота и кислорода на отклик детекторов адронного калориметра и дополнительной мюонной системы установки ДЕЛФИ .....	65
---	----

В.А.Смирнов Использование «открытых» стандартов электроники для физических исследований V.A.Smirnov An Automation of Physics Research on Base of Open Standards .....	71
---	----



УДК 539.12.1

## INVESTIGATION OF THE TENSOR ANALYZING POWER $A_{yy}$ IN THE REACTION $A(\vec{d}, p)X$ AT LARGE TRANSVERSE MOMENTA OF PROTON

*S.V.Afanasiev<sup>1</sup>, V.V.Arhipov<sup>1</sup>, L.S.Azhgirey<sup>2</sup>, Yu.T.Borzunov<sup>1</sup>,  
E.V.Chernykh<sup>1</sup>, L.B.Golovanov<sup>1</sup>, G.Filippov<sup>1,4</sup>, A.Yu.Isupov,  
V.A.Kashirin<sup>1</sup>, A.N.Khrenov<sup>1</sup>, V.I.Kolesnikov<sup>1</sup>, V.P.Ladygin<sup>1</sup>, N.B.Ladygina<sup>1</sup>,  
A.G.Litvinenko<sup>1</sup>, A.I.Malakhov<sup>1</sup>, I.I.Migulina<sup>1</sup>, V.N.Penev<sup>1,4</sup>, S.G.Reznikov<sup>1</sup>,  
P.A.Rukoyatkin<sup>1</sup>, A.Yu.Semenov<sup>1</sup>, I.A.Semenova<sup>1</sup>, V.I.Sharov<sup>1</sup>, G.D.Stoletov<sup>2</sup>,  
A.P.Tzvinev<sup>1</sup>, N.P.Yudin<sup>3</sup>, S.A.Zaporozhets<sup>1</sup>, V.N.Zhmyrov<sup>2</sup>, L.S.Zolin<sup>1</sup>*

An experiment on the studying of the tensor analyzing power  $A_{yy}$  in the reaction  $A(\vec{d}, p)X$  at large transverse momenta of proton using a polarized deuteron beam of LHE accelerator complex has been proposed. These measurements could provide the valuable information on the spin structure of the deuteron at short distances. The estimation of the beam request for SPHERE set-up is performed.

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

## Исследование тензорной анализирующей способности $A_{yy}$ в реакции $A(\vec{d}, p)X$ при больших поперечных импульсах протона

*С.В.Афанасьев и др.*

Предложен эксперимент по изучению тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  в реакции  $A(\vec{d}, p)X$  при больших поперечных импульсах протона на поляризованном пучке ускорительного комплекса ЛВЭ. Эти измерения могли бы дать важную информацию о спиновой структуре дейтрона на малых расстояниях. Проведены оценки необходимого для эксперимента времени с использованием установки СФЕРА.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### 1. Motivation

During the last few decades the deuteron structure has been the subject of extensive experimental and theoretical work. Considerable amount of data in the inclusive deuteron breakup with the emission of the proton at zero angle,  $A(d, p)X$ , and deuteron-proton elastic

<sup>1</sup>LHE, JINR, Dubna, 1414980 Moscow Region, Russia

<sup>2</sup>LNP, JINR, Dubna, 141980 Moscow Region, Russia

<sup>3</sup>MSU, Moscow, Russia

<sup>4</sup>INPNE, 1784 Sofia, Bulgaria

scattering at  $180^\circ$ ,  $p(d, p)d$ , reactions were accumulated [1]—[14] in order to obtain the reliable information concerning the behaviour of the deuteron wave function (DWF) at short distances between nucleons.

The measurements of the cross section of the inclusive breakup  $A(d, p)X$  reaction with the proton emitted at zero angle at different  $A$  initial energies and for different values of the target [1]—[4] have shown the deviation from the calculations performed within IA using standard deuteron wave functions, especially in the vicinity of the intrinsic momenta of the proton in the deuteron  $k \sim 0.3$  GeV/c, where a relatively broad shoulder is observed. This structure was explained by Kobushkin and Vizireva by the additional contribution of the exotic  $|6Q\rangle$  configuration in the deuteron wave function [15], and by other authors taking into account the mechanisms with the virtual pion production [16,17,18].

The other important point is the dependence of the cross section shape on the atomic value of the target  $A$  observed at all energies: at  $k \geq 150$  MeV/c the ratio of breakup cross sections on carbon and hydrogen is about a factor of 3.5 in comparison with a factor of  $\sim 5.6$  following from the power dependence  $A^{2/3}$  at half of momentum of the proton (Fig.1a).

Measurements of the tensor analyzing power  $T_{20}$  [3,4,5] performed at Saclay and Dubna have demonstrated the strong deviation from the IA predictions at  $k \geq 0.2$  GeV/c. Recent measurements of the tensor analyzing power up to  $k \sim 1$  GeV/c performed by two Dubna groups on carbon [6] and on proton and carbon [7] also have shown the dependence on the  $A$  value of the target at  $k \geq 0.20$  GeV/c (see Fig.1b). These new data demonstrate the trend to achieve the constant asymptotic value predicted by the QCD motivated model [19], but the «experimental» asymptotic values are different for the carbon and hydrogen target.

The behaviour of the spin transfer coefficient from vector polarized deuteron to proton  $\kappa_0$  [8,9,10] disagrees with the calculations using standard deuteron wave functions at  $k \geq 0.2$  GeV/c. One cannot give the definite conclusion about  $A$  dependence of  $\kappa_0$  because of large error bars for Dubna data, taken on carbon target.

Breakup data on cross section,  $T_{20}$ ,  $\kappa_0$  demonstrate in the first approximation the independence from the initial energy, what gives the possibility to consider the  $k$  as the approximate scaling variable. On the other hand, the  $A$  dependence of the cross section shape and  $T_{20}$ -value demonstrate that the additional to IA mechanisms (virtual  $\pi$  production [16,17,18]) may be important in this kinematics.

The backward elastic scattering  $dp \rightarrow pd$  at medium and high energies is one of the simplest processes with the large momentum transfer and, therefore, can be used to study the high-momentum tail of the DWF.

The experimental data on the differential cross section of the  $dp \rightarrow pd$  reaction [12] show a sharp peak at  $\theta \sim 180^\circ$  in the center of mass. On the other hand, the differential cross section at  $\theta \sim 180^\circ$  demonstrates the strong energy dependence and an enhancement in vicinity of the  $\Delta$ -isobar excitation. This resonant-like energy dependence of the cross section could not be explained by the pole mechanism only. The cross section of the  $dp \rightarrow pd$  process was calculated in the framework of the two-step model in which the cross section of the  $dp$  backward elastic scattering is expressed in terms of the  $pp \rightarrow d\pi^+$  cross section [20,21]. Calculations of Kolybasov and Smorodinskaya [22] taking into account  $D$ -state and relativistic corrections are in satisfactory agreement with the cross section data.

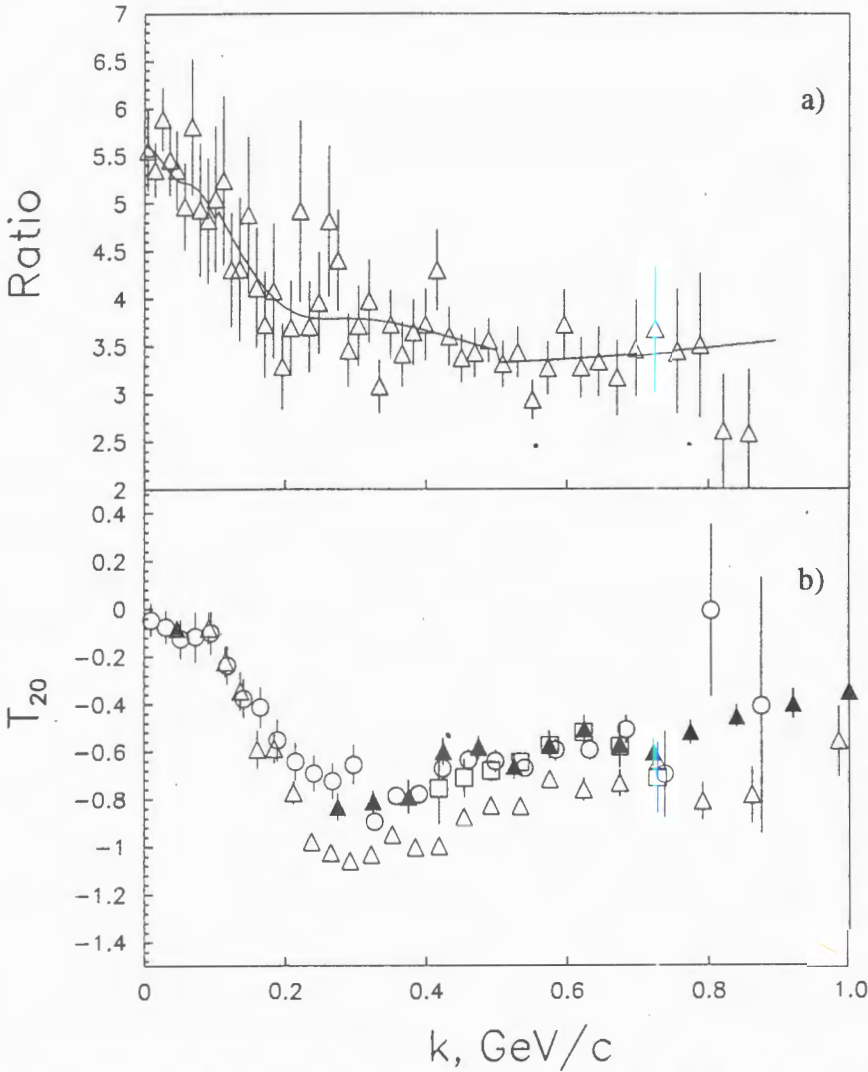


Fig.1. a) The ratio of the cross sections of deuteron inclusive breakup on carbon and hydrogen [1] at 9 GeV/c and  $0^\circ$  versus intrinsic momentum  $k$ ; b) the tensor analyzing power  $T_{20}$  [5,6,7] in the deuteron inclusive breakup at  $0^\circ$ . The data obtained on hydrogen target are given by open triangles [7]

Above the  $\Delta$ -isobar excitation region the data on the backward elastic scattering are described in the framework of ONE mechanism in the light-front dynamics [23].

Measurements of  $T_{20}$  [13,14] and  $\kappa_0$  [13] for  $dp$  elastic scattering have shown the deviation from the ONE predictions, as well as from the behaviour of  $T_{20}$  and  $\kappa_0$  in



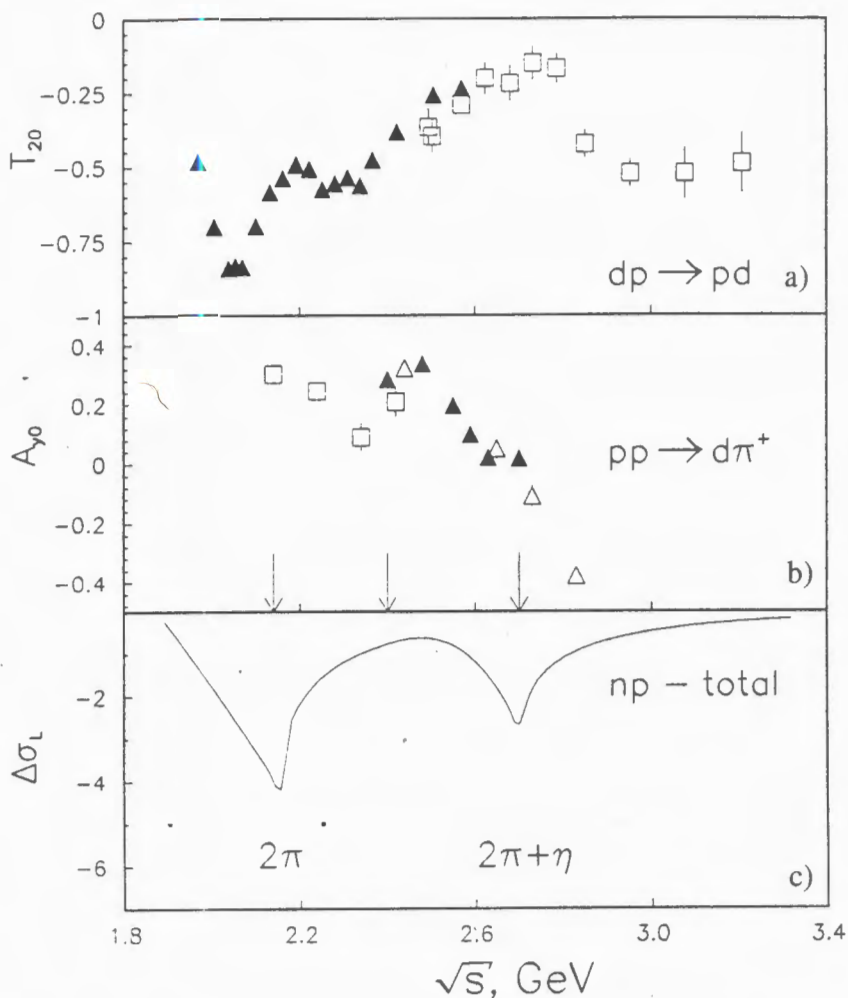


Fig.2. a) Tensor analyzing power  $T_{20}$  in the  $dp$  backward elastic scattering versus energy of  $NN$  pair in the center of mass; b) vector analyzing power  $A_{y0}$  of the  $pp \rightarrow d\pi^+$  reaction at  $\sim 90^\circ$  of pion in the center of mass, the arrows are the observed structures at 2.14, 2.4 and 2.7  $\text{GeV}/c^2$ ; c) the predictions of Kochelev for  $\Delta\sigma_L$  in the  $NP$  total cross section.

deuteron breakup at large  $k$ , which is not explained yet theoretically. Calculation with the inclusion of the additional components of the deuteron wave function [15,24,25,26,27] as well as considering of the mechanisms additional to ONE [18,28,29] cannot explain the observed features of the experimental data in deuteron breakup and  $dp$  backward elastic scattering.

It seems, the observed structures in the behaviour of  $T_{20}$  in  $dp$  background elastic scattering are not related with the deuteron structure. In Fig.2 we present  $T_{20}$  [13,14], analyzing power  $A_{y0}$  at  $90^\circ$  in the center of mass for  $pp \rightarrow d\pi^+$  process [30], and the prediction of Kochelev for  $\Delta\sigma_L$  [31]<sup>1</sup> in  $np$  interaction versus energy of NN pair in the center of mass,  $\sqrt{S}$ . One can see the correlation between the structures in the behavior of  $T_{20}$  and the structures at  $\sqrt{S} \sim 2.14, 2.4$  and  $2.7$  GeV/c in  $pp \rightarrow d\pi^+$  process [30] and  $NN$  scattering. These structures are predicted in the quark and instanton models [31,32].

In principle, the using of the polarized target and polarimeter could allow one to measure a number of additional observables in the deuteron breakup and  $dp$  scattering at  $180^\circ$  [33]. The complete experiment on the full determination of the amplitudes of the  $dp$  backward scattering process requires the measurements of 10 observables [34] and is impossible to be realized at LHE Accelerator Complex at the moment.

Thus one can see that the additional to the simple IA (in case of  $A(d, p)X$  at zero angle) and ONE (in case of the  $dp$  backward elastic scattering) mechanisms are important and, therefore, the extraction of the information on the deuteron structure is difficult. In this relation we should like to attract attention to another way of investigation of short range deuteron structure.

This is (apart from the exclusive experiments) the measurements of the deuteron inclusive breakup with the emission of the proton at large transverse momenta.

Measurements of the momentum spectra of protons at emission angles of 103, 139 and 157 mrad in the deuteron inclusive breakup reaction on hydrogen, deuterium and carbon targets at 9 GeV/c [35] have demonstrated the universality of the high-momentum part of the spectra, i.e., weak dependence of the momentum distribution shape on the atomic number of the target,  $A$ . In Fig.3 the ratio of cross section to carbon and hydrogen at 103 mrad is presented. One can see, that at high momenta this ratio is close to the power law  $A^{2/3}$ .

The calculations performed within the framework of hard scattering model are in good agreement with the data obtained on the hydrogen target. The authors managed to get the following result: (i) The main contribution to reaction comes from the stripping and scattering of the deuteron nucleon on the target proton, whereas the interference between these processes and virtual pion production is small. So one can consider that the mechanism of the reaction is known and is relatively simple; (ii) Strong sensitivity of the reaction to the NN potential: The using of Paris DWF [36] gives the better agreement between theory and experiment; (iii) The nucleons inside a deuteron keep their individuality up to the relative momenta  $\sim 1$  GeV/c. (iv) The reaction is sensitive to the spin structure of deuteron.

Another interesting feature of these data is the so-called Z-scaling [37], what means the universality (i.e., the independence from the emission angle and  $A$  value) of the high momentum part of the proton spectra normalized on the  $pp \rightarrow pX$  cross section versus minimal momentum of spectator in the deuteron rest frame  $Z$ .

<sup>1</sup>The curve is taken from the paper: Sharov V.I. et al. — JINR Rapid Com., 1996, No.3[77], p.13.

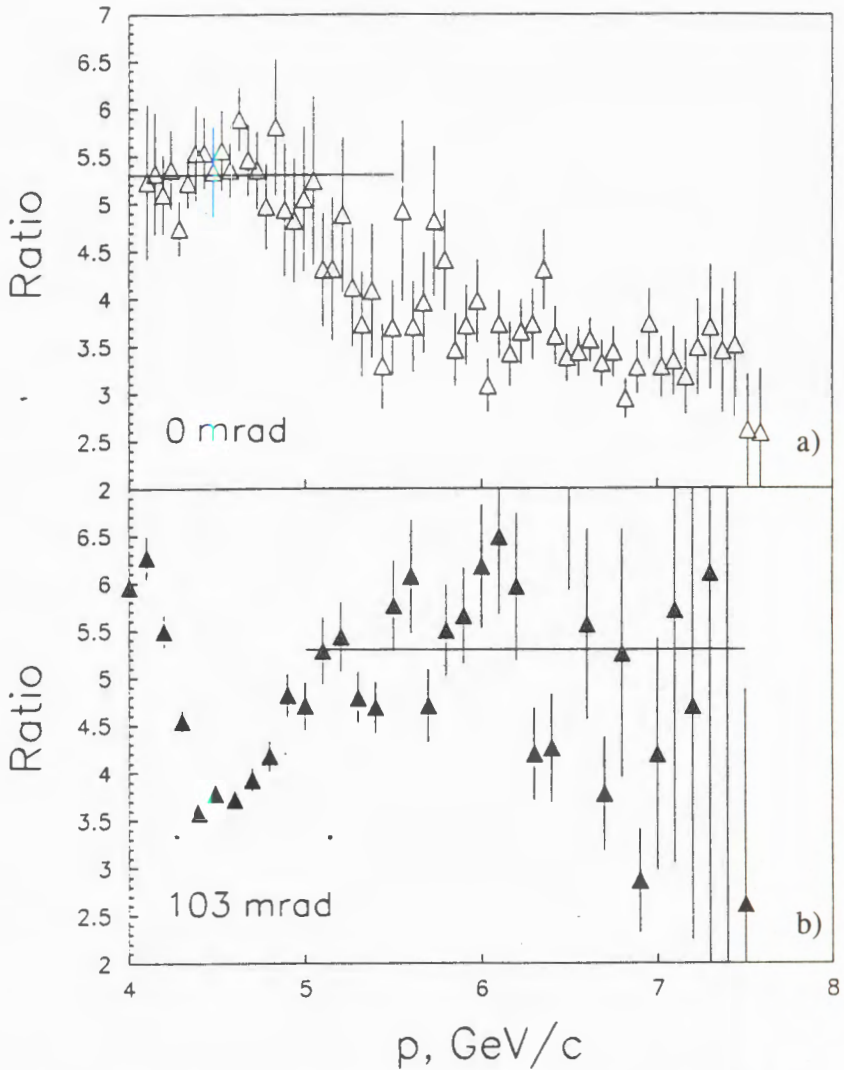


Fig.3. The ratio of the cross sections of deuteron inclusive breakup on carbon and hydrogen at 9 GeV/c versus momenta of proton: a) at 0 mrad; b) at 103 mrad. The solid lines follow the power law  $A^{2/3}$

These peculiarities of the reaction allow us to suggest the measuring of the tensor analyzing power  $A_{yy}$  in the inclusive deuteron breakup reaction  $A(\vec{d}p)X$  at non-zero angle [37], where the part of additional to IA diagrams (virtual  $\pi$  production) can be neglected, and therefore, the obtained information is more easy to be interpreted in comparison with the polarization data obtained at zero angle.



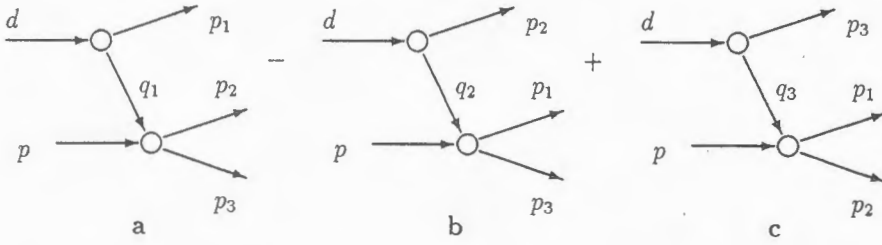


Fig.4. Impulse approximation diagrams describing the deuteron breakup on hydrogen at large transverse momenta of protons. Here  $d$  is an incident deuteron,  $p$  is a target proton,  $p_1$  is a proton detected,  $q_1, q_2, q_3$  are off-shell nucleons, and  $p_2, p_3$  are nucleons

The global features of proton spectra in the region of the transverse momenta of 0.5—1 GeV/c produced in the  $A(d, p)X$  reaction by unpolarized deuterons with the initial momentum of 9 GeV/c, were satisfactorily described taking into account only nucleon degrees of freedom by means of interfering sum of the three Feynman diagrams shown in Fig.4. Diagram (a) describes the detection of a proton emitted as a result of the deuteron direct fragmentation, and diagrams (b) and (c) correspond to the situation when the detected particle experiences an additional interaction.

The analysis of spin effects of mechanisms shown in Fig.4 was carried out in the paper of Azhgirey and Yudin [37]. The analyzing power  $T_{kq}$  for the  $H(d, p)X$  reaction is defined in the standard manner:

$$T_{kq} = \frac{\sum \int S p(\mathcal{M} t_{kq} \mathcal{M}^\dagger) d\tau}{\sum \int S p(\mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger) d\tau}. \quad (1)$$

Here  $\mathcal{M}$  is the total amplitude of the mechanisms shown in Fig.4,  $d\tau$  is the phase space element over that the summation is taken (in the case of an inclusive description of the reaction), and  $t_{kq}$  are the  $k$ -rank spin-tensor operators for the initial state.

As a result one can obtain the following expression for the tensor analyzing power  $T_{2q}$  taking into account the contributions of the direct fragmentation (diagram of Fig.4a) and hard scattering (diagrams of Fig.4b,c):

$$\begin{aligned} T_{2q} \left( \frac{p_{10} d\sigma}{d\mathbf{p}_1} \right)_0 = & \\ = & \frac{2\sqrt{3}}{(2\pi)^3} \left( F(x, \mathbf{p}_{1T}) \frac{I(n, p)}{I(d, p)} \frac{1}{(1-x)^2} \sigma(np \rightarrow pX) + \right. \\ & + \int F(y, \mathbf{q}_T) \frac{I(N, p)}{y I(d, p)} \frac{1}{y(1-y)} \frac{p_{10} d\sigma(Np \rightarrow p_1 X)}{d\mathbf{p}_1} dy d\mathbf{q}_T + \\ & \left. + (\text{interference term}) \right), \quad (2) \end{aligned}$$

where

$$F(x, p_{1T}) = \sqrt{\frac{4\pi}{5}} Y_{2q}(\hat{\mathbf{k}}) \left( u(\mathbf{k}) w(\mathbf{k}) - \frac{1}{2\sqrt{2}} w^2(\mathbf{k}) \right),$$

$(p_{10} d\sigma / d\mathbf{p}_1)_0$  is the invariant differential cross section for the fragmentation of unpolarized deuterons,  $I(n, p)$ ,  $I(d, p)$  are the invariant fluxes of the colliding particles,  $x$  and  $y$  have the meaning of fractions of the longitudinal deuteron momentum taken away in IMF by a spectator and the second fragment, respectively, and  $\hat{\mathbf{k}}$  is the unit vector in the direction of the nucleon momentum ( $\mathbf{x}, \mathbf{k}_T$ ) in the deuteron rest frame. The relation between the momentum  $\mathbf{k}$  and the detected proton momentum  $\mathbf{p}_1$  in the light front dynamics, where the deuteron is considered as a wave packet of two free nucleons, is determined on the basis of the expressions

$$x = \frac{p_{10} + p_{13}}{d_0 + d_3} = \frac{k_0 + k_3}{2k_0}, \quad \mathbf{p}_{1T} = \mathbf{k}_T, \quad x + y = 1, \quad (3)$$

with the result that

$$k_0^2 = \mathbf{k}^2 + m_N^2 = \frac{m_N^2 + \mathbf{k}_T^2}{4x(1-x)}.$$

The explicit expression for the (interference term) is too cumbersome to be given here; its contribution to the value of  $T_{2q}$  does not exceed few percent.

The predictions for the tensor analyzing powers  $T_{20}$  and  $T_{22}$ , which are simply related to  $A_{yy}$ :

$$A_{yy} = -\sqrt{2} \left[ \frac{1}{2} T_{20} + \sqrt{\frac{3}{2}} T_{22} \right] \quad (4)$$

for the initial momentum 9 GeV/c and the proton angle in the laboratory 139 mrad are given in Ref.37. It was demonstrated the strong sensitivity of  $A_{yy}$  to the used DWF obtained from the different  $NN$  potentials. The calculations of  $A_{yy}$  at 80 mrad using the DWFs corresponding to the different  $NN$  potentials are shown in Fig.5. One can see that the using of Paris [36] and Reid [38]  $NN$  potentials gives the similar behaviour of  $A_{yy}$ , whereas the predictions of Bonn [39] and Moscow potentials [40] differ significantly even at relatively small momenta of proton.

Therefore, the measurements of the tensor analyzing power  $A_{yy}$  can be used as an independent test to make a choice between the different potentials.

The sufficient point of the hard scattering model is that the  $NN$  amplitude is purely non-spin-flip (this approximation seems to be reasonable in the momentum region under consideration, nearly ~5 GeV/c). As the consequence vector analyzing power  $iT_{11}$  (or  $A_y$ )

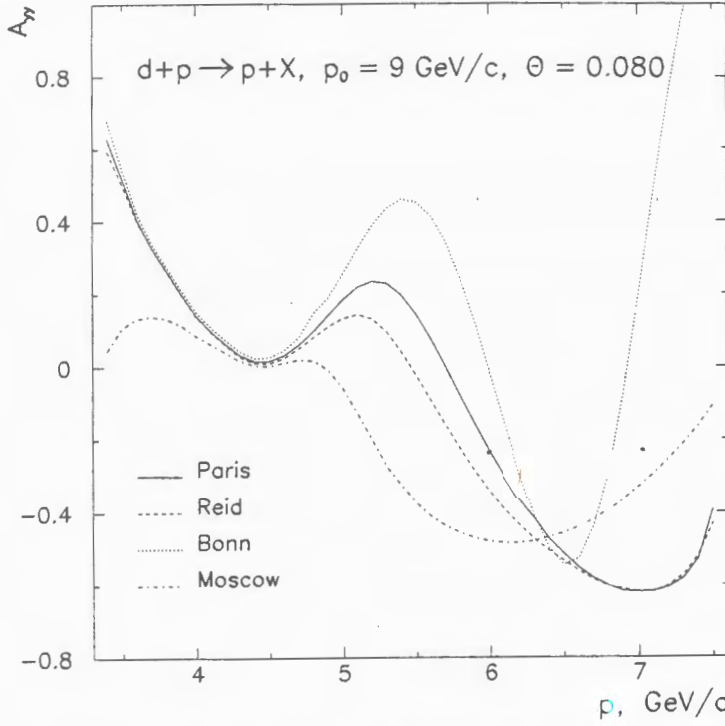


Fig.5. Tensor analyzing power  $A_{yy}$  in deuteron breakup reaction  $H(d, p)X$  at 9 GeV/c of the initial deuteron momentum and 80 mrad of the proton emission angle. The predictions for Paris [36], Reid [38], Bonn [39] and Moscow [40]  $NN$  potentials are given by the solid, dashed, dotted and dashed-dotted lines, respectively

equals zero. The value of this observable is very important to estimate the validity of the hard scattering model and the importance of the spin-flip amplitude of  $NN$  scattering at high energies. On the other hand, it would be extremely interesting to measure  $iT_{11}$  at lower energies, where spin-flip part of the amplitude is relatively large.

## 2. Experimental Method

We propose to measure the tensor analyzing power  $A_{yy}$  in the deuteron inclusive breakup process with the detection of the emitted proton at non-zero angle using a slow extracted polarized deuteron beam of LHE Accelerator Complex and SPHERE set-up (Fig.6).



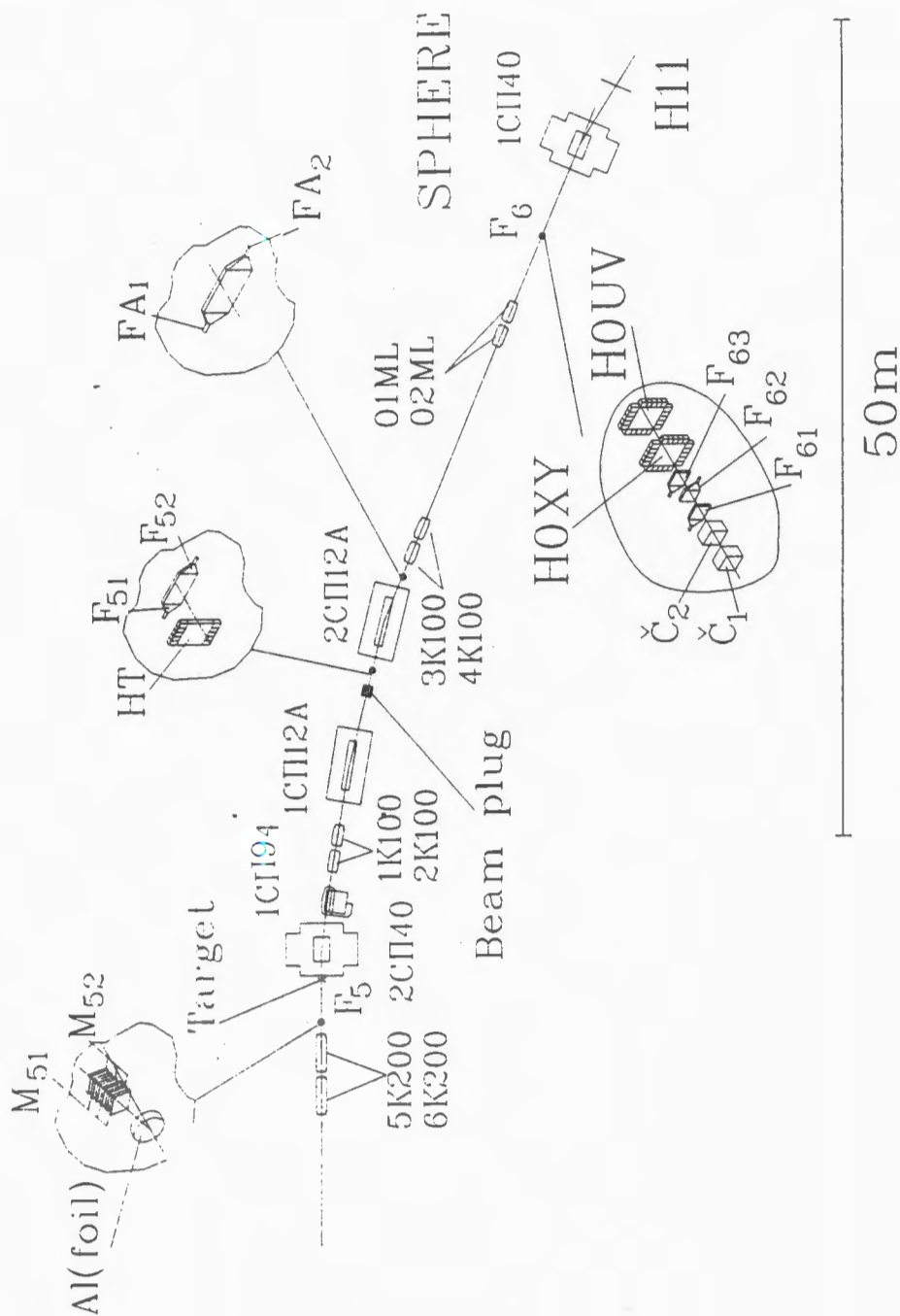


Fig.6. Layout of SPHERE set-up

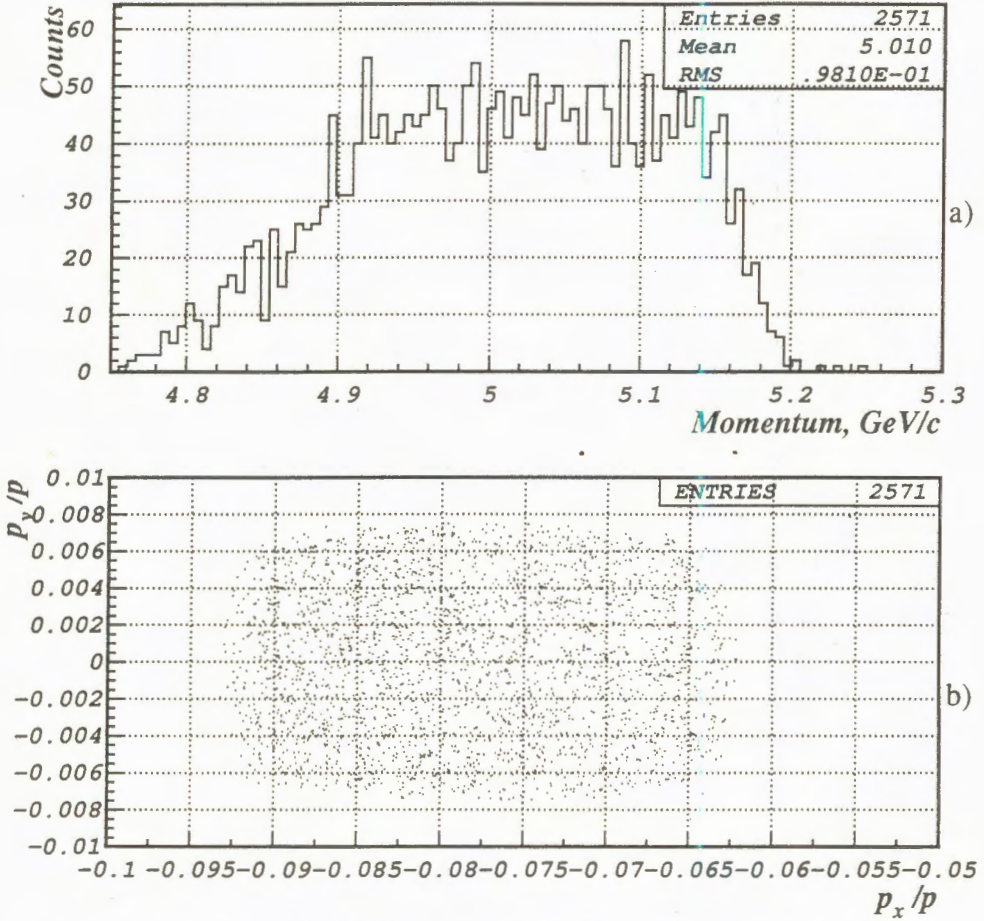


Fig.7. Results of the Monte-Carlo simulation for a) the momentum and b) the angular acceptances of the set-up

The momentum and angular acceptances of the set-up obtained from the Monte-Carlo simulation at  $\sim 80$  mrad of the proton emission angle and 5 GeV/c of the proton momentum and presented in Fig.7 are  $\Delta p/p \approx \pm 0.02$  and  $\Delta\theta \approx \pm 8$  mrad, respectively.

The relative monitoring of the beam intensity will be provided by the ionization chamber disposed in front of the liquid hydrogen or carbon target placed at focus F5 of the beam transport line VP1. The counting rate from the scintillator counters telescopes  $M_{51}$ ,  $M_{52}$  will be used as the independent relative monitors also. The measurement of the deuteron beam polarization will be done using ALPHA polarimeter [41] based on the  $dp$  elastic scattering as the analyzing reaction. The control of the beam polarization will be achieved using a relatively high energy polarimeter [42]. The absolute calibration will be

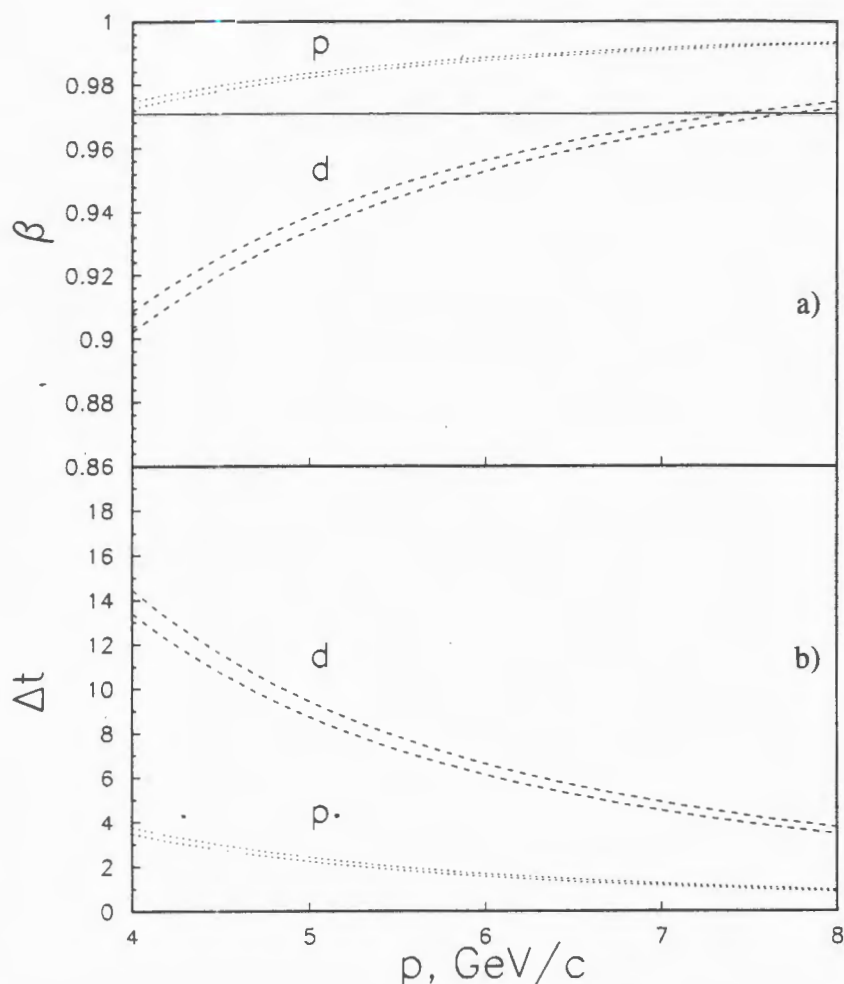


Fig.8. a) The separation of the protons and deuterons using the Cherenkov counter with the refractive index 1.033 (solid line); b) the protons and deuterons separation using time-of-flight information over the baseline  $\sim 40$  m

provided by the measurements of the characteristic activities of  $^{24}\text{Na}$  (or  $^{11}\text{C}$ ) in thin foil exposed in the beam just upstream of the target, what could give the accuracy in the determination of the cross section  $\sim \pm 15\%$ .

The main experimental problem is the identification and selection of the protons from the deuteron breakup against the inelastically scattered deuterons with the same momentum [43]. The suppression of the deuterons yield will be achieved by means of the Cherenkov counter at the trigger level ( $\hat{C}_1$  in Fig.8). The range of the deuteron and proton velocities



for the momentum acceptance  $\Delta p/p \sim \pm 0.02$  is shown in Fig.8a by the dashed and dash-dotted lines, respectively. The solid line is critical velocity given by the refractive index of the Cherenkov counter as 1.033. One can see, that it is possible to separate the deuterons and protons at the trigger level at least up to their momentum  $\sim 7.2$  GeV/c. The final identification of the particles will be provided using the time-of-flight information over the baseline  $\sim 40$  m (Fig.8b).

The estimation of the beam time can be done using the published data [35] and the following parameters of the beam and set-up:

- The intensity of the polarized deuteron beam is  $\sim 2 \cdot 10^9 \vec{d}/\text{burst}$ ;
- The momentum acceptance is  $\Delta p/p \approx \pm 0.02$ ;
- The solid angle is  $\Delta\Omega \approx 5 \cdot 10^{-4}$  sr;
- The length of the target is 30 (15) cm of liquid hydrogen (carbon);
- The tensor and vector polarizations of the beam are  $|p_{zz}| \sim 0.8$  and  $|p_z| \sim 0.2$ , respectively.

We would like to stress again the importance of using the 3-state beam in order to have the possibility of measuring  $A_y$  as for the test of validity of the hard scattering model, as well as to reduce the systematic error in the measurement of  $A_{yy}$  (if  $A_y$  is small).

The polarized cross section for different states of the beam polarization can be expressed:

$$\begin{aligned} N^+ &= N^0 \left( 1 + \frac{3}{2} p_z^+ A_y + \frac{1}{2} p_{zz}^+ A_{yy} \right), \\ N^- &= N^0 \left( 1 + \frac{3}{2} p_z^- A_y + \frac{1}{2} p_{zz}^- A_{yy} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

where  $N^0$  is the non-polarized cross section,  $A_{yy}$  and  $A_y$  are the tensor and vector analyzing powers,  $p_{zz}^+$  and  $p_z^+$  are the tensor and vector polarization of the beam. Since for 3-state beam  $p_{zz}^+ \approx -p_{zz}^-$  and  $p_z^+ \approx p_z^-$ , the tensor and vector analyzing powers can be obtained as:

$$A_{yy} = \frac{1}{p_{zz}} \frac{N^+ - N^-}{N^0}, \quad A_y = \frac{1}{3p_z} \frac{N^+ + N^- - 2N^0}{N^0}. \quad (6)$$

The corresponding error bars are:

$$\Delta A_{yy} \approx \frac{\sqrt{6}}{p_{zz}} \frac{1}{\sqrt{N_{\text{event}}}}, \quad \Delta A_y \approx \frac{\sqrt{2}}{p_z} \frac{1}{\sqrt{N_{\text{event}}}}. \quad (7)$$

With the typical values of the beam polarization for 3-states  $|p_{zz}| \sim 0.8$  and  $|p_z| \sim 0.2$  and  $3 \cdot 10^4$  of useful events for one setting we expect the error bars as 0.02 and 0.05 for  $A_{yy}$  and  $A_y$ , respectively.

At the first stage of the experiment one can measure  $A_{yy}$  at 2 energies (9 and 3.5 GeV/c) and 2 angles (80 and 130 mrad) with the hydrogen and isoscalar (carbon) target.

### 3. Conclusions

The observed features of the cross section of the  $A(d, p)X$  reaction at large transverse momenta of proton; i.e., weak dependence of the shape of the cross section on the  $A$  value of the target in the region of large proton momenta in the deuteron and the sensitivity to  $NN$  potential give serious motivation to use this reaction to extract the information about the high momentum tail of the DWF. The proposed experiment on the study of the tensor analyzing power  $A_{yy}$  in deuteron inclusive breakup at non-zero angle could provide the new independent source of information about deuteron spin structure at short internucleon distances up to transverse momenta  $\sim 1$  GeV/c.

The authors are grateful to V.K.Bondarev, V.V.Glagolev, A.A.Nomofilov, Yu.A.Panebratzev, C.F.Perdrisat, S.S.Shimansky, L.S.Strunov, M.V.Tokarev for the help and useful discussions; L.V.Malinina, N.M.Piskunov, I.M.Sitnik, E.A.Strokovsky for their interest to this work. The investigation was supported in part by the Russian Foundation for Basic Research under grants No.95-02-05070 and N0.96-02-17208.

### References

1. Ableev V.G. et al. — JhETF Pis. Red., 1983, v.37, p.196; JhETF Pis. Red., 1987, v.45, p.467; Nucl. Phys., 1983, v.A393, p.491, v.A411, p.541(E); JINR Rapid Comm., 1992, No.1[52]-92, p.10.
2. Anderson L. et al. — Phys. Rev., 1983, v.C28, p.1224.
3. Perdrisat C.F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.59, p.2840.
4. Punjabi V. et al. — Phys. Rev., 1989, v.C39, p.608.
5. Ableev V.G. et al. — JhETF Pis., Red., 1988, v.47, p.558; JINR Rapid Comm., 1990, No.4[43]-90, p.5.
6. Aono T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1995, v.74, p.4997.
7. Azhgirey L.S. et al. — Phys. Lett., 1996, v.B387, p.37.
8. Cheung N.E. et al. — Phys. Lett., 1992, v.B284, p.210.
9. Nomofilov A.A. et al. — Phys. Lett., 1994, v.B325, p.327.
10. Kuehn B. et al. — Phys. Lett., 1994, v.B334, p.298.
11. Azhgirey L.S. et al. — JINR Rapid Comm., 1996, No.3[77]-96, p.23.
12. Berthet P. et al. — J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1982, v.8, p.L111;  
Dubal L. et al. — Phys. Rev., 1974, v.D9, p.597;  
Adler J.C. et al. — Phys. Rev., 1972, v.C6, p.457.

13. Punjabi V. et al. — Phys. Lett., 1995, v.B350, p.178.
14. Azhgirey L.S. et al. — Phys. Lett., 1997, v.B391, p.22.
15. Kobushkin A.P., Vizireva L. — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1982, v.8, p.893.
16. Braun M.A., and Vechernin V.V. — Yad. Fiz., 1986, v.43, p.1579.
17. Azhgirey L.S. et al. — Yad. Fiz., 1988, v.48, p.87.
18. Lykasov G.I., Dolidze M.G. — Z. Phys., 1990, v.A336, p.339;  
Lykasov G.I. — Part. and Nucl., 1993, v.24, p.140.
19. Kobushkin A.P. — J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1993, v.19, p.1993.
20. Craigie N.S. and Wilkin C. — Nucl. Phys., 1969, v.B14, p.477.
21. Barry G.W. — Ann. Phys. (N.Y.), 1972, v.73, p.482; Phys. Rev., 1973, v.D7, p.1441.
22. Kolybasov V.M., Smorodinskaya N.Ya. — Yad. Fiz., 1973, v.17, p.1211.
23. Kondratyuk L.A., Shevchenko L.V. — Yad. Fiz., 1979, v.29, p.792.
24. Buck W.W., Gross F. — Phys. Rev., 1979, v.D20, p.2361.
25. Braun M.A., Tokarev M.V. — Part. and Nucl., 1991, v.22, p.1237.
26. Glozman L.Ya., Neudatchin V.G., Obukhovskiy I.T. — Phys. Rev., 1993, v.C48, p.389;  
Glozman L.Ya., Kuchina E.I. — Phys. Rev., 1994, v.C49, p.1149.
27. Gorovoj V.S., Obukhovskiy I.T. — In: 12th International Symposium on High Energy Physics Problems, September 1994, Dubna, Russia, to be published;  
Kobushkin A.P., Syamtomov A.I., Glozman L.Ya. — In: 12th International Symposium on High Energy Physics Problems, September 1994, Dubna, Russia, to be published; Yad. Fiz., 1996, v.59, p.833.
28. Nakamura A., Satta L. — Nucl. Phys., 1985, v.A445, p.706.
29. Boudard A., Dilling M. — Phys. Rev., 1984, v.C31, p.302.
30. Corcoran M.D. et al. — Phys. Lett., 1983, v.B120, p.309;  
Bertini R. et al. — Phys. Lett., 1988, v.B203, p.18;  
Yonnet J. et al. — Nucl. Phys., 1993, v.A562, p.352.
31. Dorokhov A.E., Kochelev N.I., Zubov Yu.A. — Int. J. Mod. Phys., 1993, v.A8, p.603;  
Dorokhov A.E., Kochelev N.I. — Sov. J. Part. Nucl., 1995, v.26, p.5.
32. La France P., Lomon E.L. — Phys. Rev., 1986, v.D34, p.1341;  
Gonzalez P., La France P., Lomon E.L. — Phys. Rev., 1987, v.D35, p.2142.
33. Ladygin V.P. — JINR Preprint E2-96-333, Dubna, 1996, to be published in Yad. Fiz., 1997, v.60.
34. Ladygin V.P., Ladygina N.B. — JINR Preprint E2-96-322, Dubna, 1996, to be published in J. Phys. G., 1997, v.23.
35. Azhgirey L.S. et al. — Yad. Fiz., 1987, v.46, p.1134; Yad. Fiz., 1991, v.53, p.1591;  
Nucl. Phys., 1991, v.A528, p.621.
36. Lacombe M. et al. — Phys. Lett., 1981, v.B101, p.131.
37. Azhgirey L.S., Yudin N.P. — Yad. Fiz., 1994, v.57, p.160.
38. Reid R.V. — Ann. Phys., 1980, v.50, p.411.
39. Machleidt R. et al. — Phys. Rep., 1987, v.149, p.1.



40. Krasnopol'sky V.M. et al. — *Phys. Lett.*, 1985, v.B165, p.7.
41. Ableev V.G. et al. — *Nucl. Instr. and Meth.*, 1991, v.A306, p.73.
42. Azhgirey L.S. et al. — *PTE*, 1997, v.1., p.51.
43. Azhgirey L.S. et al. — *Sov. J. Nucl. Phys.*, 1988, v.48, p.1058.

## РАСЧЕТ ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ИОНИЗАЦИИ В ИОННО-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

А.К.Каминский\*

Изложен метод расчета дважды дифференциальных эффективных сечений ионизации при быстрых столкновениях ионов с числом электронов  $N \leq 10$  и атомов с  $z \leq 10$ . Исследована зависимость дважды дифференциальных сечений ионизации при таких столкновениях от начального состояния удаляемого электрона, от скорости  $v$  налетающей частицы и от степени ионизации сталкивающихся частиц. Обсуждена природа особенностей электронных спектров в различных областях энергии  $\epsilon_L$  и углов  $\chi_L$  вылета электронов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### Double-Differential Ionization Cross Section Calculations for Fast Collisions of Ions and Atoms

A.K.Kaminsky

The method of the calculations of the double-differential ionization cross sections in fast collisions of ions having the electron numbers  $N \leq 10$  and atoms with nuclear charge  $z \leq 10$  is reported. The dependence of such double-differential cross sections on the ejected electron initial state, the projectile velocity  $v$ , and the ionization rates of colliding partners has been investigated. The nature of the electron spectra features in various ranges of the electron energy  $\epsilon_L$  and the ejection angle  $\chi_L$  has been discussed.

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

#### 1. Метод расчета

В работах [1—5] развит метод расчета дважды дифференциальных эффективных сечений  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  ионизации в быстрых ионно-атомных столкновениях, основанный на первом борновском приближении (PWBA) и правиле сумм. Здесь и далее через  $\epsilon_L$  и  $\chi_L$  обозначены энергия и угол вылета выбитого электрона в лабораторной системе координат,  $d\omega_L = 2\pi \sin \chi_L d\chi_L$ .

\*НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва 119899

Аналитические выражения для матричных элементов ионизации [6] и упругих, и неупругих формфакторов [5,7] атомов и ионов (с числом электронов  $N \leq 10$ ) замкнули систему формул в [1—5] и свели задачу расчета величин  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  для ионно-атомных столкновений к вычислению двукратных интегралов от известных функций.

Создание точной теории ионно-атомных столкновений наталкивается на непреодолимые трудности. Это требует решения квантовой проблемы многих тел, связанных кулоновским взаимодействием и обладающих спином.

Отметим характерные свойства быстрых ионно-атомных столкновений при высоких и средних энергиях, существенные для выбора теоретических приближений в расчетах дифференциальных сечений ионизации при таких столкновениях.

Как правило, в процессах, связанных с перестройкой электронных оболочек, потерей или захватом электронов, быстрый налетающий ион теряет лишь незначительную часть своей энергии  $E$  и импульса  $p$  ( $\Delta E \ll E$  и  $\Delta p \ll p$ ). Передаваемая энергия  $\Delta E$  обычно сравнима по порядку величины с потенциалом ионизации соответствующей оболочки атома или иона. Это составляет величины порядка десятков или сотен электроновольт для внешних оболочек, большие потери  $\Delta E$  маловероятны, так же маловероятны большие величины  $\Delta p$ . Следовательно, при таких столкновениях ионы рассеиваются на малые углы  $\theta \approx \Delta p/p$ . Большие углы  $\theta$  рассеяния соответствуют процессам, связанным с перестройкой внутренних оболочек тяжелых атомов. Отклонение ионов на значительные углы происходит лишь при рассеянии на ядрах мишени при столкновениях с малыми прицельными параметрами.

Даже при далеких столкновениях, когда изменяется состояние только одного слабо связанного электрона, этот переход осуществляется в результате взаимодействия всех кулоновских центров, обоих ядер и всех электронов. В настоящее время создание приближенных методов решения таких задач возможно лишь с использованием специальных моделей и приближений, пригодных лишь для ограниченной области параметров (энергии, заряда, степени ионизации и т. д.), при этом весьма сложно дать оценки точности расчетов. Имеющиеся приближенные методы, развитые для потенциалов, быстро убывающих с расстоянием, и позволившие решить ряд задач ядерной физики, здесь не применимы из-за медленного убывания потенциала.

Спиновые функции и тождественность электронов учитываются при корректном учете свойств симметрии функций начального и конечного состояний ионов и атомов, поляризационные эффекты не существенны в рамках рассматриваемой здесь задачи, а ядерные силы не участвуют во взаимодействии на расстояниях порядка  $10^{-8} + 10^{-7}$  см, дающих основной вклад в сечения.

С учетом указанных выше особенностей быстрых ионно-атомных столкновений физически корректные методы расчетов эффективных сечений ионизации основаны на использовании различных вариантов теории возмущений. Для решения рассматриваемой здесь конкретной задачи проблемы многих частиц, обладающих спином и связанной медленно убывающим взаимодействием, необходимо ввести ряд приближений, основанных на физическом понимании задачи.

Система ион плюс атом описывается волновой функцией  $\Psi$ , являющейся решением уравнения Шредингера

$$-i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi. \quad (1)$$



В теории возмущений гамильтониан  $H$  разделяется на две части

$$H = H_0 + U, \quad (2)$$

при этом  $H_0$  описывает свободные ион и атом (их движение и структуру), а оператор взаимодействия

$$U = \frac{z_A z_B e^2}{|\mathbf{R}|} - \sum_{j=1}^{z_B} \frac{N_A e^2}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_j|} - \sum_{i=1}^{N_A} \frac{z_B e^2}{|\mathbf{R} + \mathbf{r}_i|} + \sum_{j=1}^{z_B} \sum_{i=1}^{N_A} \frac{e^2}{|\mathbf{R} + \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} \quad (3)$$

описывает взаимодействие двух ядер и всех электронов с «чужим» ядром. Здесь и далее  $\mathbf{r}_j$  и  $\mathbf{r}_i$  — радиусы-векторы электронов атома мишени и иона (относительно своих ядер) соответственно,  $N_A = z_A - i_A$  — число электронов иона.

Главная сложность задачи состоит в отсутствии точного решения уравнения

$$H_0 \psi = E \psi \quad (4)$$

и в принципиальных трудностях получения его приближенных решений. Точное решение уравнения Шредингера (4) для волновых функций  $\psi_A$  и  $\psi_B$  свободных ионов и атомов существует лишь для атома водорода и водородоподобных ионов. Для атомов и ионов с числом электронов  $N > 1$  существуют лишь приближенные волновые функции  $\psi_A$  и  $\psi_B$ , построенные на различных базисах, в том числе с десятками и сотнями базисных функций. Необходимость в столь сложных функциях возникает при детальном учете электронных корреляций, смешивании конфигураций для расчетов тонких эффектов при электронных переходах (ширин тонких оптических линий, структуры мезоатомов и т.д.). Естественно, что такие расчеты весьма трудоемки.

Основным рабочим приближением в расчетах сечений ионизации при быстрых ионно-атомных столкновениях является плосковолновое борновское приближение (PWBA), в котором волновые функции  $\psi_i$  и  $\psi_f$  начального и конечного состояний системы имеют вид:

$$\Psi_i = \Psi_{Ai} \Psi_{Bi} \exp(i\mathbf{p}_i \mathbf{R} / \hbar), \quad \Psi_f = \Psi_{Af} \Psi_{Bf} \exp(i\mathbf{p}_f \mathbf{R} / \hbar), \quad (5)$$

где  $\Psi_A$  и  $\Psi_B$  — волновые функции свободных состояний иона и атома соответственно,  $\mathbf{R}$  — радиус-вектор расстояния между ядрами иона и атома,  $\mathbf{p}_i$  и  $\mathbf{p}_f$  — импульсы налетающего иона до и после столкновения.

Использование плоских волн в PWBA для описания относительного движения сталкивающихся ионов или атомов не вносит заметных неточностей в  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  при энергии налетающего иона  $E/A \geq 1$  МэВ/нуклон, так как при этом  $\Delta p \ll p$ , как отмечено выше.

Для практических расчетов эффективных сечений ионизации в быстрых ионно-атомных столкновениях желательно построить такие функции  $\Psi_A$  и  $\Psi_B$ , которые позволят получить приближенные величины сечений ионизации при сравнительно небольшой трудоемкости расчетов и с достаточной для практических применений точностью (естественно, что такие функции неприменимы для расчетов тонких эффектов, упомянутых выше). Для этого являются оптимальными функции  $\Psi_A$  и  $\Psi_B$  в виде линейных комбинаций [5,7]:



$$\Psi_A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{N_A}) = \sum_i a_i \prod_{j=1}^{N_A} \psi_j(z_j, \mathbf{r}_j) \chi_j(m_{sj}) \quad (6)$$

одноэлектронных кулоновских волновых функций

$$\psi_j(z_j^*, \mathbf{r}_j) = R_{nl}(z_j^*, r_j) Y_{lm}(\theta_j, \varphi_j) \quad (7)$$

и спиновых функций  $\chi_j(m_{sj})$ . Здесь  $Y_{lm}(\theta_j, \varphi_j)$  — сферические функции,  $R_{nl}(z_{nl}^*, r)$  — кулоновские радиальные волновые функции в поле с зарядом  $z_{nl}^*$ .

Коэффициенты  $\alpha_i$  выбираются такими, чтобы  $\Psi_A$  и  $\Psi_B$  соответствовали квантовым числам основного состояния иона и атома: полному моменту  $J$ , орбитальному моменту  $L$  и спину  $S$ , при этом обеспечиваются необходимые свойства симметрии и соблюдение принципа Паули [9]. Величины коэффициентов  $\alpha_i$  состоят из комбинаций соответствующих коэффициентов векторного сложения моментов. Мы не приводим их здесь для краткости.

Функции (7) взаимно ортогональны за счет ортогональности сферических функций  $Y_{lm}(\theta_j, \varphi_j)$ . Исключение составляют  $ns$ -состояния, для которых необходима дополнительная ортогонализация. В то же время радиальные функции  $R_{nl}(z_{nl}^*, r)$  для различных оболочек не являются ортогональными, так как они отличаются значениями эффективных зарядов  $z_{nl}^*$ .

Отметим, что в этом приближении оператор (3) является одночастичным по отношению к электронам ионизируемого иона  $A$ , поэтому в первом порядке приближения возможно изменение состояния (в том числе и вырывания в непрерывный спектр) только одного электрона. Эффективное сечение многократной ионизации в этом приближении равно нулю, оно в этом приближении может быть описано лишь более громоздкими формулами более высоких порядков.

Проведенное в [2] и [4] сравнение с экспериментальными данными из [10] и [11] показало применимость основных приближений метода для количественного описания энергетических и угловых распределений выбитых электронов в широком диапазоне  $\epsilon_L$  и  $\chi$ .

Начальное состояние выбиваемого при ионизации электрона определяется заданием главного квантового числа  $n$ , орбитального момента количества движения  $l$  и его проекции  $m$  на выбранную ось. В той области  $\epsilon_L$  и  $\chi_L$ , где основной вклад в электронный спектр  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  дают электроны, выбитые из атома мишени, величина  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  определяется дифференциальным сечением  $d^2\sigma_B/d\epsilon_L d\omega_L$  ионизации атома мишени  $B$ . При этом по конечным состояниям налетающего иона  $A$  может быть проведено суммирование по правилу сумм. Такая процедура приводит к выражениям [1–5]:

$$\frac{d^2\sigma_B}{d\epsilon d\omega} = \frac{d^2\sigma_B^{el}}{d\epsilon d\omega} + \frac{d^2\sigma_B^{in}}{d\epsilon d\omega}, \quad (8)$$

$$\frac{d^2\sigma_B^{el}}{d\epsilon d\omega} = \frac{2\alpha_0^2 z_A^2 v_0^2}{I_0 z_B^4 v^2} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} [1 - N_A z_A^{-1} F_A(q)]^2 k q^{-3} dq \int_0^{2\pi} |\mathcal{E}_{nlm}(q, \mathbf{k})|^2 d\varphi, \quad (9)$$

$$\frac{d^2 \sigma_B^{in}}{d\varepsilon d\omega} = \frac{2a_0^2 N_A v_0^2}{I_0 z_B^* v^2} \int_{q'_{\min}}^{q'_{\max}} S_A(q) k q^{-3} dq \int_0^{2\pi} |\mathcal{E}_{nlm}(q, \mathbf{k})|^2 d\varphi. \quad (10)$$

Здесь через  $q$  обозначена передача импульса при столкновении,  $\mathbf{k}$  — импульс выбитого электрона,  $z_B^*$  — эффективный заряд ионизуемой оболочки,  $\mathcal{E}_{nlm}(q, \mathbf{k})$  — матричный элемент выбивания электрона из состояния  $|nlm\rangle$  в непрерывный спектр,  $F_A(q)$  и  $S_A(q)$  — упругий и неупругий формфакторы налетающего иона,  $z_A$  и  $N_A$  — его заряд ядра и число электронов,  $a_0 = 5,29 \cdot 10^{-8}$  см,  $v_0 = 2,19 \cdot 10^8$  см/с,  $I_0 = 13,6$  эВ. Связи величин  $q$  и  $\mathbf{k}$ , углов вылета налетающего иона  $\theta$  и электрона  $\chi_L$  определяются законами сохранения [1—5]. Атом мишени в лабораторной системе предполагается покоящимся, поэтому индекс  $L$  в (8)—(10) опущен.

При исследовании деталей зависимости величин  $d^2\sigma/d\varepsilon_L d\omega_L$  от начального состояния  $|nlm\rangle$  удаляемого электрона для случаев  $l \neq 0$  оказывается существенным выбор системы координат.

В [6] приведены выражения для матричных элементов  $\mathcal{E}_{nlm}(q, \mathbf{k})$  ионизации из состояний  $2s, 2p_0, 2p_1$ , при этом ось квантования начального состояния выбрана по вектору  $\mathbf{k}$  вылета удаляемого электрона. В литературе по физике атомных столкновений чаще используются обозначения  $2p_0$  вместо  $|210\rangle$  и т. д., поэтому при дальнейшем анализе результатов расчета мы будем использовать эти обозначения подоболочек  $p$ -оболочки. Для анализа дифференциальных сечений  $d^2\sigma/d\varepsilon_L d\omega_L$  выбивания электронов из  $2p_0$ - и  $2p_1$ -подоболочек атомов мишени удобнее выбрать ось квантования по вектору  $\mathbf{p}$  импульса налетающего иона  $A$ , во всех остальных случаях выбор оси квантования несуществен.

Матричные элементы  $\mathcal{E}_{nlm}^{(p)}(q, \mathbf{k})$  ионизации при выборе оси квантования вдоль оси  $p$  связаны с  $\mathcal{E}_{nlm}(q, \mathbf{k})$  из [6] соотношением

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}_{211}^{(p)}(q, \mathbf{k}) \\ \mathcal{E}_{210}^{(p)}(q, \mathbf{k}) \\ \mathcal{E}_{21-1}^{(p)}(q, \mathbf{k}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \frac{\chi}{2} & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \chi & \sin^2 \frac{\chi}{2} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \chi & \cos \chi & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \chi \\ \sin^2 \frac{\chi}{2} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \chi & \cos^2 \frac{\chi}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{E}_{211}(q, \mathbf{k}) \\ \mathcal{E}_{210}(q, \mathbf{k}) \\ \mathcal{E}_{21-1}(q, \mathbf{k}) \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Соотношение (11) следует из преобразования сферических функций  $Y_{LM}(\theta, \varphi)$  при повороте системы координат [8,11] на угол  $\chi_L$  относительно оси, перпендикулярной векторам  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{p}$ .

Аналитические выражения для формфакторов  $F(q)$  и  $S(q)$  для атомов и ионов с числом электронов  $N \leq 10$  приведены и обсуждены в [7], они могут быть представлены в виде

$$F(q) = N^{-1} [N_{1s} L(1s, 1s) + N_{2s} L(2s, 2s) + N_{2p0} L(2p_0, 2p_0) + N_{2p1} L(2p_1, 2p_1)], \quad (12)$$

$$S(q) = N^{-1} [N - a_1 L^2(1s, 1s) - a_2 L^2(2s, 2s) - a_3 L^2(1s, 2s) - a_4 L^2(2p_0, 2p_0) - a_5 L^2(2p_1, 2p_1) - a_6 L^2(1s, 2p_0) - a_7 L^2(2s, 2p_0) - a_8 L^2(2p_0, 2p_0) L(2p_1, 2p_1)]. \quad (13)$$

Величины одночастичных матричных элементов

$$L(nlm, n'l'm') = \int \Psi_{nlm}^*(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}/\hbar} \Psi_{n'l'm'}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (14)$$

приведены в [7]. Коэффициенты  $N_{1S}$  и  $N_{2S}$  являются числами электронов в  $1s$ - и  $2s$ -оболочках рассматриваемых ионов или атомов соответственно. Коэффициенты  $N_{2P0}$  и  $N_{2P1}$  равны соответственно:

$$N_{2P0} = (N - 4)/3, \quad N_{2P1} = 2(N - 4)/3. \quad (15)$$

При получении величин (15) учтено, что матричные элементы (14) с  $m = +1$   $m = -1$  равны, запрещены лишь переходы с различными значениями  $m$ . Величины коэффициентов  $a_i$  для различных ионов приведены здесь в таблице из [7], при этом пустые клетки приведенной таблицы соответствуют нулевым значениям соответствующих коэффициентов.

Таблица. Величины коэффициентов  $a_i$  в формуле (13) для неупругого формфактора  $S(q)$  для иона или атома с  $N \leq 10$

$N$	Конфигурация	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$	$a_7$	$a_8$
1	$^2S_{1/2}$	1							
2	$^1S_0$	2							
3	$^2S_{1/2}$	2	1	2					
4	$^1S_0$	2	2	4	.				
5	$^2P_{1/2}$	2	2	4	1/9	4/9	2/3	2/3	4/9
6	$^3P_0$	2	2	4	4/9	10/9	4/3	4/3	4/9
7	$^4S_{3/2}$	2	2	4	1	2	2	2	
8	$^3P_2$	2	2	4	10/9	22/9	8/3	8/3	4/9
9	$^3P_{3/2}$	2	2	4	13/9	28/9	10/3	10/3	4/9
10	$^1S_0$	2	2	4	2	4	4	4	

В [7] проведено сравнение наших расчетов формфакторов  $F(q)$  и  $S(q)$  для атомов и ионов кислорода с вариационными зарядами  $z_{nl}^*$  из [12] и с  $z_{nl}^*$  из энергии связи [13—14], а также с табличными величинами из [15]. Вычисленные по формулам (12)—(15) величины формфакторов для атома  $Ne$  и его ионов с зарядами от 1 до 9 иллюстрируют рис.1 и 2. При этом вместо  $F(q)$  на рис.1 приведена величина

$$U = [1 - NZ^{-1}F(q)]^2, \quad (16)$$

входящая в формулу (9).

Отметим, что приведенные выше выражения (12)—(13) для формфакторов  $F(q)$  и  $S(q)$  требуются не только для расчетов сечений (8)—(10), но и для расчетов сечений рассеяния  $\gamma$ -квантов и заряженных частиц на атомах или ионах [7].

Во всех областях переменных  $\epsilon_L$  и  $\chi_L$ , где вклад в спектр  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  электронов либо из налетающего иона  $A$ , либо из атома (или иона) мишени  $B$  является преобладающим, суммарный спектр электронов может быть представлен суммой [1]

$$\frac{d^2\sigma}{d\epsilon_L d\omega_L} = \frac{d^2\sigma_A}{d\epsilon_L d\omega_L} + \frac{d^2\sigma_B}{d\epsilon_L d\omega_L}. \quad (17)$$

Формула (17) неприменима лишь в тех областях  $\epsilon_L$  и  $\chi_L$ , где оба слагаемых сравнимы по величине.

Вклад в сечение электронов из атома  $B$  мишени вычисляется непосредственно по формулам (8)–(10). Первый член в (17) вычисляется аналогично в движущейся с ионом системе координат и затем преобразуется в лабораторную систему общепринятым методом [16]:

$$\frac{d^2\sigma_A}{d\epsilon_L d\omega_L} = \frac{v_L}{v_A} \frac{d^2\sigma_A}{d\epsilon_A d\omega_A}. \quad (18)$$

Расчеты [3,4,17] величин  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  указанным выше методом, а также приближенные расчеты [18,19] выявили характерные особенности электронных спектров, позволили понять природу этих особенностей, их зависимость от структуры сталкивающихся ионов или атомов и их относительной скорости  $v$ . Актуальность таких исследований подчеркивается тем, что современные экспериментальные методики с

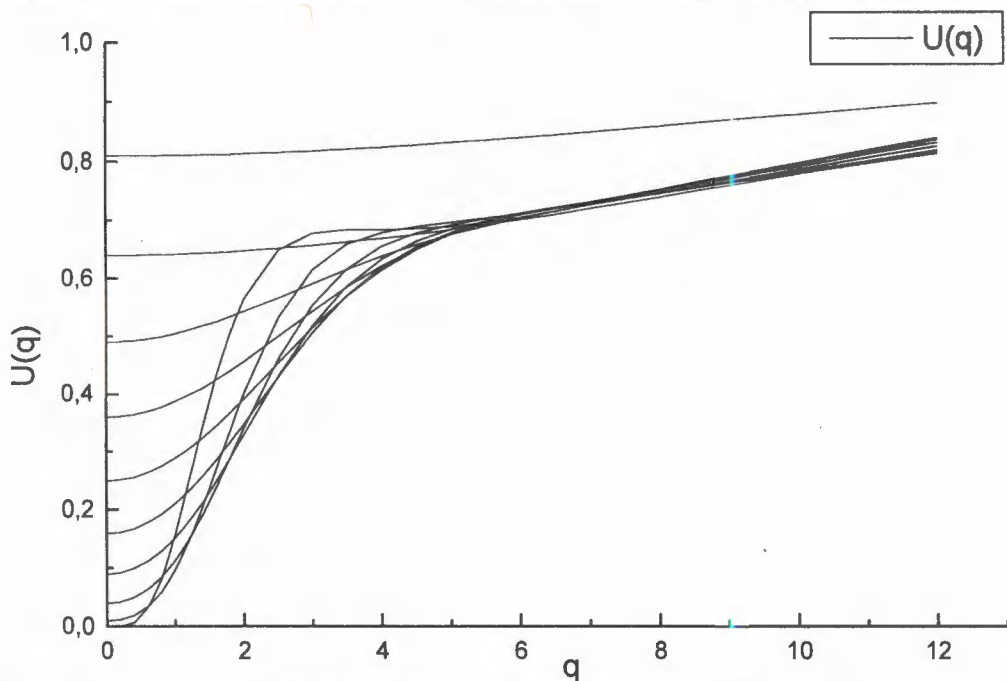


Рис.1. Величины  $U(q)$  для атома неона и его ионов с числом электронов от 1 до 9. Заряды ионов возрастают с ростом величины  $U(q)$  при  $q \rightarrow 0$ . Эффективные заряды оболочек вычислены по энергиям связи [13,14]



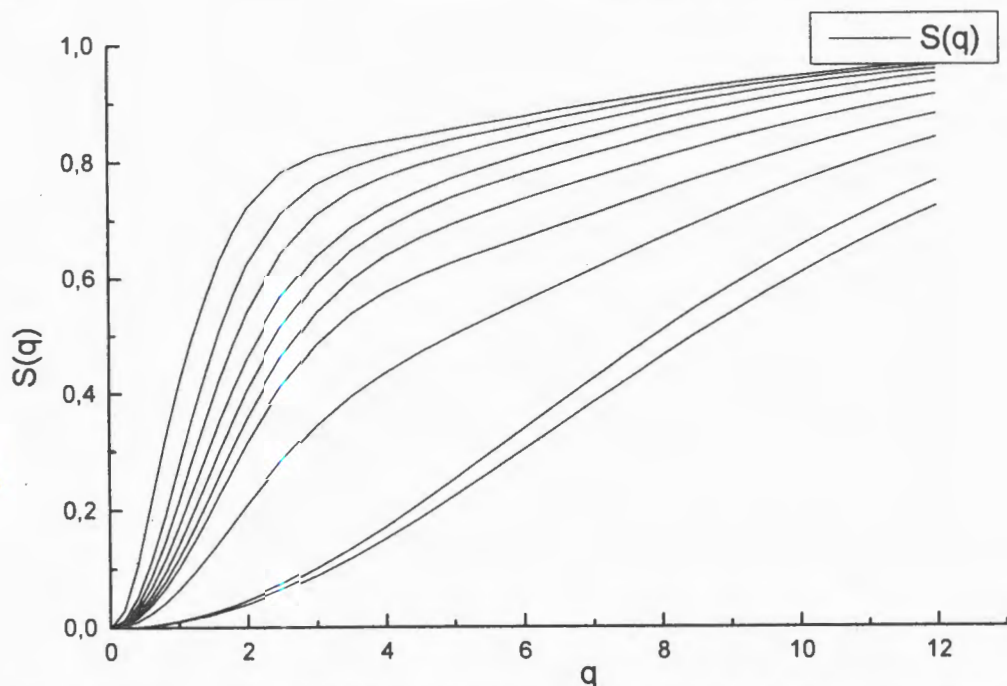


Рис.2. Величины  $S(q)$  для атома неона и его ионов с числом электронов от 1 до 9. Заряды ионов возрастают с ростом величины  $S(q)$  при фиксированном значении  $q$ . Эффективные заряды вычислены по энергиям связи [13,14]

использованием схем совпадений позволяют выделить вклад отдельных оболочек сталкивающихся ионов или атомов в суммарный спектр, такие эксперименты уже начаты [20]. В ряде экспериментальных работ [21] исследуются особенности электронных спектров (наличие пиков, их структура и т. д.). Начато исследование [22–24] трижды дифференциальных сечений ионизации  $d^3\sigma/d\Omega d\epsilon_L d\omega_L$ , здесь  $\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ , где  $\theta$  — угол рассеяния ионизирующей частицы  $\omega_L$  электронами.

Ниже дан анализ характерных особенностей угловых и энергетических спектров электронов, выбитых при быстрых ионно-атомных столкновениях, когда обе сталкивающиеся частицы имеют собственные электроны. Обсуждена зависимость этих особенностей от электронной структуры сталкивающихся частиц и их относительной скорости  $v$ .

## 2. Обсуждение результатов расчетов

Теоретические расчеты [1–5,17–19] дважды дифференциальных сечений  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  показали, что в сложной структуре  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  выделяются четыре характерные области  $\epsilon_L$  и  $\chi_L$ , в которых  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  принимают максимальное значение. В значительной области  $\epsilon_L$  и  $\chi_L$  эти максимумы четко разделены и имеют различную

природу. Но особенно важно то, что в ряде случаев в различные максимумы попадают электроны из различных сталкивающихся частиц.

Рассмотрим характерные особенности дифференциальных сечений  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  для быстрых ионно-атомных столкновений и проиллюстрируем их величинами  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$ , вычисленными изложенным выше методом для столкновений ионов кислорода различного заряда ( $z_A - N_A$ ) с энергией  $E/M = 10$  МэВ/нуклон с атомами мишени  $C$  (рис.3—6).

При малых энергиях выбитых электронов  $\epsilon_L \rightarrow 0$  в  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  имеется максимум, который образуют электроны, выбитые из атомов мишени  $B$  при далеких столкновениях налетающего иона  $A$  с этими электронами. Этот максимум дает главный вклад в полное сечение  $\sigma_B$  ионизации атомов мишени при быстрых ионно-атомных столкновениях. Величина этого максимума сильно зависит как от начального состояния  $|nlm\rangle$  удаляемого электрона, так и от степени ионизации ( $z_A - N_A$ ) ионизирующего иона.

Величины  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  при  $\epsilon_L \rightarrow 0$  являются самыми большими при  $N_A = 0$ , когда ионизирующей частицей является полностью ободранное ядро, при этом  $d^2\sigma_B/d\epsilon_L d\omega_L = d^2\sigma_B^{el}/d\epsilon_L d\omega_L$  и  $d^2\sigma_B^{in}/d\epsilon_L d\omega_L = 0$ . С ростом  $N_A$  при заданном  $z_A$  первое слагаемое в (8) убывает из-за увеличения экранировки заряда  $z_A$  электронами, второе слагаемое растёт с ростом  $N_A$ .

Экранирование является наиболее существенным при  $q < 1$ , но именно при малых  $q < 1$  и при малых  $\epsilon_L$  квадраты матричных элементов максимальны.

При ионизации атома  $C$  атомом  $O$  с энергией  $E/M = 10$  МэВ/нуклон в области  $\epsilon_L \rightarrow 0$  величина  $d^2\sigma_B^{in}/d\epsilon_L d\omega_L$  сравнима с первым слагаемым в (8) для ионизации  $2p$ -оболочки и лишь в 3 и 4 раза меньше  $d^2\sigma_B^{in}/d\epsilon_L d\omega_L$  для  $2s$ - и  $1s$ -состояний соответственно. В то же время при ионизации атома  $C$  ионом  $O^{+4}$  с той же скоростью вклад  $d^2\sigma_B^{in}/d\epsilon_L d\omega_L$  в  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  составляет величину порядка 1%.

Из результатов на рис. 2—5 видно, что при  $\epsilon_L \rightarrow 0$  наибольшим является вклад  $2p_0$ -состояния выбиваемого электрона, несколько меньше вклад  $2p_1$ - и  $2s$ -состояний, а вклад сильно связанного  $1s$ -электрона значительно меньше, хотя с ростом  $\epsilon_L$  величина  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  для  $1s$ -оболочки убывает существенно медленнее.

Общим свойством электронных спектров при малых  $\epsilon_L$  является их практически изотропный характер.

В работе [18] выполнен приближенный расчет дважды дифференциальных сечений  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  вырывания электрона из возбужденного состояния  $2p_0$  налетающего иона  $He^+$  при столкновении с атомом  $Ag$  мишени в пределе малых скоростей  $v_A \rightarrow 0$  выбитых электронов в системе координат, связанной с налетающим ионом  $He^+$ . Использовано борновское приближение с разложением в ряд матричного элемента перехода при  $v_A \rightarrow 0$  и суммированием лишь по двум состояниям атома мишени  $Ag$ . Уста-

новлено наличие узкого провала (inverted peak) в максимуме  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  и  $d\sigma/dv_L$  для ионизации  $2p_0$ -подоболочки. По мнению автора [18], этот провал является следствием отрицательной четности  $2p_0$ -состояния и должен наблюдаться для всех состояний с отрицательной четностью. Глубина этого провала должна расти с ростом скорости  $v$  налетающего иона.

При вырывании электрона из  $2p_0$ -состояния налетающего иона такой провал должен проявиться в максимуме сечения при  $v_L = v$  в лабораторной системе.

В работе [19] проведено дальнейшее исследование «обращенного пика» в сечении вырывания электронов с  $\epsilon_L \rightarrow 0$  из  $2p_0$ -состояния и отмечен провал в сечении  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  в бинарном максимуме при  $v_L = 2v \cos \chi_L$  для ионизации атома Ne протонами, продемонстрированный в опубликованной ранее нашей работе [17] на расчетах

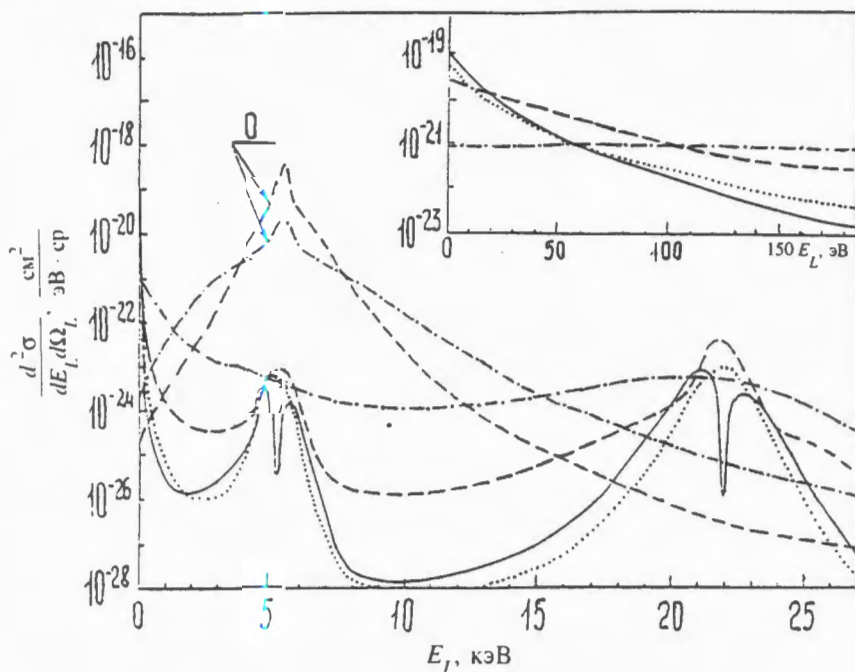


Рис.3. Величины сечений  $\frac{d^2\sigma_A}{d\epsilon_L d\omega_L}$  и  $\frac{d^2\sigma_B}{d\epsilon_L d\omega_L}$  при столкновении иона  $O^{+4}$  с энергией  $E/M = 10$  МэВ/нуклон с атомом С мишени. Угол вылета электрона равен  $1^\circ$ . Сплошные кривые соответствуют сечению  $\frac{d^2\sigma_B}{d\epsilon_L d\omega_L}$  вырывания электрона из начального состояния  $2p_0$  атома С, точечная — из состояния  $2p_1$ , пунктирная — из  $2s$ , штрихпунктирная — из  $1s$  соответственно. Буквой  $\circ$  обозначены соответствующие кривые для сечений  $\frac{d^2\sigma_A}{d\epsilon_L d\omega_L}$  для выбивания электрона из иона  $O^{+4}$ . Ось квантования направлена по начальному импульсу иона  $p_i$ .



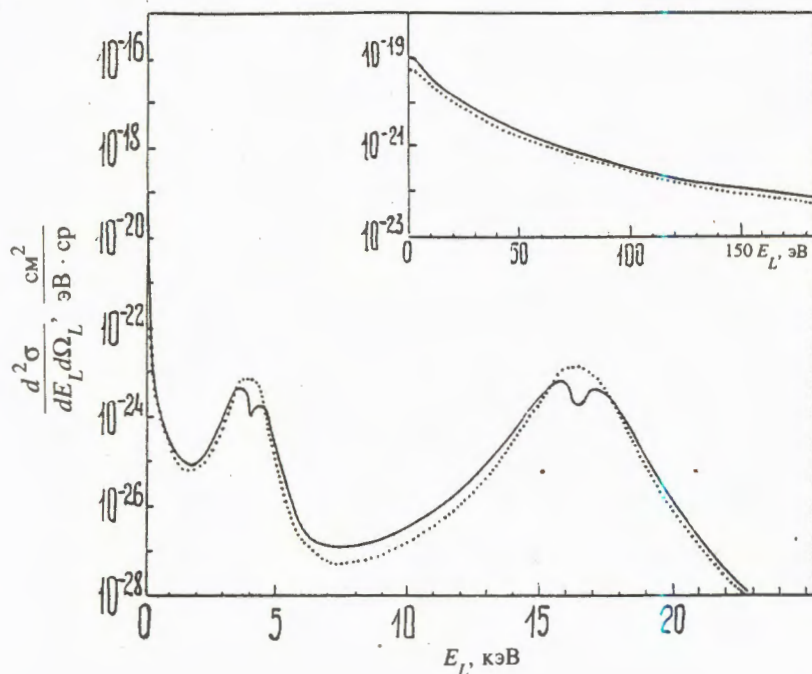


Рис.4. То же, что и на рис.3, но при угле вылета электрона  $\chi_L = 30^\circ$

величин  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  для ионизации в столкновениях атомов водорода с атомами углерода. При этом наши расчеты выполнены без дополнительных приближений, использованных в [18] и справедливых лишь в пределе очень малых скоростей  $v_L \rightarrow 0$ .

Исследование структуры квадрата матричного элемента  $\epsilon_{210}(q, \mathbf{k})$  выбивания электрона из  $2p_0$ -состояния показало, что минимум в  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  при  $v_L \rightarrow 0$  возможен лишь при специальных ограничениях на величины передачи импульса  $q$ . Но  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  является интегралом по  $q$ , а при ионно-атомных столкновениях с  $N_A \neq 0$  подынтегральное выражение включает и формфакторы ионизирующей частицы. При этом существенно, что при малых величинах  $q < 1$  сечение сильно подавляется формфакторами, если ионизирующей частицей является атом с  $N_A = z_A$ .

С ростом скорости  $v$  столкновения максимум в  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  при  $\epsilon_L \rightarrow 0$  становится все более выраженным, углубляется и «провал» между ним и следующим максимумом.

Одним из важных критериев при исследовании механизма столкновения является соотношение между двумя слагаемыми в (8). Это соотношение зависит от  $z_A$  и  $N_A$ , от состояния удаляемого электрона, оно является существенно разным в различных областях энергий  $\epsilon_L$  и углов  $\chi_L$ .



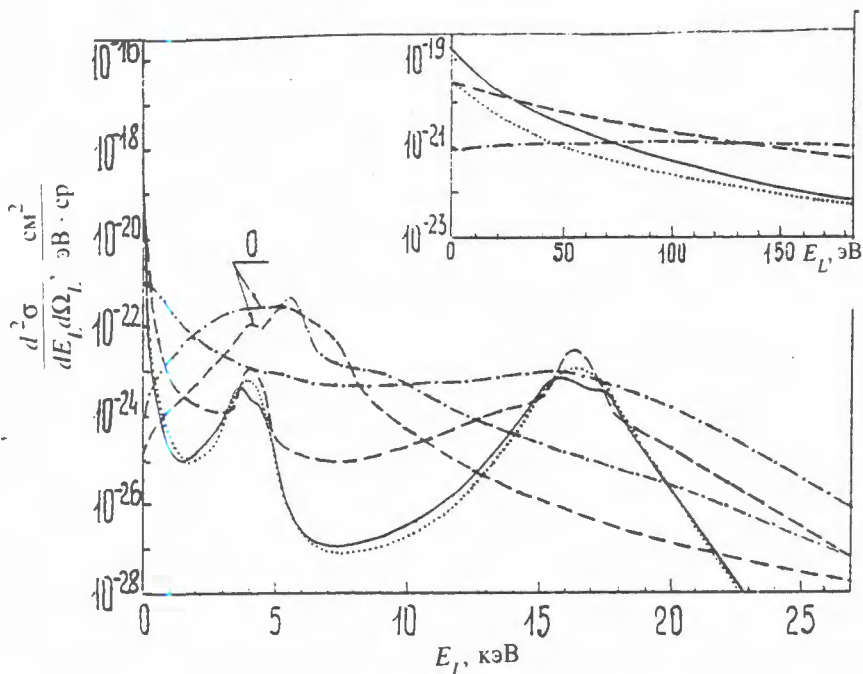


Рис.5. То же, что и на рис.4, но при направлении оси квантования по импульсу  $k$  выбитого электрона

Зависимость сечений  $d^2\sigma/d\varepsilon_L d\omega_L$  при  $\varepsilon_L \rightarrow 0$  от степени экранирования налетающего иона проиллюстрирована врезками на рис.2—4 и рис.5, где представлены расчеты величин  $d^2\sigma/d\varepsilon_L d\omega_L$  при  $\varepsilon_L \leq 200$  эВ для ионизации атома  $C$  ионами  $H^+$ ,  $O^{+2}$ ,  $O^{+4}$  и атомом  $O$ .

При  $v_L = 2v \cos \chi_L$  имеется ярко выраженный хребет в электронных спектрах, обусловленный близкими столкновениями ядра налетающего иона  $A$  с электронами атома (или иона)  $B$  с большой передачей импульса  $q$ . При малых углах вылета  $\chi_L$  столь большие скорости  $v_L$  имеют только электроны из мишени  $B$ , выбитые в таких столкновениях. Это определяет следующие характерные особенности сечений  $d^2\sigma/d\varepsilon_L d\omega_L$  при  $v_L = 2v \cos \chi_L$ . Высота этого хребта пропорциональна квадрату заряда  $z_A$  ядра налетающего иона  $A$  и не зависит от степени ионизации ( $z_A - N_A$ ) иона  $A$ . Вклад второго члена в (8) в  $d^2\sigma/d\varepsilon_L d\omega_L$  при таких  $\varepsilon_L$  пренебрежимо мал. Хребет несколько сдвинут в сторону меньших скоростей, чем  $v_L = 2v \cos \chi_L$ , для результатов на рис.2—4 этот сдвиг составляет величину порядка 1 кэВ.

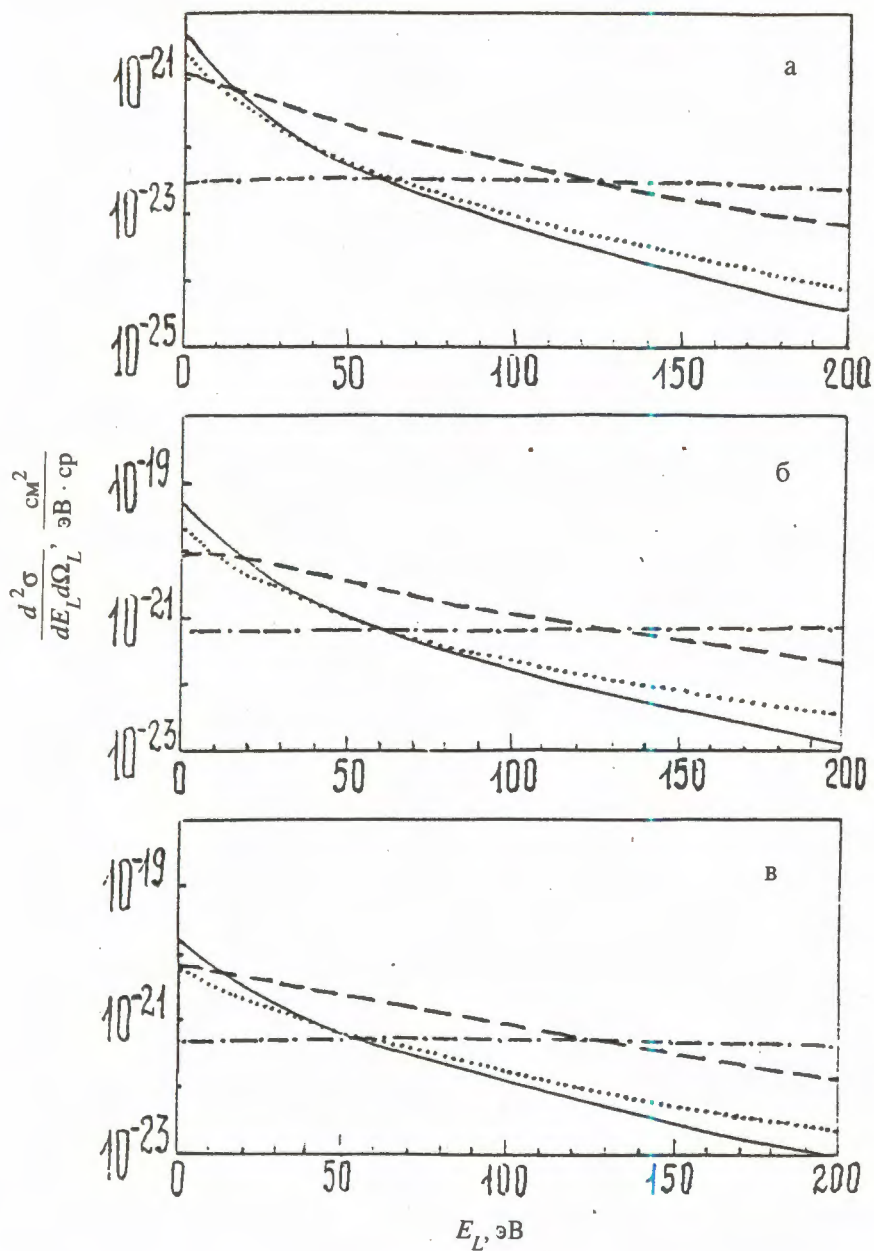


Рис.6. Величины сечений  $d^2\sigma/dE_L d\omega_L$  для столкновений протона (а), иона  $O^{+2}$  (б) и атома кислорода (в) с атомом углерода при  $\chi_L = 1^\circ$  и малых энергиях  $E_L$ . Энергия налетающей частицы равна  $E/M = 10$  МэВ/нуклон, ось квантования — по  $p_i$

Для сильно связанных электронов из внутренних оболочек хребет при  $v_L = 2v \cos \chi_L$  является слабо выраженным, широким и существенно ниже по высоте, чем для внешних оболочек. Это иллюстрируют результаты для  $1s$ -оболочки на рис.2-4.

Особенностью бинарного хребта для  $2p_0$ -состояния является наличие глубокого оврага в центре хребта. Такой овраг был получен при точном расчете [17], но его природа может быть просто объяснена на основе качественного анализа близких столкновений налетающего ядра с электронами атома мишени. При таких столкновениях можно пренебречь связью выбиваемых электронов с ядром атома мишени и рассматривать ионизацию как столкновение ядра налетающего иона со свободными электронами, обладающими заданным распределением по скоростям  $v_c$ , определяемым начальной волновой функцией  $|nlm\rangle$ , как это делается в приближении бинарных столкновений. При вырывании электрона из  $2p_0$ -состояния вектор импульса налетающего иона лежит в плоскости начальной орбиты выбиваемого электрона. Скорость  $v_L$  выбитого электрона при этом может быть приближенно определена по законам упругого рассеяния ядра налетающего иона на электроны [25]. Это дает  $v_L = 2v \cos \chi_L \pm v_c$ , где  $v_c$  — проекция орбитальной скорости электрона в начальном состоянии  $|nlm\rangle$  на направление импульса  $\mathbf{k}_L$  выбитого электрона. При этом для энергии  $\epsilon_L = mv_L^2/2$  вылетевшего из  $2p_0$ -состояния электрона получаем величину расщепления  $\Delta\epsilon_L \approx 8(v_L/v_0)(v_c/v_0) \cos \chi_L$ , что соответствует величине  $\Delta\epsilon_L \approx 1,5$  кэВ для ионизации атома углерода ионами кислорода с энергией  $E/M = 10$  МэВ/нуклон (см. рис.3). Отметим, что величина расщепления  $\Delta\epsilon_L$  пропорциональна скорости  $v$  налетающей частицы и эффективному заряду  $z_B^*$  ионизируемой  $2p_0$ -подоболочки.

Расщепление бинарного максимума для  $2p_0$ -подоболочки можно объяснить и более формально [12], заметив, что сечение  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  в бинарном максимуме пропорционально проекции плотности распределения импульсов  $\mathbf{k}$  в начальном состоянии на направление  $\mathbf{p}$ .

С увеличением угла  $\chi_L$  глубина провала в хребте в  $d^2\sigma/d\epsilon_L d\omega_L$  при  $v_L = 2v \cos \chi_L$  для вырывания электрона из  $2p_0$ -состояния быстро уменьшается. При  $\chi_L = 30^\circ$  и при выборе оси квантования по импульсу  $\mathbf{p}$  налетающего иона  $A$  от глубокого провала при  $v_L = 2v \cos \chi_L$  остается лишь перегиб на кривой (см. рис.4). При выборе оси квантования по импульсу  $\mathbf{p}$  выбитого электрона расщепление бинарных максимумов для ионизации  $2p_0$ -подоболочки при  $\chi_L = 30^\circ$  еще достаточно ярко выражено (см. рис.5). Более быстрое уменьшение глубины провала для ориентации по  $\mathbf{p}$  с ростом  $\chi_L$  объясняется примесью  $2p_1$ -состояния, определенного в ориентации по направлению  $\mathbf{k}$  в соответствии с (11).

В структуре  $d^2\sigma_B/d\epsilon_L d\omega_L$  имеется еще один хребет при  $v_L = v \cos \chi_L$ , обусловленный близкими столкновениями электронов налетающего иона  $A$  с электронами атома мишени  $B$ . Его величина примерно пропорциональна  $N_A$ , он исчезает при ионизации мишени ядром. Основной вклад в  $d^2\sigma_B/d\epsilon_L d\omega_L$  при  $v_L = v \cos \chi_L$  дает второе слагаемое



в (8). При этом величина переданной энергии  $\Delta E$  в формулах для связи  $q$ , импульса  $k$  и угла  $\theta$  должна выбираться в виде [3]:

$$\Delta E = \bar{I}_A + I_B + k_L^2/2m + k_A^2/2m, \quad (19)$$

где  $k_A$  — импульс электрона, выбитого из налетающего иона при электрон-электронном столкновении;  $\bar{I}_A$  — средняя энергия возбуждения налетающего иона;  $I_B$  — ионизационный потенциал для состояния  $|nlm\rangle$  атома  $B$ . Если учитывать в  $\Delta E$  только первые два слагаемых в (19), как это обычно делалось при расчетах полных сечений  $\sigma_B$  в ионизации, расчет с использованием правила сумм не дает максимума при  $v_L = v \cos \chi_L$ . Для упрощения расчета мы приняли  $k_A = k_L$ , что может приводить к несколько заниженным величинам  $d^2\sigma_B/d\epsilon_L d\omega_L$  при  $v_L = v \cos \chi_L$  и  $v_L = 2v \cos \chi_L$ .

Зависимость бинарного хребта при  $v_L = v \cos \chi_L$  от начального состояния  $|nlm\rangle$  вырываемого электрона качественно такая же, как и в бинарном хребте при  $v_L = 2v \cos \chi_L$ . Из-за кинематических особенностей рассеяния частиц равной массы [2,5] на этом бинарном хребте\*рассеяние максимума в сечении для  $2p_0$ -состояния меньше, чем при  $v_L = 2v \cos \chi_L$ . Сдвиг этого хребта в сторону меньших  $\epsilon_L$  также меньше, он составляет примерно 200 эВ на рис.3.

Спектры электронов в  $d^2\sigma_A/d\epsilon_L d\omega_L$ , выбитых из налетающего иона  $A$ , могут быть вычислены по формулам, аналогичным (1)—(3) в системе координат, связанной с ионом  $A$ , и затем пересчитаны в лабораторную систему [2,10]. При этом электроны из максимума при  $\epsilon_L \rightarrow 0$  в движущейся системе образуют в лабораторной системе максимум при  $v_L = v$  и при малых углах  $\chi_L$ . Электроны из бинарного максимума при  $v_A = 2v \cos \chi_L$  в движущейся системе получают в лабораторной системе скорость  $v_L = v$  и угол вылета  $\chi_L = \pi - 2\chi_A$ . Электроны из бинарного максимума при  $v_A = 2v \cos \chi_L$  будут иметь в лабораторной системе скорость  $v_L = v \cos \chi_L$ , где  $\chi_L = \pi/2 - \chi$ .

Следовательно, электроны из первых двух максимумов из налетающего иона обладают скоростью  $v_L = v$  и при  $\chi_L \neq 0$  образуют в лабораторной системе отдельный максимум. Лишь при  $\chi_L \rightarrow 0$  эти электроны попадают в ту же область  $v_L$  и  $\chi_L$ , что и электроны из атома мишени с  $v_L = v \cos \chi_L$ . Но в этой области скоростей  $v_L \equiv v$  и углов  $\chi_L \rightarrow 0$  электронов из налетающего иона значительно больше, и вкладом электронов из атома мишени можно пренебречь. Таким образом, и в области скоростей электронов  $v_L \leq v$  наблюдается частичное разделение электронов, обеспечивающее применимость используемых приближений.

С ростом скорости  $v$  столкновения все указанные максимумы становятся все более выраженными, провалы между ними — шире и глубже. При четком разделении максимумов предложенный в [1—5] метод расчета должен давать количественное описание электронных спектров различных партнеров в ионно-атомных столкновениях.

Из приведенных выше результатов расчета видно, что в электронных спектрах имеются значительные области энергии  $\epsilon_L$ , в которых вклад внутренних оболочек не является малым по сравнению со вкладом внешних оболочек. В области энергий  $\epsilon_L$  и углов



$\chi_L$  между максимумами сечений  $d^2\sigma_B/d\epsilon_L d\omega_L$  вклад на рис.3—5 внутренней оболочки 1s превышает вклад 2p-оболочки. Поэтому при расчетах электронных спектров необходимо учитывать вклад всех оболочек. При этом полное сечение  $\sigma$  вырывания электронов из 1s-оболочки много меньше соответствующих сечений для 2s- и 2p-оболочек, так как главный вклад в полные сечения дают электроны с малой энергией  $\epsilon_L$ , где величина  $d^2\sigma_B/d\epsilon_L d\omega_L$  для 1s-состояния мала, это видно из врезок на рис.3—5 и рис.6.

Современные экспериментальные методики позволяют проверить точность таких расчетов и уточнить их область применимости, поэтому экспериментальное исследование особенностей электронных спектров, их зависимость от состояния  $|nlm\rangle$  вырываемого электрона и степени ионизации  $(z_A - N_A)$  ионизирующего иона является особенно актуальным.

### Литература

1. Kaminsky A.K., Myakishev N.G., Popova M.I. — J. Phys. B, 1980, v.16, p.1161.
2. Kaminsky A.K. et al. — Nucl. Instrum. Meth., 1981, v.180, p.231.
3. Day M.H.J. — J. Phys. B., 1981, v.14, p.231.
4. Kaminsky A.K., Popova M.I. — J. Phys. B, 1982, v.15, p.403.
5. Каминский А.К., Попова М.И. — ЖТФ, 1986, т.56, вып.7, с.1287.
6. Kaminsky A.K., Lovtsov S.V., Popova M.I. — Phys. Lett. A, 1977, v.61A, p.308.
7. Каминский А.К. — Краткие сообщения ОИЯИ, №1[81]-97, Дубна, 1997, с.65.
8. Давыдов А.С. — Квантовая механика, 1963, М.: ГИФМЛ, с.478.
9. Edmonds A.R. — Angular momentum in quantum mechanics. Princeton University Press, Princeton, 1957, p.57.
10. Wilson W.E., Toburen L.H. — Phys. Rev. A, 1973, v.7, p.1535.
11. Toburen L.H. — Phys. Rev. A, 1971, p.5, p.216.
12. Omidvar K., Kyle H.L., Sullivan E.C. — Phys. Rev. A, 1972, v.5, p.1174.
13. Sevier K.D. — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1979, v.24, p.323.
14. Carlson T.A. et al. — Atomic Data, 1970, v.2, №2, p.63.
15. International tables for X-ray crystallography. Kynoch Press, Birmingham, England, v.3, 1968.
16. Drepper F., Briggs J.S. — J. Phys. B, 1976, v.9, p.2063.
17. Kaminsky A.K., Popova M.I. — XIII ICPEAC, Abstracts of contributed papers, Berlin, 1983, p.368.
18. Bürgdorfer. — Phys. Lett., 1983, v.51, p.374.
19. Böckl H., Spies R., Bell F., Jakubassa-Amundsen D.H. — Phys. Rev. A, 1984, v.29, p.983.
20. Sakardi L., Bossler J., Hipper R., Lutz H.O. — J. Phys. B, 1983, vol.16, p.71.
21. Dunkan M.M., Menendez M.G., Hopkins J.H. — Phys. Rev. A, 1984, v.300, p.655.
22. Bransden B.H., Smith J.J., Winters K.H. — J. Phys. B, 1978, v.11, №17, p.3095.
23. Biswas R., Sinha C. — J. Phys. B, 1995, v.28, p.1311.
24. Biswas R., Sinha C. — Phys. Rev. A, 1995, v.51, p.3766.
25. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Механика. М.: ГИФМЛ, 1958, с.60.

УДК 539.12.01

## A STUDY OF THE TWO-PHOTON INTERACTIONS TAGGED AT AN AVERAGE $\langle Q^2 \rangle$ OF 90 GeV<sup>2</sup>

*B. Batyunya, V. Pozdnyakov\**

Multihadronic tagged two-photon events were used to make a preliminary measurement of  $F_2^\gamma$ . The 102.7 pb<sup>-1</sup> integrated luminosity data were unfolded to correct the data on the experimental effects. The measured  $F_2^\gamma$  agrees well with the predictions based on the naive quark-parton model and QCD as well. The result on the  $Q^2$  evolution of the photon structure function is presented.

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

## Измерение двухфотонных взаимодействий при среднем значении $\langle Q^2 \rangle = 90$ ГэВ<sup>2</sup>

*Б.Батюня, В.Поздняков*

Мультиадронные двухфотонные события (специально отобранные) использовались для измерения функции  $F_2^\gamma$ . Экспериментальные данные, соответствующие интегральной светимости 102,7 пб<sup>-1</sup>, были скорректированы с помощью процедуры анфолдинга для учета эффектов экспериментальных искажений. Измеренное значение хорошо согласуется с предсказанным на основе наивной кварк-партонной модели и КХД. Представлен также результат  $Q^2$ -эволюции структурной функции фотона.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

The reaction  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ , where  $X$  is a multihadronic system produced by the collision of two photons coming from the beam particles, was studied under experimental conditions, where one of the scattered leptons was detected (tagged) in the Forward ElectroMagnetic Calorimeter (FEMC) of the DELPHI set-up (Figure 1). Another scattered lepton was undetected and corresponding photon could be assumed to be almost on-shell

\*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Milano, Milano, Italy. On leave from JINR

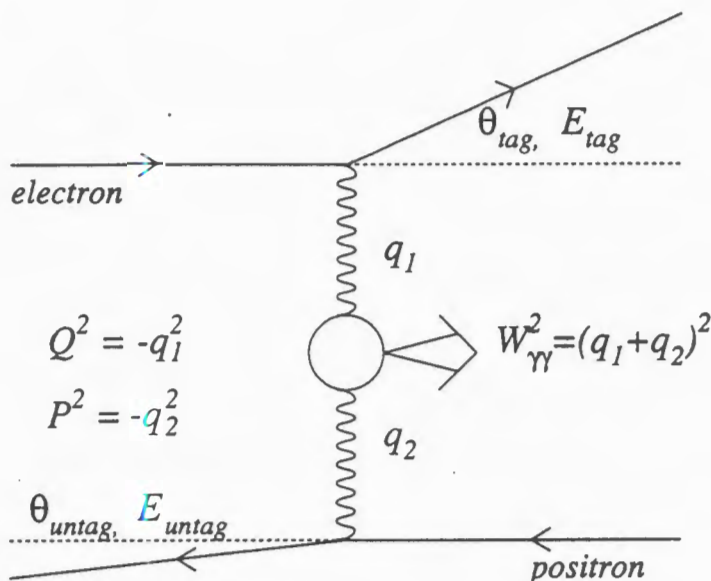


Fig. 1. Feynman diagram of two-photon interaction

( $q_2^2 \simeq 0$ ). If the transferred four-momentum  $q_1$  is large enough, the process is viewed as the deep inelastic scattering (DIS) of the tagged lepton off the quasi-real target photon.

The cross section of the process is:

$$\frac{d\sigma}{dE_{\text{tag}} d\cos(\theta_{\text{tag}})} = \frac{4\pi\alpha^2 E_{\text{tag}}}{Q^4 y} [(1 + (1-y)^2) F_2^{\gamma}(x, Q^2) - y^2 F_L^{\gamma}(x, Q^2)] \quad (1)$$

with

$$y = 1 - E_{\text{tag}}/E_b \cos^2(\theta/2),$$

$$x = \frac{Q^2}{Q^2 + W_{\gamma}^2},$$

$$Q^2 = 4E_{\text{tag}} E_b \sin^2(\theta_{\text{tag}}/2).$$

$E_{\text{tag}}$  and  $\theta_{\text{tag}}$  are the energy and scattering angle of the tagged lepton, respectively;  $E_b$  is the beam energy;  $W_{\gamma}$  is the invariant mass of produced hadron system;  $F_2(x, Q^2)$  and  $F_L(x, Q^2)$  are structure functions. Experimentally, a scattered lepton is tagged in FEMC at relatively large angles. Taking into account that  $\langle y \rangle \simeq 0.15$  under experimental conditions, the cross section of the process is defined mainly by the structure function  $F_2^{\gamma}$ .



The theoretical basis of the photon structure function can be found elsewhere [1], the technique of the experiment on  $F_2^\gamma$  measurement is described in [2,3].  $F_2^\gamma$  is the unique object. It is described in the perturbative QCD with high accuracy without any phenomenological assumptions. This fact isolates  $F_2^\gamma$  among other objects of hadron physics (including the proton structure function) and determines importance of any new results of its experimental study.

$F_2^\gamma$  cannot be directly measured, since a part of produced hadrons escapes undetected in and around beam pipe so that the detected  $x_{\text{vis}}$  distribution must be unfolded to a produced  $x_{\text{true}}$ . The unfolding algorithm is described in [4]. Tests of a relevant program realizing this algorithm are presented in [2]. They have shown that the DELPHI experimental conditions allow one to reach a stable unfolded result.

A detailed description of the DELPHI detector is given in Ref. [5]. Here we mention that the Forward ElectroMagnetic Calorimeter (FEMC) is located from 10 (143.5) to 36.5 (170) degrees of polar angle and the calorimeter consists of two 5 m diameter disks of a total of 9064 lead glass blocks. In order to select two-photon events tagged in FEMC, the following selection criteria have been used:

- There is a cluster of adjacent FEMC blocks with energy deposition greater than 30 GeV, while there is no cluster with energy greater than 15 GeV in the opposite arm of FEMC;
- There is no particle detected in the DELPHI luminosity monitor with the energy greater than 20 GeV;
- At least 3 charged tracks with momentum greater than 0.4 GeV and polar angles  $\theta$  between  $20^\circ$  and  $160^\circ$  are required. The error in the momentum has to be less than 100%, while the impact parameter has to be smaller than 4 cm in  $R\phi$  and 10 cm in  $z$ ;
- The invariant mass  $W$  of the system (excluding tagged cluster) has to be greater than 2.0 GeV.  $W$  has been calculated using the pion mass assumption for charged particles and the zero mass for neutrals detected in HPC (threshold was set to 1 GeV) and FEMC (0.5 GeV threshold).

In order to remove the background coming from  $Z^0$  produced events the additional criteria were used:

- variables\* NTMB  $\leq 0.2$  and NLMB  $\geq 0.6$ ;
- the sum of charged particle momenta in the event was lower than 20 GeV;
- the polar angle of the tagged cluster was below 17 degree;
- the thrust (excluding the tagged cluster) was required to be smaller than 0.99.

It was checked that there was no essential disagreement between 1991–1994 data. The data were united into one sample. The requirement of the large energy cluster in the FEMC results in the efficiency to trigger  $\gamma\gamma$  events to be close to 100%.

---

\*Normalized Longitudinal Momentum Balance (NLMB) and Normalized Transverse Momentum Balance (NTMB) are defined as follows:

$$\text{NLMB} = \text{sign}(p_z^{\text{tag}}) \frac{p_z^{\text{tag}} + \sum_i p_z^{i,\text{hadron}}}{E_b} \quad (2)$$

$$\text{NTMB} = \frac{||\mathbf{p}_{T,\text{tag}} + \sum_i \mathbf{p}_{T,i,\text{hadron}}||}{E_b} \quad (3)$$



On applying the above cuts, there were selected 192 events at the average  $Q^2 \simeq 90 \text{ GeV}^2$ . The background from the  $Z^0$  produced events estimated to be  $(16 \pm 3)$  events, while the other sources of the background like  $\tau$  pair production (both in two-photon and annihilation reactions), Bhabha events and beam-gas interactions were estimated as negligible.

A two-component model was used for the  $\gamma\gamma$  event simulation. The naive quark parton model (QPM) describes a perturbative term of the process, where a photon splits into a quark pair (the point-like term). QCD corrections in leading order were included as calculated in the paper [6] based on Field–Kapusta–Poggioli approach [7] (the so-called FKP parametrization of the photon structure function) for light quark production. The non-perturbative part describing a bound state in the photon-quarks coupling (the hadron-like term) was introduced through generalized vector dominance model (GVDM). The study of  $F_2^\gamma$  improves the understanding of the transition region between perturbative and non-perturbative regimes of the two-photon interactions.

The TWOGAM  $\gamma\gamma$  event generator [8] was used to produce quark pairs, while the JETSET7.3 string fragmentation scheme was used for the fragmentation of the produced quarks. The generated events were passed through the DELPHI detector simulation program and then through the reconstruction program developed for the real data processing.

The influence of radiative corrections on the target two-photon process was studied by comparing differential distributions and total cross sections obtained with TWOGAM event generator (without corrections) and BDK generator [9] (which takes into account the initial/final state radiation). The effect of the corrections was found below 2%, which value is small compared to the statistical errors in experimental data.

Comparison of data distributions and simulations for the charged multiplicity, invariant mass of the hadronic system, energy of the target lepton, charged particle transverse momentum,  $Q^2$  and  $x_{\text{vis}}$  is shown in Figures 2(a–f), respectively. The data distributions are shown by bars, while solid (dashed) histograms represent the simulation of QPM + GVDM + remaining background of  $Z^0$  (QCD + GVDM +  $Z^0$ ) events. The contribution of the  $Z^0$  produced events is shown on each plot by hatched histogram. Numerical values of the model predictions are  $(84 \pm 6)$  for QPM (light quarks),  $(93 \pm 5)$  for the QCD corrections (the production of light quarks),  $(43 \pm 4)$  for the charm contamination and  $(47 \pm 3)$  for GVDM.

The satisfactory agreement between the data and simulated distributions shows that the two-component model is good enough to be used for both the unfolding of the data and the measurement of  $F_2^\gamma$ . Let us remind that the simulation of the events generated with an input  $F_2^\gamma(x)$  is used to get the correlation between «visible» and «true»  $x$  values. The details of how it works can be found in [2].

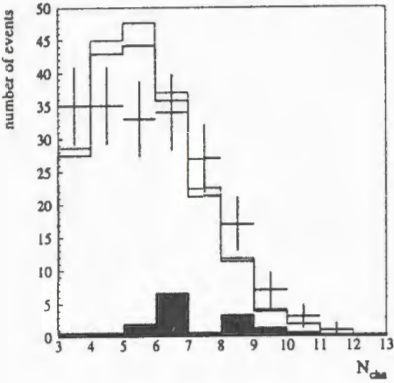


Fig.2a. Charged multiplicity

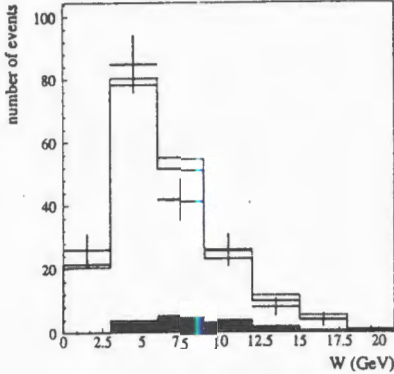


Fig.2b. Invariant mass

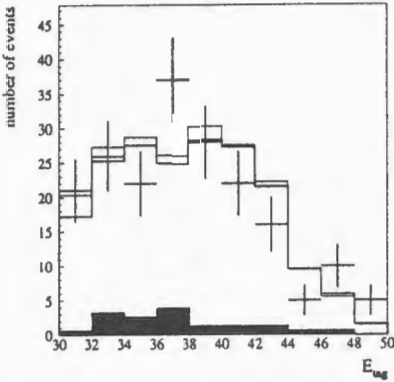


Fig.2c. Tagged particle energy

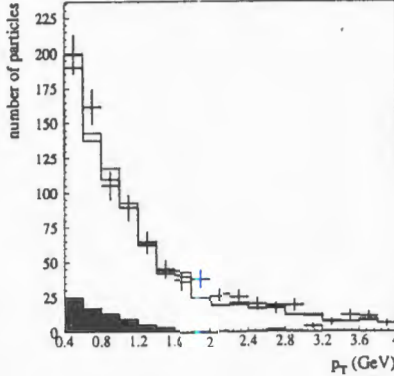


Fig.2d. Charged particle transverse momentum

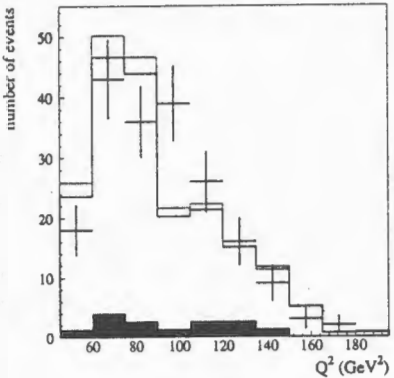


Fig.2e.  $Q^2$

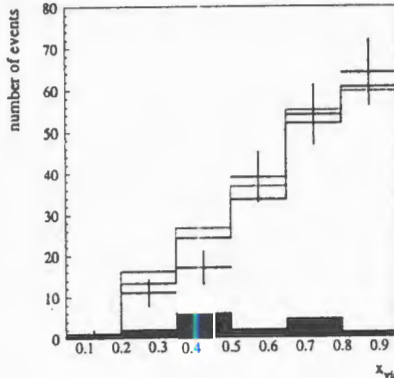
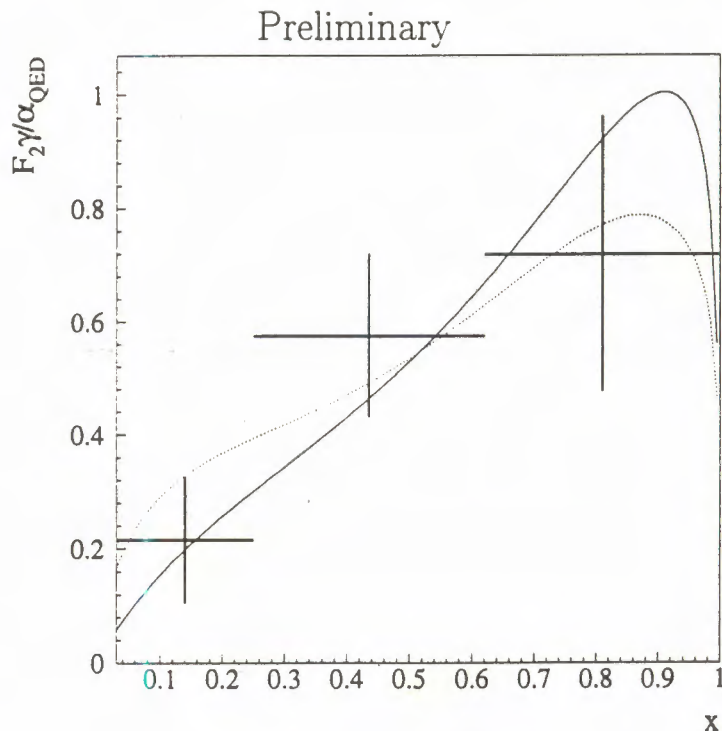


Fig.2f.  $x_{vis}$

Fig.3. Unfolded  $F_2^\gamma$  for light quarks

The unfolded  $F_2^\gamma$  for the light quarks\* is presented in Figure 3 together with  $F_2^\gamma$  dependence within the framework of QPM (QCD) drawn by solid (dashed) line. Within the measurement errors,  $F_2^\gamma$  agrees with both naive quark-parton model predictions and QCD based calculations as well.

The present measurement allows one to check QCD prediction on  $Q^2$  evolution of the  $F_2^\gamma$ . Figure 4 (adapted from [2]) shows  $F_2^\gamma$  averaged for  $x$  between 0.3 and 0.8 for the different mean values of  $Q^2$ .

One has to note that the present result is different from the obtained earlier for the mean value  $Q^2$  equal to 12 GeV<sup>2</sup> [2]. The latter measurement has shown that the QPM based prediction underestimates the visible cross section (number of selected events) at lower values of  $Q^2$ . Moreover the QCD based prediction, being in agreement with the data on the number of selected events, has shown a marked difference in the charged multiplicity

\*The charm quark contamination was considered as a background and subtracted from the data according to the QPM prediction.

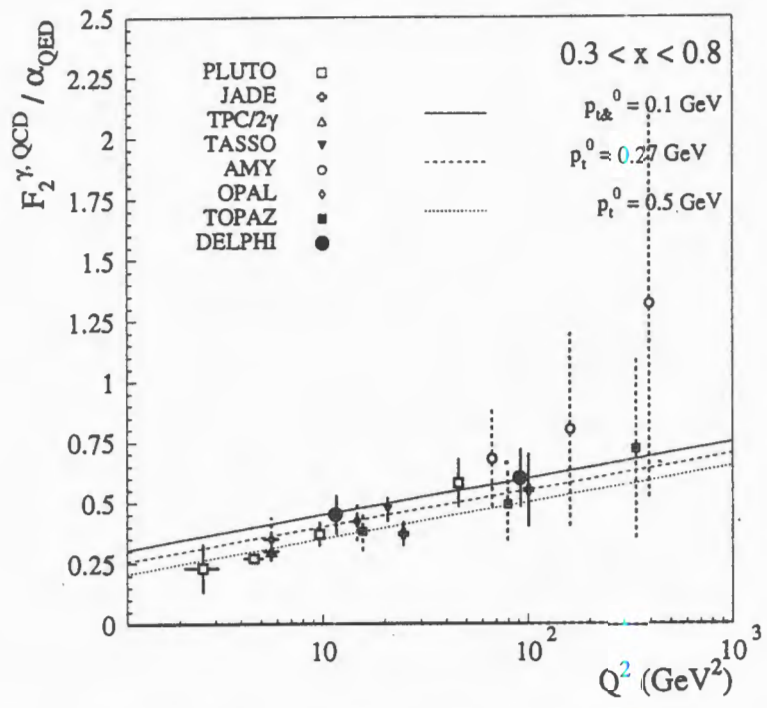


Fig.4.  $Q^2$  evolution of  $F_2^\gamma$  averaged between 0.3 and 0.8 of  $x$ . The lines show QCD predictions with different phenomenological values of the cutoff parameter  $p_t^0$  [6,7] — the transverse momentum of a quark inside the target photon

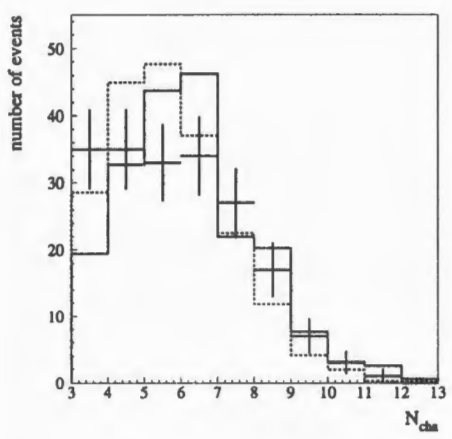


Fig.5a. Charged multiplicity distributions for the FEMC target events

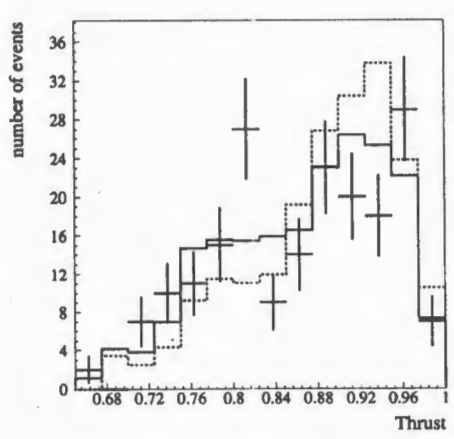


Fig.5b. Thrust distributions for the FEMC target events



distributions for both data and simulation. It was mentioned [2] that such difference comes from the gluon emission for small  $x$ . The present analysis is less sensitive to the low  $x$  behaviour of  $F_2^Y$  since most of the selected events come from the  $x$  domain greater than 0.1. Thus we consider the present result as an indirect proof of the effect of the gluon emission on the produced multihadronic final state.

Here we present the preliminary results of the use of HERWIG event generator [10] for DIS in an  $e-\gamma$  mode. This generator emphasizes the perturbative description of jet evolution with some cluster model for fragmentation. Figures 5(a-b) show the distributions of the charged multiplicity of the data events (drawn by bars) and the simulation made with HERWIG (solid histogram) and TWOAM (dashed) event generators. The HERWIG event generator gives higher multiplicities and, as a consequence, a smaller thrust, i.e., the detected invariant mass is shared between a larger number of particles.

In summary, the preliminary measurement of  $F_2^Y$  at the average  $Q^2$  of  $90 \text{ GeV}^2$  is presented. The result is consistent with the QCD based predictions for behaviour and  $Q^2$  evolution as well. Two event generators, TWOAM and HERWIG, were used for the comparison of the data and simulation events tagged in FEMC. The preliminary conclusion is that the HERWIG's approach for the description of the hadronic final state gives a better result. Additional work is needed for the study of systematic errors of the photon structure function measurement.

## References

1. Budnev V.M. et al. — Phys. Rep., 1975, v.15C, p.97.  
Berger Ch., Wagner W. — Phys. Rep., 1987, v.146, p.1, and references therein.
2. DELPHI Collab., Abreu P. et al. — CERN/PPE 95-87.
3. Batyunya B. et al. — DELPHI note 94-76.
4. Blobel V. — CERN School of Computing, Aiguablava, Spain (1984).
5. DELPHI Collab., Abreu P. et al. — NIM, 1991, v.A303, p.233.
6. Kapusta F. — Z. Phys., 1989, v.C42, p.225.
7. Field J.H., Kapusta F., Poggioli L. — Phys. Lett., 1986, v.B181, p.362; Z. Phys., 1987, v.C36, p.121.
8. Nova S., Olshevski A., Todorov T. — DELPHI note 90-35 (1990).
9. Berends F.A., Daverveldt P.H., Kleiss R. — Comput. Phys. Commun., 1986, v.40, p.285.
10. Marchesini G. et al. — Comput. Phys. Commun., 1992, v.67, p.465.

УДК 539.17.01

## CLUSTER AND SINGLE-PARTICLE DISTRIBUTIONS IN NUCLEUS-NUCLEUS INTERACTIONS

*B.A.Kulakov, J.Karachuk*

Relativistic nuclear reactions,  $\pi^- - C$  ( $p_{beam} = 40$  GeV/c),  $Mg - Mg$  ( $p_{beam} = 4.5$  A GeV/c), and  $C - C$  ( $p_{beam} = 4.2$  A GeV/c), are compared by using Lorentz-invariant variables  $b_{ik}$ . These variables are used to compare and classify nuclear reactions of various types in a wide range of energies. Different algorithms of clusters separation in the four-velocity space are compared. Experimental distributions are analysed by means of invariant variables in the space to understand the difference of behaviour of particles and clusters for these reactions. Universal properties of hadron clusters are presented.

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

### Кластерные и одночастичные распределения в ядро-ядерных взаимодействиях

*Б.А.Кулаков, Ю.Карачук*

Проведено сравнение релятивистских ядерных реакций  $\pi^- - C$  ( $p_{пучок} = 40$  ГэВ/с),  $Mg - Mg$  ( $p_{пучок} = 4,5$  А ГэВ/с) и  $C - C$  ( $p_{пучок} = 4,2$  А ГэВ/с) с помощью лоренц-инвариантных переменных  $b_{ik}$ . Эти переменные используются для сравнения и классификации ядерных реакций различных типов в широком диапазоне энергий. Проведено сравнение разных алгоритмов разделения кластеров в пространстве четырехмерных скоростей. Экспериментальные распределения были проанализированы с помощью инвариантных переменных в этом пространстве для выяснения разницы в поведении частиц и кластеров в этих реакциях. Представлены универсальные свойства адронных кластеров.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### 1. Introduction

In [1—2] various hadron-hadron and hadron-nucleus reactions were analysed and it was proved that some properties of the hadron clusters do not depend either on the colliding objects, or on the incident momentum. In this paper we try to extend these investigations to nucleus-nucleus interactions at  $p_{inc} \simeq 4$  momentum.

The method used in this article is based on the possibility of describing any nuclear reaction in the four-velocity space [1—2].

Every particle  $i$  is characterized by the vector

$$\hat{u}_i = (u_i^0, u_i^x, u_i^y, u_i^z) = \frac{\hat{p}_i}{m_i} = \left( \frac{E_i}{m_i}, \frac{p_i^x}{m_i}, \frac{p_i^y}{m_i}, \frac{p_i^z}{m_i} \right) \quad (1)$$

which indicates its position in this space. As  $E_i^2 - \mathbf{p}_i^2 = m_i^2$ , we have  $\hat{u}_i^2 = 1$ . The distance between two points in this space is called a relative invariant velocity and is defined as follows

$$b_{ik} = -(\hat{u}_i - \hat{u}_k)^2 = 2(\hat{u}_i \hat{u}_k - 1). \quad (2)$$

These Lorentz-invariant variables can be used to classify the nuclear processes [1—2]:

- For  $b_{ik} \ll 1$  the hadrons can be treated as quasi-particles of nuclear matter;
- For  $b_{ik} \sim 1$  the hadrons lose their individuality and the quark degrees of freedom become important;
- For  $b_{ik} \gg 1$  the hadrons should be considered as quark-gluon systems.

The invariant variables in the four-velocity space can be used to formulate in a simple way such general laws as the correlation depletion principle [4] as well as to separate hadron clusters by means of algorithms independent of the reference frame [1—3,5].

In this paper we shall use the single particles and clusters invariant distributions to analyse different nuclear reactions:

- $\pi^- - C$  at  $p_{beam} = 40$  GeV/c; 8791 events were registered in the propane bubble chamber; both positive and negative pions were measured [8];
- $C - C$  at  $p_{beam} = 4.2$  A GeV/c; 21439 events were obtained in the propane bubble chamber;  $\pi^+$  and  $\pi^-$  mesons were measured [6];
- $Mg - Mg$  at  $p_{beam} = 4.5$  A GeV/c; 14218 central interactions were registered in the streamer chamber; only  $\pi^-$  mesons were measured [7].

Pion clusters in  $\pi^- - C$  at  $p_{beam} = 40$  GeV/c were investigated in [1—2,8]. It was shown that for this reaction the asymptotic regime corresponding to large  $b_{ik}$  values and clear separation of clusters is reached. In this paper we shall compare those results with the ones obtained for  $Mg - Mg$  and  $C - C$  reactions at  $p_{beam} \sim 4$  A GeV/c. These reactions correspond to the intermediate region  $b_{ik} \sim 1$ . This is why we think the comparative analysis would be very interesting.



## 2. Single Particle Distributions

We define the scalars  $X_i^B$  and  $X_i^T$ , which represent the part of the beam and target four-momenta carried by the secondary particle  $i$ .

As in [1—2] we estimate them:

$$X_i^B = \frac{\hat{p}_i \cdot \hat{p}_T}{\hat{p}_B \cdot \hat{p}_T} = \frac{m_i \hat{u}_i \cdot \hat{u}_T}{m_B \hat{u}_B \cdot \hat{u}_T}, \quad (3)$$

$$X_i^T = \frac{\hat{p}_i \cdot \hat{p}_B}{\hat{p}_B \cdot \hat{p}_T} = \frac{m_i \hat{u}_i \cdot \hat{u}_B}{m_T \hat{u}_B \cdot \hat{u}_T}, \quad (4)$$

where  $\hat{p}_B(\hat{u}_B)$ ,  $\hat{p}_T(\hat{u}_T)$  are the four-momenta (four-velocities) of the beam and the target.

These variables enable us to separate the fragmentation regions of the colliding objects.

In Figures 2a, 2b and 2c we present  $XB - XT$  ( $X_i^B - X_i^T$ ) plots for pions in the reactions  $Mg - Mg$ ,  $C - C$  and  $\pi^- - C$ .

As one can see, for nucleus-nucleus collisions, the picture is similar irrespective of the mass number  $A$ . For both  $Mg - Mg$  and  $C - C$  reactions the particles cannot be found close to the axes, and the empty region gets larger when the  $X_i^B$  and  $X_i^T$  values grow.

It is also seen that the difference between these ones and the  $\pi^-$ -nucleus reaction is significant. In this case the pions are close to the axes and remain close when the  $X_i^B$  and  $X_i^T$  values grow.

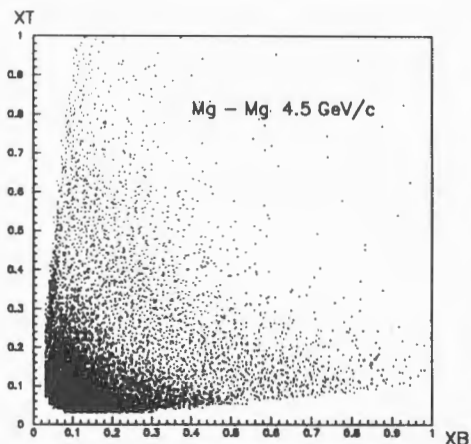


Fig.2a

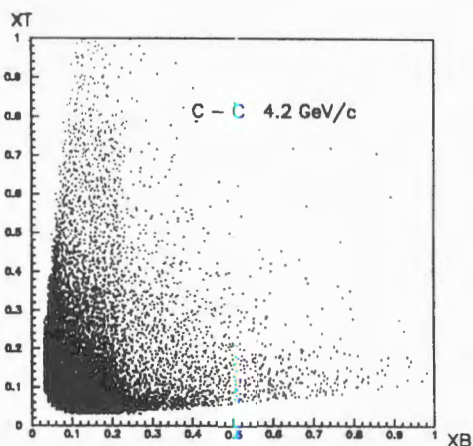


Fig.2b



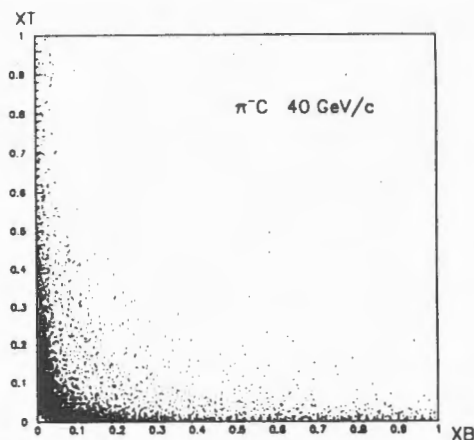


Fig.2c

We cannot say whether this happens due to the difference of incident impulses or because of different projectiles.

It is interesting to compare the pion distributions around the primary objects for different reactions. The distances from the pion  $i$  to the target and to the beam are

$$b_i^T = -(\hat{u}_i - \hat{u}_T)^2 = 2(\hat{u}_i \cdot \hat{u}_T - 1), \quad (5)$$

$$b_i^B = -(\hat{u}_i - \hat{u}_B)^2 = 2(\hat{u}_i \cdot \hat{u}_B - 1). \quad (6)$$

The invariant cross section  $E_i \frac{d^3\sigma}{dp_i}$  can be expressed as a function of these variables [1—2]. If we integrate over the solid angle, we obtain the following functions

$$F(b_i^T) = \frac{1}{\sigma} \int_{\Omega} \frac{2}{m_i^2} \frac{1}{\sqrt{\frac{(b_i^T)^2}{4} + b_i^T}} \frac{d\sigma d\Omega_i}{db_i^T d\Omega_i} \quad (7)$$

for the particles belonging to the target fragmentation region and

$$F(b_i^B) = \frac{1}{\sigma} \int_{\Omega} \frac{2}{m_i^2} \frac{1}{\sqrt{\frac{(b_i^B)^2}{4} + b_i^B}} \frac{d\sigma d\Omega_i}{db_i^B d\Omega_i} \quad (8)$$

for the beam region.

Table 2a

Reaction	Fit parameters	Target fragmentation	Beam fragmentation
Mg — Mg at 4.5 GeV/c	$A_1$	$0.13 \pm 0.01$	$0.13 \pm 0.01$
	$t_1$	$2.67 \pm 0.05$	$2.51 \pm 0.04$
	$A_2$	$0.82 \pm 0.03$	$0.75 \pm 0.02$
	$t_2$	$1.15 \pm 0.03$	$1.12 \pm 0.03$

Table 2b

Reaction	Fit parameters	Target fragmentation	Beam fragmentation
C — C at 4.2 GeV/c	$A_1$	$0.32 \pm 0.03$	$0.08 \pm 0.02$
	$t_1$	$2.18 \pm 0.04$	$2.50 \pm 0.09$
	$A_2$	$0.28 \pm 0.03$	$0.60 \pm 0.02$
	$t_2$	$1.07 \pm 0.09$	$1.36 \pm 0.03$

Table 2c

Reaction	Fit parameters	Target fragmentation	Beam fragmentation
$\pi^-$ C at 40 GeV/c	$A_1$	$0.010 \pm 0.001$	$0.005 \pm 0.002$
	$t_1$	$11.1 \pm 0.3$	$56 \pm 4$
	$A_2$	$0.145 \pm 0.005$	$0.021 \pm 0.001$
	$t_2$	$4.7 \pm 0.1$	$27 \pm 2$
	$A_3$	$0.24 \pm 0.02$	$0.037 \pm 0.004$
	$t_3$	$1.02 \pm 0.09$	$5.0 \pm 0.6$

These functions can be described as a sum of exponentials

$$F(x) = A_1 e^{\frac{-x}{t_1}} + A_2 e^{\frac{-x}{t_2}} + A_3 e^{\frac{-x}{t_3}}. \quad (9)$$

Tables 2a, 2b and 2c show the values obtained for the  $A_i$  and  $t_i$  coefficients as results of fitting.

These results show again the similarity between the Mg — Mg and C — C nucleus-nucleus reactions. For the  $\pi^-$  — C reaction the coefficients are different from the nucleus-nucleus ones and in this case we can also see the difference between the fragmentation regions of the incident  $\pi^-$  and of the target.

### 3. Clusters in the Four-Velocity Space

According to [1—3,5], a group of secondary particles, close to one another in this space, will be called a cluster. The cluster  $\alpha$  contains  $n_\alpha$  particles characterized by their four-velocities  $\hat{u}_{i_\alpha}$ . The cluster axis  $\hat{V}_\alpha$  is

$$\hat{V}_\alpha = \frac{\sum_{i_\alpha=1}^{n_\alpha} \hat{u}_{i_\alpha}}{\sqrt{\left( \sum_{i_\alpha=1}^{n_\alpha} \hat{u}_{i_\alpha} \right)^2}}. \quad (10)$$

We can write the distance between a cluster particle and its axis as follows

$$b_{\alpha k_\alpha} = -(\hat{V}_\alpha - \hat{u}_{k_\alpha})^2. \quad (11)$$

The cluster width is represented by the mean value of this variable. The distance between clusters is written as

$$b_{\alpha\beta} = -(\hat{V}_\alpha - \hat{V}_\beta)^2. \quad (12)$$

The clusters are clearly separated if the distance between them is larger than the sum of their widths.

The first algorithm to create clusters used in this paper was proposed in [1—2].

This algorithm can be applied if the number of secondary pions  $n_\pi \geq 4$ .

All the  $n$  secondary particles are supposed to belong either to the beam or to the target fragmentation regions, so they can be divided into two clusters:  $\alpha$  and  $\beta$ , which contain  $n_\alpha$  and  $n_\beta$  particles respectively ( $n_\alpha + n_\beta = n$ ). From all the possible ways to divide these particles one has chosen the variant leading to the minimization of the following functional

$$A_2^n = \min \left[ - \sum_{i_\alpha=1}^{n_\alpha} (\hat{V}_\alpha - \hat{u}_{i_\alpha})^2 - \sum_{i_\beta=1}^{n_\beta} (\hat{V}_\beta - \hat{u}_{i_\beta})^2 \right]. \quad (13)$$

We shall take into consideration only those events which satisfy the conditions  $b_{\alpha\beta} > b_{\min}$ , where  $b_{\min}$  is given and means the smallest value for the distance between the clusters which are considered still clearly separated. For  $\pi^- - C$  at 40 GeV/c we take  $b_{\min} = 10$ , while for Mg - Mg at 0.5 A GeV/c and C - C at 4.2 A GeV/c, the parameter  $b_{\min}$  is equal to 5.

**3.1. Pion Cluster Distributions.** The clusters are considered as four-dimensional objects and the same variables can be defined for them as for the particles.

Variables  $X_\alpha^B$  and  $X_\alpha^T$  for cluster  $\alpha$  have the same meaning as for particle  $i$  (3—4).

$$X_\alpha^B = \frac{\hat{p}_\alpha \cdot \hat{p}_T}{\hat{p}_B \cdot \hat{p}_T} = \frac{M_\alpha \hat{V}_\alpha \cdot \hat{u}_T}{m_B \hat{u}_B \cdot \hat{u}_T}, \quad (14)$$

$$X_\alpha^T = \frac{\hat{p}_\alpha \cdot \hat{p}_B}{\hat{p}_B \cdot \hat{p}_T} = \frac{M_\alpha \hat{V}_\alpha \cdot \hat{u}_B}{m_T \hat{u}_B \cdot \hat{u}_T}, \quad (15)$$

where  $M_\alpha$  is the effective mass of cluster  $\alpha$ .

In Figures 3.1a, 3.1b and 3.1c we present the  $XB - XT(X_\alpha^{beam} - X_\alpha^{target})$  plots for the pion clusters separated by using the algorithm described above.

For  $\pi^- - C$ , the beam and target fragmentation regions are clearly separated from one another. For nucleus-nucleus reactions the clusters cannot be found close to the axes, as in the case of single-particle plots. For Mg - Mg one can observe concentrations of points corresponding to the beam and target fragmentation regions; the separation is not distinct as for  $\pi^- - C$ . For C - C the fragmentation regions are more difficult to observe because the number of separated clusters is smaller.

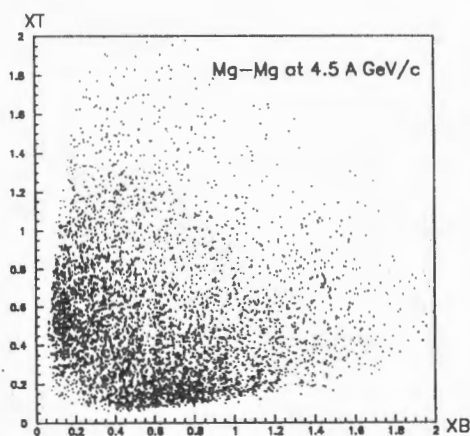


Fig.3.1a

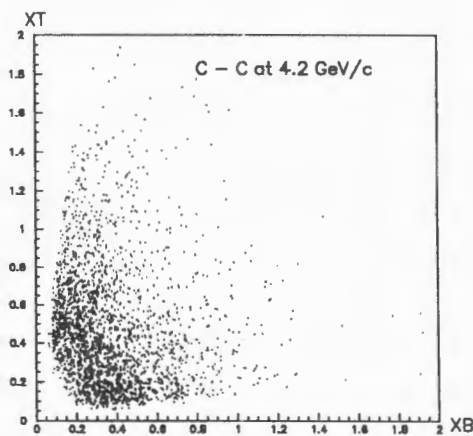


Fig.3.1b



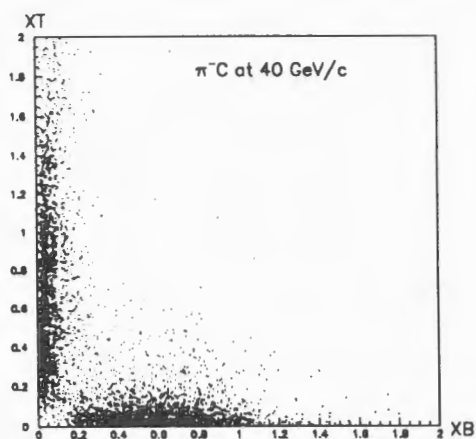


Fig.3.1c

Considering the distance from cluster to the primary particles,  $b_{\alpha}^T$  and  $b_{\alpha}^B$ , functions  $F(b_{\alpha}^T)$  and  $F(b_{\alpha}^B)$  can be determined in the same way as for the single particles (7,8),

$$F(b_{\alpha}^T) = \frac{1}{\sigma} \int_{\Omega} \frac{2}{M_{\alpha}^2} \frac{1}{\sqrt{\frac{(b_{\alpha}^T)^2}{4} + b_{\alpha}^T}} \frac{d\sigma d\Omega_{\alpha}}{db_{\alpha}^T d\Omega_{\alpha}}, \quad (16)$$

$$F(b_{\alpha}^B) = \frac{1}{\sigma} \int_{\Omega} \frac{2}{M_{\alpha}^2} \frac{1}{\sqrt{\frac{(b_{\alpha}^B)^2}{4} + b_{\alpha}^B}} \frac{d\sigma d\Omega_{\alpha}}{db_{\alpha}^B d\Omega_{\alpha}}. \quad (17)$$

Tables 3.1a, 3.1b and 3.1c present the slopes for the pion clusters in the fragmentation regions of the target and the projectile.

The difference between the hadron-nucleus and nucleus-nucleus reactions is significant, as well as for single particles.

We also notice the difference between the nucleus-nucleus reactions Mg—Mg and C—C. As we mentioned before, for C—C less clusters can be separated, because of lower multiplicity. For Mg—Mg we have more particles in the final state as the streamer chamber makes it possible to select central collisions.

**3.2. Asymptotic Properties of Pion Clusters.** In [1—2] it was shown that the cluster width becomes constant ( $\langle l_k \rangle = 4$ ) for large enough values of the energy  $\sqrt{s}$ ; the asymptotic regime is reached for  $\pi^- - C$  at  $p_{\text{beam}} = 40 \text{ GeV/c}$ .

Table 3.1a

Reaction	Fit parameters	Target fragm.	Beam fragm.
Mg — Mg at 4.5 GeV/c	$A_1$	$0.34 \pm 0.09$	$0.12 \pm 0.08$
	$t_1$	$1.6 \pm 0.1$	$1.7 \pm 0.3$
	$A_2$	$0.71 \pm 0.08$	$1.08 \pm 0.07$
	$t_2$	$0.6 \pm 0.1$	$0.72 \pm 0.06$

Table 3.1b

Reaction	Fit parameters	Target fragm.	Beam fragm.
C — C at 4.2 GeV/c	$A_1$	$0.90 \pm 0.05$	$0.88 \pm 0.05$
	$t_1$	$1.05 \pm 0.04$	$1.07 \pm 0.03$

Table 3.1c

Reaction	Fit parameters	Target fragm.	Beam fragm.
$\pi^- C$ at 40 GeV/c	$A_1$	$1.00 \pm 0.08$	$0.10 \pm 0.01$
	$t_1$	$0.54 \pm 0.05$	$11.1 \pm 0.3$
	$A_2$	$0.23 \pm 0.03$	—
	$t_2$	$2.0 \pm 0.1$	—

In Fig.3.2 we illustrate the dependence of the cluster width  $\langle b_k \rangle$  on the energy  $\sqrt{s}$  for different nuclear reactions.

As one can clearly see, the nucleus-nucleus reactions Mg—Mg and C—C at  $p_{\text{beam}} \sim 4 \text{ A GeV/c}$  are localized in the pre-asymptotic region.

**3.3. Comparison of Different Algorithms.** In paper [3] we have described a new cluster finding algorithm:

The clusters are defined as groups of particles satisfying the following condition: for every pair in the group the distance between two particles  $b_{ik}$  is smaller than the given value  $b_0$ . For all the reactions we have used 4.

The main difference between this algorithm and the previous one lies in the possibility of getting any number of clusters. Besides, there are also particles which do not belong to any cluster. It would be interesting to compare the clusters created by means of different algorithms.

Tables 3.3a, 3.3b and 3.3c show the slopes of the invariant functions for the clusters separated with the help of these two different algorithms.

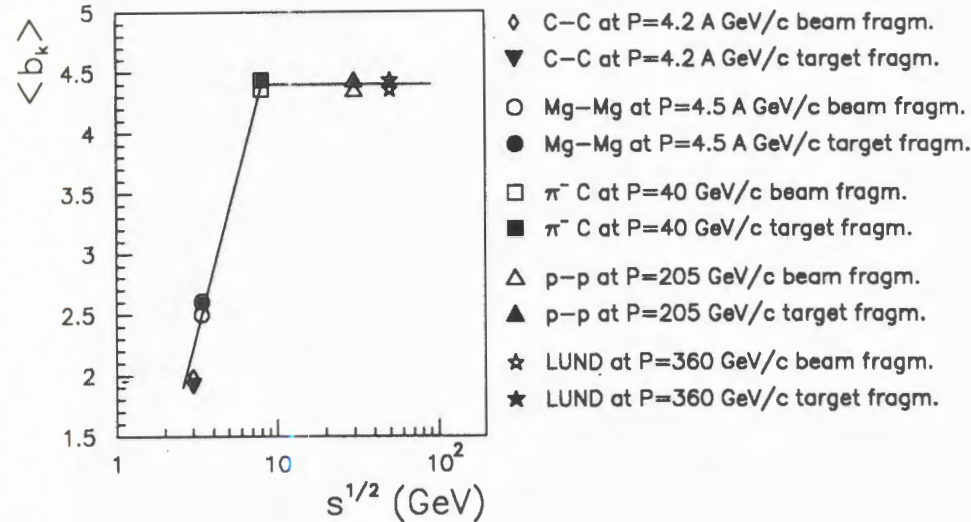


Fig.3.2

Table 3.3a

Mg — Mg at 4.5 GeV/c	Target	Target	Beam	Beam
	$A_2^n$	$b_{ik} \leq b_0$	$A_2^n$	$b_{ik} \leq b_0$
$A_1$	$0.34 \pm 0.09$	$0.77 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.08$	$0.34 \pm 0.01$
$t_1$	$1.6 \pm 0.1$	$1.32 \pm 0.01$	$1.7 \pm 0.3$	$2.57 \pm 0.02$
$A_2$	$0.71 \pm 0.08$	—	$1.08 \pm 0.07$	—
$t_2$	$0.6 \pm 0.1$	—	$0.72 \pm 0.06$	—

Table 3.3.b

C — C at 4.2 GeV/c	Target	Target	Beam	Beam
	$A_2^n$	$b_{ik} \leq b_0$	$A_2^n$	$b_{ik} \leq b_0$
$A_1$	$0.90 \pm 0.05$	$0.90 \pm 0.02$	$0.88 \pm 0.05$	$0.40 \pm 0.01$
$t_1$	$1.05 \pm 0.04$	$1.1 \pm 0.01$	$1.07 \pm 0.03$	$2.31 \pm 0.03$

For the  $\pi^- - C$  reaction, the results do not significantly depend on the algorithm. For the nucleus-nucleus reactions the coefficients are close for the target fragmentation region, while they are different for the beam fragmentation.

Table 3.3c

$\pi^-C$ at 40 GeV/c	Target	Target	Beam	Beam
	$A_2^n$	$b_{ik} \leq b_0$	$A_2^n$	$b_{ik} \leq b_0$
$A_1$	$0.86 \pm 0.11$	$1.3 \pm 0.2$	1.0	$0.10 \pm 0.01$
$t_1$	$0.69 \pm 0.09$	$0.59 \pm 0.07$	$10.0 \pm 0.3$	$8.6 \pm 0.5$
$A_2$	$0.14 \pm 0.06$	$0.09 \pm 0.03$	—	—
$t_2$	$2.20 \pm 0.20$	$2.37 \pm 0.03$	—	—

4. Power Dependence of the  $b_{\alpha\beta}$  Distribution

The relative invariant velocities  $b_{ik}$  can be used to describe any nuclear reaction. The experimental results have shown that the secondary particles are emitted mainly in the fragmentation regions of the primary particles, so, they can be separated into two independent groups (clusters),  $\alpha$  and  $\beta$ . According to the automodelity and correlation depletion principles, the multiple production cross section can be expressed as follows [4]:

$$W(\dots b_{ik} \dots) = \frac{1}{b_{\alpha\beta}^m} W^\alpha \left( b_{\alpha i}, \frac{b_{\alpha\beta}}{b_{\alpha\beta}}, \dots \right) W^\beta \left( b_{\beta i}, \frac{b_{\beta\alpha}}{b_{\alpha\beta}}, \dots \right), \tag{18}$$

where  $b_{\alpha\beta}$  is the distance between the clusters (12).

As the distance between clusters is large enough ( $b_{\alpha\beta} > 10$ ) this distribution is described by a power function:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{db_{\alpha\beta}} = \frac{A}{b_{\alpha\beta}^m}. \tag{19}$$

Table 4, shows the values of the  $m$  parameter obtained for various reactions and different algorithms to separate clusters.

It is very interesting that the parameter  $m$  has almost the same value for different reactions, irrespective of the algorithm used to separate the clusters.

Table 4

	$A_2^{\min}$	$b_{ik} \leq b_0$
Mg — Mg at 4.5 GeV/c	$3.6 \pm 0.3$	$3.2 \pm 0.1$
C — C at 4.2 GeV/c	$3.9 \pm 0.1$	$3.5 \pm 0.2$
$\pi^-C$ at 40 GeV/c	$3.0 \pm 0.1$	$2.9 \pm 0.2$



## 5. Conclusions

A clear difference is seen between the hadron-nucleus and nucleus-nucleus reactions.

It could be illustrated by discrepancy of plots  $(X_i^B - X_i^T)$  and invariant functions  $F(b_i^B)$ ,  $F(b_i^T)$  for  $\pi$  measons. This difference becomes more significant for clusters. However we must stress the likeness of hadron-nucleus and nucleus-nucleus characteristics for power dependance for  $b_{\alpha\beta}$  distribution (parameter  $m$ ) for both algorithms.

The analysis of cluster and single-particle characteristics, plots  $(X_\alpha^B - X_\alpha^T)$  and invariant functions  $F(b_\alpha^B)$ ,  $F(b_\alpha^T)$  shows:

For clusters, fragmentation regions are developed more weakly than for single-particle ones. More strong variation of slopes is observed for different reactions in the case of cluster distributions than for particles.

The invariant distributions of the clusters created by using different algorithms are almost the same for the hadron-nucleus but different for the nucleus-nucleus reactions (especially for the projectile fragmentation region).

## 6. Acknowledgments

We are pleased to thank Academician Baldin A.M. for fruitful discussions and permanent support in our work.

We also express our gratitude to the chamber division staff and, especially, to Dr.Kuznetsov A.A. for the opportunity to use their experimental material.

A similar contribution was reported to the XIII International Seminar on High Energy Physics Problems held in Dubna.

Our work was supported by the Russian Foundation for Fundamental Research.

## References

1. Балдин А.М., Диденко Л.А. — Лекции для молодых ученых. В.43, ОИЯИ, P1-87-912, Дубна 1987.
2. Baldin A.M., Didenko L.A. — Forschtitte der Phys., 1990, v.38, No.4.
3. Gridnev T.G. et al. — JINR Preprint E1-93-98, Dubna, 1993.
4. Балдин А.М. — Препринт ОИЯИ P2-94-463, Дубна, 1994.
5. Водопьянов А.С. Садовский А.Б. — Краткие Сообщения ОИЯИ, 1994, 5[68]-94, с.21.
6. Belaga V.V. et al. — JINR Preprint P1-95-233, Dubna, 1995.
7. Anikina M.H. et al. — JINR Rap. Comm., 1989, No.1[34]-89, p.8.
8. Балдин А.М. и др. — Ядерная физика. 1986, т.44, вып.5(11), с.1209.

УДК 539.17.015

## КУЛОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ В CC- И CТа-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 4,2 А ГэВ/с

Ц.Баатар\*, А.А.Кузнецов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо, Б.Хурэлбаатар

Представлены результаты исследований влияния многозарядных фрагментов ядра-снаряда на образование заряженных пионов с малыми поперечными импульсами. Показано, что существует эффект зарядовой корреляции между этими фрагментами и системами заряженных пионов. Проводится анализ данных в рамках теоретических моделей FRITIOF и внутриядерного каскада.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### The Coulomb Interaction of Charged Pions in CC- and CТа-Collisions at 4.2 A GeV/c

*Baatar Ts. et al.*

The results of studies of the influence of projectile nuclear many charged fragments on the production of charged pions with small transverse momentum are presented. It is shown that the charged correlation effects between these fragments and charged pionic systems exist. The analysis of the experimental data has been made in the framework of the theoretical FRITIOF and internuclear cascade models.

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

#### 1. Введение

В последнее время эффект кулоновского взаимодействия в столкновениях адронов с адронами и ядрами исследовался экспериментально [1,2] и теоретически [3—6] с использованием пар вторичных заряженных частиц противоположных зарядов ( $\pi^+\pi^-$ ,  $p\pi^-$ ,  $K^+K^-$  и  $W^+W^-$ ).

В этих работах в разных областях энергий изучалась взаимосвязь выхода пионов, имеющих малые поперечные импульсы ( $p_t \sim 0$ ), с выходом многозарядных фрагментов ядра-снаряда. В результате было обнаружено [7—10] (и проанализировано в

\*Институт физики и техники АН Монголии, г.Улаанбаатар.

E-mail: instphys@magicnet.mn

теоретических работах [11]) превышение выхода числа  $\pi^-$ -мезонов по отношению к числу  $\pi^+$ -мезонов для малых значений угла рассеяния ( $\Theta \sim 0^\circ$ ), скоррелированное с образованием многозарядных фрагментов ядра-снаряда. Для объяснения этого явления в работе [12] была выдвинута идея, что наблюдаемое усиление выхода  $\pi^-$ -мезонов по отношению к выходу  $\pi^+$ -мезонов вызвано тем, что положительно заряженные фрагменты притягивают к себе отрицательную систему заряженных пионов из поля ядра. При больших углах рассеяния и больших значениях атомных масс сталкивающихся ядер отношение  $R(\pi^-/\pi^+)$  прямо связано с числом нейтронов и протонов — участников взаимодействия [13].

Настоящая работа посвящена изучению влияния многозарядных фрагментов ядра-снаряда на рождение малоэнергетичных заряженных пионов под малыми углами в СС-СТА- и Ср-соударениях при 4,2 А ГэВ/с в условиях регистрации заряженных частиц в 4 $\pi$ -геометрии. Проводится сравнение экспериментальных данных с результатами, полученными с помощью новой модифицированной версии модели FRITIOF [14] и последним вариантом дубненской модели внутриядерного каскада [15].

## 2. Методика эксперимента

В данной работе использовались экспериментальные данные по неупругому взаимодействию ядра углерода с импульсом 4,2 А ГэВ/с с протонами, ядрами углерода и тантала. Они получены с помощью 2-метровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ, внутри рабочего объема которой были размещены танталовые пластинки толщиной в 1 мм.

Наличие магнитного поля в камере напряженностью 1,5 Тл позволяло разделить все вторичные заряженные частицы на следующие группы: а) группу отрицательных частиц, которые, в основном, являются  $\pi^-$ -мезонами. В этой группе примесь неидентифицированных электронов не превышает 5 % [16], а отрицательных странных частиц — ~1 %; б) группу медленных положительных частиц с повышенной ионизацией и импульсом меньше 0,7 ГэВ/с. В основном, эта группа содержит медленные протоны с некоторой долей примеси дейтронов ( $d$ ) и тритонов ( $t$ ). По оценкам [13,17,18], их примесь составляет не более 10 + 15 %; в) группу релятивистских положительных частиц, которые, в основном, принадлежат к быстрым протонам с импульсом больше 0,7 ГэВ/с. Примесь  $\pi^+$ -мезонов в этой группе частиц не превышает ~10 % [19]; г) группу идентифицированных  $\pi^+$ -мезонов с импульсом меньше 0,7 ГэВ/с.

В эксперименте среднее значение импульса, начиная с которого уверенно идентифицировались  $\pi^-$ -мезоны, составляло 70 МэВ/с. Нами были внесены поправки на потерю частиц, вылетающих под углом  $90^\circ$  к направлению пучка и «застревающих» в танталовой пластинке, а также — на потерю частиц, вылетающих под большим углом к плоскости фотографирования. Эти поправки в случае облучения камеры ядрами углерода составили около 7 % [20].

В неупругом столкновении ядра с ядром мишени во взаимодействии участвуют не все нуклоны налетающего ядра. Часть из них остается непрореагировавшими, т.е. зрителями. В зрительную группу входят фрагменты с  $P/Z > 3$  ГэВ/с и углом



вылета  $\Theta_{\text{лаб}} < 4^\circ$  [21]. Спектаторы ядра-снаряда были разделены по заряду на две группы: однозарядные и многозарядные ( $Z_f > 2$ ). С другой стороны, медленные протоны с  $p_{\text{лаб}} < 0.3$  ГэВ/с являются спектаторами ядра-мишени. Относительно спектаторных фрагментов ядра-мишени можно сказать, что они в большинстве своем поглощаются в танталовой пластинке (протоны с  $p_{\text{лаб}} < 240$  МэВ/с).

Более подробно методические вопросы эксперимента освещены в работах [16—22].

### 3. Экспериментальные результаты

Экспериментальные данные для  $hh$ -,  $hA$ - и  $AA$ -взаимодействий при  $4 + 40$  ГэВ/с сравнивались с результатами, полученными с помощью новой версии модели внутриядерного каскада и модифицированной лундовской модели FRITIOF [23]. На рис.1 показаны нормированные быстротные распределения заряженных пионов с импульсом  $0,07 \leq p_\pi \leq 0,67$  ГэВ/с из  $CC$ -столкновений при  $4,2$  А ГэВ/с, сопровождаемые многозарядными фрагментами в восьми интервалах угла их вылета:  $\Theta < 5^\circ$ ,  $5 + 15^\circ$ ,  $15 + 30^\circ$ ,  $30 + 50^\circ$ ,  $50 + 75^\circ$ ,  $75 + 105^\circ$ ,  $105 + 140^\circ$ , и  $\Theta > 140^\circ$ . Там же приведены подробные распределения для моделированных событий  $CC$ -соударений. Как можно видеть, данные, полученные с помощью двух моделей, хорошо воспроизводят экспериментальные результаты.

На рис.2 представлены значения отношений числа  $\pi^-$ -мезонов к числу  $\pi^+$ -мезонов в зависимости от угла их вылета в  $CC$ -взаимодействиях как с многозарядными фрагментами ядра-снаряда (рис.2а) так и без каких-либо фрагментов (рис.2б). На рис. 2а,б также показаны результаты моделирования с соответствующими условиями эксперимента. Можно видеть, что многозарядные фрагменты ядра-снаряда заметно влияют на выход малоэнергичных  $\pi^-$ -мезонов, т.е. наблюдается превышение выхода  $\pi^-$ -мезонов над  $\pi^+$ -мезонами. Подобного превышения не обнаружено в моделированных событиях. С помощью упомянутой выше модели FRITIOF теоретически рассмотрены два типа процессов  $CC$ -взаимодействий («центральный» и «периферический»). В процессе моделирования таких взаимодействий прицельный параметр столкновения брался соответственно меньше  $0,9$  фм и больше  $1,4$  фм. Результаты расчетов приведены на рис.2в,г.

Таблица. Средние значения  $\pi^-$ -мезонов из  $CC$ -,  $Sp$ - и  $CTa$ -взаимодействий

CC	CC	Sp	CTa	CTa
с фрагментами $z \geq 2$	без фрагментов	с фрагментами $z \geq 2$	с фрагментами $z \geq 2$	без фрагментов
$0,99 \pm 0,01^*$ (15954)*	$2,85 \pm 0,03^*$ (849)*	$0,32 \pm 0,01^*$ (14395)*	$1,18 \pm 0,01^*$ (989)*	$3,50 \pm 0,03^*$ (997)*
$1,04$ ( $b > 1,4$ фм)	$2,97$ ( $b < 0,9$ фм)	$0,33$	$1,24$ ( $b > 5,0$ фм)	$3,97$ ( $b < 3,25$ фм)

\* — эксперимент; без знака — FRITIOF;  $b$  — прицельный параметр



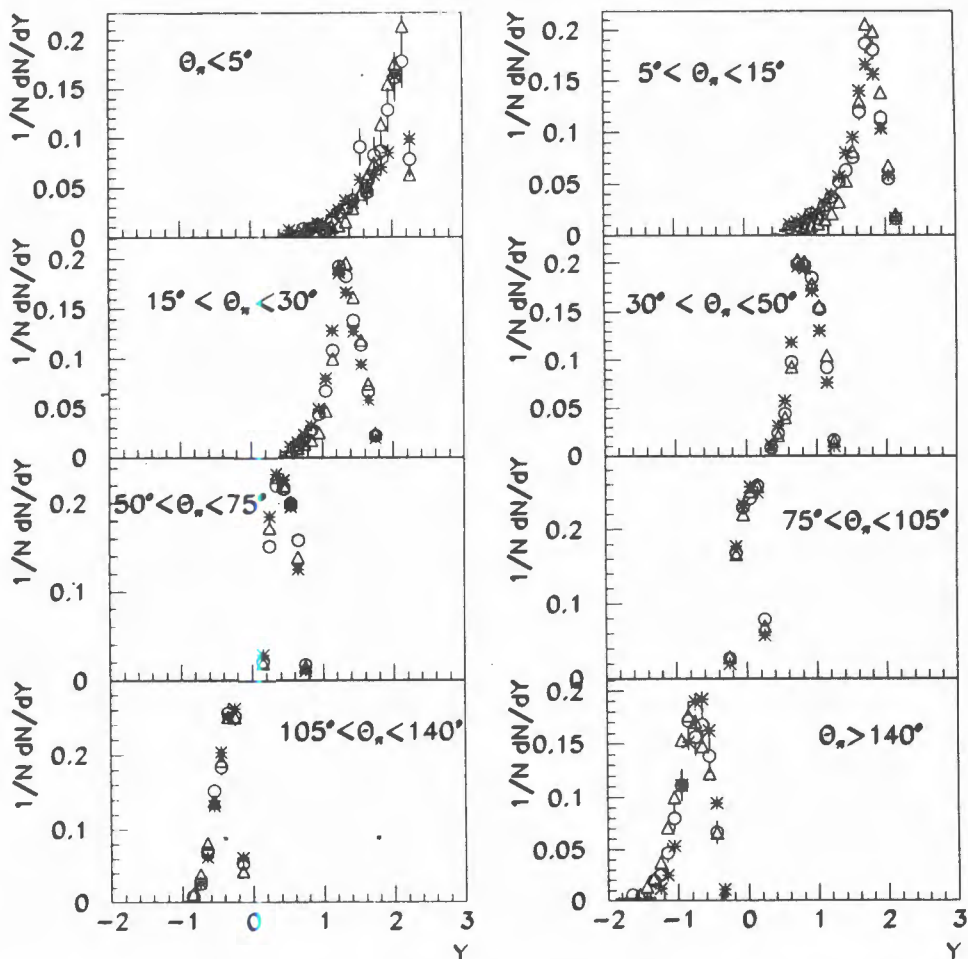


Рис.1. Распределения заряженных пионов по быстройте в СС-соударениях, сопровождаемых многозарядными фрагментами.  $\circ$  — эксперимент,  $\triangle$  — FRITIOF,  $*$  — модель внутриядерного каскада

В таблице представлены данные эксперимента и моделирования по числу событий и по средним числам отрицательных пионов, образовавшихся в СС-, СТa- и Ср-столкновениях.

Как на рис.2, так и по таблице можно видеть, что процесс взаимодействия с испусканием многозарядных фрагментов согласуется с вариантом расчетов по модели для «периферического» типа взаимодействий, а без фрагментов — для «центрального».

Относительные выходы инвариантных сечений  $\pi^-$ -мезонов к инвариантным сечениям  $\pi^+$ -мезонов в СС-, СТa- и Ср-взаимодействиях, имеющих многозарядные фраг-

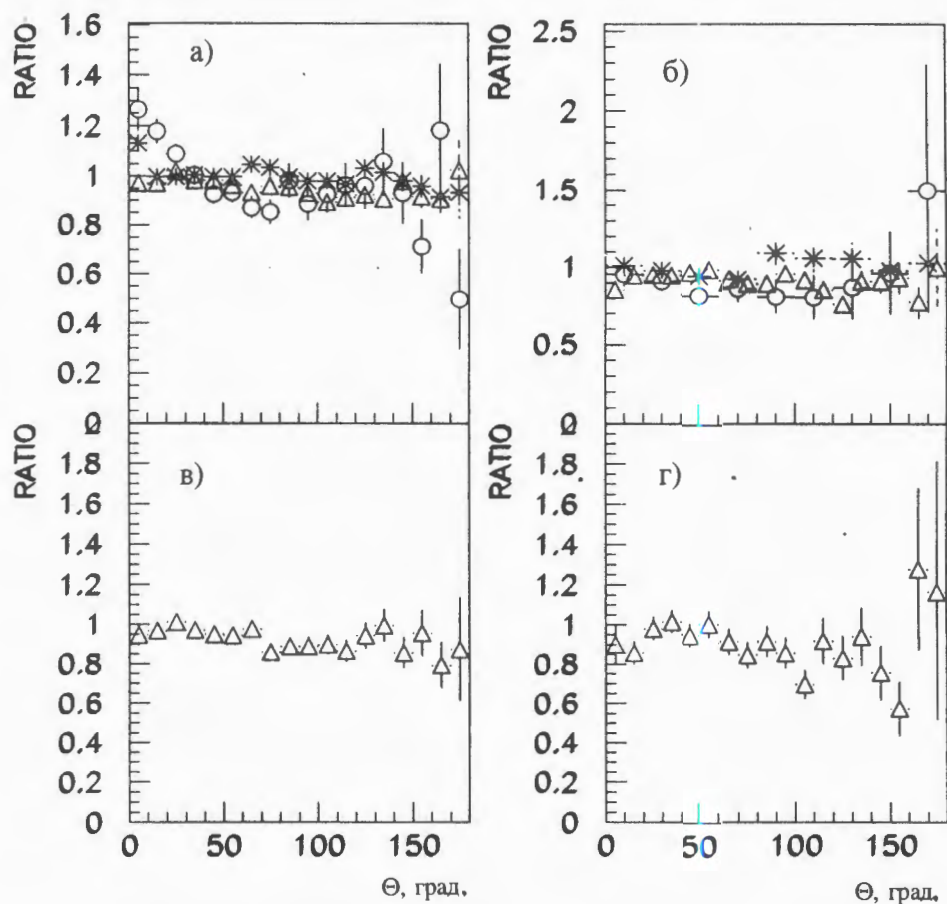


Рис.2. Распределение отношений числа  $\pi^-$ -мезонов к числу  $\pi^+$ -мезонов в СС- и СТа-столкновениях в зависимости от угла испускания пионов: а) экспериментальные данные для событий с многозарядными фрагментами, б) события без фрагментов, в) результаты вычислений по моделям с прицельными параметрами  $b > 1,4$  фм (для ядра углерода) и г) с прицельными параметрами  $b < 0,9$  фм (для ядра углерода). Обозначения те же, что на рис.1

менты, представлены на рис.3. Заметим, что все заряженные пионы вылетают под углом, меньше чем  $20^\circ$ , и что события ядра-углерода в пропане разделяются на две группы по типу ядра-мишени: СС- и Ср-взаимодействия. Выделение этих групп взаимодействий осуществлялось с помощью стандартных критериев [19]. На рис.3г показаны распределения для событий СС-взаимодействий, в которых отсутствуют какие-либо фрагменты ядра-снаряда. На рис.3 приведены результаты моделирования таких событий с помощью модели FRITIOF и внутриядерного каскада, полученные при тех же условиях, что и экспериментальные данные.

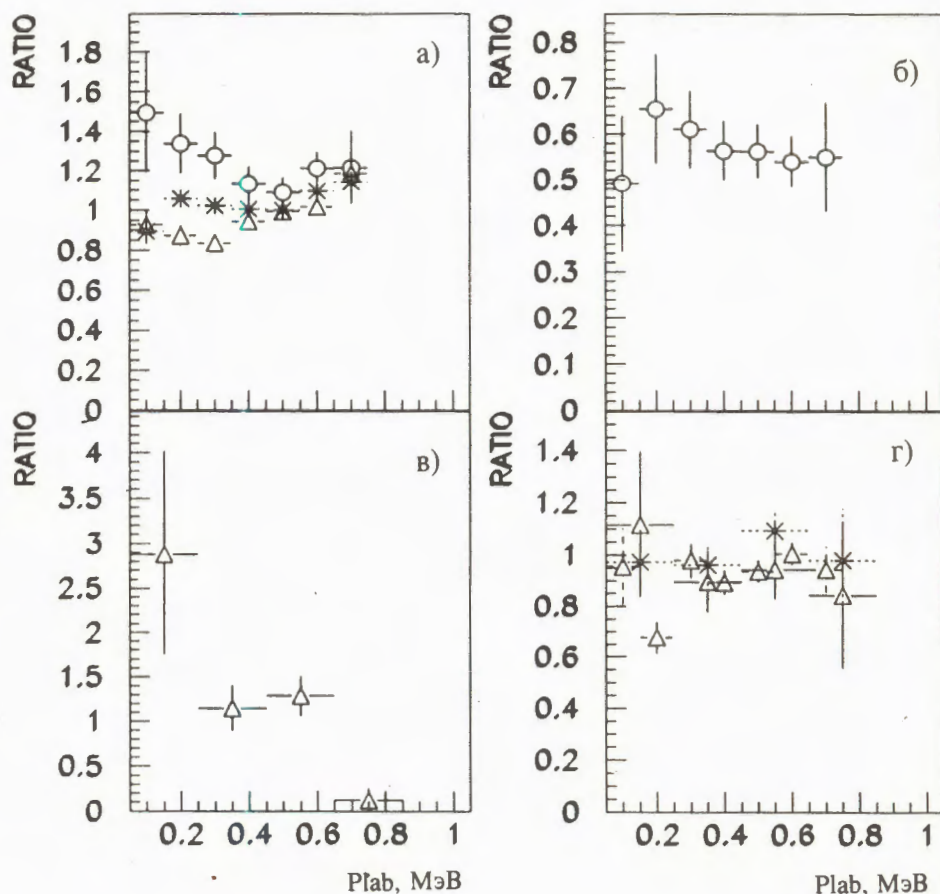


Рис.3. Распределения отношений инвариантных сечений образования  $\pi^-$ -мезонов к  $\pi^+$ -мезонам для СС (а)-, Ср (б)- и СТa (в)-взаимодействий, сопровождаемых зарядными фрагментами ядра-снаряда, а также для СС (г)-столкновений, не сопровождаемых фрагментами. Обозначения те же, что и на рис.1

Совокупность результатов показывает, что превышение выхода как числа, так и инвариантных сечений  $\pi^-$ -мезонов над  $\pi^+$ -мезонами наблюдается в области малых импульсов и в случае «периферического» типа взаимодействий. Этот эффект отсутствует в случае Ср-взаимодействий «центрального» типа.

#### 4. Заключение

Анализ поведения выхода заряженных пионов в зависимости от выхода многозарядных фрагментов ядра-снаряда в СС- СТa- и Ср-взаимодействиях при 4,2 А ГэВ/с позволяет нам сделать следующие выводы:



1. Обнаружен эффект кулоновского взаимодействия заряженных пионов, связанный с зарядовой корреляцией между положительными фрагментами ядра-снаряда и пионной системой с отрицательным зарядом.

2. Установлено, что превышение выхода  $\pi^-$ -мезонов по отношению к  $\pi^+$ -мезонам при малых углах их вылета наблюдается только в периферических СС-взаимодействиях.

3. Показано, что отношение инвариантных сечений образования  $\pi^-$ -мезонов в СС-, и СТ-взаимодействиях к инвариантным сечениям  $\pi^+$ -мезонов оказывается больше единицы при значениях их импульса  $P_{\text{лаб}} < 0,3$  ГэВ/с и угла вылета  $\Theta \leq 20^\circ$ . Подобного превышения не наблюдается в случае взаимодействия ядра углерода с нуклонами и в событиях, полученных с помощью моделей каскада внутриядерных перерасеяний и модифицированной версии FRITIOF.

Однако полученных результатов недостаточно для того, чтобы детально понять механизм ядро-ядерных взаимодействий при релятивистских энергиях. В частности, было бы чрезвычайно важно из будущих экспериментов иметь более полные ответы хотя бы на некоторые из приведенных выше вопросов. Например: как зависит образование много- и однозарядных фрагментов ядра-снаряда от сорта сталкивающихся объектов; какова связь заряженных пионных систем с зарядом изотопов или числом однозарядных фрагментов ядра-снаряда; каково поведение отношения  $R(\pi^-/\pi^+)$  в зависимости от заряда  $Z$  ядра-снаряда.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Р.Г.Бадалян за плодотворные обсуждения, В.В.Ужинскому и Ж.Ж.Мусульманбекову за предоставление пакетов программ моделирования по моделям FRITIOF и внутриядерного каскада и всем участникам Сотрудничества на 2-метровой пропановой пузырьковой камере за большую работу в получении экспериментальной информации для анализа.

## Литература

1. Wiencke et al. — Phys. Rev. D., 1992, v.46, p.146.
2. Afanasyev et al. — JINR Preprint E1-96-256, Dubna, 1996.
3. Саахров А.Д. — ЖЭТФ, 1948, т.18, с.631.
4. Вайер В.Н., Фадин В.С. — ЖЭТФ, 1969, т.57, с.225.
5. Arbuzov A.B. — Nuovo Cimento, 1994, v.107A, p.1263.
6. Erazmus B. et al. — Phys. Rev. C, 1994, v.49, p.349.
7. Heckman H. et al. — Phys. Rev. Lett., 1976, v.37, p.56.
8. Benenson W. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, v.43, p.683.
9. Silivan J.P. et al. — Phys. Rev. Lett. C, 1982, v.25, p.1499.
10. Radi M.A. et al. — Phys. Rev. C, 1982, v.25, p.1518.
11. Glaylassy M., Kauffmann S.K. — Nucl. Phys. A, 1981, v.362, p.503.
12. Ангелов Н. и др. — Communication of the Institute of Physics and Technology, 96-01, Ulaanbaatar, 1996.
13. Nagamiya S. et al. — Phys. Rev. C, 1981, v.24, p.971.
14. Uzhinskii V.V. — JINR Communication, E2-96-192, 1996, Dubna.



15. Musulmanbekov G.J. — XI EMUO1-Collaboration Meeting, 1992, Dubna, p.288—295.
16. Гаспарян А.П. — Препринт ОИЯИ, 1980, 1-80-778, Дубна.
17. Malfliet R. et al. — Phys. Rev. C, 1985, v.31, p.1275.
18. Adyaseich B.P. et al. — Preprints IAE-3973/2, 1984, IAE-4148/2, 1985, Moscow.
19. Армутлийски Д. и др. — Препринт ОИЯИ P1-86-263, Дубна, 1986.
20. Агакишиев Г.Н. и др. — Препринт ОИЯИ P1-81-176, 1981, Дубна.
21. Баатар Ц. и др. — Препринт ОИЯИ P1-86-477, 1986, Дубна.
22. Abdrahmanov E.O. et al. — Z.Phys. C, 1980, v.5, p.1.
23. Baatar Ts. et al. — Communication of the Institute of Physics and Technology, Ulaanbaatar, 1997.

УДК 539.1.074.23

## **INFLUENCE OF NITROGEN AND OXYGEN GAS ADMIXTURES ON THE RESPONSE OF THE DELPHI HCAL AND MUS DETECTORS**

***Z.Krumstein, A.Sadovsky***

The influence of different factors, such as gas flow parameters and admixture of oxygen, on the operation of the Hadron Calorimeter (HCAL) and Surrounding Muon Chambers (MUS) plastic tubes working in streamer and proportional modes is investigated. The dependence of the charge collected from the anode wires versus the amount of nitrogen in the working gas mixture was measured.

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

### **Влияние добавок азота и кислорода на отклик детекторов адронного калориметра и дополнительной мюонной системы установки ДЕЛФИ**

***З.Крумштейн, А.Садовский***

Исследовано влияние различных факторов, таких, как скорость протока газовой смеси и добавок кислорода, на работу пластиковых детекторов адронного калориметра и дополнительных мюонных камер в стримерном и пропорциональном режиме. Измерена зависимость величины заряда, снимаемого с анодных проволок, от количества азота в рабочей газовой смеси.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

#### **1. Introduction**

The influence of different factors, such as small changes in gas mixture, atmospheric pressure, etc., on the operation of the DELPHI Hadron Calorimeter (HCAL) plastic streamer tubes was studied in [1].

These studies were performed for different concentrations of  $\text{CO}_2$ ,  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (Iso), and Ar components. For the gas mixture  $\text{CO}_2$ : Iso: Ar (60:30:10), which was chosen for operation, the variation of the streamer charge with the variation of mixture components was found to be approximately exponential:

$$Q \simeq Q_0 \exp(-d_1 \Delta C_1 - d_2 \Delta C_2), \quad (1)$$

where  $\Delta C_1$  and  $\Delta C_2$  are absolute concentrations of  $\text{CO}_2$  and Iso, respectively.

The dependence on these gas components is considerable ( $d_1 = 0.11$ ,  $d_2 = 0.19$ ). Therefore, to keep variations of the calorimeter response within  $\leq 2-3\%$ , the gas system should maintain the percentage of components with an absolute accuracy of a few 0.1% and ensure good gas components mixing before the distribution to the calorimeter modules.

The dependence of the mean streamer charge on pressure also follows an exponential law:

$$\bar{Q} \simeq \bar{Q}_0 \exp(-\beta \Delta p), \quad (2)$$

where  $\beta \simeq 10^{-2}/\text{mbar}$ .

For typical atmospheric pressure fluctuations of a few 10 mbar variation in the charge response is a few 10%.

To monitor the mean streamer charge response changes (in order to correct them afterwards) the HCAL gas system is equipped with a streamer monitor [2,3].

This system consists of 30 cm long plastic streamer tubes (similar to the HCAL detectors) equipped with a low intensity radioactive source.

The streamer tubes are periodically (30 min cycle) flushed with gas which is bypassed from the single input or individual outputs of all HCAL and MUS modules, and the charge response from the anode wires is measured.

The gas system of HCAL is an open circuit system described in [4]. The entire volume is replaced over a period varying between one and three days. The same gas system is used for the MUS detector where the change of the gas volume is between 10 and 30 hours.

To reduce the running cost, a new variant of the gas system with gas recirculation and purification was proposed. The proposed variant being relatively simple and inexpensive certainly has an advantage of economy without increasing the oxygen level in the working gas. However, with 80% gas recirculated (20% fresh) it is expected that the nitrogen level will increase up to 1—2% and it was important to understand the consequences of that in terms of the charge response.

In this note we present some results of the long term operation of HCAL and MUS gas system and measurement of the dependence of the charge response from anode wires versus the nitrogen admixture performed in a special test.

## 2. Results

The gas flow parameters of the HCAL and MUS gas system are presented in the Table.

The dependence of the oxygen level as a function of the time cycle (the time of replacement for the entire volume of the detector) is shown in Fig.1a. The behaviour is linear. One

Table. Gas Flow Parameters

Detector	Volume m <sup>3</sup>	Channel volume m <sup>3</sup>	Run flow 1995—96 l/h	Cycle hrs
Barrel HAC	26.8	0.56	6.5—11.5	50—86
End-Caps HAC	12.42	0.26	5—8	33—49
MUS	0.96	0.06	2—6	10—30

Addmixture of Nitrogen

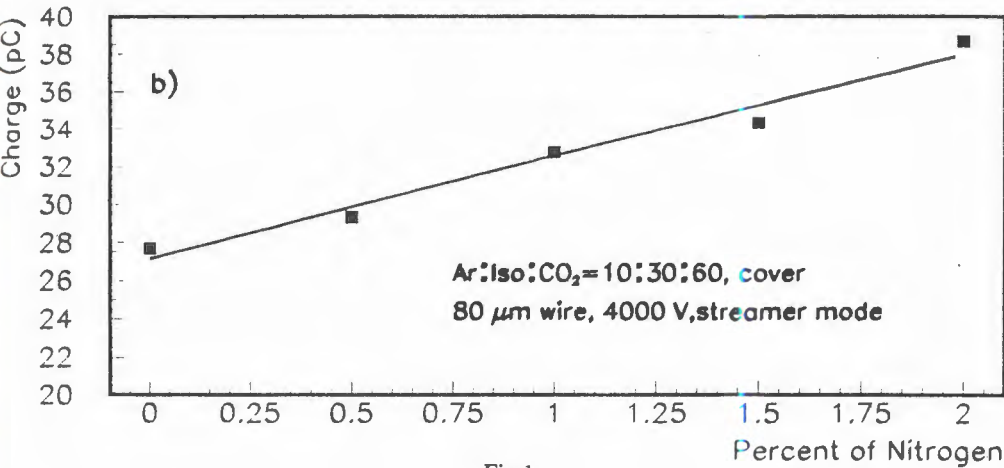
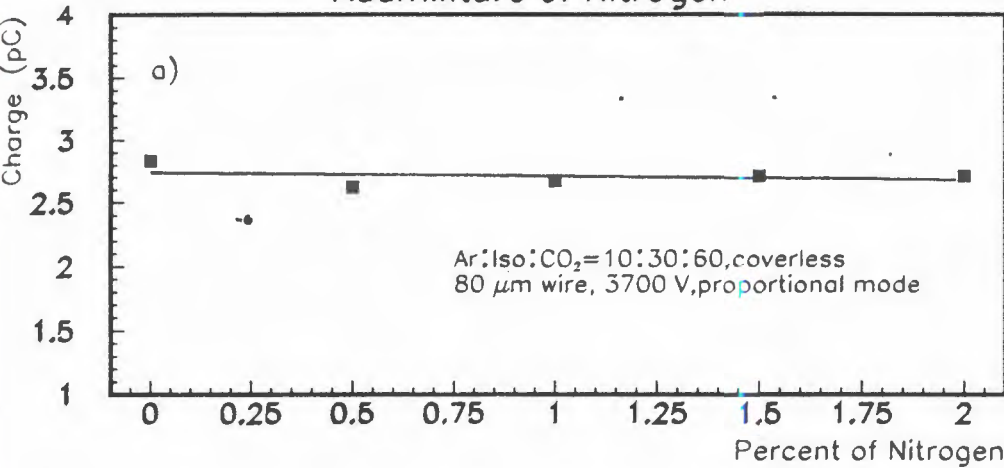


Fig.1



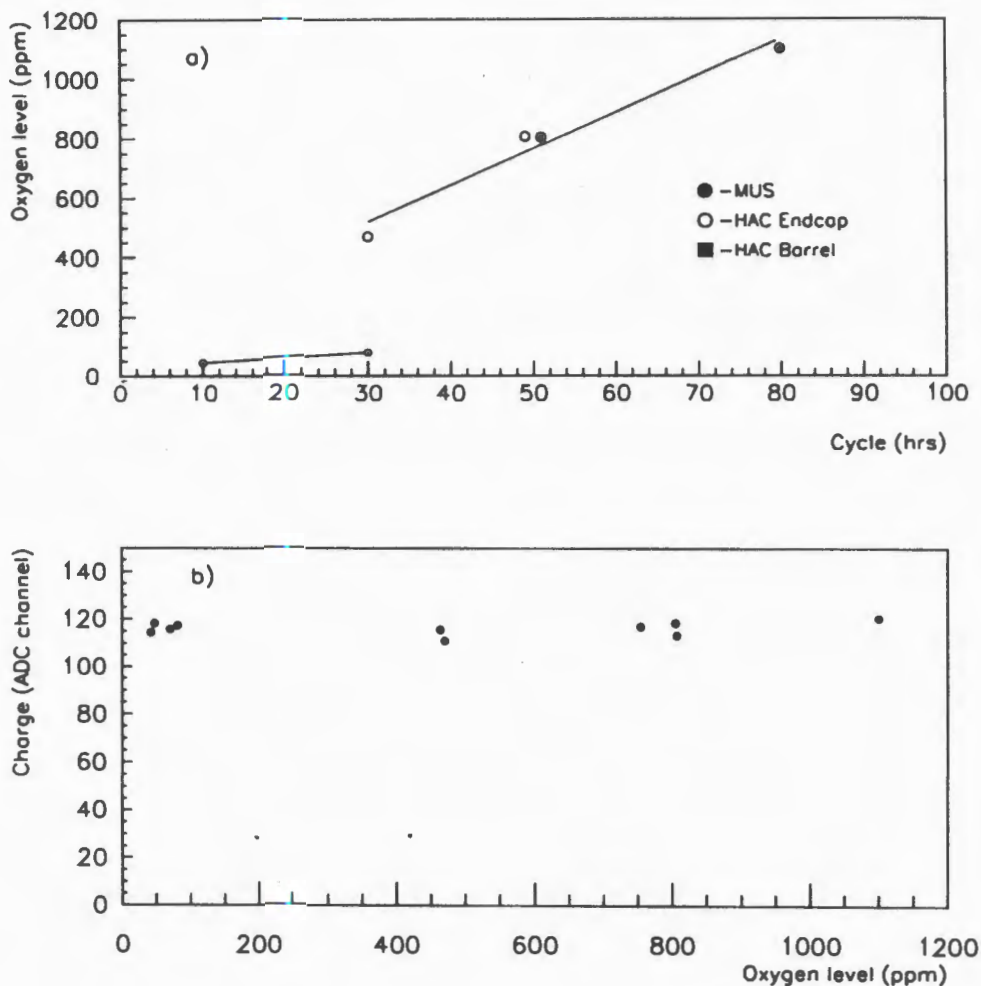


Fig.2

can see, that the oxygen level reaches more than 1000 ppm for a three days cycle time. The streamer charge response measured by streamer monitor versus the oxygen level is represented in Fig.1b. No variation of the charge response for this range of oxygen level was observed.

The measured level of oxygen of about 1000 ppm means that at the same time the level of nitrogen in the gas is about 0.3%. Therefore, for the gas system with 80% of the gas recirculation this level will increase five times.

The study of the influence of the nitrogen admixture in the operating gas was performed with plastic tubes from 80 to 120 cm long, which were produced in 1987 for the DELPHI HCAL end-cap modules [5], and in 1993 for the DELPHI MUS [6]. In our test the tubes were running in the same regime as in the experiment at conditions [7,8], i.e., at 4000 V for tubes with covers (HCAL variant, streamer mode) and at 3700 V for coverless tubes (MUS variant, proportional mode).

We have used the same experimental set-up as in [9] for the measurement of the tube response to cosmic muons.

Figure 2a shows the dependence of the charge from the anode wires for the proportional mode of operation. In this case the charge depends weakly on the admixture of nitrogen.

Figure 2b demonstrates the same dependence for the streamer mode of operation. One can see an increase of charge with the increase of admixture of nitrogen. In this case the dependence is similar to the one measured for argon admixtures. Therefore, an increase in the calorimeter response up to 15% is expected for 1—2% of nitrogen.

In summary, the introduction of the recuperation system will not influence the operation of tubes in the proportional mode (MUS) but for a streamer mode operation (HCAL) it is expected that the response will change by about 15%. In this latter case, the monitoring of nitrogen is desirable.

### 3. Acknowledgements

We are very much obliged to R.C.A.Brown and F.Hahn for providing the possibility of working in the test area and for help. We would like to thank H.Herr, A.Olchevski, A.M.Wetherell and the whole HCAL group for useful discussions of the results.

### References

1. Alekseev G.A. et al. — NIM, 1990, v.A292, p.551.
2. Alexeev G. et al. — Streamer Monitor, 1992, unpublished.
3. Augustinus A. — The Hadron Calorimeter Streamer Tube Readout System. Users manual version 1993.01, 20 October 1993.
4. Brown R.C.A. — DELPHI note 87-14 GAS 13; R.C.A.Brown et al. — Distributed Controls for the DELPHI Gas Supply System, IEEE Trans on Nucl. Scien., 1989, v.36, No.1.
5. DELPHI technical proposal, CERN/LEPC/83-3(1983).
6. DELPHI Collaboration. — DELPHI note 92-139 TRACK 71.

7. DELPHI Collaboration, Aarnio P. et al. — NIM, 1991, v.A303, p.233.
8. DELPHI Collaboration, Abreu P. et al. — NIM, 1996, v.A378, p.57.
9. Krumstein Z. et al. — DELPHI note 95-15 CAL 124.

УДК 539.1.07+621.384.8

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ «ОТКРЫТЫХ» СТАНДАРТОВ ЭЛЕКТРОНИКИ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

*Смирнов В.А.*

В работе рассматриваются вопросы автоматизации установок Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, ориентированной на проведение экспериментальных исследований в области физики высоких энергий и релятивистской ядерной физики. Для построения систем автоматизации используется электронная аппаратура, выполненная в «открытых» стандартах. Показаны основные особенности создания средств автоматизации для экспериментальных установок, стендов и ускорителей. Обсуждаются возможности использования средств и методов автоматизации производственных процессов при разработке отдельных подсистем контроля и управления ускорителем.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### An Automation of Physics Research on Base of Open Standards

*Smirnov V.A.*

A wide range of problems is considered concerning an automation of Laboratory of High Energies, JINR set-ups oriented to carry out the experimental researches in high energy and relativistic nuclear physics. Electronics of discussed automation systems is performed in open standards. Main peculiarities in the creation process of automation tools for experimental set-ups, stands and accelerators are shown. Some possibilities to build some accelerator control subsystems on base of industrial automation methods and techniques are discussed.

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

#### 1. Введение

В Лаборатории высоких энергий, ориентированной на проведение экспериментальных исследований в области физики высоких энергий (ФВЭ) и релятивистской ядерной физики (РЯФ), автоматизации подлежат три основных типа установок: спектрометры, ускорители и стенды. В связи с этим часто возникает проблема выбора аппаратных средств, необходимых и достаточных для их автоматизации.

При создании систем автоматизации используется большой набор устройств, которые разрабатываются для частных применений в самой лаборатории и, как правило, плохо документированы, что вызывает затруднения при их обслуживании и воспроизведении. Преодолению этих недостатков способствует МОДУЛЬНОЕ исполнение аппа-



ратуры в одном из СТАНДАРТОВ электроники, а также СТАНДАРТИЗАЦИЯ таких основных элементов, как коммуникационные шины, элементы связи, операционные системы и т.п. Аппаратура автоматизации разбивается на конечное число заменяемых логических компонентов и функциональных блоков, организация которых позволяет достаточно просто вводить в систему любое новое устройство независимо от того, где оно произведено. При этом достигается уменьшение стоимости и обеспечивается легкость в обслуживании и модернизации систем автоматизации. Мировой рынок предлагает достаточно большой ассортимент электронных средств и следует выбирать изделия, выполненные на модульной основе, в соответствии со стандартами, используемыми в большинстве близких по тематике лабораторий.

Наиболее полного успеха при построении систем автоматизации удастся добиться при использовании аппаратуры, не связанной с конкретным производителем и созданной на основе ОТКРЫТЫХ стандартов.

Термин «открытость» означает отсутствие на стандарт патентов или авторских прав, его безлицензионное использование и включает в себя открытое обсуждение положений стандарта, гибкость и способность к восприятию новейших технических решений [1]. Права собственности принадлежат некоммерческим международным организациям. За последние 10 лет системы, созданные на основе «открытых» стандартов, завоевали около 90% рынка автоматизации. К «открытым» стандартам средств автоматизации, используемым или имеющим перспективы применения в области физики высоких энергий, относятся: CAMAC, VME (и сопряженный с ним VSB), FASBTUS, VICbus, FUTUREBUS+, SCI и Fieldbus.

## 2. Автоматизация спектрометров

На спектрометрах, работающих в области ФВЭ и РЯФ, изучаются процессы, характеризующиеся очень низкой вероятностью их проявления, на фоне процессов, на несколько порядков более вероятных. На рис.1 показаны сферы применения средств вычислительной техники в эксперименте. Значительная часть их необходима для организации системы сбора данных (ССД). Даже сравнительно небольшая по количеству входящих в ее состав детекторов современная установка включает в себя несколько сотен каналов регистрации, что дает представление о том объеме электронной аппаратуры, который необходим для преобразования информации, получаемой с детекторов, в набор цифровых данных, а также для организации сбора данных и их хранения. Аппаратную основу ССД составляют модули ядерной электроники, средства вычислительной техники (ВТ), к которым относятся ЭВМ и модули ВТ, выполненные в одном из ее стандартов (CAMAC, VME, FASTBUS и т.п.), а также интерфейсы ЭВМ.

Экспериментальные установки в ФВЭ и РЯФ предназначены для проведения исследований на ускорителях заряженных частиц. Как правило, время работы экспериментальной установки на ускорителе строго ограничено. Это обстоятельство при-

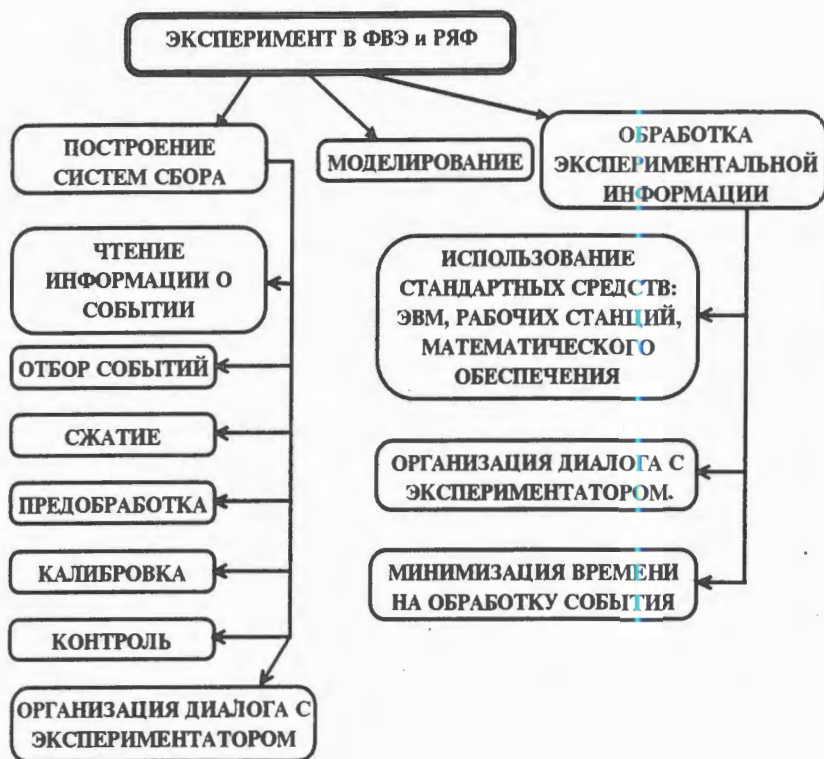


Рис.1. Использование вычислительной техники в эксперименте

водит к необходимости построения высокопроизводительных ССД, которые позволяют регистрировать достаточное количество событий изучаемого физического процесса за минимально возможное время ее экспозиции на ускорителе. Таким образом, основной задачей ССД является регистрация максимально возможного количества полезных событий в единицу времени. На этот процесс в первую очередь влияют эффективность отбора событий и время, затрачиваемое на чтение данных о событии, которые, в свою очередь, зависят от способа организации ССД.

Практически вся история создания ССД для спектрометров связана с использованием «открытых» стандартов [2]. В 70-е годы создавались ССД централизованного типа. Они были основаны на применении малой ЭВМ и электронной аппаратуры в стандарте САМАС для регистрации сбора и накопления данных (см. рис.2а). Дальнейшее развитие экспериментальной методики потребовало внедрения в состав ССД многочисленных процессорных устройств, которые нужно было распределять по системе и организовывать их параллельную работу. Кроме того, САМАС ограничивал скорость передачи данных (3 Мбайт/с). В настоящее время ведутся работы по модернизации стандарта САМАС в направлении увеличения скорости передачи до 60 Мбайт/с [3].

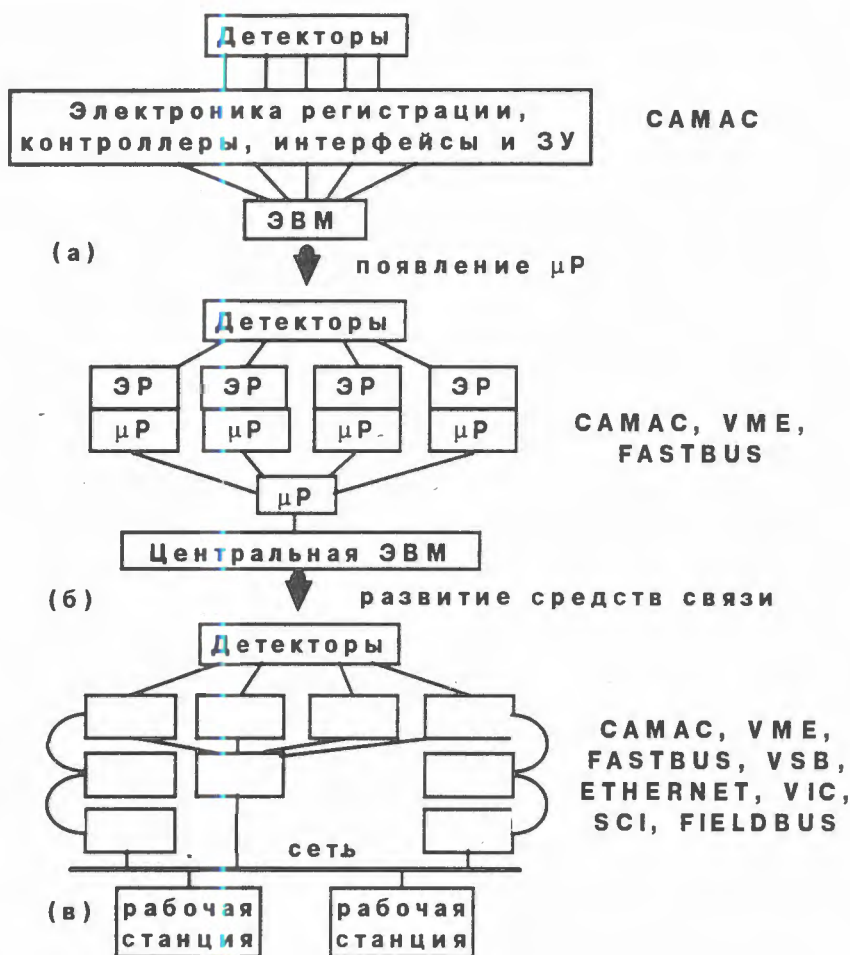


Рис.2. Эволюция принципов архитектурного построения ССД

Появление микропроцессоров ( $\mu P$ ) и такого стандарта многопроцессорной модульной магистрали, как VME, обусловило переход к новому архитектурному построению ССД (см. рис.2б). Основной единицей построения аппаратуры в стандарте VME является крейт с магистралью. Новый способ организации основан на использовании центрального крейта VME, магистраль которого предназначена для объединения и обеспечения одновременной работы нескольких процессорных устройств. Введение хотя бы одного процессорного элемента в каждом из кластеров электронной аппаратуры, относящегося к отдельному детектору, обеспечивает одновременный съем информации по нескольким параллельным ветвям. Одному из процессоров отводится роль центрального. Он синхронизирует работу всех элементов системы по сбору данных о событии и



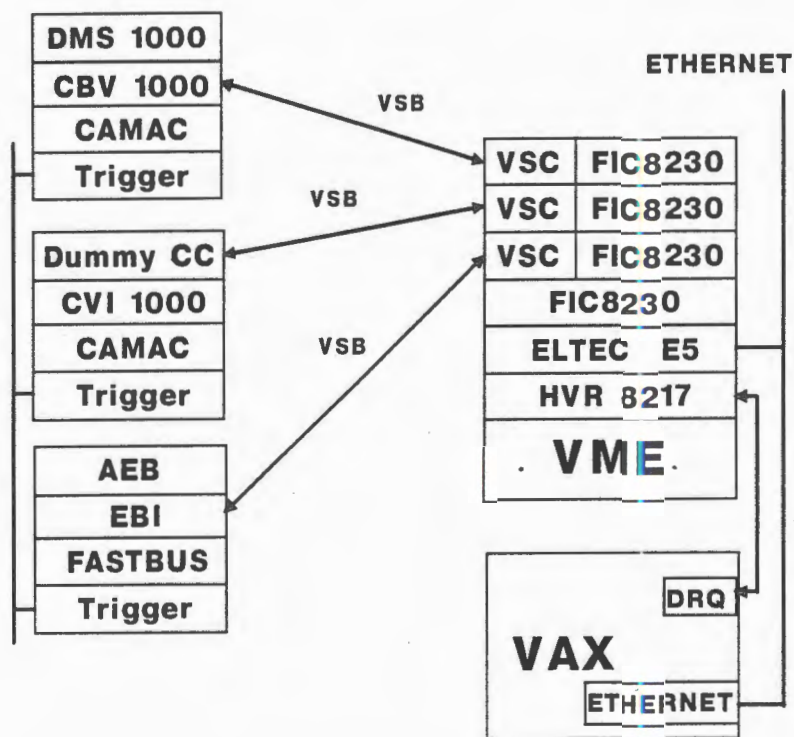


Рис.3. Блок-схема ССД, объединяющей электронную аппаратуру различных стандартов

составляет полное событие на основе информации из отдельных подсистем. В такую систему могут входить процессоры для проведения экспресс-анализа данных непосредственно в ходе эксперимента, а также для графического представления принятой и переработанной информации, что обеспечивает оперативный контроль за ходом эксперимента. Кроме того, при таком способе образования системы происходит объединение электронных модулей, выполненных в различных стандартах [4]. К настоящему времени проведено усовершенствование стандарта VME [5], с целью использования его для адресации и передачи данных 64-разрядных кодов одновременно по линиям адреса и данных. При этом новые модули могут работать на одной магистрали крейта VME вместе со старыми. В ближайшем будущем предполагается вести усовершенствование стандарта VME в следующих направлениях [6]: передача блока данных с синхронизацией по обоим фронтам синхросигнала; организация передачи данных одновременно к нескольким модулям; возможность замены модулей без выключения питания; введение дополнительных заземляющих контактов за счет установки новых



160-контактных пятирядных разъемов; географическая адресация; введение нового разъема P0/J0 (между разъемами P1/J1 & P2/J2).

Говоря о развитии VME, необходимо упомянуть о стандарте **PCI**, который на сегодняшний день является доминирующим средством расширения как большинства локальных магистралей, являющихся основой современных компьютеров, так и магистрали VME [7]. PCI предоставляет возможность мезонинного подключения или расширения таких локальных вычислительных ресурсов, как ОЗУ, сеть, диски, аппаратные специализированные процессоры и т. п. По магистрали PCI данные могут передаваться со скоростью 132 Мбайт/с или 264 Мбайт/с при удвоении ширины магистрали, а скорости 528 Мбайт/с предполагается достичь, удваивая тактовую частоту магистрали.

Один из способов объединения аппаратуры, выполненной в стандартах VME, FASTBUS и CAMAC, создан в GSI (Дармштадт, Германия) (см. рис.3). В качестве средства объединения для работы на расстоянии до 50 м используется модифицированная стандартная магистраль **VSB**, которая является дополнением и расширением стандарта VME [8]. Специализированный адаптер магистрали VSB устанавливается со стороны разъемов VSB магистрали VME и обеспечивает передачу сигналов VSB в виде дифференциальных сигналов. Магистраль дифференциальных сигналов VSB получила название VDB. Она обеспечивает передачу 32-разрядных данных со скоростью 2 Мбайт/с на расстояния до 5 м и со скоростью 1,2 Мбайт/с на расстояния 50 м. В качестве модуля управления магистралью VDB может быть выбран любой одноплатный процессор в стандарте VME, имеющий выход на VSB. Одним из примеров использования VDB-магистрали является построение системы сбора данных для экспериментальной установки OBELIX в ЦЕРНе. На рис.4 приведена блок-схема этой системы. В качестве регистрирующей части электронной аппаратуры используются 8-разрядные flash-ADC, имеющие скорость преобразования 100 МГц. Эти АЦП располагаются в специализированных крейтах, там же размещаются модуль подавления нулевой информации (SIM), программируемый модуль распределения тактовой частоты (SAM) и два процессора обработки сигналов (DSP), предназначенные для сжатия информации в реальном масштабе времени. DSP проводят анализ формы импульса и запоминают результаты анализа в специальном буфере ЗУ, который может быть прочитан по магистрали VDB расположенным в VME-крейте процессором (FEP). Потоки данных проходят через три уровня VME-процессоров. Сборку полного события по всем детекторам и запись на ленту выполняет центральная ЭВМ.

Широкое распространение в настоящее время получил также способ организации систем на основе VIC-магистрали, созданной для образования межкрейтной связи между крейтами VME [9,10]. VICbus является мультиплексной магистралью, объединяющей много управляющих и управляемых модулей. Передача данных осуществляется со скоростью до 10 Мбайт/с на расстояния до 100 м. Передатчики дифференциальных сигналов обеспечивают одновременный доступ ко многим устройствам, таким образом раз-



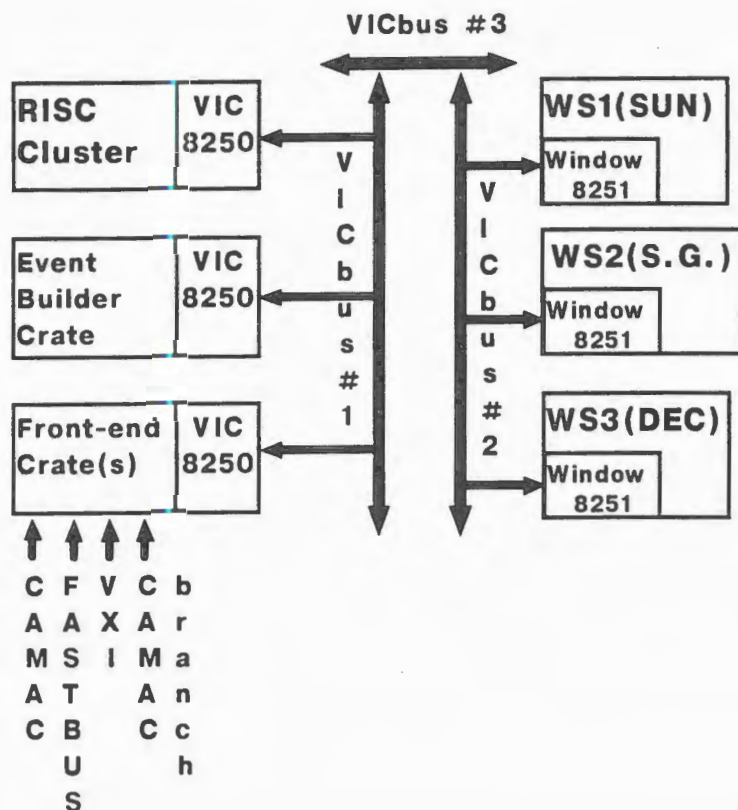


Рис.5. Схема подключений различных устройств к магистрали VIC

ССД, в которой требуется передавать потоки данных до десятков мегабайт в секунду. Одним из примеров решения этой проблемы служит NA48 (ЦЕРН) [11]. Стандарт ATM определяет механизм переключения потоков данных. Он обеспечивает передачу данных со скоростями от 100 до 622 Мбит/с. Этот стандарт более всего применим для создания сетей [12].

В настоящее время в ЦЕРНе ведутся исследования возможности применения стандарта SCI (Scalable Coherent Interface — IEEE-1596) для установок, создаваемых для работы на LHC (Large Hadron Collider) [13,14]. SCI обеспечивает связь, которая разработана по подобию модульной магистральной шины, между отдельными элементами сети, соединенными в кольцо. Возможна организация более сложных структур SCI с использованием специализированных мостовых элементов. На рис.6 показана такая структура, позволяющая также решать проблему объединения аппаратуры, выполненной в различных стандартах. Скорость передачи данных по линии SCI может

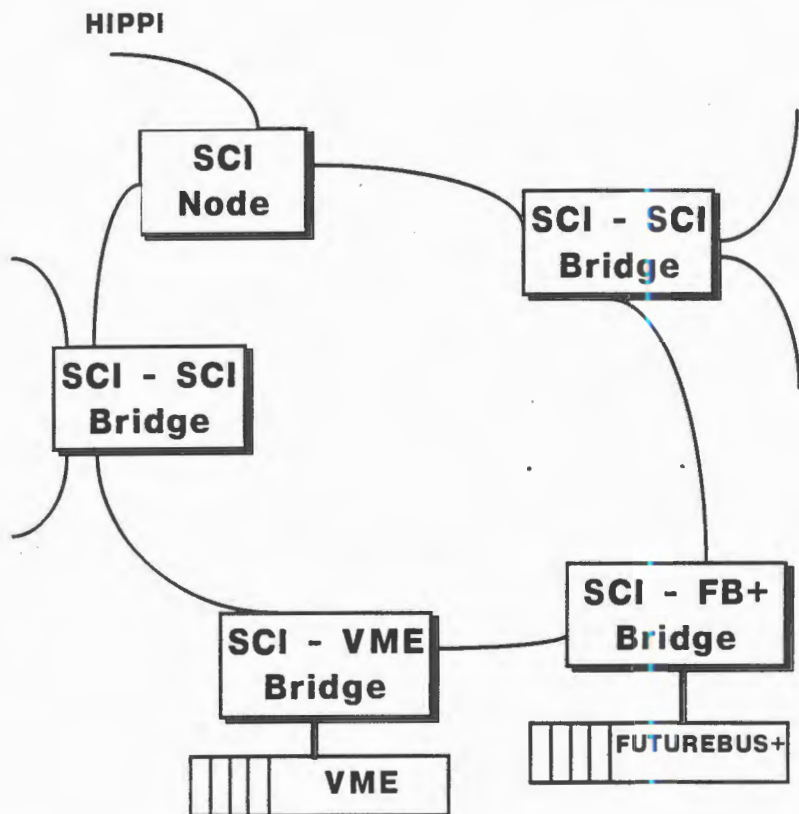


Рис.6. Организация системы на основе стандарта SCI

достигать 1 Гбайт/с. Стандарт обеспечивает построение как небольших одноуровневых систем, так и очень сложных многоуровневых.

### 3. Автоматизация стендовых установок

Созданию стендовых установок в современной физической лаборатории уделяется большое внимание, так как они являются основой для организации как большинства методических исследований, так и участков массового производства и тестирования детекторов, магнитов и других элементов ускорителей и спектрометров. Так, детектирующая часть современной экспериментальной установки состоит из набора детекторов (калориметры, регистраторы треков, мюонные детекторы и т.д.), каждый из которых имеет свою собственную систему регистрирующей электроники и систему



мониторирования. Все системы детекторов должны быть соответствующим образом оттестированы перед сборкой. Таким образом, существует настоятельная необходимость в организации тестирования этих элементов на самых различных этапах их существования, начиная от самых ранних макетов на стадии конструирования, и в обеспечении продолжения их функционирования на протяжении более чем 10 лет в составе установки во время физических измерений [2].

Для каждого из детекторов экспериментальной установки следует осуществлять:

- совершенствование и постоянную модернизацию регистрирующей электроники;
- проведение тестовых сеансов полномасштабных прототипов на ускорителе;
- организацию контроля за производством электронных модулей;
- калибровку конечной продукции;
- полную отладку всех элементов от детекторов до электроники при сборке и во время тестов на космике;
- организацию контроля и управления в режиме реального времени при работе всей установки.

Система автоматизации стенда должна быть надежной, легко перестраиваемой и гибкой в использовании. Принципы архитектурного построения такие же, как для ССД небольших экспериментальных установок.

#### 4. Автоматизация ускорителей

Системы автоматизации ускорителей имеют свою специфику. Это — измерение параметров пучка и систем ускорителя, ведение контроля за этими параметрами в реальном масштабе времени и организация управляющих воздействий на системы ускорителя как для задания рабочих режимов работы, так и при появлении нарушений в их функционировании. Элементы системы автоматизации распределены по ускорителю и могут располагаться на значительном расстоянии друг от друга (100 и более метров), при этом проблемы коммуникации и разделения функций автоматизации между ними выходят на первое место. Архитектура систем автоматизации ускорителей во многом напоминает схему, изображенную на рис.2в. Но в ней объединены сетью не только большие группы устройств (крейты, стойки), но и отдельные устройства, которые соотносятся друг с другом по принципу клиент — сервер. Это во многом напоминает автоматизацию производственных процессов как по структуре, так и по набору датчиков (измерение температур, давления, уровней жидкостей и других медленно изменяющихся во времени параметров) и исполнительных устройств (вентили, заслонки, переключатели и т.п.).

Построение современных систем автоматизации производственных процессов основано на использовании группы стандартов, объединенных концепцией Fieldbus [9]. Основная цель стандарта — это коммуникационная поддержка полевых, то есть рас-



Рис.7. Модель системы, основанной на использовании стандарта Fieldbus

предельных по объекту автоматизации, приборов и систем управления процессами. Стандартизованный протокол Fieldbus простым и эффективным образом обеспечивает образование коммуникаций между устройствами и контроллерами по всему объекту.

Рис.8. Блок-схема «умного» прибора

На рис.7 показана схема системы автоматизации, построенной на основе этого стандарта. Это многоуровневая система. На нижнем физическом уровне (ФУ) осуществляется кодировка и расшифровка данных для полевых приборов. На уровне передачи

данных (УПД) поддерживается протокол сетевой связи, осуществляются простые операции по связи ФУ с ПУ. На прикладном уровне (ПУ) производится поддержка процессов управления и решения прикладных задач автоматизации. Уровень пользователя является дополнительным и служит для организации связей между отдельными подсистемами в реальном масштабе времени. Все уровни объединены сетью для организации локального обслуживания (передача констант, запуск программ и т.д.). Приборы, используемые в системе, являются «умными», так как в них встроены микропроцессоры (см. рис.8), при этом данные передаются уже в цифровом, а не в аналоговом виде.

Система автоматизации, основанная на стандарте Fieldbus, по сравнению с ранее созданными обладает следующими преимуществами: в ней уменьшается количество кабельных соединений; организована двусторонняя связь управляющих устройств с датчиками и исполнительными устройствами для проведения периодического контроля, калибровки и диагностики неисправностей; образована сеть «умных» приборов, что позволяет проводить нормализацию передаваемых данных и обмен данными между любой парой приборов; использовано стандартное программное обеспечение, так как все устройства выполнены в едином стандарте.

## 5. Заключение

В работе рассмотрены преимущества использования «открытых» стандартов при построении систем автоматизации для всех создаваемых в лабораториях типов установок, ориентированных на проведение экспериментальных исследований области ФВЭ и РЯФ. Среди этих стандартов выделены группы широко используемых, известных стандартов (CAMAC, VME, VSB, FASTBUS), сравнительно недавно завоевавших право на жизнь (дифференциальная шина VSB и VIC) и разрабатываемых для будущих применений (SCI, Fieldbus). Показаны общие и специфические особенности в построении систем автоматизации для экспериментальных установок, стендов и ускорителей. Исследования, описанные в данной публикации, были выполнены при поддержке ме-

**Интерфейс Fieldbus**

**Микропроцессор**

**АЦП или ЦАП**

**Датчик или элемент управления**

дународного научного фонда (in part by Grant No. NKD000 and Grant No. NKD300 from the International Science Foundation) и Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта РФФИ №96-07-98183.

## Литература

1. Рыбаков А.Н. — Мир компьютерной автоматизации 95/1. М.: Ассоциация VERA+, 1995, с.5.
2. Le Du P. — In: RT93 Conference Record of the Eighth Conference on Real-Time Computer Applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics. Vancouver, June 8–11, 1993, TRI-93-1, TRIUMF Publications Office, Vancouver, 1993, p.202.
3. Dhawan S. et al. — In: Proc. of the Fifth International Conference on Electronics for Particle Physics. LeCroy Corporation, New York, May 10–11, 1995. LeCroy Corporation, New York, 1995, p.25.
4. Smirnov V.A. — In: Proc. of the ESONE Intern. Confer. RTD'94, JINR, Dubna, June 27 — July 1, 1994. JINR, E10,11-95-387, Dubna, 1995, p.185.
5. VME64 Extensions Specification (VITA 1.1-1995), VITA, 10229 N. Scottsdale Road, Suite B, Scottsdale, AZ 85253-1437, USA, 1995.
6. The US VME-P and CERN VSC committees to the VME Hardware and Software Standards for the Physics Community. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Computing in High Energy Physics'95, Rio de Janeiro, Brazil, September 18–22, 1995, <http://www.hep.net/conferences/chep95/html>.
7. Muller H., Bogaerts A., Lindenstruth V. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Computing in High Energy Physics'95. Rio de Janeiro, Brazil, September 18 — September 22, 1995, <http://www.hep.net/conferences/chep95/html>.
8. Essel H.G. et al. GOOSY — In: IEEE Seventh Conference REAL TIME'91 on Computer Applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics Conference Record. June 24–28, 1991, Julich, Fed. Rep. of Germany. — IEEE Inc, New York, 1991, p.383.
9. Parkman C. — ONLINE — The Newsletter of Data Acquisition and Computing for Experiments, No.6, April 1993. CERN, Geneva, 1993, p.26.
10. Worm F.-H. — In: IEEE Seventh Conference REAL TIME'91 on Computer Applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics Conference Record. June 24–28, 1991, Julich, Fed., Rep. of Germany. — IEEE Inc, New York, 1991, p.196.
11. Bozzoli W. et al. ONLINE — The Newsletter of Data Acquisition & Computing for Experiments, No.7, July 1993, CERN, Geneva, p.8.
12. Togawa H. et al. — In: Proc. of the International Conference on «Computing in High Energy Physics'97», Berlin, April 7–11, 1997, Berlin, 1997, p.392.



13. Muller H. — In: RT93 Conference Record of the Eighth Conference on Real-Time Computer Applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics. Vancouver, June 8—11, 1993, TRI-93-1, TRIUMF Publications Office, Vancouver, 1993, p.15.
14. RD24 Status Report 1996. <http://www.cern.ch/RD24>.
15. Furness H. — CONTROL ENGINEERING, Jan. 1994, Cahners Publishing, USA, p.23.