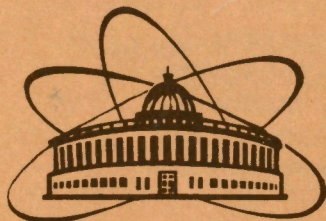


12/2

ISSN 0234-5366



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

1[52]-92

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

ДУБНА

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

№1 [52] - 92

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
collection



Дубна 1992

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

V.G.Ableev, A.Filipkowski, A.A.Nomofilov, N.M.Piskunov, V.I.Sharov, I.M.Sitnik, E.A.Strokovsky, L.N.Strunov, S.A.Zaporozhets Calibration Measurements of the $^{12}\text{C}(d, p)$ and $p(d, p)$ Cross Sections at Small Proton Momenta in the Deuteron Rest Frame В.Г.Аблеев, А.Филипковски, А.А.Номофилов, Н.М.Пискунов, В.И.Шаров, И.М.Ситник, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, С.А.Запорожец Калибровочное измерение сечений реакций $^{12}\text{C}(d, p)$ и $p(d, p)$ при малых импульсах протона в системе покоя дейтрона	5
---	---

V.G.Ableev, V.P.Ladygin, A.A.Nomofilov, L.Penchev, N.M.Piskunov, V.I.Sharov, I.M.Sitnik, E.A.Strokovsky, L.N.Strunov, S.A.Zaporozhets, I.Atanassov, S.Dshemuchadse Measurements of the $^{12}\text{C}(d, p)$ and $p(d, p)$ Forward Cross Sections over a Wide Range of Proton Momenta В.Г.Аблеев, В.П.Ладыгин, А.А.Номофилов, Л.Пенчев, Н.М.Пискунов, В.И.Шаров, И.М.Ситник, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, С.А.Запорожец, И.Атанасов, С.Джмухадзе Измерение сечений реакций $^{12}\text{C}(d, p)$ и $p(d, p)$ в широком интервале импульсов вылетающих вперед протонов	10
--	----

B.Słowiński Planar Symmetry Fluctuation in Electromagnetic Showers Induced in Liquid Xenon by Photons between 100 and 3500 MeV Б.Словинский Флуктуации зеркальной симметрии в электронно-фотонных ливнях, вызванных гамма-квантами с энергией от 100 до 3500 МэВ в жидком ксеноне	17
---	----

V.V.Burov, V.N.Dostovalov, S.Eh.Sus'kov Elastic eD -Scattering with Allowance for Exchange Meson Currents within QCD-VMD Model В.В.Буров, В.Н.Достовалов, С.Э.Суськов Упругое eD -рассеяние с учетом мезонных обменных токов в КХД-ВМД модели	21
К.Я.Громов, А.Н.Каргин, Н.А.Лебедев, Т.И.Михайлова, А.Ф.Новгородов К вопросу о возможности образования частиц с массой около $3m_e$ при β -распаде ядер К.Я.Громов, А.Н.Каргин, Н.А.Лебедев, Т.И.Михайлова, А.Ф.Новгородов To the Question of the Production Possibility of Particles with Mass about $3m_e$ in Nuclear β -Decay	28
Указатель статей к сборникам «Краткие сообщения ОИЯИ» 1[47]—5[51], 1991 JINR Rapid Communications 1[47]—5[51], 1991	36
Именной указатель к сборникам «Краткие сообщения ОИЯИ» 1[47]—5[51], 1991 Author Index, 1991	40

CALIBRATION MEASUREMENTS OF THE $^{12}\text{C}(d, p)$ AND $p(d, p)$ CROSS SECTIONS AT SMALL PROTON MOMENTA IN THE DEUTERON REST FRAME

V.G.Ableev, A.Filipkowski, A.A.Nomofilov,
N.M.Piskunov, V.I.Sharov, I.M.Sitnik, E.A.Strokovsky,
L.N.Strunov, S.A.Zaporozhets

The measurements of deuteron stripping cross sections on carbon and CH_2 targets have been carried out in the proton momentum region close to $p_d/2$ ($p_d = 9.1 \text{ GeV}/c$). The cross sections of the $p(d, p)$ reaction were extracted using the $\text{CH}_2 - \text{C}$ subtraction method. Extrapolating the data to a zero proton momentum in the deuteron rest frame, we have obtained the cross sections equal to 294.8 ± 3.8 and $54.3 \pm 2.9 \text{ b} \cdot \text{c}^3/\text{GeV}^2 \cdot \text{sr}$ for the carbon and proton targets, respectively.

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

Калибровочное измерение сечений реакций $^{12}\text{C}(d, p)$ и $p(d, p)$ при малых импульсах протона в системе покоя дейтрона

В.Г.Аблеев и др.

При импульсе дейтронов $p_d = 9.1 \text{ ГэВ}/c$ проведены измерения сечений реакции стриппинга дейтрона на углеродной и CH_2 мишенях в области импульсов протонов, близкой к $p_d/2$. Сечения реакции $p(d, p)$ получены с помощью процедуры вычитания $\text{CH}_2 - \text{C}$. Экстраполяцией данных к нулевому импульсу протона в системе покоя дейтрона получены сечения 294.8 ± 3.8 и $54.3 \pm 2.9 \text{ б} \cdot \text{с}^3/\text{ГэВ}^2 \cdot \text{ср}$ для углеродной и протонной мишени соответственно.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Experimental Procedure

The method used to measure the spectra of proton-spectators^{/1/} in a wide momentum region (recent data are published in ref.^{/2/}) does not allow one to find the absolute values of cross sections. To connect spectra measured by the method^{/1,2/} to absolute values a special experiment was performed. The results obtained for the carbon target

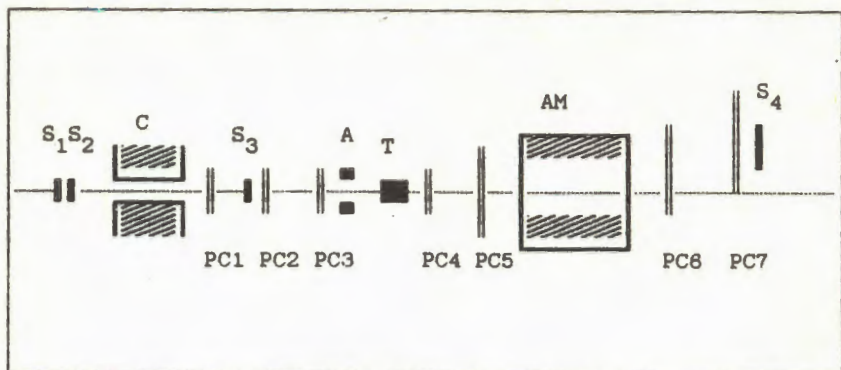


Fig. 1. Schematic layout of the experimental setup (drawing not to scale): S,A – scintillation counters; PC – multiwire proportional chambers; T – target; AM – analysing magnet; C – collimator

were published earlier^{/3/}. To find the absolute values of stripping cross section on hydrogen, it was necessary to improve an off-line procedure used earlier. As a consequence, the old carbon data^{/3/} were slightly (within the error bars) changed as well.

The experiment was carried out at the JINR synchrophasotron. The spectrometer «ALPHA» in a deuteron beam with momentum 9.1 GeV/c was used (fig.1). To measure the absolute cross sections, it is necessary to detect each incident particle and hence the beam intensity must be lower than about $5 \cdot 10^5$ particles per pulse. Therefore it is impossible to use this method for measuring the proton spectrum far from the most probable proton momentum $p_d/2$ because of a fast decrease of the cross sections.

To verify the correctness of taking into account multiple scattering effects and others, two sets of targets (3.01 and 5.96 g/cm² (carbon) and 2.61 and 7.19 g/cm² (CH₂)) were used.

For each incident particle selected by coincidence $M = S1 \wedge S2 \wedge S3 \wedge \bar{A}$ only one track in each chamber upstream the target was required. Stripping events were selected by setting the magnetic field in the analysing magnet MA (see fig.1) to direct particles with mean momentum ≈ 4.55 GeV/c to the counter S4 (25x30 cm²). After trigger $T = M \wedge S4$ information from the spectrometer was transferred to an on-line EC1010 computer. Information needed to calibrate the spectrometer, to determine its resolution parameters and to control its performance was taken with trigger $T = M$ which was switched on every tenth pulse.

The angular and momentum resolutions of the spectrometer were respectively $\sigma_\theta \approx 0.9$ mrad and $\sigma_p/p \approx 0.7\%$ for protons with a momentum of about 4.5 GeV/c.

Data Analysis

Because of interaction with background matter on the flight path before the spectrometer and in the counters S1+S3, the beam hitting the target had an admixture of protons (about 3%) with momentum close to $p_d/2$. This contaminated background proton beam has a larger angular divergence than the primary deuteron beam. The restriction of the input angle of entering particles by 1.5 mrad and of the scattering angle in the counter S3 allowed one to suppress appreciably empty-target background.

Only events with one track in each chamber downstream the target were analyzed in the previous track reconstruction procedure. Therefore stripping events accompanied by particle production (primarily pion production) were excluded while no such rejection took place in the main (high luminosity) geometry^{1,2/} of the experiment. Pion production accompaniment can be noticeable in some part of the proton spectrum^{5/}, but it is unessential in the region of proton momenta close to $p_d/2$. This time we used the multitrack reconstruction procedure which confirmed correctness of our previous approach. Nevertheless, this procedure was useful for the following reason. The secondary proton beam has a more wide spatial distribution in the spectrometer area than the one selected by the counters S1+S3 and the proportional chambers upstream the target. An appreciable number of events with two particles took place within the time gate. Whereas the chambers upstream the target registered only one track in this case, the chambers downstream the target often registered two tracks because of their larger sizes. Multitrack reconstruction with the selection of true events using track matching criteria in the target and in the center of the analyzing magnet allowed us to increase the spectrometer efficiency from 75% to 92%. This improvement is not very essential for increasing statistics, but the higher efficiency the higher accuracy of its evaluation and accordingly the less systematic errors.

To obtain the cross sections, we analyzed the proton momentum distributions of events taken in the deuteron rest frame (DRF), namely:

$$q^2 = q_t^2 + q_l^2, \quad q_t = p \cdot \sin \theta, \quad q_l = F(p \cdot \cos \theta),$$

where p, θ are the momentum and emission angle of the proton in the laboratory, and F the corresponding Lorentz transformation. The q -resolution, σ_q , calculated from quoted above σ_p/p and σ_θ , was $\approx 5 \text{ MeV}/c$.

Taking into account the isotropy of the proton-spectator angular distribution in the DRF at $q \leq 50 \text{ MeV}/c^{3,4/}$, we included in our analysis events with any emission angles in the DRF. As a result, the statistics of events was high enough to realize the subtraction ($\text{CH}_2\text{-C}$) procedure. To check angular isotropy, we used the Q -distributions of events with Q defined as follows: $Q = q$ if $p > p_d/2$ and $Q = -q$ if $p < p_d/2$ (the sign of Q coincides with the one of q).

We excluded events with $\theta \leq 2 \text{ mrad}$ from the analysis because of large empty-target background (which consisted mainly of the proton contamination of the primary beam). «Full-empty» subtraction was performed modifying the «empty target» emission angle distribution, because the admixed protons undergo multiple scattering and energy losses in the «full target» case while in the «empty target» one these effects are almost completely absent. «Full-empty» subtraction was made for each «full target» using correspondingly prepared «empty target» distribution with taken into account multiple scattering parameter of this «full target». This well-defined procedure has been used by us in our studies of forward elastic πp scattering and diffractive αA scattering^{16/}.

Results

The cross sections obtained with a pair of thick and thin targets are in good agreement within the statistical errors. Therefore we integrated these data (see fig.2). Extrapolation to $q = 0$ was made by approximating the data using the simplest of the deuteron wave functions, namely that by Hulten^{17/}, because all known wave functions are undistinguishable at $q < 50 \text{ MeV}/c$:

$$\varepsilon \cdot d^3\sigma/dq^3 = A \cdot (1 + q^2/\alpha^2)^{-2} \cdot (1 + q^2/\beta^2)^{-2}, \quad \varepsilon = \sqrt{m_p^2 + q^2}, \quad (1)$$

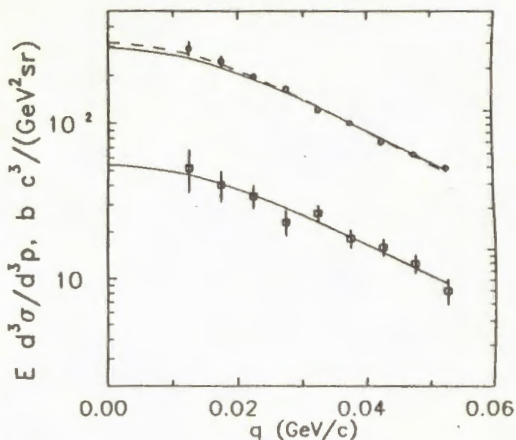
where $\alpha = 45.6 \text{ MeV}/c$ and $\beta = 270 \text{ MeV}/c$.

The invariant cross sections extrapolated to $q = 0$ are (54.4 ± 2.9) and $(294.8 \pm 3.8) \text{ b} \cdot c^3/\text{GeV}^2 \cdot \text{sr}$ for hydrogen and carbon with $\chi^2 = 0.48$ and 1.6 per point, respectively. The fit of the $Q > 0$ and $Q < 0$ data for the carbon target (the variable Q is defined above) gave coincident

Fig.2. The invariant cross sections of the $^{12}\text{C}(d, p)$ ($\circ$) and $p(d, p)$ ($\square$) reactions. Solid lines - the data fit by formulae (1) with fixed parameter α ; dashed line - the data fit with free parameter α

(within the error bars) results; this confirms the angular isotropy assumption for protons emitted at $q < 50 \text{ MeV/c}$.

We have shown^{/2/} that the ratio of the cross sections of deuteron fragmentation on carbon and hydrogen depends on q at $q \leq 0.2 \text{ GeV/c}$: the q -behaviour of the $p(d, p)$ forward cross section follows the standard deuteron wave functions while the $\text{C}(d, p)$ forward cross section decreases faster as q increases. Therefore we made an attempt to fit the carbon data taking the parameter α as a free one. This resulted in the cross section $(318.2 \pm 13.3) \text{ b} \cdot \text{c}^3/\text{GeV}^2 \cdot \text{sr}$ at $q = 0$ with $\alpha = 43.5 \text{ MeV/c}$ and $\chi^2 = 1.3$ per point. The difference in χ^2 is too small to select between these fits, and so the difference in the extrapolated $\text{C}(d, p)$ cross sections at $q = 0$ can be treated as an estimate of systematic uncertainty of the result contributed by the extrapolation procedure.



References

1. Ableev V.G. et al. - Nucl. Phys., 1983, A393, p.491; A411, p.541(E).
2. Zaporozhets S.A. et al. - In: Proc. of the VIII Int. Seminar on High Energy Phys., JINR D1,2-86-668, Dubna, 1986, p.341.
3. Ableev V.G. et al. - Yad. Fiz., 1983, 37, p.132.
4. Aladashvili B.S. et al. - J.Phys. G: Nucl. Phys., 1983, 1, p.913.
5. Brawn M.A., Vechernin V.V. - Yad. Fiz., 1984, 40, p.1588.
6. Vorobyov G.G. et al. - Yad. Fiz., 1974, 19, p.849.
7. Hulten L., Sugavara M. - Handbuch der Phys., 1957, 39, p.1.

Received on December 29, 1991.

MEASUREMENTS OF THE $^{12}\text{C}(d, p)$ AND $p(d, p)$ FORWARD CROSS SECTIONS OVER A WIDE RANGE OF PROTON MOMENTA

V.G.Ableev, V.P.Ladygin, A.A.Nomofilov, L.Penchev, N.M.Piskunov,
V.I.Sharov, I.M.Sitnik, E.A.Strokovsky, L.N.Strunov, S.A.Zaporozhets
Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

I.Atanasov

Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia

S.Dshemuchadse

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf

Measurements of the cross sections of deuteron stripping on carbon and protons were carried out at a deuteron momentum of $p_d = 9.1$ GeV/c in the region of momenta of forward emitted protons from $\approx p_d/2$ up to the kinematical limit. The cross sections of this reaction on proton were obtained using the CH_2 -C subtraction method. The data tables are presented.

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

Измерение сечений реакций $^{12}\text{C}(d, p)$ и $p(d, p)$
в широком интервале импульсов
вылетающих вперед протонов

В.Г.Аблеев и др.

При импульсе дейтронов $p_d = 9,1$ ГэВ/с проведены измерения сечений реакции стриппинга дейтронов на углеродной и CH_2 мишенях в области импульсов протонов от $\approx p_d/2$ до кинематического предела. Сечение этой реакции на протоне получено с использованием вычитательной CH_2 -C процедуры. Приводятся таблицы данных.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Introduction

Our previous measurements of the momentum spectra of forward emitted protons from the deuteron fragmentation on carbon performed over a wide range of proton momenta^{/1/} have revealed a prominent excess of the measured cross sections over the results of calculations based on the Relativistic Impulse Approximation (RIA)^{/1/} using popular

deuteron wave functions (DWF) when the proton momenta taken in the deuteron rest frame (DRF) exceed 0.2 GeV/c. The importance of conclusions, which can be drawn from this observation, stimulated us to repeat measurements with an amended setup and enlarged statistics. To investigate a possible influence of the target-nucleus on the observed effect, new measurements were carried out using several nuclear targets (C, CH₂, Al, Cu). The new data were first presented at the Dubna conference^{/2/}; first data on the proton-target are also shown in the figures of Ref.^{/3/}.

Some Experimental Details

Basically, the scheme of the experiment was not changed in comparison with the one described in Ref.^{/1/}, and so we point only to main features.

The experiment was performed at the JINR synchrophasotron. The spectrometer «ALPHA» was used in the deuteron beam with a momentum of 9.1 GeV/c (fig.1). The beam intensity varied between $5 \cdot 10^7 + 2 \cdot 10^{10}$ particles/burst. The target support allowed one to use a pair of targets setting them on the beam in turn. The above targets were used in pairs (C, CH₂) and (Al, Cu). The intensity of the beam hitting the target was monitored with two sets of scintillation monitors looking at the target at an angle of about 90° relative to the beam direction.

The measured part of the entire momentum spectrum was chosen by setting a relevant current value in the magnet M0; the current in the coil of the M1 magnet was set in accordance with the M0 one. Two Čerenkov counters were used to separate protons from deuterons with the same momentum. Inelastically scattered deuteron background becomes appreciable at momenta close to 6 GeV/c and increases sharply with increasing momentum. The magnetic spectrometer with multiwire proportional chambers was used to measure the momenta and entering angles of particles directed into the spectrometer by the M0 magnet. The corresponding resolution of the spectrometer was $\sigma_p / p \approx 0.35\%$ and $\sigma_\theta \approx 0.5$ mrad.

The following amendments were made in comparison with the previous scheme.

The lenses after the M0 magnet were removed: their matter became a brighter source of secondary particles than the main target creating too large particle flux when high momentum protons were directed to

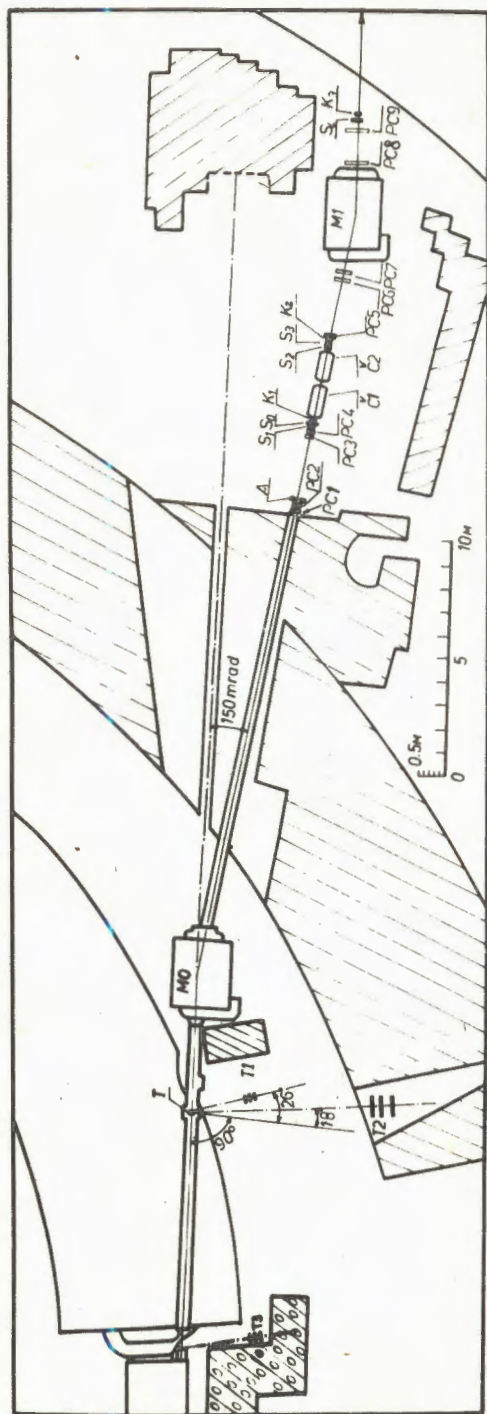


Fig.1. Schematic layout of the experimental setup: S,K,A - scintillation counters; T1,T2 - monitoring telescopes, PC - multiwire proportional chambers; T - target; M0, M1 - bending and analysing magnets

the spectrometer because the trajectories of protons and primary deuterons were close to each other in this case.

The monitoring telescope system was updated which resulted in the improved ratio of counting rates with full and empty targets.

The data on magnetic fields from Hall probes in the magnets M0, M1 and the data on the beam distribution in the target area were transferred from the computer controlling the accelerator to our on-line computer.

The main trigger included a decision of the fast processor^{/4/}, which selected events on the entering angles of detected particles. Strong correlations between the entering angles and momenta of particles allowed us to vary momentum acceptance of the spectrometer in such a way.

Data Analysis

Using information on beam characteristics, raw data were filtered: if the current beam location differed significantly from the mean one, the corresponding data stored during this cycle were excluded from further analysis. As a rule, the beam location was stable at a beam intensity of $\geq 10^9$. When the measurements were performed in the proton momentum region close to $p_d/2$ it was necessary to lower the beam intensity to $\approx 5 \cdot 10^7$ to keep counting rates in the spectrometer at an optimum level; in this case the beam location became unstable due to getting worse the operation of the beam control system at low intensity levels. This led to increasing the number of excluded cycles up to 30%.

Using the determined momentum and entering angle of the detected particle, the entering track was extrapolated to the target (taking into account the deflection in the M0 magnet and in the scattered magnetic field of the accelerator on the path between the M0 and the target), and the coordinates and angles of particle emission from the target were found. Taking into account the beam angular divergence, we estimate the emission angle resolution as ≈ 2 mrad. Events were selected using a restriction on the coordinates of the particle emission point in the target.

Each M0 current setting determined the nominal momentum p_0 with which a particle emitted from the center of the target at an emission angle of 0° goes along with the spectrometer Z-axis. Events with momenta in the interval $|(p - p_0)/p| \leq 0.05$ were taken for further analysis for every M0 current setting. The angular acceptance of the

Table. The invariant cross sections of the $^{12}\text{C}(d, p)$ and $p(d, p)$ reactions

q MeV/c	$C(d, p)$ b GeV/(GeV/c) 3 sr	$p(d, p)$ 3 sr	q MeV/c	$C(d, p)$ mb GeV/(GeV/c) 3 sr	$p(d, p)$ 3 sr
- 85	12.6±0.43	2.41±0.37	205	140±5.9	37.8±4.6
- 75	19.3±0.49	3.63±0.43	215	114±4.6	28.8±3.7
- 65	28.7±0.48	5.63±0.45	225	90.5±3.7	18.8±3.0
- 55	45.0±0.85	8.40±0.64	235	75.3±2.3	17.1±2.0
- 45	70.6±1.1	14.9±0.87	245	59.1±2.1	17.1±1.8
- 35	109±1.3	20.9±1.0	255	47.9±1.6	12.9±1.4
- 25	167±3.1	30.2±2.7	265	43.7±1.3	11.0±1.16
- 15	239±3.3	43.2±2.9	275	34.8±1.0	11.3±0.97
- 5	281±5.1	52.7±4.6	285	31.8±0.87	8.53±0.80
5	290±4.5	52.2±3.9	295	26.7±0.77	7.82±0.74
15	244±2.7	45.6±2.4	305	22.7±0.61	6.22±0.56
25	179±1.9	30.4±1.7	315	19.8±0.56	5.31±0.51
35	113±1.5	20.7±1.4	325	18.5±0.46	4.30±0.41
45	70.6±1.1	13.2±1.0	335	15.5±0.37	4.30±0.35
55	40.6±0.83	8.17±0.73	345	13.4±0.29	3.97±0.28
65	25.6±0.59	4.41±0.54	355	11.4±0.26	3.32±0.24
75	15.4±0.52	3.12±0.43	365	9.37±0.19	2.63±0.16
85	9.98±0.33	2.07±0.27	375	7.62±0.17	2.30±0.16
95	6.31±0.21	1.25±0.19	385	6.46±0.14	1.88±0.14
105	4.35±0.15	0.83±0.14	395	4.88±0.12	1.66±0.11
115	2.84±0.099	0.66±0.089	405	3.99±0.11	1.22±0.099
125	1.81±0.080	0.42±0.071	415	3.20±0.095	0.859±0.082
135	1.22±0.046	0.25±0.041	425	2.40±0.074	0.732±0.068
145	0.811±0.031	0.197±0.029	435	1.89±0.065	0.566±0.059
155	0.570±0.023	0.153±0.022	445	1.53±0.061	0.483±0.057
165	0.416±0.019	0.102±0.017	455	1.20±0.051	0.345±0.048
175	0.299±0.012	0.091±0.012	465	0.886±0.045	0.240±0.041
185	0.229±0.008	0.062±0.008	475	0.668±0.039	0.194±0.035
195	0.182±0.007	0.037±0.007	485	0.491±0.032	0.140±0.029
			495	0.391±0.030	0.150±0.032
			505	0.333±0.033	0.129±0.031
			515	0.306±0.032	0.044±0.028

spectrometer was $\cong 1.5$ mrad for fixed p inside this interval; the mean emission angle correlated with the value of $\delta p = (p - p_0)/p$ and varied from 0 up to 6 mrad when δp changed from 0 up to 0.05.

To obtain the cross sections, we analyzed the proton momentum distributions of events taken in DRF, namely:

$$q^2 = q_t^2 + q_l^2, \quad q_t = p \cdot \sin \theta, \quad q_l = F(p \cdot \cos \theta),$$

where p, θ are the momentum and emission angle of the proton in the laboratory; and F , the corresponding Lorentz transformation. The maximum value of q_t was about 30 MeV/c at $p = p_d/2$ (4.55 GeV/c) and about 50 MeV/c at $p = 8$ GeV/c. It is particularly important to

take q_f into account in the vicinity of $p_d/2$, where $q_f \approx 0$, because in this case $q \approx q_f$. In this region the fragmentation cross section proportional to the DWF squared, i.e. $\Psi^2(q)$, has a very sharp dependence on q ($\Psi^2(0)/\Psi^2(30 \text{ MeV/c}) = 1.9$). The correctness of this procedure is confirmed by the fact, that the overlapped data sets, stored at close nominal p_0 in the region of $p_d/2$, agree very well when the q -distributions are compared and they disagree strongly when the q_f -distributions of the same data sets are used. The correctness of such a procedure is also supported by Refs.^{/5,6/}, where the angular distribution of proton-spectators with $q \leq 50 \text{ MeV/c}$ is shown to be isotropic; the difference between q and q_f is negligible at large q_p , where relativistic effects should be taken into account.

The entire momentum spectra were normalized using the results of the specially performed measurements^{/7/}.

The invariant forward cross sections of the reactions $^{12}\text{C}(d, p)$ and $p(d, p)$ are presented in the table as a function of proton momentum q in the DRF (we ascribed to q the sign coinciding with that of q_f to distinguish proton momenta in the laboratory $p \leq p_d/2$ and $p \geq p_d/2$).

Figure 2 presents the ratio of these cross sections. It changes as much as twice when q varies from 0 up to 0.2 GeV/c and remains almost constant when q increases above 0.2 GeV/c. Such a behavior is steeper than the one predicted by the Glauber-Sitenko calculations performed by us following Ref.^{/8/} but it is not so sharp as predicted in Ref.^{/9/}. The full calculation for the carbon target and the one made in the framework of Impulse Approximation are presented in this paper. The comparison of the ratio of these calculations with the experimental one presented in fig.2 is correct if the Glauber-Sitenko corrections to the cross section of the reaction $p(d, p)$ are small. The data shown in fig.2, namely the

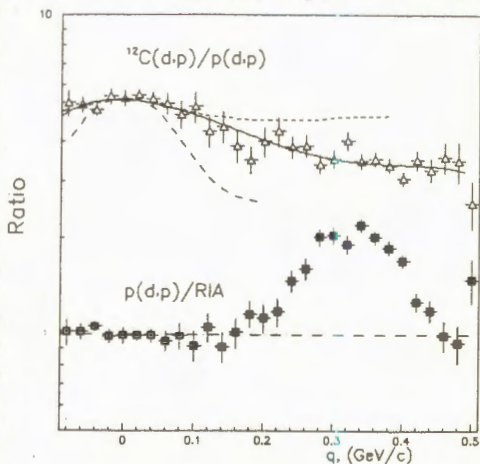


Fig. 2. The ratio of the cross sections of the $^{12}\text{C}(d, p)$ and $p(d, p)$ reactions ($\circ$). Solid line - the polynomial data fit; dashed lines - the calculations based on refs.^{/8/} (long dashed) and ^{/9/} (short dashed). ($\square$) - the ratio of cross sections of the reaction to ones predicted by RIA using the Paris potential^{/10/}.

ratio of the measured cross sections of the reaction to the one calculated in the RIA framework with the Paris DWF^{/10/}, demonstrate a satisfactory agreement for $q \leq 0.2$ GeV/c (and hence the Glauber-Sitenko corrections are really small for $p(d, p)$ reaction).

The excess at $q \geq 0.2$ GeV/c of the measured cross sections over the ones calculated in the RIA, mentioned in the Introduction, is discussed in Refs.^{/1,2,11/} (see also the references quoted therein).

References

1. Ableev V.G. et al. - Nucl. Phys., 1983, A393, p.491; A411, p.541(E).
2. Zaporozhets S.A. et al. - In: Proc. of the VIII Int.Seminar on High Energy Phys., JINR D1,2-86-668, Dubna, 1986, p.341.
3. Ableev V.G. et al. - Pis'ma Zh. Exp. Teor. Fiz., 1987, 45, p.467 (JETP Lett., 1987, 45, p.467).
4. Ableev V.G. et al. - PTE, 1978, 2, p.63.
5. Ableev V.G. et al. - Yad. Fiz., 1983, 37, p.132.
6. Aladashvili B.S. et al. - J.Phys. G: Nucl. Phys., 1983, 1, p.913.
7. Ableev V.G. et al. - this issue, p.5.
8. Bertocchi L., Treleani D. - Nuovo Cim., 1976, 36A, p.1.
9. Nissen-Meyer S. - Nucl. Phys., 1978, A306, p.499.
10. Lacombe M. et al. - Phys. Lett., 1981, 101B, p.139.
11. Brawn M.A., Vechernin V.V. - Yad. Fiz., 1984, 40, p.1588; Ignatenko M.A., Lykasov G.I. - Yad. Fiz., 1987, 46, p.1080 (Sov. J. Nucl. Phys., 1987, 46, p.661); Azhgirei L.S. et al. - Yad. Fiz., 1988, 48, p.87.

Received on December 29, 1991.

PLANAR SYMMETRY FLUCTUATIONS IN ELECTROMAGNETIC SHOWERS INDUCED IN LIQUID XENON BY PHOTONS BETWEEN 100 AND 3500 MeV

B. Słowiński

Planar symmetry of electromagnetic showers created by gamma quanta of energy $E_\gamma = 100\text{--}3500$ MeV has been studied using pictures of the 180 liter xenon bubble chamber of ITEP (Moscow). We have measured the energy dependence of a shift, from the shower axis, of the plane dividing a shower into halves and found that the average value of this shift decreases roughly linearly with $\ln E_\gamma$ increasing. The energy behaviour of the relevant r.m.s. as well as the shower symmetry depth and its r.m.s. is also obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR (Dubna) and at the Institute of Physics of the Warsaw University of Technology.

Флуктуации зеркальной симметрии в электронно-фотонных ливнях, вызванных гамма-квантами с энергией от 100 до 3500 МэВ в жидком ксеноне

Б.Словинский

Изучена зеркальная симметрия в электронно-фотонных ливнях, создаваемых гамма-квантами с энергией $E_\gamma = 100\text{--}3500$ МэВ. В качестве экспериментального материала использованы снимки 180 л ксеноновой пузырьковой камеры ИТЭФ (Москва), облученной в пучке π^- -мезонов с импульсом 3,5 ГэВ/с. Измерена энергетическая зависимость сдвига, относительно оси ливня, плоскости, разделяющей ливень на две половины, и установлено, что средняя величина этого сдвига уменьшается приблизительно линейно с ростом $\ln E_\gamma$. Получена зависимость от энергии соответствующего среднеквадратичного отклонения (с.к.о.), а также глубины симметрии ливня и ее с.к.о.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (Дубна) и в Институте физики Варшавского технического университета.

I. Introduction

Precise measurement of the position of high energy gamma quanta registered by a hodoscope gamma spectrometer (for example,^{1/1/}) requires a good knowledge of axial symmetry fluctuations in

electromagnetic showers created by these gammas. It is evident that such fluctuations increase the errors of estimation of effective masses of gammas accompanying hadronic interactions at high energies and set a natural limit to the accuracy of measurements. Unfortunately, the problem of axial (or lateral) symmetry distortion in showers has not been raised until very recently in literature^{/2/} and, in particular, was not yet touched on experimentally at all. As a consequence, every single event of a shower registered in the hodoscope is actually considered to be axial symmetric as it is indeed the case in homogenous media but on the average only.

In this article we present the results of investigation of planar symmetry distortion in electromagnetic showers produced by photons between 100 MeV and 3500 MeV in liquid xenon. For this purpose our previous data obtained from the pictures of the 180 liter xenon bubble chamber of ITEP (Moscow)^{/3/} exposed to the beam of π^- mesons at 3.5 GeV have been used.

II. Material and Method

The experimental material consists of 908 events of showers satisfying the appropriate criteria and grouped into 22 intervals of primary photon energy E_γ in such a way that the relative width $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ of each interval is not less than the average energy resolution (≈ 0.1). In all cases of these events summary projection ranges of shower electrons and positrons (later: electrons) of energy greater than 0.5—1.5 MeV observed in the projection plane (PP) within a rectangle of side $\Delta t = 0.6$ radiation length (r.l.) along the shower axis (SA) and $\Delta p = 0.3$ r.l. in its lateral direction, have been measured with an average accuracy of 0.2. The shower electron ranges, both summed over the whole shower event and some their part contained inside a rectangle of large enough area in the PP, are practically proportional to ionization losses released by these electrons with an accuracy of $\sim 2-3\%$ ^{/4,5/}. In more detail methodical problems are described in^{/6/}.

III. Planar Symmetry Fluctuation

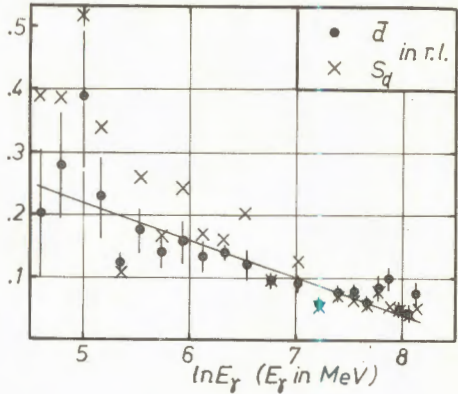
Figure 1 shows the energy distribution of such average distance $\bar{d}$ from the SA in the PP that a plane perpendicular to the PP and a distance d from SA divides a given shower event into two equal parts having, on the average, the same values of summary electron

Fig.1. Average shift $\bar{d}$ of a shower symmetry plane from the shower axis and the relevant r.m.s. S_d . Superimposed is the fitting function for $\bar{d}$ (1)

ranges. The distribution of estimates of r.m.s. S_d is also plotted in the figure. As to be expected, both $\bar{d}$ and S_d decrease with increasing energy E_γ , and at $E_\gamma \gg 1000$ MeV these quantities become less than ~ 0.1 r.l. The simple fitting function for $\bar{d}$

$$\bar{d} = (0.52 \pm 0.03) - (0.059 \pm 0.004) \cdot \ln E_\gamma \quad (1)$$

is also displayed on this figure as a straight line. Here E_γ is in MeV; $\bar{d}$, in r.l. and the relevant linear correlation index equals $r = 0.83$.

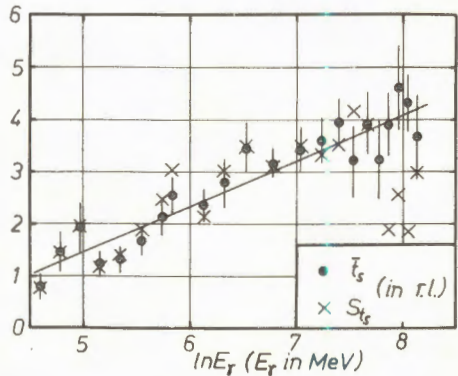


IV. Symmetry Depth, Its Fluctuation and Correlation

From practical point of view it seems important to know at what value of the shower depth t_s , being the most remote from the conversion point of a primary photon and measured along the SA, a shower may be considered to be planar symmetric with respect to a plane passing the SA. The distribution of $\bar{t}_s$ averaged over all fluctuations is shown in

fig.2 as a function of E_γ together with the distribution of the relative r.m.s. S_{t_s} . One can

Fig.2. Average maximum depth $\bar{t}_s$ at which the showers remained planar symmetric with a symmetry plane passing the shower axis. S_{t_s} is the corresponding r.m.s. The straight line represents the fitting function for $\bar{t}_s$ (2)



notice from the figure that $\bar{t}_s$ and S_{t_s} increase approximately linearly with $\ln E_\gamma$. For $\bar{t}_s$ one can admit

$$\bar{t}_s = -(2.9 \pm 0.4) + (0.87 \pm 0.07) \cdot \ln E_\gamma$$

at $r = 0.94$, E_γ is in MeV; $\bar{t}_s$, in r.l. This function is superimposed in the figure as a straight line.

Finally, the correlation between the symmetry depth and the shift d has been studied and found that the appropriate correlation coefficient does not exceed 0.5 within all interval of energy considered. So, one can infer that no such a correlation perceptible occurs.

References

1. Binon F. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1986, A248, p.86; Afanasiev S.V. et al. - In: Proc. of the Intern. Symposium «Electronic Instrumentation in Physics». JINR E13-91-321, Dubna, 14-17 May, 1991, p.85.
2. del Peso J., Ros E. - Nucl. Instr. and Meth., 1991, A306, p.485.
3. Kuznetsov E.V. et al. - PTE, 1979, 2, p.56 (in Russian).
4. Strugalski Z. - Materials of the Conf. on the Bubble Chamber Techn., JINR, 796, Dubna, 1961.
5. Słowiński B., Czyżewska D. - JINR P13-88-239, Dubna, 1988.
6. Słowiński B. - JINR E1-89-658, Dubna, 1989.

Received on December 27, 1991.

ELASTIC eD -SCATTERING WITH ALLOWANCE FOR EXCHANGE MESON CURRENTS WITHIN QCD-VMD MODEL

V.V.Burov, V.N.Dostovalov*, S.Eh.Sus'kov*

The role of meson exchange currents in the elastic eD -scattering is studied. Structure functions $A(q^2)$, $B(q^2)$ and tensor polarization $T_{20}(q^2)$ were calculated within the QCD-VMD model. It is shown that the contributions of meson exchange currents to structure functions $A(q^2)$, $B(q^2)$ at large transfer momenta should be taken into account. The contributions of MEC to $T_{20}(q^2)$ are significant for $q > 2.5 \text{ fm}^{-1}$. The retardation effects are very small throughout the whole scale of momentum transfers.

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

Упругое eD -рассеяние с учетом мезонных обменных токов в КХД-ВМД модели

В.В.Буров, В.Н.Достовалов, С.Э.Суськов

Исследуется роль мезонных обменных токов в упругом eD -рассеянии. Проведен расчет структурных функций $A(q^2)$, $B(q^2)$ и тензора поляризации $T_{20}(q^2)$ в КХД-ВМД модели. Показана необходимость учета мезонных обменных токов для структурных функций $A(q^2)$, $B(q^2)$ в области больших переданных импульсов. Вклад мезонных обменных токов в $T_{20}(q^2)$ играет существенную роль в области $q > 2,5 \text{ фм}^{-1}$. Эффекты запаздывания малы во всей области импульсов передач.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

1. Introduction

At present there exist many approaches for the description of the strong NN -interaction^{1-4/}. Among them one group of models attracts our special attention which consists of field-theoretical meson-exchange models. Within these approaches the NN -interaction is described as a one-boson-exchange system where the field-theoretical Hamiltonian is

*Far-East State University, Vladivostok, Russia

a sum of Feynman diagrams including various meson exchanges, the physical nature of which determines the kinematic frames of the potential model. Now three kinematic's scales are determined^{/5/}: «classical» (long-range $r > 2$ fm), «dynamical» ($1 \text{ fm} < r < 2 \text{ fm}$), and «phenomenological» (short-range $r < 1 \text{ fm}$) regions. The classical region is defined by one-pion exchange. The heavier-meson exchanges dominate the dynamical region. The region of $r < 1 \text{ fm}$ (core region) takes into account different processes, for instance, quark-gluon exchanges. The phenomenological region is the most interesting, for further discussion since it has a direct relation to the problem of the extended structure of the nucleon. Still the question on the hadron size is open. QCD effectively describes the region inside the confinement radius, and the outside dynamics is well described by the interaction of mesons with a core. There is the problem of the consistent description of the in-outside regions. On this way the vertex form factors are introduced. The presence of vertex form factors is dictated, first, by the quark structure of the nucleons, and second, by the mesons dynamics. The form factor is a function of the so-called cut-off mass Λ that governs the range of influence nonnucleon degrees of freedom.

In the paper^{/6/} the model of the nucleus potential describes the NN -interaction within a similar QCD-VMD picture^{/7/}. The nucleon structure is calculated in two kinematical scales: the low q^2 (meson exchange) and high q^2 (quark-gluon) exchange. It was shown that higher mass meson exchanges become important when the nucleon structure is taken into account. These exchanges are described by a sort of contact relations, leading to contact interactions of nucleons. We quote the important result of paper^{/6/}: it was shown that the description of meson-exchange nucleon-nucleon interaction leaves little room for a sizeable contribution of a conventional boson-exchange at small distances. Apart from the dominance of the pion-exchange at large distances a heavier (than pion) meson-exchange is overshadowed at the medium range by the direct interaction of the physical nucleons. The nucleon-nucleon interaction has three scales: i) the scale given by the pion mass (140 MeV), ii) the meson scale (800 MeV) which determines the size of the nucleon, and iii) the quark-gluon scale (2.85 GeV).

Experimental data on the structure function $A(q^2)$ in the elastic eD -scattering are known in a wide range of transfer momenta^{/8/} which allow one to make calculations within the model taking the deuteron structure into account in detail. At present, there are many results on the analysis of the behaviour of $A(q^2)$ with allowance for meson exchange currents (MEC)^{/9-11/}.

Experimental data on the structure function $B(q^2)$ are not so rich $q^2 < 75 \text{ fm}^{-2/12/}$, some research was made with meson exchange currents^{/13-15/} taken into account.

In our paper the structure functions $A(q^2)$, $B(q^2)$ and tensor polarization $T_{20}(q^2)$ are calculated within the QCD-VMD model^{/6/}.

2. Basic Formulas

The differential cross-section of elastic electron-deuteron scattering has the form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left[A(q^2) + B(q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (1)$$

where

$$A(q^2) = F_C^2(q^2) + F_Q^2(q^2) + \frac{2}{3} \eta F_M^2(q^2), \quad (2)$$

$$B(q^2) = \frac{4}{3} \eta (1 + \eta) F_M^2(q^2), \quad (3)$$

where $\eta = q^2/4M^2$ and M is the mass of the deuteron. The charge $F_C(q^2)$, quadrupole $F_Q(q^2)$ and magnetic $F_M(q^2)$ form factors are determined by the following equation:

$$F_{C,Q,M} = F_{C,Q,M}^{imp} + F_{C,Q,M}^{\pi NN} + F_{C,Q,M}^{\rho\pi\gamma} + F_{C,Q,M}^{ret,\pi}, \quad (4)$$

where F^{imp} is the impulse approximation, $F^{\pi NN}$ stands for the pair current, $F^{\rho\pi\gamma}$ denotes the $\rho\pi\gamma$ process, and $F^{ret,\pi}$ stands for the retardation current. Analytical expressions for individual contributions have been calculated in^{/10/}. Here, for example, we determine the impulse parts of $F_{C,Q,M}$

$$F_C^{imp} = G_E^S(q^2) \int_0^\infty (u^2(r) + w^2(r)) j_0(qr/2) dr, \quad (5)$$

$$F_Q^{imp} = G_E^S(q^2) \int_0^\infty (2u(r)w(r) - w^2(r)/\sqrt{2}) j_2(qr/2) dr, \quad (6)$$

where $G_E^S(q^2)$ is the electric form factor:

$$G_E^S(q^2) = G_E^p(q^2) + G_E^n(q^2), \quad (7)$$

$G_E^p(q^2)$ ($G_E^n(q^2)$) is the electric form factor of a proton (neutron).

$$\begin{aligned} F_M^{imp} = & 2G_M^S(q^2) \left\{ \int_0^\infty dr [u^2(r) - w^2(r)/2] j_0(qr/2) + \right. \\ & + \int_0^\infty dr (u(r)w(r)/\sqrt{2} + w^2(r)/2) j_2(qr/2) \left. \right\} + \\ & + \frac{3}{2} G_E^S \int_0^\infty dr [u^2(r) j_0(qr/2) + w^2(r) j_2(qr/2)]. \end{aligned} \quad (8)$$

$$G_M^S(q^2) = G_M^p(q^2) + G_M^n(q^2), \quad (9)$$

where $G_M^p(q^2)$ ($G_M^n(q^2)$) is the magnetic form factor of a proton (neutron) ($u(r)$, $w(r)$ are S , D wave functions of the deuteron).

Tensor polarization of the deuteron can be written as follows

$$T_{20} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1+X}{1+\frac{X^2}{8}}, \quad (10)$$

where

$$X = 2\sqrt{2} \frac{F_C}{F_Q}. \quad (11)$$

We use the following approximation for vertex form factors^{/6/}

$$F_{1,2}(q^2) = \frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_1^2 + Q^2} \left(\frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_2^2 + Q^2} \right)^{1,2}, \quad (12)$$

where

$$Q^2 = q^2 \frac{\log\left((\Lambda_2^2 + q^2)/\Lambda_{QCD}^2\right)}{\log\left(\Lambda_2^2/\Lambda_{QCD}^2\right)}. \quad (13)$$

The scale $\Lambda_1^2 = 800$ MeV is taken into account for all mesons. The quark-gluon scale is: $\Lambda_2^2 = 2.85$ GeV, $\Lambda_{QCD} = 0.29$ GeV.

3. The Results and Discussion

The structure function of the deuteron $A(q^2)$ is shown in Fig. 1. It is seen that the contributions of MEC diminish $A(q^2)$ at $80 \text{ fm}^{-2} < q^2 < 150 \text{ fm}^{-2}$, thus making the agreement with experimental data worse (curve 3). One should note the importance of taking account of MEC at $q^2 > 40 \text{ fm}^{-2}$.

The structure function $B(q^2)$ with allowance for MEC is shown in Fig. 2. and the calculation without taking account of MEC (curve 1). Comparing the obtained result with the experimental data we get that the MEC effects are very important for the transfer momenta $q^2 > 40 \text{ fm}^{-2}$. The retardation effects (curve 3) are not essential at all momentum scale.

The tensor polarization of the deuteron $T_{20}(q^2)$ with allowance for MEC is shown in Fig. 3. Data from: Novosibirsk 87^{/16/}, Bates 84^{/17/},

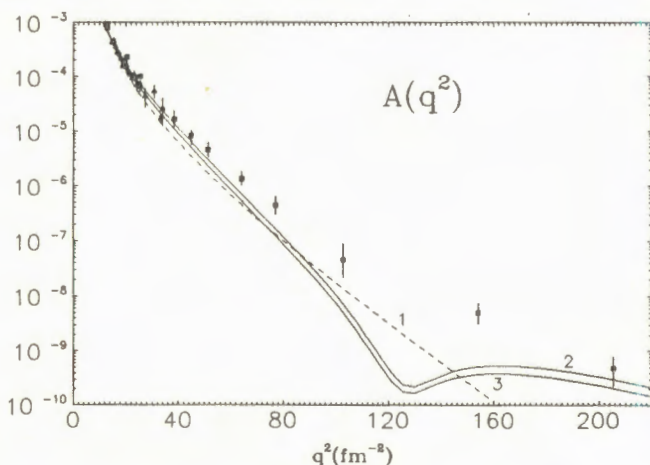


Fig.1. Deuteron structure function $A(q^2)$. The dashed line (1) is the impulse approximation; the solid line (2), with inclusion of MEC ($\pi NN + \rho\pi\gamma$); and solid line (3), with inclusion of MEC ($\pi NN + \rho\pi\gamma +$ retardation effects)

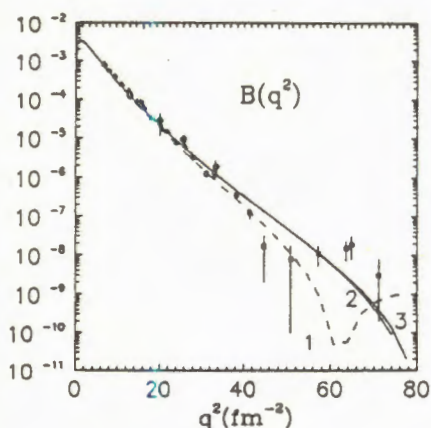


Fig. 2. Deuteron structure function $B(q^2)$. Notation is the same as in Fig.1.

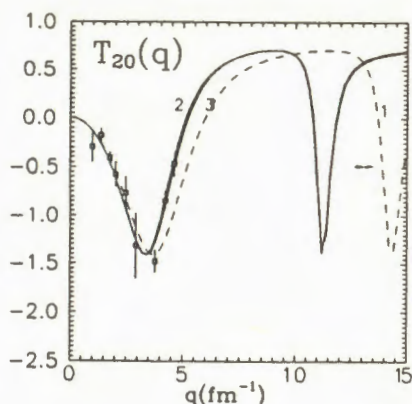


Fig. 3. Deuteron tensor polarization $T_{20}(q^2)$. Notation is the same as in Fig.1

Novosibirsk 90^{/18/}, Bates 90^{/19/}. It is seen that in comparison with the impulse approximation (curve 1) the contribution of MEC slowly increases $T_{20}(q^2)$ after the minimum. The inclusion of retardation effects does not change the situation.

The calculations of the structure functions $A(q^2)$, $B(q^2)$ and tensor polarization $T_{20}(q^2)$ allow one to make the following conclusions:

1. The contributions of meson exchange currents to structure functions $A(q^2)$, $B(q^2)$ at large transfer momenta should be taken into account.

2. The contributions of MEC to $T_{20}(q^2)$ are significant for $q > 2.5 \text{ fm}^{-1}$.

3. The retardation effects are very small for all the considered functions in the whole momentum scale.

References

1. Gari M., Hyuga H. — Nucl. Phys., 1976, v.A264, p.409.
2. Burov V.V., Dostovalov V.N., Sus'kov S.Eh. — Pis'ma Zh.Eksp.Teor.Fiz., 1986, No.8, p.357.
3. Dymarz R., Khanna F.C. — Phys.Rev.Lett., 1986, 56, p.1448.
4. Lacombe M. et al. — Phys. Rev., 1980, C21, p.861.

5. Machleidt R., Holinde K., Elster Ch. — Phys.Rep., 1987, 149, p.1.
6. Deister S., Gari M.F., Krumpelmann W., Mahlke M. — Preprint, Bochum, 1991.
7. Gari M.F., Krumpelmann W. — Z.Phys., 1985, A322, p.689.
8. Arnold R.G. et al. — Phys.Rev.Lett., 1973, 35, p.776.
9. Chemtob M., Rho M. — Nucl.Phys., 1971, A163, p.1.
10. Gari M., Hyuga H. — Nucl.Phys., 1976, A264, p.409.
11. Burov V.V., Dostovalov V.N. — Z.Phys., 1987, A326, p.245.
12. Arnold R.G. et al. — Phys.Rev.Lett., 1987, 58, p.1723; Cramer R. et al. — Z.Phys., 1987, C29, p.513; Auffret S. et al. — Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.649.
13. Gari M., Hyuga H. — Nucl.Phys., 1977, A278, p.372.
14. Burov V.V., Dostovalov V.N., Sus'kov S.Eh. — Preprint JINR, E2-89-542, Dubna, 1989.
15. Ohta K., Wakamatsu M. — Prog.Theor.Phys., 1976, 55, p.131.
16. Voitsekhovskii B. et al. — JETP Lett., 1987, 43, p.733.
17. Schulze M. et al. — Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.597.
18. Potterveld D. et al. — Proc. of the XII Int. Conference on Particles and Nuclei, M.I.T., Cambridge, MA, 1990, p.364.
19. The I. et al. — Proc. of the XII Int. Conference on Particles and Nuclei, M.I.T., Cambridge, MA, 1990, p.364.

Received on February 17, 1992.

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ С МАССОЙ ОКОЛО $3m_e$ ПРИ β -РАСПАДЕ ЯДЕР

К.Я.Громов, А.Н.Каргин, Н.А.Лебедев, Т.И.Михайлова,
А.Ф.Новгородов

На основе анализа литературных данных о спектрах γ -излучения установлен верхний предел образования частиц с массой $\sim 3m_e$ при $\beta^\pm$ -распаде ядер, равный 0,5%. Экспериментально установлено, что при β -распаде ^{90}Y этот же предел порядка 10^{-5} .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

To the Question of the Production Possibility of Particles with Mass about $3m_e$ in Nuclear β -Decay

K.Ya.Gromov et al.

We analysed the available data on γ -radiation spectra and obtained the upper limit of the production of particles with mass $\sim 3m_e$ in the β -decay. This limit is found to be equal to 0.5%. The same limit obtained experimentally for the β -decay of ^{90}Y is 10^{-5} .

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

А.М.Балдин^{/1/} обратил внимание на сделанное Д.В.Скобельцыным предположение^{/2/} об испускании при β^- -распаде ^{214}Bi наряду с β -частицами частиц с массой, равной $3m_e$, где m_e — масса электрона. По оценкам Д.В.Скобельцына, вероятность образования этих новых частиц может достигать 10%, а время их жизни $\approx 10^{-10}$ с.

К сожалению, за 40 лет, прошедших с тех пор, не было выполнено тщательных проверок результатов экспериментов^{/3/}, так как считалось, что существование легкой частицы с массой, в несколько раз превышающей массу электрона, противоречит основным положениям квантовой электродинамики. В своей работе А.М.Балдин^{/1/} отметил, что частица с массой около $3m_e$ может быть квазистационарным состоянием, существующим в рамках КЭД, и рассмотрел последствия этой гипотезы.

Предполагается, что S^- -частица — это состояние (e^-, e^-, e^+) некой S -частицы, но тогда возможно и состояние $S^+(e^+, e^+, e^-)$. Спин $S^\pm$ -частицы равен $1/2$. Процесс распада атомного ядра с вылетом $S^\pm$ -частицы аналогичен обычному β -распаду, с тем отличием, что на образование $S^\pm$ -частицы дополнительно затрачивается энергия $2m_e c^2$ (1022 кэВ). Распад происходит между теми же начальным и конечным состояниями ядра, что и обычный β -распад. Максимальная кинетическая энергия $S^\pm$ -частицы примерно на 1 МэВ меньше, чем для β -распада того же ядра.

$S^\pm$ -частица нестабильна, она распадается на электрон (позитрон) и γ -квант:

$$S^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma. \quad (1)$$

Таким образом, все кинематические выкладки Д.В.Скобелевича^{/2/} остаются в силе (он предполагал, что S -частица распадается на электрон и нейтрино). Энергии электрона (E_e) и γ -кванта (ϵ_γ), образовавшихся в результате распада остановившейся S -частицы, соответственно равны

$$\epsilon_\gamma = \frac{n^2 - 1}{2n} \cdot m_e; \quad E_e = \frac{(n - 1)^2}{2n} \cdot m_e,$$

где $n = m_s/m_e$ — отношение массы S -частицы к массе электрона. Если подставить значение $n = 3$ из работы^{/2/}, то получим $\epsilon_\gamma = 681$ кэВ, $E_e = 340$ кэВ. Как видно, энергии γ -кванта и электрона не зависят от характеристик ядра, их испустившего. Следовательно, для всех ядер, при β -распаде которых испускается S -частица, должен наблюдаться γ -квант одной и той же энергии.

Распад $S^\pm$ -частицы на электрон (позитрон) и два γ -кванта

$$S^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma_1 + \gamma_2 \quad (2)$$

тоже возможен, но в 137 раз менее вероятен, чем первый способ распада. $S^\pm$ -частица может, в дополнение к указанным двум способам, проаннигилировать с электроном среды

$$S^+ + e^- \rightarrow 2\gamma. \quad (3)$$

Как обычно, процесс аннигиляции происходит после остановки S^+ -частицы, и в результате данной реакции образуются два γ -кванта с энергиями $\epsilon_\gamma = 1022$ кэВ.

Настоящая работа посвящена одной из возможностей экспериментальной проверки этих предположений. Как известно, электроны с энергией 1—2 МэВ останавливаются в среде за время меньшее, чем 10^{-11} с. Примерно такое же время потребуется и для остановки $S^{\pm}$ -частицы с той же энергией. Это значит, что могут быть созданы такие условия эксперимента, когда большая часть $S^{\pm}$ -частиц (период их полураспада $\approx 10^{-10}$) распадается после остановки, испуская при этом монохроматический γ -квант.

Не обсуждая в деталях проблему постановки эксперимента по поиску монохроматических γ -лучей от распада остановившейся $S^{\pm}$ -частицы и отсылая читателя, например, к обзору Ц.Вылова и др.^{/4/}, сделаем утверждение, что при стандартной постановке эксперимента по изучению γ -спектров при β -распаде с помощью Ge(Li)- γ -спектрометров в большинстве случаев обеспечиваются условия для регистрации γ -квантов при распаде остановившейся $S^{\pm}$ -частицы с эффективностью, не более чем в два раза отличающейся от эффективности регистрации γ -лучей, возникающих при разрядке уровней, заселяемых при β -распаде. Таким образом, спектры γ -лучей, регистрируемых при β -распаде ядер, могут содержать и γ -лучи, испускаемые при распаде $S^{\pm}$ -частицы. Это открывает возможность поиска $S^{\pm}$ -частицы путем анализа результатов исследований спектров γ -лучей, испускаемых при β -распаде.

Для такого анализа по таблицам^{/5/} отбирались ядра, испытывающие электронный (позитронный) распад и удовлетворяющие следующим условиям:

1) граничная энергия β -спектров должна быть существенно больше 1 МэВ (иначе образование $S^{\pm}$ -частицы запрещено законом сохранения энергии);

2) $\beta^{-}(\beta^{+})$ -распад преимущественно идет на основное состояние дочернего ядра. В этих случаях интенсивность спектра γ -лучей, возникающих при переходах между уровнями дочернего ядра, меньше, и γ -лучи, возникшие при распаде $S^{\pm}$ -частицы, легче обнаружить;

3) отбирались преимущественно ядра, γ -спектры которых хорошо изучены.

Было отобрано 57 ядер, испытывающих β^{-} -распад, ^{214}Bi среди них. Для поиска энергии γ -кванта, испускаемого при распаде S^{-} -частицы, использовалась таблица^{/6/}. В ней собраны энергии γ -переходов всех изученных ядер, доли которых на распад больше 0,5%. Переходы, относящиеся к ядрам из нашего списка, были записаны в отдельный файл, всего их насчитывается 431. В интересующей нас области от 350 до 1225 кэВ содержится 216 переходов. Наша задача

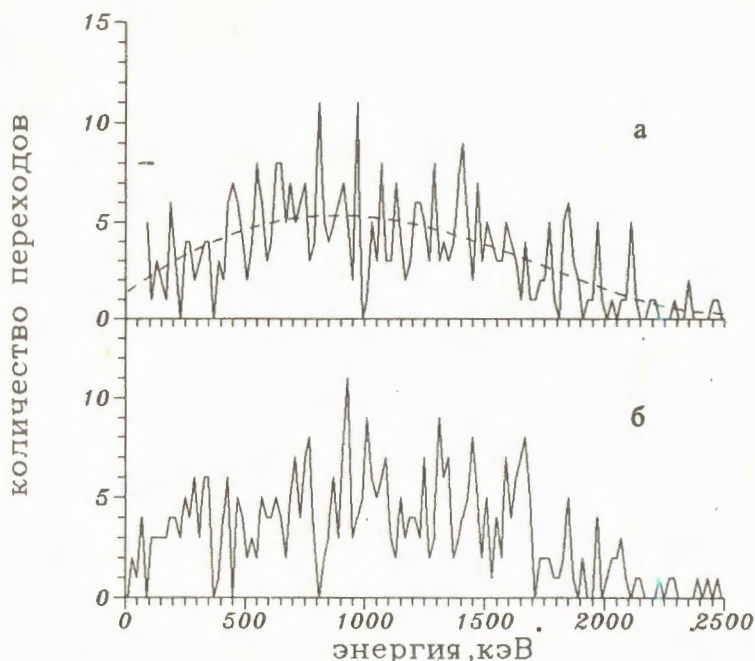


Рис.1. Количество переходов в интервале 20 кэВ, пунктиром обозначен график функции $\rho(E_\gamma) = 1,29 + 9,2 \cdot E - 4,9 \cdot E^2 - 0,9 \cdot E^3 + 0,5 \cdot E^4$, где E — энергия γ -кванта в МэВ (а). Распределение, смоделированное с использованием функции $\rho(E_\gamma)$ (б)

состояла в том, чтобы определить, нет ли в этом списке переходов выделенной энергии, при которой энергии γ -квантов, относящихся к разным ядрам, приблизительно совпадают (в пределах погрешности эксперимента).

На рис. 1,а представлен график зависимости числа переходов в определенном интервале энергий от энергии перехода E_γ . На этом графике имеются максимумы, но, как будет показано далее, они имеют чисто статистическую природу. Пунктиром показана средняя плотность переходов $\rho(E_\gamma)$, полученная аппроксимацией табличных данных функцией четвертого порядка методом наименьших квадратов. На рис. 1,б показано распределение переходов, смоделированное с использованием функции ρ и статистики Пуассона.

Ось E_γ была разбита на интервалы, длина которых обратно пропорциональна $\rho(E_\gamma)$, а величина интервала в интересующей нас области 700 кэВ равнялась ≈ 1 кэВ. В 20 случаях в один интервал попали энергии переходов двух различных ядер, в четырех случаях — трех. Если в нашем списке нет энергий γ -переходов, связанных с распадом S^- -частицы, то при таком разбиении оси E_γ вероятность того, что количество переходов в данном интервале (обозначим его x) окажется равно величине i , определяется распределением Пуассона^{/7/}:

$$P(x = i) = \frac{\mu^i \cdot \exp(-\mu)}{i!},$$

где μ — среднее количество переходов на интервал.

Одной из характерных особенностей этого распределения является то, что дисперсия (disp) равняется среднему. В нашем случае $\mu = 0,264$, $\text{disp} = 0,274$.

Для того чтобы проверить, действительно ли распределение энергии переходов является пуассоновским, использовался критерий χ^2 . Получено значение $\chi_1^2 = 0,05$, что согласуется с гипотезой. Но тогда в 23,5 случаях в один интервал должно попадать два или больше γ -переходов, что точно согласуется с полученным по таблицам значением — 24 интервала. К тому же распределение переходов, показанное на рис. 1,б, дает функцию со столь же ярко выраженными максимумами, что и функция, показанная на рис. 1,а. Таким образом, нет оснований утверждать, что среди γ -переходов отобранных нами ядер есть переходы, относящиеся к распаду S^- -частицы.

Подобное исследование было проведено и для возможного распада S^+ -частицы. Для 42 ядер известно 220 переходов в интервале 350+1200 кэВ. Найдена своя функция $\rho(E_\gamma)$ и получены следующие результаты: $\mu = 0,275$, $\text{disp} = 0,283$, $\chi_1^2 = 0,06$.

Вычисления дают, что в 25 интервалов должны попасть две и больше энергии переходов. В таблице же имеется всего 24 таких интервала. Тем самым показано, что в пределах той точности, которую нам дает пользование таблицами^{/6/}, среди известных γ -переходов различных ядер нет выделенной энергии, которую можно было бы приписать распаду $S^\pm$ -частицы, а значит, доля $S^\pm$ -частиц, испускаемых при β -распаде ядер, не может превышать 0,5%, в отличие от 10%, даваемых Д.В.Скобельцыным для ^{214}Bi .

Среди ядер, для которых испускание S^+ -частицы не запрещено из энергетических соображений, исключительно удобный случай для анализа дает β^- -распад ядра ^{90}Y ($T_{1/2} = 64,1$ ч, $E_{\beta^-} = 2,29$ МэВ). Пользуясь данными, представленными в работе^{/5/}, можно убедиться, что при распаде этого ядра возбуждаются только два уровня дочернего ядра ^{90}Zr : $0^+ - 1,761$ МэВ и $2^+ - 2,186$ МэВ, с интенсивностью $0,011\%$ и $1,4 \cdot 10^{-6}\%$ на распад соответственно. При разрядке этих уровней возникают γ -лучи $2,186$ (100%) и $0,425$ (0,03%) МэВ; разрядка уровня $0^+ - 1,761$ МэВ идет только через внутреннюю конверсию. Таким образом, интенсивность γ -лучей в выбранном выше интервале — не более чем $0,5 \cdot 10^{-9}\%$. Однако в работах, цитированных там же, мы не нашли экспериментального спектра в интересующей нас области. Поэтому мы провели специальные измерения γ -спектра ^{90}Y с целью прямого получения этой оценки.

Для получения источника ^{90}Y использован генератор, представляющий собой катионообменную колонку, заполненную смолой Aminex 5A в NH_4^+ -форме. После нанесения материнского нуклида ^{90}Sr из слабокислого раствора на колонку она промывалась водой, затем двумя-тремя свободными объемами $0,5$ моль раствора α -окси-изобутирата аммония и вновь водой. Через неделю накопившийся

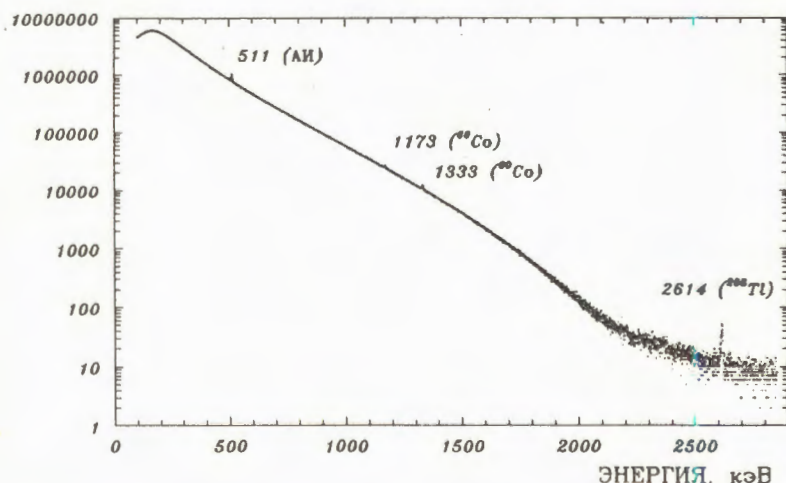


Рис.2. Спектр тормозного излучения от источника ^{90}Y . Условия эксперимента описаны в тексте. Пики ^{60}Co — от источника, использованного для подсветки (сила 165 к). Пик 2614 кэВ (в конце спектра) связан с естественным радиоактивным фоном. Время измерения спектра — 95 часов

^{90}Y вымывался 0,5 моль раствором α -оксиизобутирата аммония (0,5 мл) в стеклянную пробирку диаметром 8 мм, которая тщательно закрывалась и помещалась в цилиндрический фильтр из Pb, Cd и Cu толщиной 1,0; 0,5 и 0,5 мм соответственно. Измерения γ -спектра от приготовленного таким образом источника выполнены на низко-фоновом γ -спектрометре с Ge(Li)-детектором в течение 95 часов. Чувствительный объем детектора — 40 см^3 , разрешающая способность спектрометра при кратковременных (1 час) измерениях — 3,1 кэВ на линии 1332 кэВ. Источник находился на расстоянии ≈ 7 см от детектора. Начальная активность ^{90}Y в источнике была около 120 МБк. Для целей контроля за калибровкой и стабильностью спектрометра детектор подсвечивался слабым источником ^{60}Co .

Полученный спектр представлен на рис. 2. Основной вклад вносит внутреннее тормозное излучение. Пик аннигиляционного излучения (511 АИ) и пики ^{60}Co были заметно уширены, вероятно, за счет температурной нестабильности: полуширины линий 511 и 1173 кэВ составили, соответственно, 4,7 и 9,2 кэВ. Это, естественно, в несколько раз повышает экспериментальный предел на оценку интенсивности возможных γ -лучей при распаде остановившейся S^- -частицы. Анализ части спектра, соответствующей диапазону энергий γ -квантов от 520 до 1150 кэВ, показал, что уверенно можно было бы определить пики γ -квантов с интенсивностью $\sim 0,3$ от линии 1173 кэВ. Так как средняя активность препарата ^{90}Y составляла около $5,9 \cdot 10^7$ Бк, а активность ^{60}Co равнялась 165 Бк, то вероятность образования S^- -частиц с последующим высвечиванием γ -квантов для области энергий от 520 до 1150 кэВ составляет 10^{-5} . Таким образом, проведенный эксперимент позволяет утверждать, что вероятность образования S^- -частицы при распаде ^{90}Y не более 10^{-5} на один распад этого ядра.

Авторы выражают глубокую благодарность А.М.Балдину за внимание к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. Baldin A.M. — JINR Rapid Communications No.3[42]-90, Dubna, 1990, p.4.
2. Скобельцын Д.В. — Распад неустойчивых частиц на лету и аномальное рассеяние β -лучей. В кн.: Памяти С.И.Вавилова, М.: изд-во АН СССР, 1952, с.292.
3. Скобельцын Д.В. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1938, 1—2, с.75.

4. Вылов Ц. и др. — Спектры излучений радиоактивных нуклидов. Ташкент: ФАН, 1980.
5. Table of Isotopes. Ed. by C.M.Lederer, New-York, 1978.
6. Gamma-Ray Catalog. Ed. by U.Reus and W.Westmeier, Lahnberge, 1978.
7. Худсон Д. — Статистика для физиков. М.: Мир, 1970.

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ К СБОРНИКАМ
 "КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ", №№1/47/-5/51/, 1991

№1/47/

Е.П.Величева, С.П.Курлович, Н.Б.Скачков Новые данные ДЕЛФИ по инклюзивному процессу $e^+e^- \rightarrow h + X$ и проверка предсказаний КХД для нарушения скейлинга в функциях фрагментации. /На английском/.....	5
А.Н.Сисакян, И.Л.Соловцов Непертурбативный эффективный потенциал. Ангармонический осциллятор.....	10
Р.М.Николаева, В.А.Николаев, О.Г.Ткачев Ядерная сжимаемость в модели солитонов кирального поля.....	17
Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо Эффект "Intermittency" в кластерных ядерных взаимодействиях.....	27
А.Г.Бонч-Осмоловский, К.А.Решетникова Энергетические аспекты резонансного доплеровского взаимодействия релятивистских электронных пучков с Е-волнами. О знаке энергии продольных волн в электронных пучках.....	35
Б.Н.Гикал и др. Получение высокоинтенсивных пучков тяжелых ионов для проведения экспериментов на газонаполненном сепараторе.....	47

Б.А.Шахбазян, Т.А.Волоховская, А.С.Мартынов Мультикварковые стабильные и метастабильные состояния. /На английском/.....	4
Л.С.Ажгирей, М.А.Игнатенко, Н.П.Юдин Возможная интерпретация "аномального" поведения спектра протонов от фрагментации дейтронов под углом Q^0 при 9 ГэВ/с.....	11
Р.М.Николаева, В.А.Николаев, О.Г.Ткачев Кластеры в ядерной модели киральных солитонов. /На английском/.....	21
Д.М.Хазинс, А.А.Курицин Электрическая прозрачность сеток, применяемых в газоразрядных детекторах частиц. /На английском/.....	29
В.А.Гладышев и др. Исследование характеристик плоских сцинтилляционных детекторов с оптоволоконным световодом для многослойного ΔE -спектрометра заряженных частиц.....	39

Б.Словинский Флуктуации и корреляции в продольном развитии электронно-фотонных ливней, создаваемых гамма-квантами с энергией от 200 до 3500 МэВ. /На английском/.....	5
--	---

С.Г.Кананов и др.

Геометрическая эффективность

экспериментальных установок в области

очень больших значений множественности.

/На английском/.....16

М.В.Токарев

Тензорная анализирующая способность T_{20}

и векторный коэффициент передачи

поляризации К процесса $p + D \rightarrow (h,p) + X$.

/На английском/.....27

И.Зборовски

Развал дейтрона при промежуточных энергиях.

/На английском/.....34

Ю.Ц.Оганесян и др.

Получение, химическое и изотопное выделение

долгоживущего изомера $^{178m2}\text{Hf}$ ($T_{1/2} = 31$ год).

/На английском/.....44

Л.Д.Корсун, А.Н.Сисакян, И.Л.Соловцов

Энергия основного уровня ϕ^{2k} -ангармонического

осциллятора в пределе сильной связи.....54

Л.Д.Корсун, А.Н.Сисакян, И.Л.Соловцов

Непертурбативный эффективный потенциал

для ϕ^{2k} -осциллятора.....62

М.К.Волков, А.А.Осипов

Описание распадов $\omega \rightarrow 3\pi$, $\phi \rightarrow 3\pi$,

$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$

в модели Намбу - Иона - Ласинио.

/На английском/.....67

Г.Г.Безногих и др.

Анализирующая способность

$d\uparrow C \rightarrow pX$ и $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$ реакций

для быстрых протонов, рассеянных

на большие углы.

/На английском/.....5

А.Н.Андреев и др.

Оболочечные эффекты и сечения образования

нейтронодефицитных изотопов Ac, Ra и Fr

в реакции $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ 12

А.Бермудес и др.

Новая методика "Cross-Section" для

исследования воздействия тяжелых ионов.

/На английском/.....23

Ф.Ф.Валиев и др.

Микроканальные пластины как детектор

заряженных пионов и протонов с импульсом 800 МэВ/с.

/На английском/.....27

Л.М.Онищенко, Н.Г.Шакун, П.Т.Шишлянников

Растяжка пучка /медленный вывод/ в фазотроне

ОИЯИ методом фазового смещения.....37

С.В.Афанасьев и др.

Эксперимент по А-зависимости сечения

фрагментации релятивистских дейтронов

в кумулятивные пионы.

/На английском/.....5

Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо Кластеризация вторичных частиц в кумулятивных адрон- и ядро-ядерных взаимодействиях.....	14
Ю.С. Анисимов и др. Сцинтилляционный передний спектрометр установки СФЕРА.....	23
С.В.Афанасьев и др. Радиационная стойкость калориметрического модуля со сцинтилляционными нитями. /На английском/.....	38
Л.Л.Буишвили, Ю.Ф.Киселев, Н.П.Фокина О низкотемпературной протонной релаксации и динамическом охлаждении ядер в пропандиоле с примесью Cg^V	42
Ю.Ф.Киселев, С.А.Попов, А.Н.Федоров Метод вычисления поляризации и выстраивания по спектру ЯМР поляризованных дейтронов.....	58

JINR RAPID COMMUNICATIONS - 1991

CONTENTS

No.1/47/

E.P.Velicheva, S.P.Kurlovich, N.B.Skachkov New DELPHI Data on Inclusive $e^+e^- \rightarrow h + X$ Process and Check of CHD Predictions for Scaling Violation in Fragmentation Functions.....	5
A.N.Sissakian, I.L.Solovtsov Nonperturbative Effective Potential. Unharmonic Oscillator /In Russian/.....	10
R.M.Nikolaeva, V.A.Nikolaev, O.G.Tkachev Nuclear Incompressibility in the Chiral Field Soliton Model /In Russian/.....	17
N.Angelov, V.B.Lyubimov, R.Togoo "Intermittency" Effect in Cluster Nuclear Interactions /In Russian/.....	27
A.G.Bonch-Osmolovsky, K.A.Reshetnikova Energy Aspects of the Resonance Doppler Interaction of Relativistic Electron Beams with E-Waves. On the Energy Sign of Longitudinal Electromagnetic Waves in Electron Beams /In Russian/.....	35

B.N.Gikal et al.

Production of High Intensity Heavy Ion Beams
for the Experiments on a Gas-Filled Separator
/In Russian/.....47

No.2/48/

B.A.Shahbazian, T.A.Volokhovskaya, A.S.Martynov
Multiquark Stable and Metastable States.....4

L.S.Azhgirey, M.I.Ignatenko, N.P.Yudin
A Possible Interpretation of "Anomalous"
Behaviour of Proton Spectrum at 0°
from Deuteron Breakup at 9 GeV/c
/In Russian/.....11

R.M.Nikolaeva, V.A.Nikolaev, O.G.Tkachev
Clusters in the Nuclear Model
of Chiral Field Solitons.....21

D.M.Khazins, A.A.Kuritchin
Electrical Transparency of Grids
Used in Gaseous Particle Detectors.....29

V.A.Gladyshev et al.
Study of Characteristics of Flat Scintillation
Detectors with a Fiber Optics Light Guide
for the Multilayer Charged Particle
 ΔE -Spectrometer
/In Russian/.....39

No.3/49/

B.Śłowiński
Fluctuations and Correlations In Longitudinal

Development of Electromagnetic Showers Produced by Gamma Quanta between 200 and 3500 MeV.....	5
S.G.Kananov et al.	
Geometric Efficiency of Experimental Set-Ups in the Region of Very High Values of Multiplicity.....	16
M.V.Tokarev	
Tensor Analysing Power T_{20} and Vector Transfer Coefficient K for the $p + D \rightarrow (h,p) + X$ Process.....	27
I. Zborovsky	
Deuteron Breakup Reaction at Medium Energies.....	34
Yu.Ts.Oganessian et al.	
Production, Chemical and Isotopic Separation of the Long-Lived Isomer $^{178m_2}\text{Hf}(T_{1/2} = 31 \text{ Years})$	44
L.D.Korsun, A.N.Sissakian, I.L.Solovtsov	
The Ground State Energy of the ϕ^{2k} -Anharmonic Oscillator in the Limit of Strong Coupling /In Russian/.....	54
L.D.Korsun, A.N.Sissakian, I.L.Solovtsov	
Nonperturbative Effective Potential for ϕ^{2k} -Oscillator /In Russian/.....	62

M.K.Volkov, A.A.Osipov

Description of $\omega \rightarrow 3\pi$, $\phi \rightarrow 3\pi$,

$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ and $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

Decays within the Nambu-Jona-Lasinio Model.....67

No.4/50/

G.G.Beznoglukh et al.

Analyzing Power in $d+C \rightarrow pX$ and

$d+C \rightarrow pp(d)X$ Reactions for Fast Protons

Scattered at Large Angles.....5

A.N.Andreev et al.

Shell Effects and Cross Sections

of Formation of Neutron-Deficient

Isotopes of Ac, Ra and Fr in $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$

Reaction

/In Russian/.....12

A.Bermudes et al.

New Cross-Section Method for Investigation

of Heavy Ion Irradiation Effects.....23

F.F.Valiev et al.

Microchannel Plates as a Detector

for 800 MeV/c Charged Pions and Protons.....27

L.M.Onishchenko, N.G.Shakun, P.T.Shishlyannikov

Beam Stretching in the JINR Phasotron

by Phase Displacement

/In Russian/.....37

S.V.Afanasiev et al.

An Experiment on the A-Dependence
of the Cross Section for Relativistic
Deuteron Fragmentation into

Cumulative Pions.....5

V.Angelov, V.B.Lyubimov, R.Togoo

Clusterization of Secondary Particles
in Cumulative Hadron and
Nucleus-Nucleus Interactions

/In Russian/.....14

Yu.S.Anisimov et al.

Scintillation Forward Spectrometer
of the SPHERE Setup

/In Russian/.....23

S.V.Afanasiev et al.

Radiation Hardness Tests of a Scintillating
Fiber Calorimeter Module.....38

L.L.Buishvili, Yu.F.Kiselev, N.P.Fokina

On Low-Temperature Proton Relaxation
and Dynamic Cooling of Nuclei
in Propanediol with a Cr^{V} Admixture

/In Russian/.....42

Yu.F.Kiselev, S.A.Popov, A.N.Fedorov

A Method for Calculation of Polarization
and Alignment by the NMR Spectrum

of Polarized Deuterons

/In Russian/.....58

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ К СБОРНИКАМ
"КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ" № 1/47/-5/51/, 1991

- Ажгирей, Л.С. - №2, с.11
Ангелов, Н. - №1, с.27
- №5, с.5
Андреев, А.Н. - №4, с.12
Анисимов, Ю.С. - №5, с.5
- №5, с.23
- №5, с.38
Архипов, В.В. - №5, с.5
Афанасьев, С.В. - №5, с.5
- №5, с.23
- №5, с.38
Базылев, С.Н. - №5, с.5
Балашов, В.В. - №5, с.5
Балдин, А.А. - №4, с.27
Безногих, Г.Г. - №4, с.5
Белякова, М.П. - №5, с.5
Бермудес, А. - №4, с.23
Богданов, Д.Д. - №4, с.12
Бондарев, В.К. - №5, с.5
- №5, с.23
Бонч-Осмоловский, А.Г.
- №1, с.35
Бриансон, Ш. - №3, с.44
Будилов, В.А. - №4, с.5
Еуишвили, Л.Л. - №5, с.42
Валиев, Ф.Ф. - №4, с.27
Величева, Е.П. - №1, с.5
Волков, М.К. - №3, с.67
Волоховская, Т.А. - №2, с.4
Гаврилов, Ю.К. - №4, с.27
Гангрский, Ю.П. - №3, с.44
Гикал, Б.Н. - №1, с.47
Гиорданеску, Н. - №5, с.5
Гладышев, В.А. - №2, с.39
Голембевский, А. - №4, с.5
Голубева, М.Е. - №2, с.39
Голутвина, И.Г. - №5, с.5
Гончаренко, О.Н. - №2, с.39
Горски, Б. - №3, с.44
Гульбемян, Г.Г. - №1, с.47
Дидык, А.Ю. - №4, с.23
Егоров, О.В. - №5, с.5
- №5, с.23
Елишев, А.Ф. - №5, с.5
- №5, с.23
Енхболд, Д. - №5, с.5
Еремин, А.В. - №4, с.12
Жидков, Н.К. - №4, с.5
Жильцова, Л.Я. - №5, с.23
Зарубин, П.И. - №5, с.5
- №5, с.23
- №5, с.38
Зацеркляный, А.Е.
- №5, с.38
Зборовски, И. - №3, с.34
Иванова, Л.К. - №5, с.5
Игнатенко, М.А. - №2, с.11
Илющенко, В.И. - №5, с.5
Исупов, А.Ю. - №5, с.5
Кабаченко, А.П. - №4, с.12
Кананов, С.Г. - №3, с.16
Карамян, С.А. - №3, с.44
Кириллов, А.Д. - №5, с.23
Киселев, Ю.Ф. - №5, с.42
- №5, с.58
Ковтун, В. - №5, с.5
- №5, с.38
Козма, П. - №5, с.5
Колесников, В.И. - №5, с.23
- №5, с.38
Константинеску, О.
- №3, с.44
Корсун, Л.Д. - №3, с.54
- №3, с.62
Краснов, В.А. - №2, с.39
Кузнецов, В.А. - №5, с.5
- №5, с.23
Курицин, А.А. - №2, с.29
Курлович, С.П. - №1, с.5
Кымпеан, А. - №5, с.5
Ларичева, А.П. - №4, с.5
Леду, Д. - №3, с.44

- Литвиненко, А.Г. - №5, с.5
- №5, с.23
- Любимов, В.Б. - №1, с.27
- №5, с.5
- Малахов, А.И. - №5, с.5
- №5, с.23
- №5, с.38
- Малышев, О.Н. - №4, с.12
- Манджавидзе, И.Д. - №3, с.16
- Маньяков, П.К. - №5, с.5
- Марков, Б.Н. - №3, с.44
- Мартынов, А.С. - №2, с.4
- Матвеева, Е.Н. - №2, с.39
- №5, с.23
- Мелкумов, Г.Л. - №5, с.5
- Менье, Р. - №3, с.44
- Миалковский, В.В. - №4, с.5
- Мигулина, И.И. - №5, с.5
- №5, с.23
- Монич, Е.А. - №2, с.39
- Музычка, Ю.А. - №4, с.12
- Немашкало, А.А. - №5, с.38
- Никитин, В.А. - №4, с.5
- Никифоров, А.С. - №5, с.5
- Николаев, В.А. - №1, с.17
- №2, с.21
- Николаева, Р.М. - №1, с.17
- №2, с.21
- Номоконов, П.В. - №4, с.5
- Оганесян, Ю.Ц. - №1, с.47
- №3, с.44
- Олейничак, В. - №5, с.5
- Онищенко, Л.М. - №4, с.37
- Осипов, А.А. - №3, с.67
- Павлюк, А.В. - №4, с.5
- Пазиашвили, И.В. - №3, с.16
- Пара, А. - №5, с.38
- Пентиа, М. - №5, с.5
- Перевозчиков, В.Г. - №5, с.5
- №5, с.23
- Пилипенко, Т.Д. - №5, с.5
- Попеко, А.Г. - №1, с.47
- Попов, В.Ф. - №5, с.38
- Попов, С.А. - №5, с.58
- Проскуряков, А.Л. - №2, с.39
- Прохоров, В.И. - №5, с.5
- Пустыльник, Б.И.
- №4, с.12
- Разин, В.И. - №2, с.39
- Ранюк, Ю.Н. - №5, с.38
- Резников, С.Г.
- №5, с.5
- №5, с.23
- №5, с.38
- Решетникова, К.А.
- №1, с.35
- Рубина, О.Г. - №5, с.23
- Рукояткин, П.А.
- №5, с.23
- Руфанов, И.А. - №4, с.5
- Санду, М. - №5, с.5
- Седых, С.А. - №5, с.23
- Семенов, А.Ю. - №5, с.5
- №5, с.23
- Сисакян, А.Н. - №1, с.10
- №3, с.16
- №3, с.54
- №3, с.62
- Скачков, Н.Б. - №1, с.5
- Скуратов, В.А.
- №4, с.23
- Словинский, Б.
- №3, с.5
- №5, с.5
- Смирнов, В.А. - №5, с.5
- Соловцов, И.Л.
- №1, с.10
- №3, с.54
- №3, с.62
- Сохацкий, А.С.
- №4, с.23
- Субботин, М.И.
- №3, с.44
- Тер-Акопьян, Г.М.
- №4, с.12
- Титов, А.Ю. - №5, с.5
- №5, с.23
- Титов, Ю.И. - №5, с.5
- Ткачев, О.Г.
- №1, с.17
- №2, с.21

Тогоо, Р. - №1, с.27
- №5, с.5
Токарев, М.В. - №3, с.27
Трайкова, М. - №4, с.5
Трофимов, В.А. - №5, с.5
Трофимов, В.В. - №5, с.5
Уральский, Д.В. - №5, с.5
Федоров, А.Н. - №5, с.58
Феофилов, Г.А. - №4, с.27
Филипковский, А.
- №4, с.5
Филиппова, Т.П. - №2, с.39
Фокина, Н.П. - №5, с.42
Хазинс, Д.М. - №2, с.29
Хренов, А.Н. - №5, с.5
- №5, с.23
Хурелбаатар, Б.
- №4, с.5
Цвинев, А.П. - №4, с.27
Цыганов, Е.Н. - №5, с.38
Чепигин, В.И. - №4, с.12
Черников, В.Н. - №4, с.23
Шакун, Н.Г. - №4, с.37
Шахбазян, Б.А. - №2, с.4
Шишлянников, П.Т.
- №4, с.37
Шумбера, М. - №5, с.5
Шутова, Н.А. - №5, с.5
Щегловски, З. - №3, с.44
Юдин, Н.П. - №2, с.11
Юссонуа, М. - №3, с.44

- Afanasiev, S.V. - No.5, p.5
 - No.5, p.23
 - No.5, p.38
 Andreev, A.N. - No.4, p.12
 Angelov, N. - No.1, p.27
 - No.5, p.14
 Anisimov, Yu.S. - No.5, p.5
 - No.5, p.23
 - No.5, p.38
 Arkhipov, V.V. - No.5, p.5
 Azhgirey, L.S. - No.2, p.11
 Balashov, V.V. - No.5, p.5
 Baldin, A.A. - No.4, p.27
 Bazylev, S.N. - No.5, p.5
 Belyakova, M.P. - No.5, p.5
 Bermudes, A. - No.4, p.23
 Beznogikh, G.G. - No.4, p.5
 Bogdanov, D.D. - No.4, p.5
 Bonch-Osmolovsky, A.G.
 - No.1, p.35
 Bondarev, V.K. - No.5, p.5
 - No.5, p.23
 Briancon, Ch. - No.3, p.44
 Budilov, V.A. - No.4, p.5
 Buishvili, L.L. - No.5, p.42
 Chepigin, V.I. - No.4, p.12
 Chernikov, V.N. - No.4, p.23
 Chiordanescu, N. - No.5, p.5
 Cimpean, A. - No.5, p.5
 Constantinescu, O.
 - No.3, p.44
 Didyk, A.Yu. - No.4, p.23
 Egorov, O.V. - No.5, p.5
 - No.5, p.23
 Elishev, A.F. - No.5, p.5
 - No.5, p.23
 Enkhbold, D. - No.5, p.5
 Fedorov, A.N. - No.5, p.58
 Feofilov, G.A. - No.4, p.27
 Filipkowski, A. - No.4, p.5
 Filippova, T.P. - No.2, p.39
 Fokina, N.P. - No.5, p.42
 Gangrski, Y.P. - No.3, p.44
 Gavrilov, Yu.K.
 - No.4, p.27
 Gikal, B.N. - No.1, p.47
 Gladyshev, V.A.
 - No.2, p.39
 Golembewski, A.
 - No.4, p.5
 Golubeva, M.B.
 - No.2, p.39
 Golutvina, I.G.
 - No.5, p.23
 Goncharenko, O.N.
 - No.2, p.39
 Gorski, B. - No.3, p.44
 Gulbekian, G.G.
 - No.1, p.47
 Hussonnois, M.
 - No.3, p.44
 Ignatenko, M.I.
 - No.2, p.11
 Ilyushchenko, V.I.
 - No.5, p.5
 Isupov, A.Yu. - No.5, p.5
 Ivanova, L.K. - No.5, p.5
 Kabachenko, A.P.
 - No.4, p.12
 Kananov, S.G. - No.3, p.16
 Karamian, S.A.
 - No.3, p.44
 Khazins, D.M. - No.2, p.29
 Khrenov, A.N. - No.5, p.5
 - No.5, p.23
 Khurelbaatar, B.
 - No.4, p.5
 Kirillov, A.D.
 - No.5, p.23
 Kiselev, Yu.F.
 - No.5, p.42
 - No.5, p.58
 Kolesnikov, V.I.
 - No.5, p.23
 - No.5, p.38

- Korsun, L.D. - No.3, p.54
- No.3, p.62
- Kovtun, V.E. - No.5, p.5
- No.5, p.23
- No.5, p.38
- Kozma, P. - No.5, p.5
- Krasnov, V.A. - No.2, p.39
- Kuritchin, A.A. - No.2, p.29
- Kurlovich, S.P. - No.1, p.5
- Kuznetsov, V.A. - No.5, p.5
- No.5, p.23
- Laricheva, A.P. - No.4, p.5
- Ledu, D. - No.3, p.44
- Litvinenko, A.G. - No.5, p.5
- No.5, p.23
- Lyubimov, V.B. - No.1, p.27
- No.5, p.14
- Malakhov, A.I. - No.5, p.5
- No.5, p.23
- No.5, p.38
- Malyshev, O.N. - No.4, p.12
- Mandzhavidze, I.D.
- No.3, p.16
- Maniakov, P.K. - No.5, p.5
- Markov, B.N. - No.3, p.44
- Martynov, A.S. - No.2, p.4
- Matveeva, E.N. - No.2, p.39
- No.5, p.23
- Melkumov, G.L. - No.5, p.5
- Meunier, R. - No.3, p.44
- Mialkowski, V.V. - No.4, p.5
- Migulina, I.I. - No.5, p.5
- No.5, p.23
- Monich, E.A. - No.2, p.39
- Muzychka, Yu.A. - No.4, p.5
- Nemashkalo, A.A. - No.5, p.38
- Nikiforov, A.S. - No.5, p.5
- Nikitin, V.A. - No.4, p.5
- Nikolaev, V.A. - No.1, p.17
- No.2, p.21
- Nikolaeva, R.M. - No.1, p.17
- No.2, p.21
- Nomokonov, P.V. - No.4, p.5
- Oganessian, Yu.Ts.
- No.1, p.47
- No.3, p.44
- Olejniczak, W.
- No.5, p.5
- Onishchenko, L.M.
- No.4, p.37
- Osipov, A.A.
- No.3, p.67
- Para, A. - No.5, p.38
- Pavlyuk, A.V.
- No.4, p.5
- Paziashvili, I.V.
- No.3, p.16
- Pentia, M.
- No.5, p.5
- Perevozchikov, V.G.
- No.5, p.5
- No.5, p.23
- Pilipenko, T.D.
- No.5, p.23
- Popeko, A.G. - No.1, p.47
- Popov, S.A. - No.5, p.58
- Popov, V.F. - No.5, p.38
- Prokhorov, V.I.
- No.5, p.5
- Proskurjakov, A.L.
- No.2, p.39
- Pustyl'nik, B.I.
- No.4, p.5
- Ranjuk, Yu.N. - No.5, p.38
- Razin, V.I. - No.2, p.39
- Reshetnikova, K.A.
- No.1, p.35
- Reznikov, S.G.
- No.5, p.5
- No.5, p.23
- No.5, p.38
- Rubina, O.G. - No.5, p.23
- Rufanov, I.A.
- No.4, p.5
- Rukoyatkin, P.A.
- No.5, p.23
- Sandu, M. - No.5, p.5
- Schegłowski, Z.
- No.3, p.44
- Sedykh, S.A.
- No.5, p.23

- Semenov, A.Yu. - No.5, p.5
 - No.5, p.23
- Shahbazian, B.A. - No.2, p.4
- Shakun, N.G. - No.4, p.37
- Shishlyannikov, P.T.
 - No.4, p.37
- Shutova, N.A. - No.5, p.5
- Sissakian, A.N. - No.1, p.10
 - No.3, p.16
 - No.3, p.54
 - No.3, p.62
- Skachkov, N.B. - No.1, p.5
- Skuratov, V.A. - No.4, p.23
- Slowinski, B. - No.3, p.5
 - No.5, p.5
- Smirnov, V.A. - No.5, p.5
- Sokhatsky, A.S. - No.4, p.23
- Solovtsov, I.L. - No.1, p.10
 - No.3, p.54
 - No.3, p.62
- Subbotin, M.I. - No.3, p.44
- Sumbera, M. - No.5, p.5
- Ter-Akopian, G.M. - No.4, p.5
- Titov, A.Yu. - No.5, p.5
 - No.5, p.23
- Titov, Yu.I. - No.5, p.5
- Tkachev, O.G. - No.1, p.17
 - No.2, p.21
- Togoo, R. - No.1, p.27
 - No.5, p.14
- Tokarev, M.V. - No.3, p.27
- Traikova, M. - No.4, p.5
- Trofimov, V.A. - No.5, p.5
- Trofimov, V.V. - No.5, p.5
- Tsvinev, A.P. - No.4, p.27
- Tsyganov, E.N. - No.5, p.38
- Uralsky, D.V. - No.5, p.5
- Valiev, F.F. - No.4, p.27
- Velicheva, E.P. - No.1, p.5
- Volkov, M.K. - No.3, p.67
- Volokhovskaya, T.A.
 - No.2, p.4
- Yeremin, A.V. - No.4, p.12
- Yudin, N.P. - No.2, p.11
- Zarubin, P.I.
 - No.5, p.5
 - No.5, p.23
 - No.5, p.38
- Zatserklyanyi, A.E.
 - No.5, p.38
- Zborovsky, I.
 - No.3, p.34
- Zhidkov, N.K.
 - No.4, p.5
- Zhiltsova, L.Ya.
 - No.5, p.23