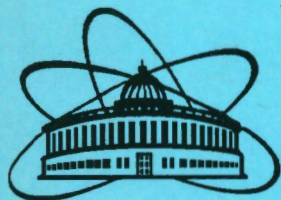


3/4/96

ISSN 0234-5366



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

5[79]-96

Identification of Events with a Secondary Vertex in the Experiment EXCHARM ☐

Zero Degree Calorimeter for CERN WA-98 Experiment ☐

New Approach to Increase the Resource of Installation Elements for Super-High Energy Physics ☐

Method of the In-Flight Production of Exotic Systems in the Charge-Exchange Reactions ☐

Neutron Activation Analysis for Monitoring Northern Terrestrial Ecosystems ☐

Search for ^{28}O and Study of the Neutron-Rich Nuclei near the Neutron Closure $N = 20$ ☐

Search for New Neutron-Rich Nuclei with a 70A MeV ^{48}Ca Beam ☐

Издательский отдел ОИЯИ

ДУБНА

JINR Publishing Department

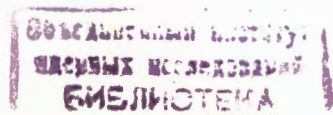
DUBNA

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

5[79]-96

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

Дубна 1996



ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

A.Yu.Bonyushkina, V.V.Ivanov, Yu.K.Potrebenikov, T.B.Progulova, G.T.Tatishvili Identification of Events with a Secondary Vertex in the Experiment EXCHARM А.Ю.Бонюшкина, В.В.Иванов, Ю.К.Потребеников, Т.Б.Прогулова, Г.Т.Татишвили Идентификация событий со вторичной вершиной в эксперименте ЭКСЧАРМ	5
V.A.Arefiev, V.I.Astakhov, B.V.Batyunya, V.K.Birulev, A.S.Vodop'yanov, O.P.Gavrischuk, O.M.Golubitsky, B.N.Gus'kov, R.V.Eremeev, I.G.Kosarev, N.A.Kuz'min, M.F.Likhachev, A.N.Maksimov, D.P.Mikhalev, P.V.Nomokonov, A.N.Parfionov, N.V.Slavin, A.G.Fedunov, G.C.Shabratova, V.I.Genchey, X.X.Gutbrod, B.Kolb, M.Purschke, R.Kamermans, V.E.Kovtun, V.G.Senchishin Пучковый адронный калориметр для эксперимента WA-98, ЦЕРН V.A.Arefiev, V.I.Astakhov, B.V.Batyunya, V.K.Birulev, A.S.Vodop'yanov, O.P.Gavrischuk, O.M.Golubitsky, B.N.Gus'kov, R.V.Eremeev, I.G.Kosarev, N.A.Kuz'min, M.F.Likhachev, A.N.Maksimov, D.P.Mikhalev, P.V.Nomokonov, A.N.Parfionov, N.V.Slavin, A.G.Fedunov, G.C.Shabratova, V.I.Genchey, H.Gutbrod, B.Kolb, M.Purschke, R.Kamermans, V.E.Kovtun, V.G.Senchishin Zero Degree Calorimeter for CERN WA-98 Experiment	15
A.A.Astapov, L.N.Zaitsev New Approach to Increase the Resource of Installation Elements for Super-High Energy Physics А.А.Астапов, Л.Н.Зайцев Новый подход увеличения ресурса элементов установок для физики сверхвысоких энергий	35
O.I.Kartavtsev, I.N.Meshkov Method of the In-Flight Production of Exotic Systems in the Charge-Exchange Reactions О.И.Картавец, И.Н.Мешков Метод образования экзотических систем на лету в реакциях перезарядки	43
V.F.Peresedov, V.P.Chinaeva, S.F.Gundorina, T.M.Ostrovnaya Neutron Activation Analysis for Monitoring Northern Terrestrial Ecosystems В.Ф.Переседов, В.П.Чинаева, С.Ф.Гундорина, Т.М.Островная Применение активационного анализа для мониторинга северных земных экосистем	51

O.Tarasov, R.Allatt, J.C.Angélique, R.Anne, C.Borcea, Z.Dlouhy, C.Donzaud
S.Grévy, D.Guillemaud-Mueller, M.Lewitowicz, S.Lukyanov, A.C.Mueller,
Yu.Oganessian, N.A.Orr, A.N.Ostrowski, R.D.Page, Yu.Penionzhkevich, F.Pougheon,
A.Reed, M.G.Saint-Laurent, W.Schwab, E.Sokol, O.Sorlin, W.Trinder, J.S.Winfield

**Search for ^{28}O and Study of the Neutron-Rich Nuclei near
the Neutron Closure $N = 20$**

О.Тарасов, Р.Аллатт, Ж.К.Анжелик, Р.Анн, К.Борча, З.Длоуги, К.Донзод,
С.Греви, Д.Гиймо-Мюллер, М.Левитович, С.Лукьянов, А.К.Мюллер, Ю.Оганесян,
Н.А.Орр, А.Н.Островски, Р.Д.Пейдж, Ю.Пенионжкевич, Ф.Пужеон, А.Рид,
М.Ж.Сан-Лоран, В.Шваб, Е.Сокол, О.Сорлан, В.Триндер, Ж.С.Винфилд

**Понск ^{28}O и исследование свойств
нейтронно-избыточных ядер вблизи $N = 20$59**

H.Sakurai, N.Aoi, D.Beaumel, N.Fukuda, M.Hirai, E.Ideguchi, M.Ishihara,
H.Iwasaki, T.Kishida, T.Kubo, H.Kumagai, S.M.Lukyanov, T.Nakamura,
M.Notani, Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionzhkevich, T.Teranishi,
Y.Watanabe, Y.Watanabe, K.Yoneda, A.Yoshida

Search for New Neutron-Rich Nuclei with a 70A MeV ^{48}Ca Beam

Х.Сакураи, Н.Аой, Д.Бюмель, Н.Фукуда, М.Хирай, Е.Идегучи, М.Ишихара,
Н.Ивасаки, Т.Кишида, Т.Кубо, Н.Кумагай, С.М.Лукьянов, Т.Накамура,
М.Нотани, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Е.Пенионжкевич, Т.Тераниши, И.Ватанабе,
И.Ватанабе, К.Юонедэ, А.Юошида

**Исследование стабильности нейтронно-избыточных ядер
с использованием пучка ^{48}Ca (70А МэВ).....67**

УДК 539.12...162/175

IDENTIFICATION OF EVENTS WITH A SECONDARY VERTEX IN THE EXPERIMENT EXCHARM

*A.Yu.Bonyushkina, V.V.Ivanov, Yu.K.Potrebenikov,
T.B.Progulova, G.T.Tatishvili*

A simple algorithm for identifying events with secondary vertices (signal events) is suggested. The differences R_x, R_y between the largest and the smallest impact parameters D_i of the tracks belonging to each of the events analysed are used in establishing the identification criteria for signal and background events. An effective method for identifying the tracks associated with a particular secondary vertex in an event is developed. The method is based on the differences between the asymmetries exhibited by the sets D_i for individual signal events and background events. The algorithm has been tested using simulated data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Идентификация событий со вторичной вершиной в эксперименте ЭКСЧАРМ

А.Ю.Бонюшкина и др.

Предлагается простой алгоритм идентификации событий со вторичной вершиной (сигнальных событий). Для классификации сигнальных и фоновых событий используются переменные R_x и R_y , представляющие собой разность между наибольшим и наименьшим значениями промахов треков D_i в XOZ - и YOZ -проекциях для каждого анализируемого события. Для выделения треков, отвечающих вторичной вершине, разработан эффективный метод, основанный на асимметрии выборок $\{D_i\}$. Указанные алгоритмы апробированы на модельных данных.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Introduction

The experimental set-up EXCHARM is intended for investigation of the production and decay mechanisms of charmed particles and for searching for exotic multiquark states at the U-70 accelerator in the 50 GeV neutron beam*. As such processes have small cross sections, it is necessary to develop fast and efficient algorithms for their identification taking into account the specific features of the concrete physical set-up (see, for instance,

*The construction of the neutron channel at the U-70 and the EXCHARM set-up are described in papers [1,2,3].

Refs. [5,6,7]), and to construct a specialized trigger, permitting classification of detected events in the real time of the experiment [8].

A characteristic feature of the processes indicated is the presence of primary and secondary (due to the decay of a neutral meson) vertices separated in space. The authors of paper [5] make use of the information on track coordinates in passing to the variables D — the impact parameter* — and the angle ϕ between the direction of a track and the beam and suggest calculating the moment functions on the basis of the entire sets D_i and ϕ_i for an individual event and, then, inputting them to a three-layered perceptron for the discrimination of background events.

This approach with various modifications has shown its efficiency in a number of experiments [5,7,9]. But our efforts to implement it in the EXCHARM experiment have yielded no positive result (see sec.2). In the present work, a new algorithm for identifying events with secondary vertices is considered. Moreover, a method is suggested which permits singling out the charged particle tracks departing from the secondary vertex.

1. Experiment

The basis of the EXCHARM spectrometer [1,2,3] is a spectrometric magnet, used for analysing the momenta of secondary charged particles. The centre of the gap between the poles of the magnet is taken for the origin of «right-handed» Cartesian coordinate system (XYZ), with the OZ-axis directed along the beam, and the OY-axis coinciding with the main component of the magnetic field. Proportional chambers are used as coordinate detectors to register the linear segments of charged particle trajectories before and after the analysing magnet.

Figure 1 presents (in the XOZ-projection) the layout of the target, of the analysing magnet and of those coordinate detectors, which are placed between the target and the magnet.

In developing the algorithms for classifications of signal and background events, data obtained with the help of a simulation program SSIMUL were used [4]. The program SSIMUL was developed on the basis of the GEANT package [10], and it permits simulating various physical processes taking place within the EXCHARM set-up during the real experiment. With the help of this program, interactions between the primary neutrons and the target nucleons were simulated, the particles produced were traced through the detectors and the known magnetic field taking into account Coulomb scattering, energy losses, etc. Secondary unstable particles were made to decay in accordance with their lifetimes and decay probabilities via different channels; the decay particles were also traced through the spectrometer.

The SSIMUL code was used for generating two types of reactions, and the relevant information was recorded in two respective files. The first file contained the data for a set of 2300 events involving Λ_c^+ production (signal events) with secondary vertices: only 5-

*The impact parameter of a track in the plane passing through the center of the target and perpendicular to the beam.

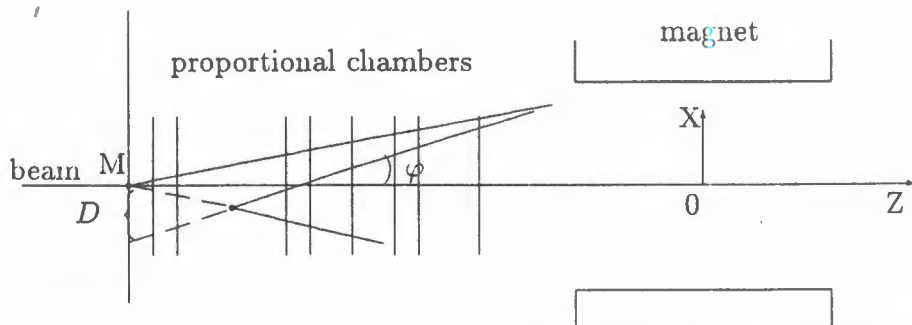


Fig.1. Layout of target M , analysing magnet and coordinate detectors (XOZ-projection). Decay scheme of secondary short-lived particle

track events were taken into account. The second file contained 2300 background events corresponding to reactions without the production of short-lived particles: the number of secondary particles was required to exceed 3.

2. Algorithm for Event Classification

The algorithm considered here, as well as the one described above [5], is based on the coordinate information for the trajectories of secondary particles detected by the set of proportional chambers placed in front of analysing magnet.

Using the parameters of linear tracks, we shall determine the variables D — the impact parameter of a track in the plane passing through the centre of the target and perpendicular to the beam — and the track angle φ (see Fig.1). In accordance with Ref. [5], we shall calculate the moment functions on the basis of the entire set of variables D and φ for each individual event, as follows:

$$\eta_{02} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (D_i - \bar{D})^2,$$

$$\eta_{11} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\varphi_i - \bar{\varphi})(D_i - \bar{D}).$$

Here N is the number of tracks in the event, $\bar{D}$ and $\bar{\varphi}$ are the mean values of D_i and φ_i [5].

These variables have behaved very well, for instance, in the investigation of processes involving the production and decay of B -mesons [5,9] and Λ^0 -s [7]. But in our case the distributions of the variables η_{02} and η_{11} for the background and signal events are

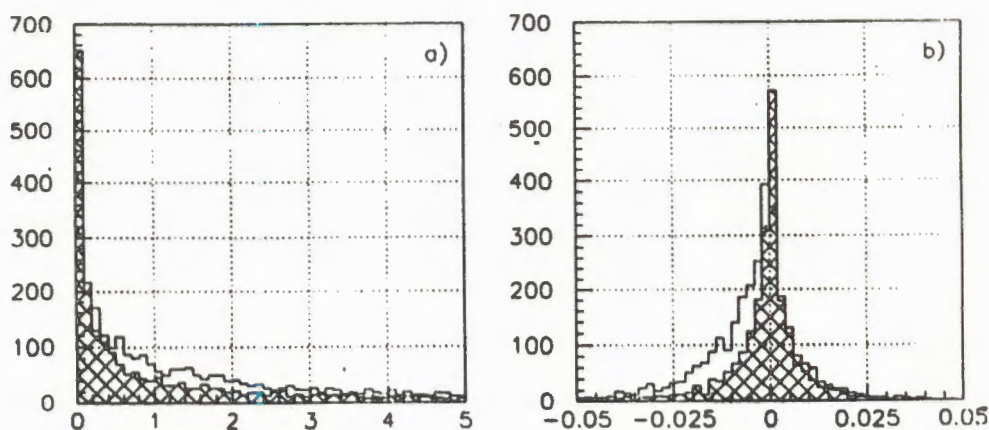


Fig.2. Distribution of random variables η_{02} (a) and η_{11} (b) for background (shaded histogram) and signal (empty histogram) events

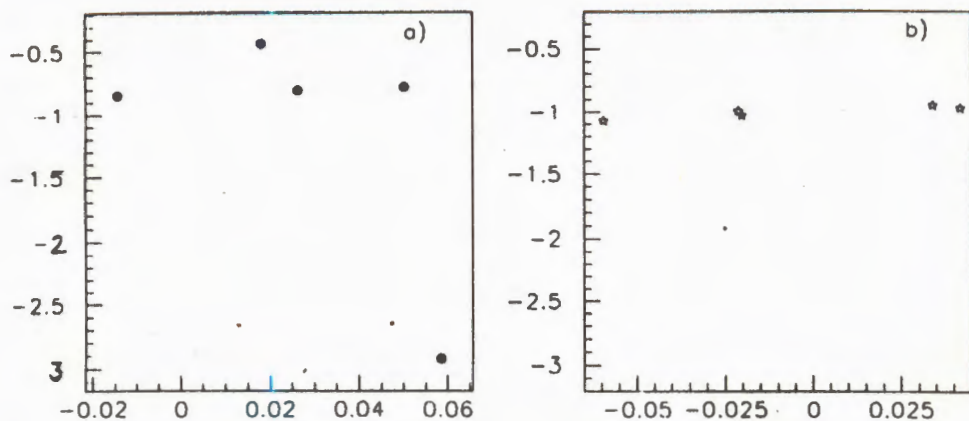


Fig.3. Two-dimensional distributions (φ, D) for typical signal (a) and background (b) events in XOZ-projection

practically indistinguishable (see Fig.2) owing to the large transverse size of the target (its radius equals 3 cm) and to the neutron beam not being focused. Therefore, we have tried to find another approach to the solution of the problem considered.

Comparison of the background and signal events in $\varphi - D$ space reveals the impact parameters D for all the tracks of a background event to be grouped within a quite narrow corridor, while certain individual tracks of the signal event have impact parameters differing significantly from the other D values of the set $\{D_i\}$. Figure 3 presents examples of the distributions in $\varphi - D$ space for typical signal (a) and background (b) events.

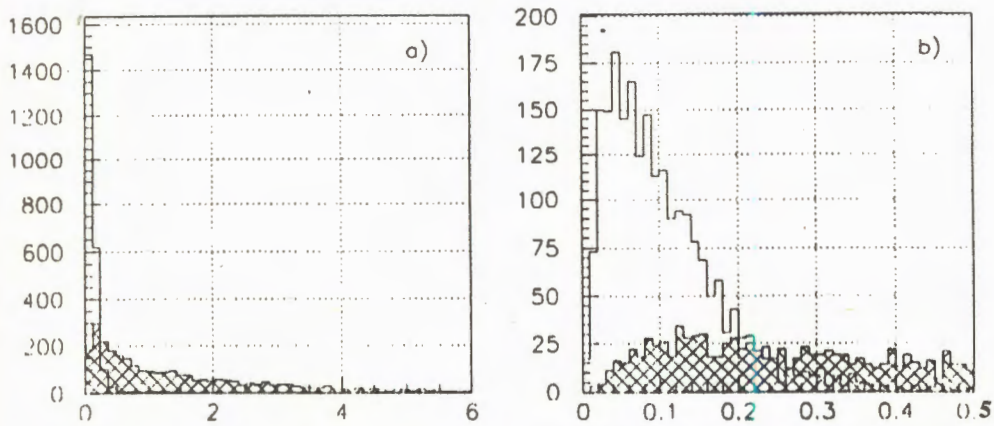


Fig.4. Distributions of random variables R_x (a) for background (empty histogram) and signal (shaded histogram) events; (b) — same distributions in the region of small R_x

Thus, to identify events with a secondary vertex we may take advantage of the difference between the maximum, $D^{\max}$, and minimum, $D^{\min}$, values in the set $\{D_i\}$, $i = 1, \dots, N$. For the XOZ- and YOZ-projections these values are:

$$R_x = D_x^{\max} - D_x^{\min},$$

$$R_y = D_y^{\max} - D_y^{\min}.$$

The complete distributions of the variables R_x for the background events (empty histogram) and for the events involving Λ_c^+ -production (shaded histogram) are presented in Fig.4,a. The respective distributions can be seen from the figure to differ significantly*. The same distributions in the region of small R_x values are shown in Fig.4b.

2.1. Classification of Events by a Neural Network. To classify the events in the space of the variables R_x and R_y a multilayer neural network with a feed-forward architecture from the JETNET3 package [11] was used. A three-layered perceptron comprising two input neurons, ten units in the hidden layer and one output neuron was adopted as a working model. The random variables R_x and R_y transformed to the interval $[-1, 1]$ were supplied to the input neurons. At the training stage the *back-propagation* algorithm [12] was used for minimization of the error functional.

*Distributions of the random variables R_y have the same character

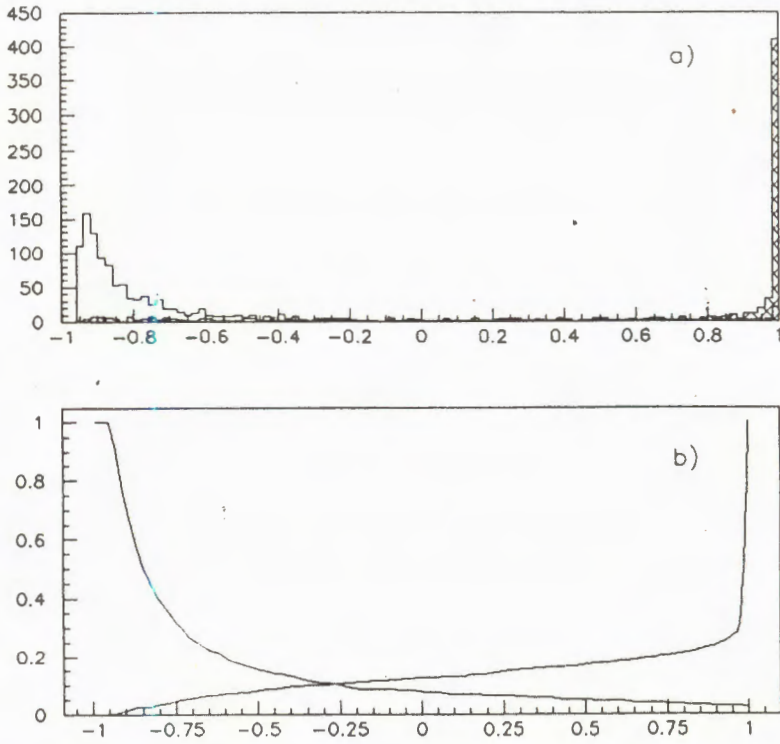


Fig.5. Result of neural network test with mixture of signal and background events (a); dependences of cumulative probability $F(y_g) = P_r(y < y_g)$ for events with Λ_c^+ and probability $1 - F(y_g)$ for background events against chosen threshold (b)

All the events, comprising 2300 background events and 2300 events with Λ_c^+ , were mixed and divided into two sets with the same number of events. The first set was used for training the neural network and the second for estimating the network performance.

During testing of the network an event was classified by the value of the output signal y : if it does not exceed the chosen limit value y_g , the event is considered to be a background event, otherwise it is a signal event. Figure 5a shows the results of the network test; the dependence of the distribution function $F(y_g) = P_r(y < y_g)$ for events with Λ_c^+ and the dependence $1 - F(y_g)$ for background events against the chosen threshold are presented in Fig.5b.

For a threshold $y_g = 0$, the fraction of correctly identified events from the mixture was 90%; in this case, the error of the 1st kind (the fraction of background events classified as

signal events) amounted to 7%, and the error of the 2nd kind (the fraction of events with Λ_c^+ classified as background events) was 12%.

3. Identification of Tracks Associated with a Secondary Vertex

As it was mentioned above, certain individual tracks in the signal events have impact parameters, differing significantly from the other D values of the set $\{D_i\}$. The distributions of the impact parameters D_x (a) and D_y (b) for a typical signal event are presented in Fig.6. An analysis of tracks with «falling out» D has revealed such tracks to be associated with the decay of a neutral particle ($K^0, \Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$).

Hence, to single out such tracks we can make use of the asymmetry of the set $\{D_i, i = 1, \dots, N\}$ corresponding to the current event:

$$G_1 = \frac{m_3}{\sqrt{m_2^3}}, \quad (1)$$

where m_2 and m_3 are sampling central moments of the distribution considered:

$$m_r = \overline{(x - \bar{x})^r} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (x_k - \bar{x})^r, \quad r = 2, 3. \quad (2)$$

and N is the number of tracks in the event.

In accordance with expressions (1) and (2), the asymmetries of the sets $\{D_i^x\}$ and $\{D_i^y\}$ (corresponding to the individual event) for projections XOZ (G_1^x) and YOZ (G_1^y) were

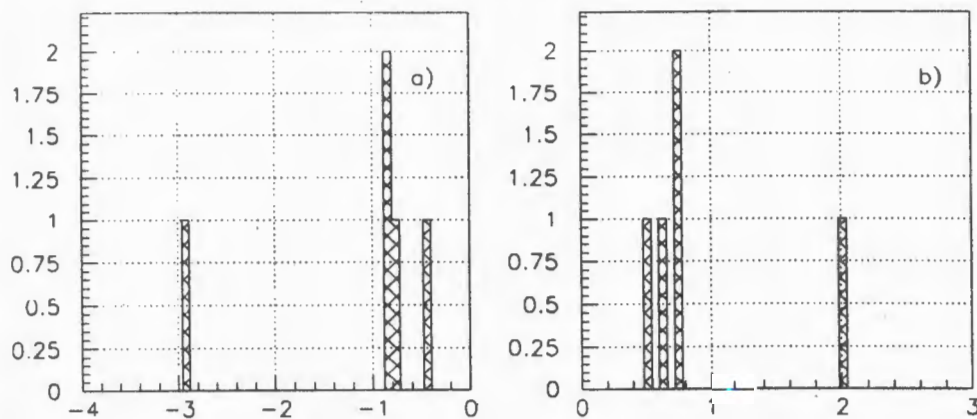


Fig.6. Distribution of random values D_x (a) and D_y (b) for typical event with secondary vertex

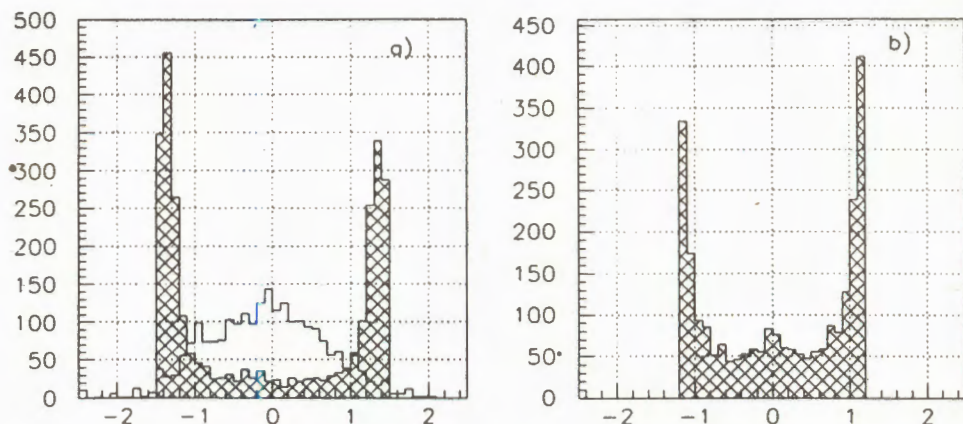


Fig.7. Distributions of random values G_1^x (a) for background (empty histogram) and for events with secondary vertex (shaded histogram); distribution of values G_1^x (b) for events with secondary vertex after exclusion of track with the largest G_1^x absolute value from sample under consideration

calculated. In Fig.7a, the distributions of asymmetries for the signal (shaded histogram) and background (empty histogram) events in the XOZ -projection are presented. It can be seen that events with secondary vertices are characterized by a well pronounced asymmetry*.

The clearly seen difference between these distributions permits us to propose the following procedure for identifying tracks associated with a secondary vertex.

An asymmetry $G_1^x > 0$ indicates the distribution has a long «tail» on the right, and in this case the track with the largest impact parameter most probably belongs to the secondary vertex. If the asymmetry $G_1^x < 0$, the track associated with the secondary vertex is determined by the smallest impact parameter. Therefore, using the G_1^x value one can point to the XOZ -projection of the first track belonging to the secondary vertex.

Applying a similar procedure for analysing the asymmetry G_1^y , we can single out the YOZ -projection of the track sought. If the XOZ - and YOZ -projections selected belong to different tracks, the problem is solved, and we have two tracks composing the secondary vertex. In the opposite case, the D value corresponding to the selected track is excluded from the set $\{D_i\}$, and further analysis is performed on the basis of the cut set $\{D'_i\}$.

The distribution of random variables G_1^x constructed on the basis of the set $\{D'_i\}$ is presented in Fig.7b. It can be seen from the figure that after exclusion of the first track the character of the indicated distribution did not change, on the whole. In searching for the

*The distributions of random variables G_1^y have the same character

second track associated with the vertex, preference is given to the projection, for which the absolute value of asymmetry is larger.

In the analysis of 2653 events with Λ_c^+ the first track of the secondary vertex was correctly identified in 2514 cases; and the second track, in 2336 cases. So, tracks were identified correctly for 88% of the events.

Conclusion

A simple algorithm for identifying events with a secondary vertex is developed. For classification of events the variables R_x and R_y are used. R_x and R_y are the differences between the largest and the smallest impact parameters $\{D_i\}$ of tracks in the XOZ - and YOZ - projections. Application of a neural network for identification of signal events in the space of the indicated variables permits significant suppression of background events. An effective method, based on the asymmetries of sets $\{D_i\}$ differing for signal and background events, is proposed for singling out tracks associated with the secondary vertex.

The considered algorithms have been tested for simulated data. Comparison of the new algorithms with algorithms applied at present by the EXCHARM collaboration and their tests with real experimental data is of certain interest.

References

1. Aleev A.N. et al. — JINR Preprint P13-94-312, Dubna, 1994.
2. Aleev A.N. et al. — JINR Preprint P13-94-124, Dubna, 1994.
3. Aleev A.N. et al. — JINR Preprint P13-94-520, Dubna, 1994.
4. Aralbaeva G.A. et al. — JINR Communications, P1-93-85, Dubna, 1993.
5. Gupta L. et al. — «Neural Network Trigger Algorithms for Heavy Quark Event Selection in a Fixed Target High Energy Physics Experiment». FERMILAB-Pub-91/17, FNAL, Batavia, 1991.
6. Ososkov G.A., Rusakov N.A., Chernov N.I. — JINR Preprint P10-90-367, Dubna, 1990.
7. Ivanov V.V., Pontecorvo D.B. — JINR Preprint P10-93-271, Dubna, 1993; In: Proc. of Inter. Conf. «Programming and Mathematical Methods for Solving Physical Problems». Edited by Yu.Yu.Lobanov and E.P.Zhidkov, World Scientific, 1994, p.283—286.
8. Denby B. — In: Proc. of the Second International Workshop «Software Engineering, Artificial Intelligence and Expert Systems in High Energy Physics». January 13—18, 1992 L'Agelade France-Telecom La Londe-les-Maures (France). New Computing Techniques in Physics Research II, edited by D.Perret-Gallix, World Scientific, 1992, p.287.

9. Ivanov V.V., Poroshin N.O., I.V.Puzynin, B.Purevdorj — JINR Preprint P10-94-300, Dubna, 1994.
10. Brun R. et al. — GEANT Long Write-Up, CERN Program Library, W5013 (1989).
11. Peterson C., Rognvaldsson Th. — «JETNET-3.0 — A Versatile Artificial Neural Network Package», LU TP 93-29, CERN-TH.7135/94.
12. Rumelhart D.E. et al. «Learning Internal Representations — In: D.E.Rumelhart and J.L.McClelland (eds.) «Parallel Distributed Processing: Explorations in the Microstructure of Cognition», vol.1, MIT Press, Cambridge, MA, 1986.

УДК 539.1.074.3

ПУЧКОВЫЙ АДРОННЫЙ КАЛОРИМЕТР ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА WA-98, ЦЕРН

*В.А.Арефьев, В.И.Астахов, Б.В.Батюня, В.К.Бирулев, А.С.Водопьянов,
О.П.Гаврищук, О.М.Голубицкий, Б.Н.Гуськов, Р.В.Еремеев, И.Г.Косарев,
Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачев, А.Н.Максимов, Д.П.Михалев, П.В.Номоконов,
А.Н.Парфенов, Н.В.Славин, А.Г.Федунов, Г.С.Шабратова*
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В.И.Генчев

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

Х.Х.Гутброд, Б.Колб, М.Пуршке

ГСИ, Дармштадт, Германия

Р.Камерманс

Утрехтский университет, Утрехт, Голландия

В.Е.Ковтун

Харьковский университет, Украина

В.Г.Сенчишин

Институт «Монокристалл», Харьков, Украина

Описан пучковый адронный калориметр, используемый в эксперименте WA-98, нацеленном на исследование Pb-Pb-взаимодействий при энергии ядер свинца в пучке $157,7 \cdot \text{А ГэВ} \simeq 32,8 \text{ ТэВ}$. Спектрометр предназначен для измерения энергии частиц в области фрагментации пучка. Калориметр состоит из 35 модулей, имеющих поперечное сечение $15 \times 15 \text{ см}^2$ и расположенных в 5 слоев по 7 модулей в каждом. Каждый модуль содержит 158 слоев свинец — сцинтиллятор. Толщина свинцовой пластинки — 10 мм, сцинтилляционной — 2,5 мм. Эффективная длина калориметра равна $9,4 \lambda_{\text{int}}$. Сцинтиллятор изготовлен методом литья под давлением из гранулированного полистирола с добавками РТР и РОРОР, а также стабилизатора, повышающего радиационную стойкость. Светосбор осуществляется с помощью поверхностно окрашенного кумарином-7 световода из органического стекла длиной 2,3 м и толщиной 3 мм. Затухание света в световоде компенсируется соответствующим изменением толщины красителя по длине световода. Таким образом достигнута длина затухания порядка 10 м. В качестве фотоумножителей использованы ФЭУ-84-3 с индивидуальными управляемыми источниками питания на основе специализированной микросхемы адресуемого ЦАП и генератора Кокрофта — Уолтона. Калориметр оснащен светодиодной и лазерной системами мониторингования и системой абсолютной амплитудной привязки на основе α -источника ^{239}Pu с кристаллом

ортоалюмината иттрия. Энергетическая зависимость разрешения калориметра в интервале энергий от 40 ГэВ до 32,8 ТэВ описывается формулой $(47,6 \pm 1,1)\% / \sqrt{E[\text{ГэВ}]} \oplus (1,94 \pm 0,20)\%$. Измеренная величина отношения e/h равна $1,02 \pm 0,01$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Zero Degree Calorimeter for CERN WA-98 Experiment

V.A.Arefiev et al.

The Zero Degree Calorimeter (ZDC) used in WA-98 CERN experiment is described. The goal of the experiment is to study Pb-Pb interactions at the Pb beam energy of $157,7 \cdot A \text{ GeV} \simeq 32,8 \text{ TeV}$. ZDC is intended to measure the particle energy in the beam fragmentation region. ZDC consists of 35 identical modules arranging 7×5 matrix. The cross dimensions of the module are equal to $15 \times 15 \text{ cm}^2$. Each module contains 158 layers of Pb and scintillator tiles. The thickness of the Pb tile is 10 mm, that of the scintillator tile is 2.5 mm. The effective length of the module equals $9,4 \lambda_{\text{int}}$. The scintillator tiles are made of granulated polystyrene with *p*-terphenyl and POPOP as the dofanis by moulding under high pressure method. The scintillator is also doped with special stabilizer to increase its radiation hardness. The Wave Length Shifters (WLS) are used for the light collection. The WLS are made of lucite with the surface painted with kumarin-7. The length of WLS is 2.3 m, its thickness is 3 mm. To compensate the light absorption the thickness of the painted layer is varying along the WLS. Using this method the equivalent light attenuation length is obtained equal to about 10 m. FEU-84-3 are used as the PMTs. They have individual remote controlled power supplies based on specially developed addressed DAC IC and Cockcroft-Walton generator. ZDC is equipped with the LED and nitrogen laser monitoring systems and absolute amplitude calibration system based on ^{239}Pu α -source with the yttrium orthoaluminate crystal. Energy dependence of calorimeter resolution in the energy region 40 GeV through 32.8 TeV is described by formula $(47,6 \pm 1,1)\% / \sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus (1,94 \pm 0,20)\%$. Measured value of the e/h ratio is equal to $1,02 \pm 0,01$.

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

1. Введение

Пучковый адронный калориметр (ПАК) предназначен для использования в эксперименте WA-98 [1] на суперпротонном синхротроне ЦЕРН (SPS) в исследованиях ядро-ядерных столкновений при энергии ядер $E = 157,7 \cdot A \text{ ГэВ}$. Экспериментальная установка WA-98 (рис.1) расположена на канале Н1 в западном павильоне SPS. Калориметр установлен на оси пучка под углом 0° на расстоянии 2916 см от мишени и 2588 см от магнита «Голиаф». Перед пучковым калориметром расположен адронный E_T -калориметр, предназначенный для измерения «поперечной» энергии события [2], который имеет центральное отверстие размером $61 \times 23 \text{ см}^2$ для прохождения пучка ядер и вторичных частиц, летящих под углом, близким к 0° . ПАК имеет поперечные размеры $105 \times 75 \text{ см}^2$ и полностью перекрывает апертуру центрального отверстия в E_T -калориметре. Он является сэмпинг-калориметром, т.е. сэндвичем со слоями свинца и сцинтиллятора, в котором используется светосбор с помощью плоско-

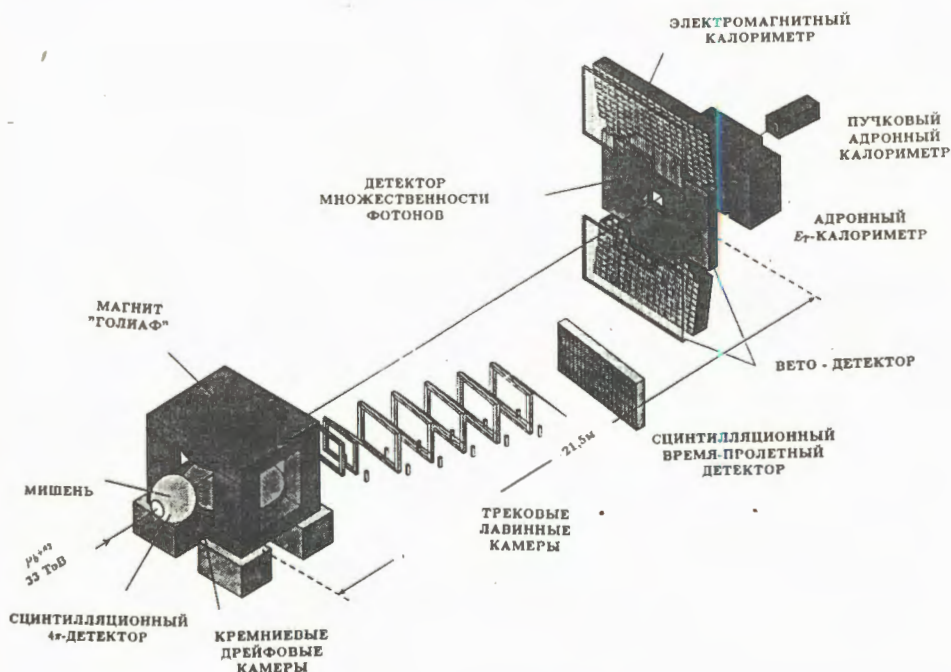


Рис.1. Схема расположения экспериментального оборудования спектрометра WA-98

го световода-переизлучателя сцинтилляционного света, и предназначен для измерения полной энергии каждой падающей частицы пучка или частиц, рожденных в мишени и испускаемых под углами, ограниченными центральным отверстием в E_T -калориметре.

Целью эксперимента WA-98 является исследование экстремально возбужденной плотной ядерной материи, степени термализации и возможного фазового перехода в кварк-глюонную плазму. ПАК используется в WA-98 в качестве «триггерного» детектора как для отбора событий с минимальной потерей энергии налетающего ядра (периферические взаимодействия), так и центральных взаимодействий, в которых энергия, регистрируемая в нем, мала или близка к нулю. Кроме этого, с его помощью измеряется энергия, уносимая частицами в направлении «вперед».

Для решения этих задач калориметр должен обладать следующими свойствами:

- 1) быть способным работать при нагрузках до 10^6 ядер/с при энергии ядер свинца, равной $E_{Pb} \simeq 157,7 \times 208 = 32,8$ ТэВ;
- 2) работать в качестве одного из элементов быстрого «триггера» при длительности ворот не более 60 нс;
- 3) иметь относительное разрешение по энергии в диапазоне энергий от 40 ГэВ до 33 ТэВ на уровне $\sigma(E)/E \simeq 50\%/\sqrt{E[\text{ГэВ}]}$.

Эти характеристики калориметра существенно зависят от радиационной стойкости оптических элементов калориметра, длительности формирования светозлектрического сигнала и флуктуаций последнего.

2. Моделирование характеристик калориметра

Характеристики пучкового калориметра для эксперимента WA-98 были оценены с помощью моделирующего пакета GEANT [3]. Результаты моделирования описаны в работе [4], в которой разрешающая способность калориметра определена в виде $\sigma(E)/E = a/\sqrt{E[\text{ГэВ}]} \oplus b$. Найдено, что $a = (49,2 \pm 1,0)\%$, величина константы «b» зависит от прозрачности световода и меняется в пределах от 3,15% до 1,89% с увеличением длины прозрачности световодов-переизлучателей от 5 м до 10 м. Расчетное отношение величин сигналов калориметра от электромагнитного и адронного ливней, образованных частицами с одинаковой энергией (e/h), равно $1,02 \pm 0,02$.

Показано, что максимальная радиационная доза, которую получают сцинтилляционные пластины в области максимума ядерного ливня, составит около 2,3 Мрад за 120 суток облучения калориметра ядрами свинца с энергией около 33 ТэВ и интенсивностью 10^6 ядер свинца за цикл работы ускорителя. При этом центральный световод-переизлучатель получит радиационную дозу в 164 крад. Такая радиационная нагрузка оптических элементов может сказаться на энергетической разрешающей способности калориметра, что необходимо учитывать в процессе эксперимента на основании показаний систем контроля за рабочими характеристиками калориметра.

Был изготовлен прототип модуля калориметра из 80 слоев свинец — сцинтиллятор и измерены его характеристики на пучке π^- -мезонов с энергией 39 ГэВ на серпуховском ускорителе. При этом получено относительное разрешение по энергии, равное $(8,7 \pm 1,0)\%$, что находится в хорошем согласии с результатами моделирования.

3. Конструкция и исполнение

Общая конфигурация и принцип построения калориметра выбраны с учетом требований эксперимента WA-98, теоретических расчетов и практически изготовленных калориметров в других экспериментах [5], а также на основе результатов моделирования и данных, полученных на прототипе калориметра.

Калориметр состоит из 35 модулей $15 \times 15 \text{ см}^2$ с общим сечением $105 \times 75 \text{ см}^2$ в плоскости, перпендикулярной направлению пучка частиц. Длина калориметра вдоль оси пучка составляет около 9,4 ядерных длин (λ_{int}). Каждый модуль состоит из 158 слоев поглотитель — сцинтиллятор. Выбранная конфигурация обеспечивает поглощение около 99% адронного ливня в объеме калориметра при энергии падающих частиц 160 ГэВ/нуклон.

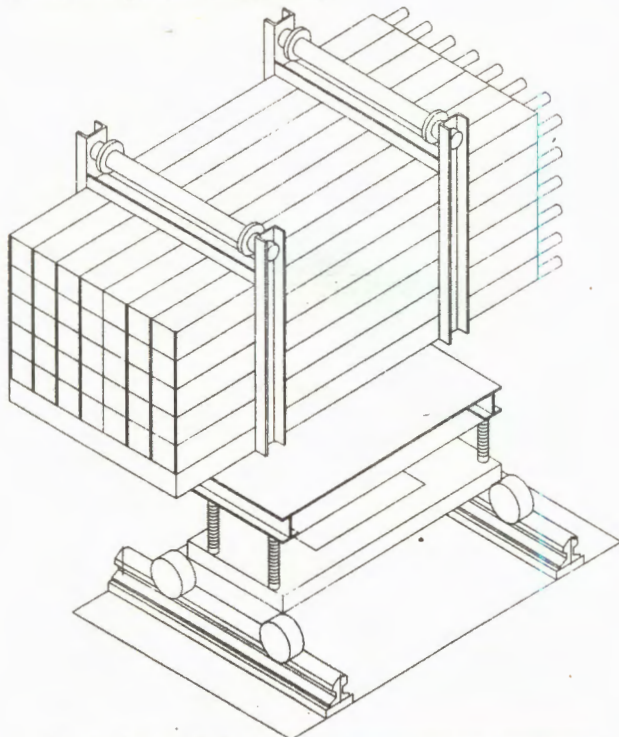


Рис.2. Общий вид пучкового адронного калориметра

На рис.2 показан общий вид калориметра. 35 модулей расположены в пять слоев по семь модулей в каждом слое. Сборка модулей размещена на подставке, позволяющей перемещать всю конструкцию относительно пучка в горизонтальном и вертикальном направлениях. Горизонтальное перемещение в поперечном направлении относительно пучка осуществляется по рельсам с помощью червячно-винтового механизма, приводимого в движение вручную. Диапазон горизонтального перемещения составляет ± 500 мм относительно оси пучка. В вертикальном направлении калориметр перемещается с помощью четырех домкратов с электроприводом. Пределы вертикального перемещения составляют ± 350 мм относительно оси пучка.

Конструкция модуля калориметра показана на рис.3. Пластины свинца и сцинтиллятора и световод-переизлучатель размещаются в корпусе из листовой стали толщиной 1,4 мм с крышкой из того же материала. Жесткость конструкции придают шесть стальных пластин толщиной 20 мм, разделяющих внутренний объем модуля на пять секций. Передняя и задняя пластины приварены к корпусу, внутренние пластины крепятся с помощью винтов. Задняя пластина имеет съемную текстолитовую накладку с отверстием, через которое выходит цилиндрическая часть световода. К этой накладке крепится стальной кожух, в котором размещается фотоумножитель с делителем. Наличие съемной накладки позволяет при необходимости извлечь световод из модуля без разборки последнего. Выполнение съемной накладки из изоляционного материала

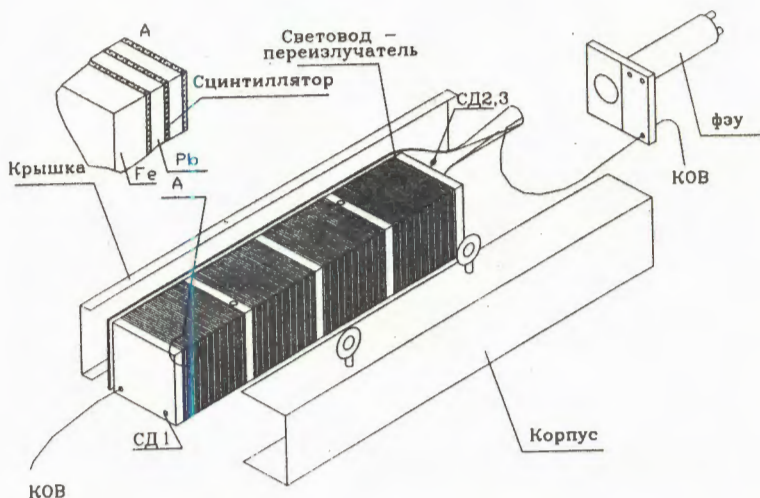


Рис.3. Конструкция модуля пучкового адронного калориметра. СД — светоизлучающие диоды, КОВ — кварцевое оптическое волокно

устраняет электрический контакт кожуха ФЭУ с корпусом модуля, что позволило уменьшить фоновые наводки на анодный сигнал фотоумножителя.

На передней стальной пластине имеются два отверстия. Одно из них предназначено для присоединения оптического волокна лазерной системы контроля, другое — для переходной втулки с разъемом и светодиодом светодиодной системы контроля. На задней стальной пластине имеются три отверстия — одно для оптического волокна и два для светодиодов. В двух внутренних стальных пластинах имеются отверстия с резьбой для крепления съемных такелажных рым-болтов. Эти отверстия смещены к противоположным граням модуля, что устраняет нежелательные колебания и раскачивания модуля при его перемещении.

154 слоя свинец — сцинтиллятор заполняют четыре секции каждого модуля. Толщины пластин свинца и сцинтиллятора относятся как 4:1, что обеспечивает полную компенсацию калориметра [5], и равны соответственно 10 мм и 2,5 мм. Четыре слоя составляют стальные пластины, что практически не влияет на характеристики калориметра. Изогнутая часть световода-переизлучателя проходит через пятую — пустую секцию модуля. Свет из сцинтиллятора попадает в переизлучатель без оптического контакта.

Фотоумножитель с делителем помещен в два кожуха из мягкой стали, магнитно изолированные друг от друга латунными кольцами. В качестве дополнительной защиты ФЭУ от магнитных полей использован экран из отожженного пермаллоя, электрически изолированный от внутреннего кожуха. Для центровки конца световода относительно фотокатода используются кольца из пенопласта.

Ниже приведены основные конструктивные характеристики калориметра.

Поперечные размеры	105 × 75 см ²
Поперечная сегментация	7 × 5 модулей
Общее количество слоев	
поглотитель — сцинтиллятор в модуле	158
в том числе: свинец — сцинтиллятор	154
* железо — сцинтиллятор	4
Толщина свинцовых пластин	10 мм
Толщина сцинтилляционных пластин	2,5 мм
Толщина световода-переизлучателя	3,0 мм
Длина световода-переизлучателя	2,3 мм
Длина активной части модуля	193 см (~9,4λ _{int.})
Полная длина модуля	2,6 м
Вес одного модуля	400 кг
Общий вес калориметра	14,5 т

3.1. Оптическое считывание

Энергетическое разрешение сэмпинг-калориметра существенно зависит как от способа выполнения оптической системы считывания, так и от ее качества, причем каждый элемент системы (сцинтиллятор, световод-переизлучатель, ФЭУ) вносит свой вклад в величину разрешения. Поэтому при создании калориметра особое внимание уделялось выбору и качественному изготовлению каждого из перечисленных элементов.

3.1.1. Сцинтиллятор

Главными требованиями к сцинтилляционным пластинам были однородность светосбора по площади пластины и высокая радиационная стойкость сцинтиллятора. Для улучшения однородности светосбора было применено «маскирование» сцинтилляционных пластин — ближняя к световоду часть пластины (около 1/4 части пластины) была обернута черной бумагой, а остальная часть — металлизированным майларом. Таким способом удалось добиться однородности светосбора со сцинтиллятора на уровне 98%.

Для исследования радиационной стойкости сцинтиллятора было изучено поведение 10 образцов различных сцинтилляторов на основе полистирола при облучении их γ-квантами от источника ¹³⁷Cs с мощностью дозы 260 крад/ч. Измерения проводились для доз 1,3 и 5 Мрад. Характеристики облученных сцинтилляторов исследовались токовым методом с помощью α-источника ²³⁹Pu с энергией α-частиц 5,5 МэВ. В результате был выбран сцинтиллятор, изготовленный на основе полистирола ПСМ-115 методом литья под давлением, обладающий наивысшей радиационной стойкостью по сравнению с другими [6]. Для повышения радиационной стойкости

сцинтиллятора в его состав был введен стабилизатор в количестве 1% [7]. В целом состав сцинтиллятора следующий:

ПСМ-115 + 1,5%*p*-terphenyl + 0,03%POPOP + 1% стаб.

Неоднородность светосбора с необлученного сцинтиллятора составляет 2%, со сцинтиллятора, облученного дозой порядка 5 Мрад — около 6%.

3.1.2. Световод-переизлучатель

Для оптической системы считывания были выбраны плоские световоды из оргстекла с поверхностным окрашиванием переизлучателем, т.к. доступные в настоящее время полистирольные волокна с переизлучателем имеют недостаточную длину затухания (~1 м), кроме того, в сцинтилляционных пластинах необходимо делать канавки для укладки волокна, что значительно удорожает производство. Плоские световоды из оргстекла с объемным переизлучателем имеют худшую радиационную стойкость. В качестве переизлучателя был применен кумарин-7 со средней длиной волны переизлучения около 500 нм.

Для каждого модуля калориметра использовался один плоский световод-переизлучатель размером $2300 \times 147 \times 3$ мм³, который располагался с одной из боковых сторон модуля. Для уменьшения радиационной загрузки световодов они были размещены симметрично относительно оси пучка (см. рис.2, на котором положение световодов показано жирными линиями). Один конец световода сводился на фотокатод фотоумножителя методом сворачивания в нагретом состоянии.

Световод окрашивался переизлучателем методом погружения в вертикальном положении в термостатированную ванну, заполненную спиртовым раствором кумарина-7. Для компенсации затухания света и получения однородного отклика по длине модуля толщина слоя красителя на поверхности световода изменялась по закону, обратному закону ослабления света, что достигалось подбором скорости извлечения световода из раствора. Благодаря этому была достигнута эффективная длина затухания света около 10 м. После завершения процесса окраски световоды подвергались отжигу.

3.2. ФЭУ и высоковольтное питание

В калориметре применен фотоэлектронный умножитель типа ФЭУ-84-3, т.к. он

- 1) уже был испытан во многих других калориметрах;
- 2) имеет приемлемую квантовую чувствительность;
- 3) обладает большим динамическим диапазоном;
- 4) допускает работу со средним током до 5 мА и поэтому пригоден для использования при высоких нагрузках;
- 5) выдерживает без насыщения засветку с образованием до 10^6 фотоэлектронов;
- 6) доступен, поэтому предоставлялась возможность отобрать ФЭУ по максимальной квантовой чувствительности и минимальной зависимости коэффициента усиления от загрузки.

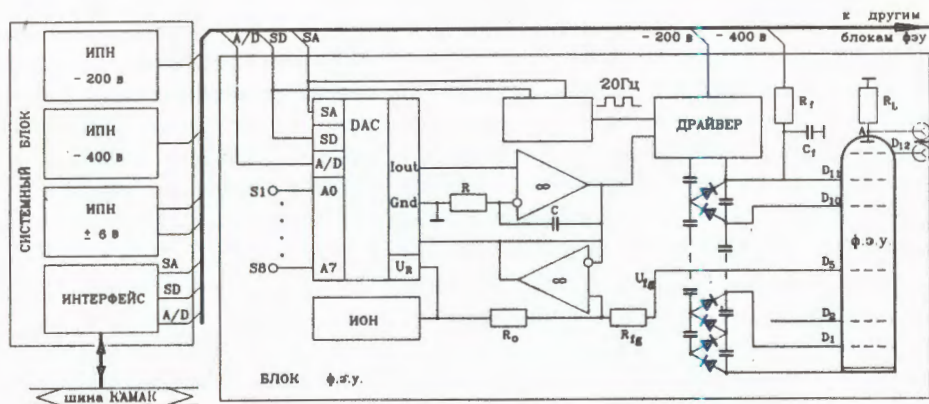


Рис.4. Блок-схема высоковольтного питания ФЭУ. ИПН — источник постоянного напряжения, ИОН — источник опорного напряжения, DAC — ИС адресуемого ЦАП с памятью

Для питания ФЭУ был разработан программно-управляемый источник напряжения, в котором необходимые напряжения для диодных промежутков формируются непосредственно на плате делителя, а для двух последних диодов обеспечено питание от источников постоянного напряжения. Принцип построения источника напряжения описан в работе [8], а его особенность заключается в применении специализированной интегральной микросхемы адресуемого цифроаналогового преобразователя с запоминанием входного кода. Делитель обладает следующими свойствами:

- 1) компактен, потребляет малый ток;
- 2) позволяет пропускать через ФЭУ средний ток до 5 мА, и поэтому пригоден для работы при нагрузках более 10^6 ядер/с;
- 3) обеспечивает стабильность напряжения около 10^{-4} ;
- 4) управляющие сигналы и низковольтные напряжения подаются на все ФЭУ с помощью последовательной магистрали из 10 шин;
- 5) дешевле стандартных программно-управляемых источников питания.

Управляющий блок на 256 каналов и интерфейс выполнены в стандарте КАМАК. Блок-схема высоковольтного питания ФЭУ приведена на рис.4.

4. Система контроля

Для контроля стабильности характеристик калориметра применяется несколько различных систем. В их задачу входят как простая проверка работоспособности отдельных модулей, так и отслеживание нестабильностей, связанных с временным дрейфом параметров и их изменениями вследствие возможных радиационных повреждений сцинтилляционных пластин и световодов-смесителей спектра. В процессе контроля измеряется как относительная стабильность характеристик, так и абсолютная калибровка энергетической шкалы калориметра.

4.1. Светодиодная система контроля

Для наладки калориметра и предварительной калибровки разработана и изготовлена программно-управляемая система контроля на основе светоизлучающих диодов с красным спектром излучения. Все светодиоды разделены на три группы. Диоды первой и второй групп работают в импульсном режиме. Сигнал от внешнего задающего генератора, сформированный по длительности, разветвляется с помощью логического разнотелителя и поступает для формирования по амплитуде на входы 8-канальных генераторов импульсов тока. Сформированные сигналы по кабелю длиной 20 м подаются на светодиоды, размещенные в модулях. Амплитуда выходных сигналов регулируется изменением величины опорного напряжения, которое задается 6-канальным цифро-аналоговым преобразователем (ЦАП), выполненным в стандарте КАМАК. С помощью сигнала «запрет», подаваемого на вход управления ЦАП, работа системы блокируется. Светодиоды первой группы смонтированы в модулях так, чтобы свет от них попадал в ФЭУ, пройдя через всю длину световода-преизлучателя. Светодиоды второй группы располагаются в непосредственной близости от ФЭУ. По изменению относительного положения амплитудных спектров от импульсов этих групп можно судить, в частности, об изменении прозрачности световода, которое может быть связано с его радиационными повреждениями. Светодиоды третьей группы предназначены для работы в режиме постоянного тока и могли использоваться для компенсации динамического изменения коэффициента усиления ФЭУ, связанного с загрузками [9].

4.2. Лазерная система контроля и абсолютная амплитудная привязка

В качестве основной системы контроля калориметра применена система контроля на основе импульсного лазера. С помощью этой системы, во-первых, фиксируются калибровочные коэффициенты путем установления соответствия между положением на энергетической шкале калориметра пиков от лазерного импульса и от частиц пучка и, во-вторых, осуществляется контроль стабильности всего измерительного тракта.

Свет от азотного лазера с длиной волны излучаемого света 337 нм поступает к модулям калориметра по кварцевым оптическим волокнам, которые объединяются в две группы. По волокнам первой группы световой импульс подается на первый сцинтиллятор каждого модуля, имитируя световую вспышку от частиц. Изменение положения пика от этой вспышки позволяет судить об изменениях оптических характеристик сцинтиллятора и световода-переизлучателя. Волокна второй группы передают свет непосредственно на фотокатоды, при этом лазерный свет предварительно переизлучается через сцинтиллятор, расположенный в лазерном распределителе. Таким образом контролируется стабильность параметров электронного тракта.

Для абсолютной амплитудной привязки использовался α -источник ^{239}Pu с кристаллом ортоалюмината иттрия, который дает большой световой выход. α -источник вместе с оптическим волокном от лазера установлен в отдельном кожухе с ФЭУ и находится вне пучка частиц (контрольный модуль). Амплитуды лазерного сигнала и сигнал от α -источника контрольного модуля совместно с лазерными сигналами каждого модуля использовались для коррекции коэффициентов усиления модулей калориметра во время набора информации.

5. Калибровка калориметра

5.1. Измерения на тестовом пучке

После сборки калориметра была выполнена его предварительная калибровка сначала с помощью светодиодной системы, а затем на тестовом канале X1 западного павильона SPS. Для калибровки использовался смешанный пучок отрицательных частиц, из которого отбирались π^- -мезоны с энергиями 40, 60 и 70 ГэВ. Калориметр был установлен на подставку, которая обеспечивала перемещение в горизонтальном и вертикальном направлениях и установку центра каждого модуля калориметра относительно оси пучка с точностью $\pm 0,1$ мм. Движение подставки управлялось ЭВМ. При калибровке использовался следующий запуск:

$$TR = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot PC_1 \cdot PC_2 \cdot C_1 \cdot C_2,$$

где S_{1-3} — сцинтилляционные счетчики, PC_{1-2} — пропорциональные камеры, C_{1-2} — газовые черенковские счетчики. С помощью сцинтилляционных счетчиков и пропорциональных камер определялось направление частиц, а с помощью черенковских счетчиков — их импульс. Все элементы канала, включая черенковские счетчики (изменение давления газа), также управлялись ЭВМ.

Во время калибровки центр каждого модуля устанавливался по оси пучка π^- -мезонов. Амплитуда сигнала каждого модуля для энергии π^- -мезонов 40 ГэВ выставлялась в 200-й канал зарядо-цифрового преобразователя (ЗЦП) типа Le Croy 2249A подбором напряжения на делителях ФЭУ. Для тех модулей, амплитуда в которых не совпадала с 200-м каналом ЗЦП, при последующей обработке вводились калибровочные коэффициенты. На рис.5 приведены калибровочные спектры π^- -мезонов с энергиями 40, 60 и 70

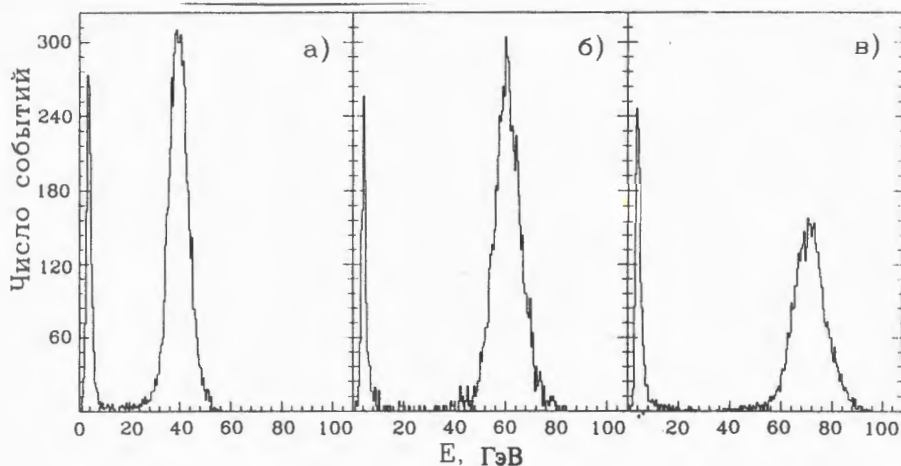


Рис.5. Калибровочные спектры сигналов на пучке пионов: а) — $E_\pi = 40$ ГэВ, б) — $E_\pi = 60$ ГэВ, в) — $E_\pi = 70$ ГэВ

70 ГэВ. Слева наблюдаются пики от μ^- -мезонов. В результате фитирования этих спектров получено энергетическое разрешение калориметра $\sigma(E)/E$, равное 9,5%, 8,2% и 7,8% для 40, 60 и 70 ГэВ соответственно.

5.2. Процедура вычисления энергии и калибровочных коэффициентов

Для вычисления энергии в ПАК используется соотношение

$$E = \sum_{i=1}^{35} [(A_i - Ped_i) \cdot k_i \cdot Las_i] \cdot g_E,$$

где A_i , Ped_i — значения амплитуд и пьедесталов i -канала ЗЦП;

Las_i — коэффициенты относительной коррекции усиления фотоумножителей с помощью лазерной системы мониторингирования, учитывающей изменение усиления в отдельных модулях с течением времени;

g_E — коэффициент абсолютной энергетической привязки. Этот коэффициент вычисляется из условия, что среднее измеренное значение энергии пучковых частиц совпадает с ее истинным значением;

k_i — относительные калибровочные коэффициенты, которые определялись путем облучения каждого модуля калориметра узким моноэнергетическим пучком частиц. Пусть среднее измеренное значение амплитуды для модуля i равно $a_i = \langle A_i - Ped_i \rangle$, тогда $k_i = a_{18} / a_i$, где a_{18} — амплитуда центрального модуля.

Коэффициенты Las_i определяются из соотношения

$$Las_i = (A_{L_i}^{run(ref)} / A_{L_i}^{run(t)}) \cdot (A_{\alpha}^{run(t)} / A_{\alpha}^{run(ref)}),$$

где $A_L^{run(ref)}$ — отношение амплитуд лазерных сигналов контрольного и i -го модулей в начальный момент времени;

$A_{L_i}^{run(t)}$ — отношение амплитуд лазерных сигналов контрольного и i -го модулей в текущий момент времени;

$A_{\alpha}^{run(ref)}$ — амплитуда сигнала α -источника контрольного модуля в начальный момент времени;

$A_{\alpha}^{run(t)}$ — амплитуда сигнала α -источника контрольного модуля в текущий момент времени.

При анализе информации с калориметра вычисляются величины Ped_i , Las_i и g_E , которые вместе с величинами k_i заносятся в базу данных. В дальнейшем эти данные берутся для вычисления значения E для каждого конкретного события.

5.3. Пространственные характеристики калориметра

На рис.6а,б приведены распределения отклонений координат центра ливня от оси калориметра для случая, когда пучок частиц попадает в середину центрального модуля калориметра.

На рис.6в проведена кривая, характеризующая точность измерения пространственного положения модуля относительно оси пучка. Кривая получена сканированием пуч-

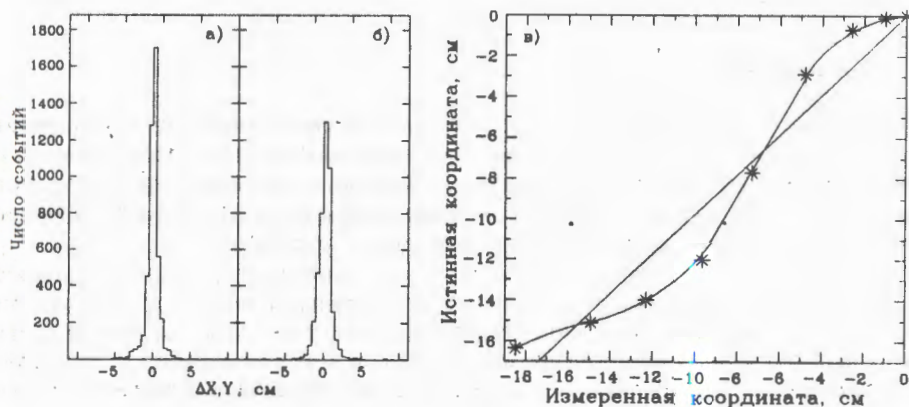


Рис.6. Координатное разрешение калориметра — отклонение координат центра ливня от оси калориметра: а) — X-, б) — Y-координата, в) — точность измерения положения модуля относительно пучка

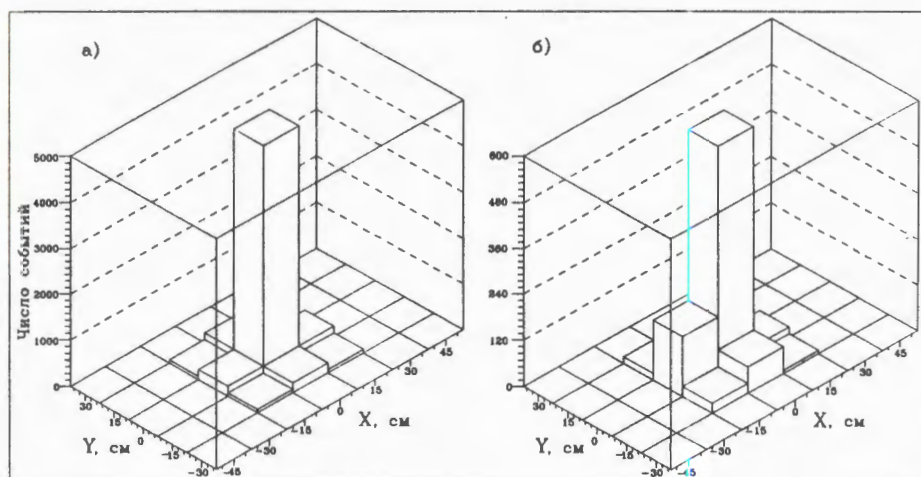


Рис.7. Пространственное распределение ливня в калориметре от пучка π^- -мезонов (а) и Pb^{+82} (б)

ком разных точек калориметра по оси x . Прямая линия — истинное положение калориметра, размерность осей координат — см.

На рис.7а приводится 3-мерный плот, характеризующий энергосодержание в модулях калориметра для π^- -мезонов с энергией 70 ГэВ. Видно, что в центральном модуле поглощается около 80% энергии пучка частиц.

6. Энергетическое разрешение

6.1. Измерение отношения e/h

Для измерения отношения e/h был использован смешанный пион-электронный пучок с энергией 120 ГэВ. Электромагнитный ливень развивается в первых слоях, поэтому для правильного измерения отношения e/h очень важно иметь линейную характеристику сбора света в начальной части световода-переизлучателя, так как неоднородность сбора света может сильно повлиять на значение отношения e/h .

На рис.8 показаны спектры пионного пучка с примесью электронов с такой же энергией. На рис.8а виден пик от электронов в центральном модуле, расположенный на шкале ЗЦП правее пика от пионов. Разделение этих пиков в одном модуле связано с тем, что размеры электронного ливня таковы, что он весь размещается в одном модуле, в то время как пик от пионов распределен по нескольким соседним модулям (рис.7а). При суммировании энергии по всем модулям оба пика совпадают (рис.8а).

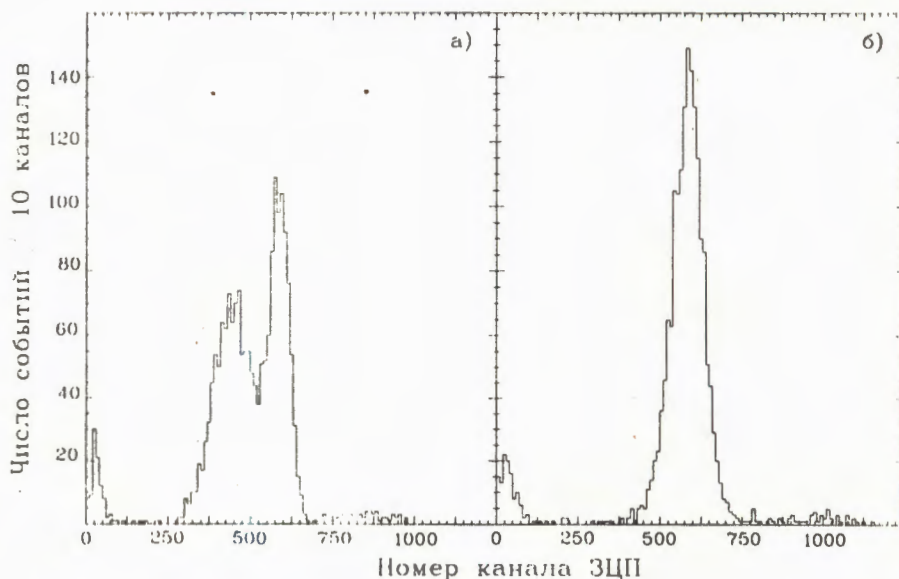


Рис.8. Спектры пионного пучка с примесью электронов той же энергии: а) — энергосодержание только в центральном модуле, б) — суммарное энергосодержание во всем калориметре

Вычисленное из этих спектров значение отношения e/h составило $1,02 \pm 0,01$, что доказывает практически полную компенсацию калориметра.

Для проверки правильности этой методики на центральный модуль калориметра, на который падал пучок частиц, навешивалась свинцовая пластина толщиной 10 мм, которая поглощала электронную компоненту пучка, при этом электронный пик, показанный на рис.8а, практически исчезал, а суммарный пик становился соответственно более узким. Разрешение калориметра при этом составило $(5,6 \pm 0,4)\%$.

6.2. Энергетическая зависимость разрешения калориметра

Для определения зависимости разрешения калориметра от энергии частиц были использованы данные, полученные как на тестовом пучке, так и на канале при облучении установки пучками пионов и ядер свинца с энергиями 120 ГэВ и 32,8 ТэВ соответственно. Суммарные энергетические спектры пионов изображены на рис.5 и 8, а спектр свинцовых ядер с энергией 32,8 ТэВ приведен на рис.11а. Все спектры имеют симметричную форму и хорошо описываются распределениями Гаусса, что доказывает достаточно полный эффект компенсации калориметра.

На рис.9 представлена зависимость разрешения калориметра от энергии, которая описывается формулой

$$\sigma_E/E = (47,6 \pm 1,1)\%/\sqrt{E[\text{ГэВ}]} + (1,94 \pm 0,20)\%.$$

Численные значения коэффициентов хорошо согласуются с результатами моделирования.

6.3. Влияние загрузки на разрешение калориметра

Влияние загрузки на разрешение калориметра проиллюстрировано на рис.10. Здесь показан энергетический спектр пучка протонов с энергией 160 ГэВ и интенсивностью около 10^6 с^{-1} . Видно, что наложение ливней от двух и более частиц приводит к расширению спектра и отклонению его формы от гауссовской. Фитирование данных распределением Гаусса по левому краю спектра дает величину $\sigma(E)/E = 0,051$, а при фитировании по его правому краю получаем $\sigma(E)/E = 0,068$. Коэффициент наложений составлял около 10%.

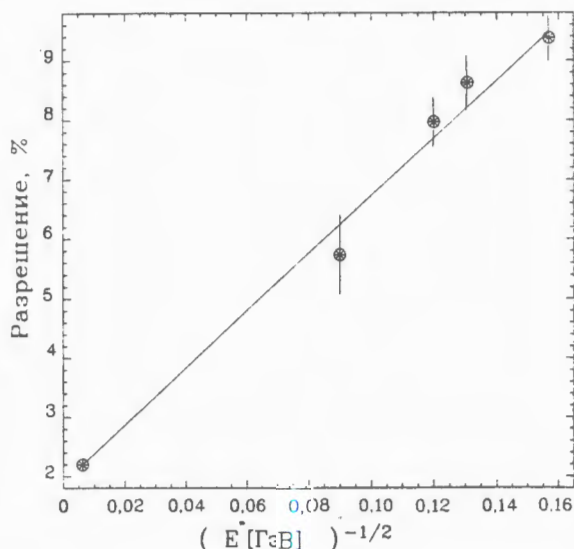


Рис.9. Энергетическая зависимость разрешения калориметра

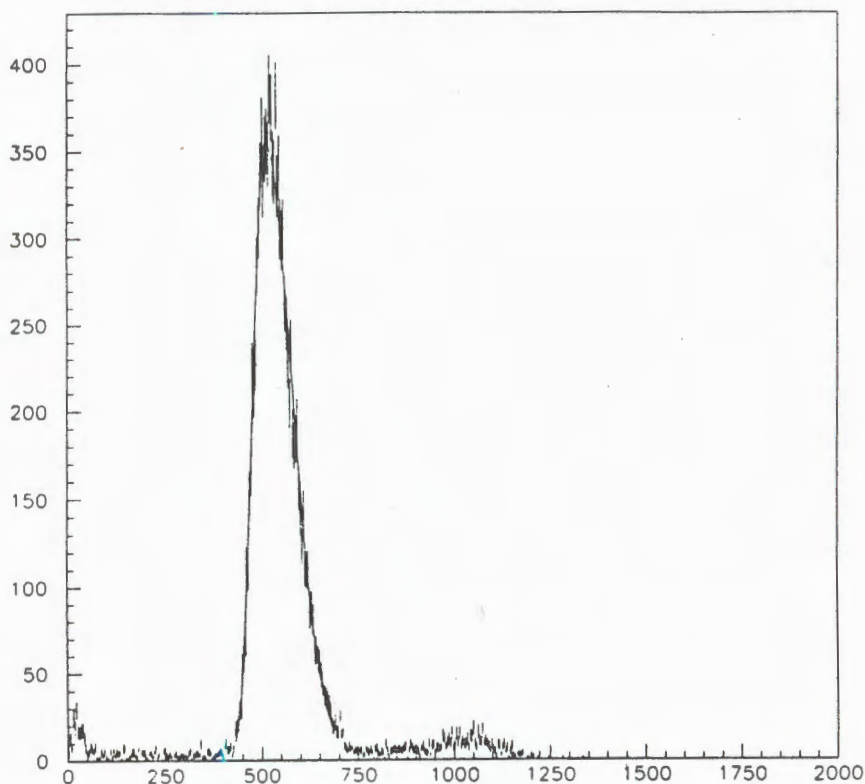


Рис.10. Влияние загрузки на разрешение калориметра. По оси x отложена величина энергии, выделенной в ПАК в единицах шкалы ЗЦП, по оси y — число событий

7. Работа калориметра на пучке ядер свинца

В эксперименте WA-98 все регистрируемые калориметром частицы попадают в основном в один центральный модуль. В целях подавления регистрации черенковского излучения, возникающего в веществе световода-смесителя спектра, калориметр повернут вокруг вертикальной оси, проходящей через центр его активной части так, что угол между осью пучка и продольной осью калориметра составляет около $1,5^\circ$. В рабочем состоянии калориметр расположен так, что середина центрального модуля смещена относительно оси пучка в горизонтальном направлении на 50 мм для удаления места попадания пучка ядер от световода-переизлучателя и уменьшения таким образом радиационной загрузки световодов. На трехмерной диаграмме, приведенной на рис.76, хорошо видно связанное с этим перераспределение поглощенной энергии между центральным и соседним с ним модулями, ближайшими к оси пучка.

7.1. Использование калориметра для отбора событий

Данные, получаемые с ПАК, могли использоваться для отбора событий как при анализе информации «off-line», так и в реальном времени. Для этого анодные сигналы фотоумножителей с помощью пассивных линейных размножителей делятся на два равных сигнала, одни из которых поступают на ЗЦП для измерения амплитуды, а другие через 35-канальный линейный смеситель подаются на вход интегрального амплитудного дискриминатора. Тип регистрируемого события определялся величиной порога этого дискриминатора. Таким способом выделялись следующие характерные типы взаимодействий:

1. «Центральные» взаимодействия с достигнутой плотностью энергии, достаточной для того, чтобы кварки и глюоны внутри нуклонов могли быть свободными и двигались, образуя кварк-глюонную плазму. Большая часть энергии пучка в таких со-

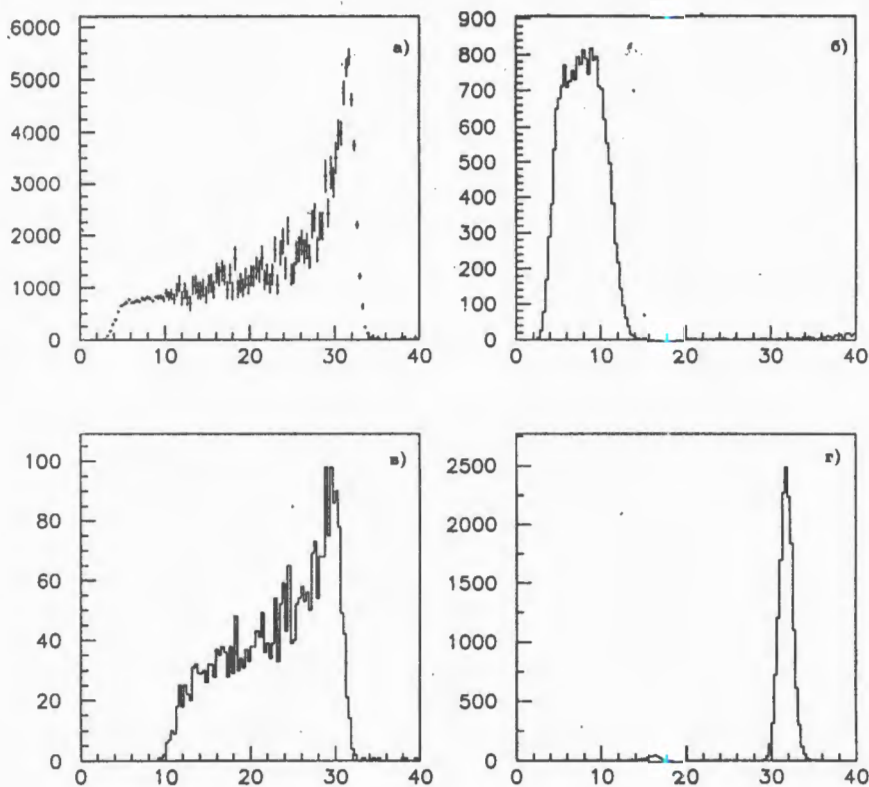


Рис.11. Спектры, зарегистрированные калориметром при различных типах событий: а) — суммарный энергетический спектр, б) — «центральные» взаимодействия, в) — «не очень центральные» взаимодействия, г) — «периферические» взаимодействия. По осям x отложены величины энергии, выделенной в ПАК в ТэВ, по осям y — число событий

бытиях выделяется в процессе взаимодействия нуклонов пучка и мишени, поэтому требуется, чтобы в ПАК регистрировалось не более 20% энергии падающего ядра.

2. «Не очень центральные» взаимодействия, в которых ПАК регистрирует от 20% до 90% энергии падающего ядра.

3. «Периферические» взаимодействия, в которых ядру мишени передается небольшая доля энергии налетающего ядра. В этом случае в ПАК должно выделяться более 90% энергии пучка.

На рис.11б,в,г приведены энергетические спектры, зарегистрированные ПАК и соответствующие перечисленным типам событий. На рис.11а показан суммарный энергетический спектр.

7.2. Корреляции с другими детекторами

Энерговыделение в ПАК сильно коррелировано с поперечной энергией, наблюдаемой в E_T -калориметре, и множественностью вторичных частиц, зарегистрированных во времяпролетном спектрометре WA-98. На рис.12 приведены двумерные распределения, характеризующие эти корреляции. Здесь хорошо видно, как с ростом «центральности» взаимодействия и уменьшением энергии, выделившейся в ПАК, увеличиваются энерговыделение в E_T -калориметре и множественность частиц в спектрометре по времени пролета.

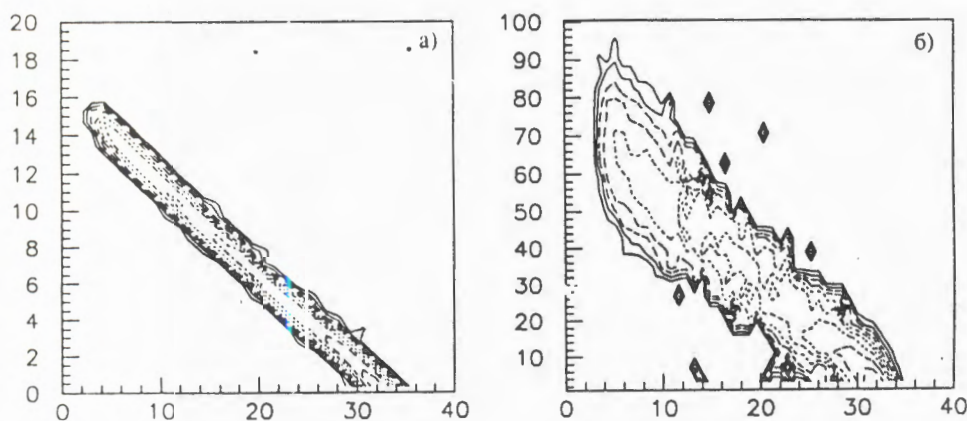


Рис.12. Корреляция энерговыделения в ПАК с данными других детекторов: а) — с энерговыделением в E_T -калориметре б) — с множественностью, регистрируемой во времяпролетном спектрометре. По осям x отложены величины энергии, выделившейся в ПАК в ТэВ, по осям y — энергия, выделившаяся в E_T -калориметре в ТэВ (а), и число частиц, регистрируемое сцинтилляционным детектором времени пролета (б)

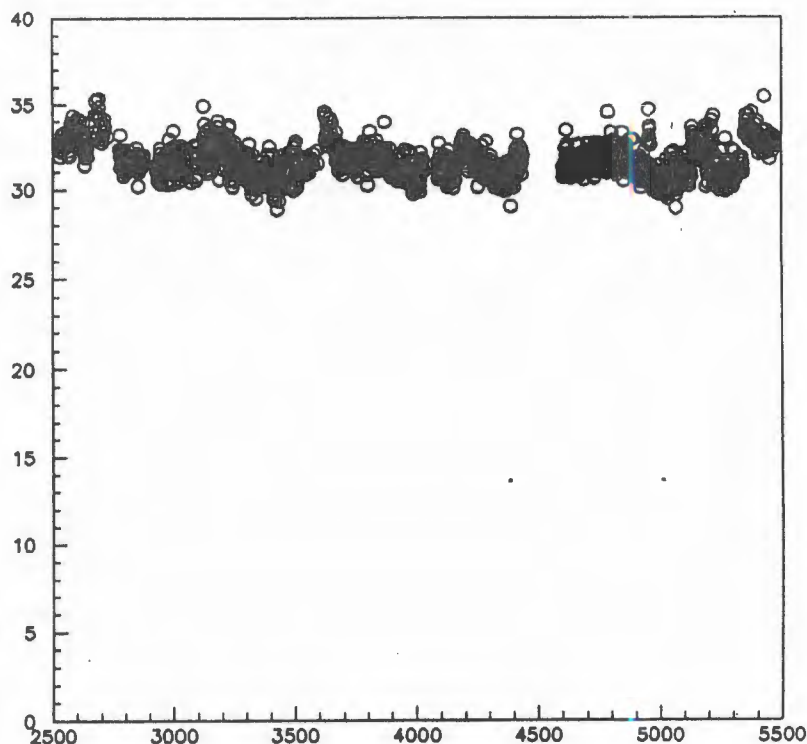


Рис.13. Стабильность работы калориметра. По оси x отложен номер рана, по оси y — энергия пучка ядер свинца в ТэВ, измеренная ПАК, с поправками на положение лазерных пиков

7.3. Стабильность работы калориметра

Пучковый адронный калориметр работал в составе установки WA-98 на пучке ядер свинца в двух рабочих сеансах в 1994 и 1995 гг. и показал удовлетворительную стабильность характеристик. В течение второго сеанса в 1995 г. не было замечено смещения положения пика от пучковых частиц и его расширения. Средняя интенсивность пучка ядер во время сеанса продолжительностью 6 недель составляла $0,75 \cdot 10^6$ ядер Pb^{+82} за сброс. Стабильность характеристик калориметра во время второго сеанса проиллюстрирована на рис.13. Здесь показана величина энергии ядер пучка, измеренная в разных ранах и скорректированная с учетом положения пиков от лазерных сигналов и сигнала α -источника. Видно, что отклонения от среднего значения амплитуды сигнала за время сеанса не превосходят 5%.

8. Заключение

В заключение коллектив авторов выражает большую признательность А.М.Балдину, А.Д.Коваленко, Н.Н.Агапову, И.А.Савину, А.Г.Володько за внимание и постоянную поддержку работы.

Мы признательны С.Т.Беляеву и В.И.Манько — сотрудникам РНЦ «Курчатовский институт» — за финансовую поддержку и внимание к работе.

Авторы благодарны членам коллаборации WA-98 Т.Овзу, Г.Янгу, Ю.Ли, Д.Мориссону, А.Прзыбыле, Т.Наяку за полезные обсуждения, помощь в калибровке и в работе во время сеансов на SPS, М.Клеману и П.Пьеру за инженерно-техническую поддержку работ в ЦЕРН.

Особая благодарность выражается сотрудникам ИФВЭ (Протвино): В.К.Семенову за большую помощь в изготовлении сцинтилляторов и световодов и В.С.Дацко за полезные консультации.

Авторы очень признательны коллективу ЦОЭП ЛВЭ под руководством Е.А.Матюшевского и Ю.И.Тятюшкина за большой объем работ, выполненных при создании калориметра качественно и в сжатые сроки.

Мы также благодарны В.В.Бакаеву, А.И.Григорьеву, Н.Д.Озеровой, А.В.Шабуну, Д.Ю.Пилипенко, П.К.Маньякову и руководимому им коллективу радиомонтажников ЛВЭ, И.С.Попову, Н.В.Вирясову, А.И.Савельеву, Л.С.Малаховой, Т.И.Старченко, Т.И.Объездной, Н.А.Баладиной за большую техническую помощь в ходе выполнения работ.

Литература

1. Dönni P., Durieux E., Izycki M. et al. — CERN/SPSLC 91-17, CERN, Geneva, 1991.
2. Awes T.C., Baktasht C., Cumby R.P. et al. — NIM, 1989, vol.A279, p.479.
3. GEANT, Long Wrieup W5013. CERN, Geneva, 1994.
4. Ereemeev R., Fedunov A., Maximov A. et al. — JINR Rapid Communications, 1995, No.2[70]-95, p.45.
5. Wigman R. — NIM, 1987, vol.A259, p.389.
Bernardi E., Drews G., Garcia M.A. et al. — NIM, 1987, vol.A262, p.229.
6. Brekhovskikh V.V., Gladyshev V.A., Lapshin V.G. et al. — IHEP 91-164, Protvino, 1991.
7. Залюбовский И.И., Коба В.С., Ковтун В.Е. и др. — ПТЭ, 1995, №5, с.76.
8. Hubbeling L. — CERN/ECP 92-10, CERN, Geneva, 1992.
9. Аюпджанов Г.А., Инякин А.В., Шувалов Р.С. — Препринт ИФВЭ, ОЭФ 78-127, Серпухов, 1978;
Евдокимов В.Н., Мутафин М.И. — Препринт ИФВЭ, ОЭФ 84-83, Серпухов, 1984.

УДК 539.1.074.3

NEW APPROACH TO INCREASE THE RESOURCE OF INSTALLATION ELEMENTS FOR SUPER-HIGH ENERGY PHYSICS

A.A.Astapov, L.N.Zaitsev

The efficient way to increase the resource of installation elements for super-high energy physics is proposed, when the parameter, determining the resource value, is the time of polymer property relaxation instead of permissible dose. The «effect of shifting (smearing) dose rate», which allows also to increase the resource, was demonstrated as the simple beam quenching in hadron calorimeter. The new approach will not complicate the construction of the experimental set-ups but, instead, simplify it and reduce the cost.

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

Новый подход увеличения ресурса элементов установок для физики сверхвысоких энергий

А.А.Астапов, Л.Н.Зайцев

Предложен эффективный способ увеличения ресурса элементов установок для физики сверхвысоких энергий, когда определяющим параметром является не предельная доза, а время релаксации свойств полимеров. «Эффект сдвига (размытия) мощности дозы», который также позволяет увеличить ресурс, был продемонстрирован на примере простого гашения пучка в адронном калориметре. Новый подход не усложнит, а упростит создание экспериментальных установок и уменьшит их стоимость.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

With the particle energies from a few TeV and luminosity of 10^{31} (for AA-interactions) and 10^{33} (for pp-interactions) $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, the radiation loads overcome the permissible level and the resource of physical installations reduces strongly. The list of the elements limiting the resource is rather long: chips and other electronic components, polymer isolators, fibrous light guides, monocrystals, scintillation and semiconductive detectors, etc. [1].

Obviously, the detector system with polystyrene scintillator (PS) and wave length shifter (WLS) has the highest radiation resistance. Development of the so-called radiation-resistant scintillators «PS+antirads» is the result of active 15-year investigations all over the world (e.g., see [2,3]). While γ -irradiating (usually, with ^{60}Co) the small scintillation samples at the increased rate, an improvement is achieved of the maximum permissible dose, D_{lim} , from 10 kGy up to 50+70 kGy. Nevertheless, the load at the forward hadronic calorimeter of the installation «Compact Muon Solenoid» (CMS) will be higher than

500+700 kGy for 10^8 s (10 years) at mean dose rate $D' = 10^{-3}$ Gy·s⁻¹. In addition, in the real calorimeters D_{lim} was found to be only from 5 to 7 kGy under the 10% light loss in the system [4,5]. That is 10 times less than those ones obtained in the tests. The reasons are:

- mixed radiation field (mean linear energy transmission, LET, is ~ 20 keV· μm^{-1} in comparison with LET (^{60}Co) ~ 0.2 keV· μm^{-1});
- very high light flux $\sim 10^{15}$ cm⁻²·s⁻¹ being higher by 100 times than it is in the tests);
- radiation oxidizing of the polystyrene scintillators as long as $D'_{real} \ll D'_{test}$.

Analogous results were obtained about 10 years ago [6,7]. However, the efforts to increase the maximum D_{lim} have been applied, though it is not real to increase 100 times the radiation resistance of the PS+WLS system or other polymers.

Thus, the dilemma arises: either to decline the use of polymer materials in future installations for super-high energy physics (what is impossible), or to use new approach, when the parameter determining the resource value is the time of polymer property relaxation, τ , instead of D_{lim} . In contrast to metals and alloys, polymers have considerably longer relaxation time after irradiation. New approach raises the claim to physicists to plan the duration of operation under irradiation and without it, and what is more, it is necessary to coordinate the seances at all the set-ups, for instance, for the LHC.

The present study deals with the ways to increase considerably the resource of the PS+WLS system.

One puts the following requirements for the scintillators: high transparency, sufficient light emittance, fine energy resolution, and short time of light-striking. Moreover, a possibility is necessary to construct the PS+WLS system of the large square and volume plus the simplicity of processing and the reduced cost. The polystyrene-based scintillators meet these requirements.

At the polystyrene irradiation, the D_{lim} depends on a variety of factors that can be divided into three groups:

- internal, inherent factors (the element composition, phase state, impurities, dopants, dimensions of a sample and unit);
- external, operational factors (temperature regime, environment, influence of light and electro-magnetic fields, character of the mechanical loads);
- radiation factors (kind, velocity, mass, and charge of particles or the LET, character of the dose distributions, duration and dynamics of the irradiation effects).

The scientific novelty is the use of an approach when the relaxation time, τ , becomes the governing instead of the maximum permissible dose. The relaxation time amounts from 20 to 40 days for the so-called radiation-resistant scintillators and WLSs (see Fig.1a,b). From the other hand, the scintillator PMS-115 and WLS BCF 99-28 have the insufficient values of D_{lim} and the quite acceptable relaxation — the optical parameter $\xi(D)$ recovers by 104% for 1+3 days. As the Fig.2 shows, under the continuous irradiation the resource will be exhausted quickly.

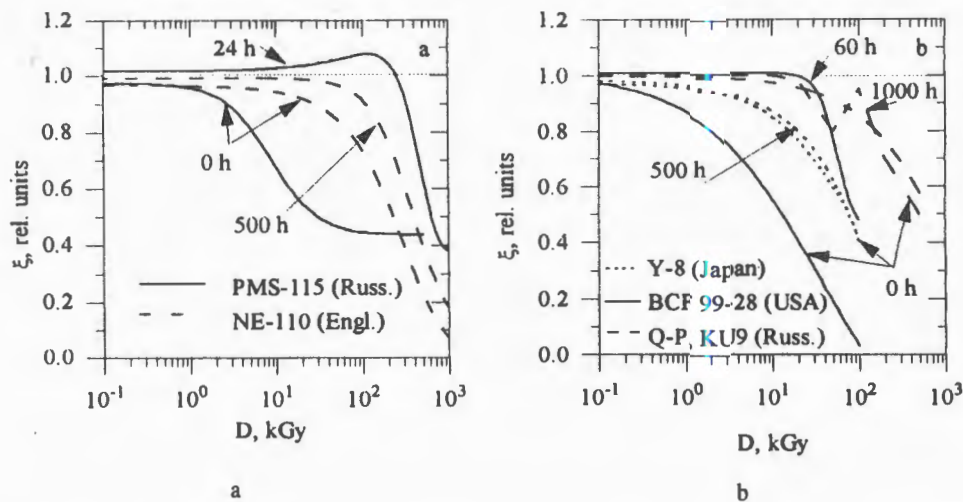


Fig.1. Relaxation of the optical properties of scintillators (a) and WLSs (b) after irradiation [2,3,10,11]

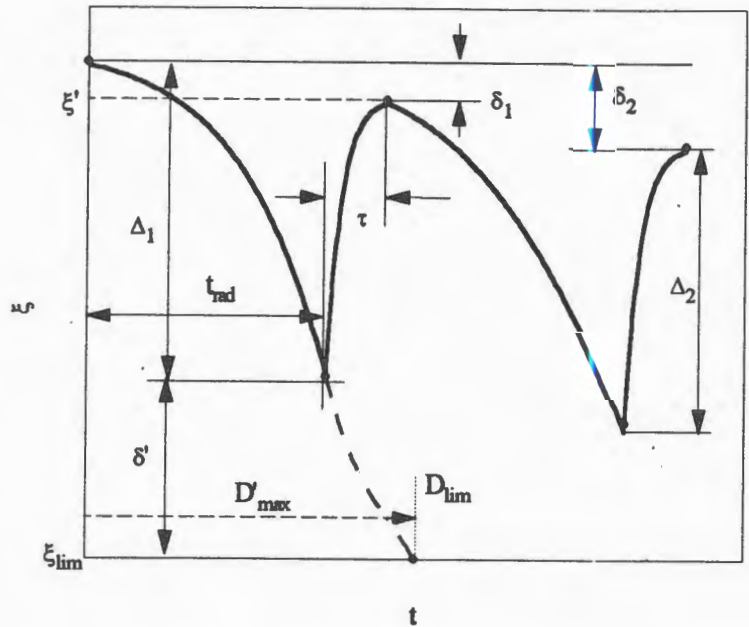


Fig.2. Variation of the optical properties of scintillators under irradiation and without it

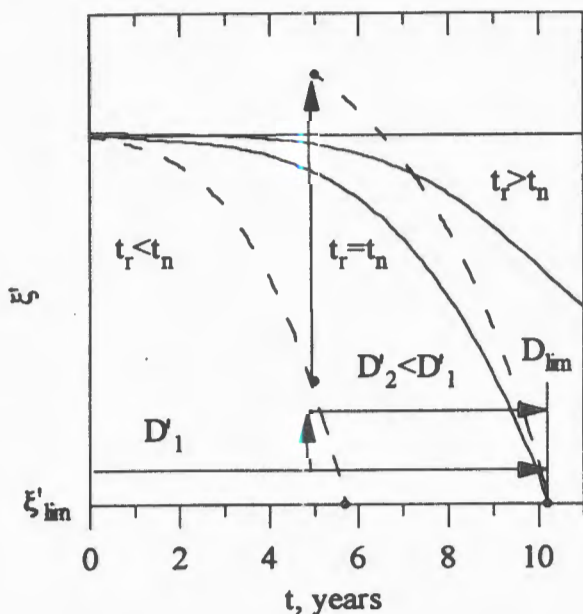


Fig.3. Dependence of the optical properties on the operation time for various resource values

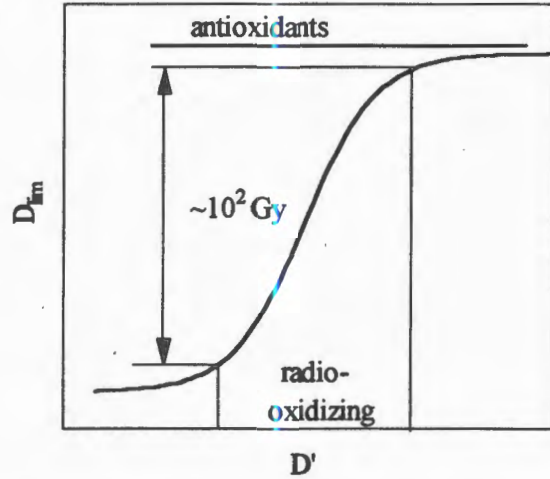
The reversible modifications of the optical properties Δ are caused, mainly, by the radiation-induced formation of intermediate active particles, excited states of molecules, free radicals, charge-transferring complexes, etc. With some time τ passed, the annihilation of the intermediate particles via various processes leads to the vanishing of the induced optical adsorption. In principle, by means of setting up the time t_{rad} (session duration) to optimal value, it could be possible to obtain the values $\delta=0$, i.e., unlimitedly long (equal to ∞) operation time or the t_r (see Fig.3).

The novelty is also the investigation of both the terms entering the resource formula: D_{lim} and D' . The resource is expressed approximately as a ratio of independent values:

$$t_r = D_{\text{lim}} / D'.$$

Earlier, the only thing one tried was the raising up the D_{lim} value to the maximum. Our concept does not require this at all, though the small value of D_{lim} can shorten the session time. Nevertheless, the irreversible modifications δ and δ' originated from the formation or destroy of chromophore groups, single and conjugated double bonds, oxygenated groups, etc., depend on the dose rate D' of irradiation in atmosphere. Though, as Fig.4 shows, the dependence of D_{lim} on D' can be substantial, it is unknown for the polystyrene. A series of treatments is known that give the conflicting conclusions to the dependence of δ (or D_{lim}) on D' .

Fig.4. Dependence of the permissible dose on the dose rate for polymers in atmosphere



Let us consider the situation when all the chemical-engineering techniques have reached their limit but the value is still $t_r < t_n$ (see Fig.3), where t_n is normative time. In this case, we propose the «effect of shifting (smearing) D' ». This effect was demonstrated as the simple beam quenching in the hadron calorimeter. Because of sufficiently steep gradient of the radial distribution $D'(r)$ (Fig.5) the translation of the beam on a distance as short as $r_1 = 2$ cm allows one to increase the resource by two times, as shown with dashed curves at Fig.3.

In the case of colliding beams, the problem complicates significantly. It can be solved only through the detailed Monte-Carlo simulation of the radiation loads $D'(r, z, t, \dots)$. The ways to solve the problem do exist. One of the most important points is the calculation of the every particle contribution to the dose rate D'_{max} .

The problem's aim is to shorten significantly the τ and to prove that the residual irreversible processes δ do not reach the δ_{lim} value in result of the long-term photo-radiation degradation of the PS (see Fig.3). Under the photo-radiation affection, the formation of radicals proceeds by two energy sources: ionizing radiation and light.

The energy fraction of a charged particle being spent to an excitation, e.g., Cherenkov's radiation, does not exceed 0.2%. Nevertheless, the intensity of light radiation (in the maximum D'_{max} , see Fig.5) can reach $10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ at 10+14 TeV in a beam. The energy coming in through this new channel, equals

$$E = \zeta G D' \tau d I \epsilon,$$

where ζ is the extinction coefficient; G , radiation-chemical outcome; τ , lifetime of intermediate particles; d , thickness of the PS; I , light flux in the region of the optical

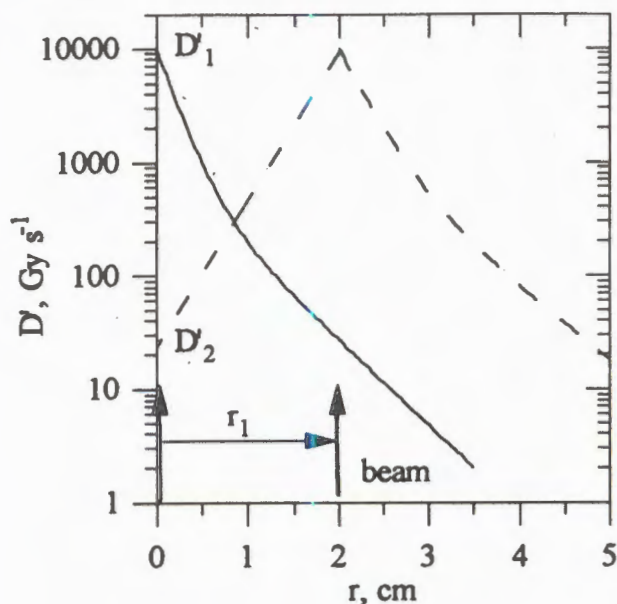
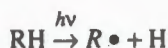


Fig.5. Radial distributions of dose rate

absorption; ε , mean energy of photons. This channel is sufficiently large and so there is a possibility for the radiation-resistant PSs to have rather low photo-radiation stability.

According the new concept, the polyallilic derivatives or the oligomeric analogues, AH, are necessary instead of the luminescent dopants, diffusion enhancers or phenolic antirads. From this side of view, they are similar to the photostabilizers and antioxidants:



The dopant AH gives the atom H to the free radical $R\cdot$ transforming itself into the radical of smaller activity and regenerating the initial molecule. The break of the radical chain goes slowly by means of connection with other radicals that are not so steric hampered. Under irradiation, they «sew» firmly with a matrix and so reduce the dose of «helium generation» and, moreover, improve somehow the degree of crystallinity of the PS. Earlier, neither such dopants nor the modernization of the polymer base (matrix) for reducing significantly the τ , were investigated.

The problem complexity arises from the fact that D_{lim} and τ depend on the linear energy transmission, LET, i.e., on the kind of radiation. As the earlier investigations show, for the majority of polymers, the radiation-chemical yields G of the intermediate active particles do reduce with the increase of the LET due to the increase of the local concentration of these particles in the tracks and, therefore, the higher probability of their recombination. That means that the radiation stability raises with the LET.

It was believed earlier, that the radiation stability of ξ decreases with the increase of the LET (as is in the case of metal). Nevertheless, the recent works on this subject (see [1]) and our experiment at the ZDC [5] lead to the opposite conclusion. While calibrating the detectors FWT-70 made of polychlorstyrene in the absence of light, we found that the equal optical density ξ is obtained at $D(^{60}\text{Co}) \approx 85$ Gy and $D(\text{hard.}) \approx 522$ Gy. At the same time we found that in the PS at the ZDC, the picture is reverse: $D(^{60}\text{Co}) \approx 0.1 \cdot D(\text{hard.})$. Thus,

under photoirradiation conditions, the acceleration of G_f outputs can overcome the recombination with the LET increase (from 0.2 to 20 keV· μm^{-1}).

The influence of the radiation field on the D_{lim} and t_r can be clarified only by irradiating the model of the PS+WLS system with a particle beam of energy higher than 100 GeV. Comparing the results with the data on ^{60}Co -irradiation of the small test samples and also with the data on the contributions of particles defining the D'_{max} obtained with the use of Monte-Carlo method, one can estimate the role of the LET [8].

Because of the fact that the local and mean concentrations of the active particles in a track are smaller for the ion with the higher charge, the LET has not to be considered as the only characteristic of an irradiation. It seems that one has to use the two-parametric description of the radiation-induced transformations utilizing the charge and velocity of a charged particle. This circumstance makes the problem even more complicated.

In conclusion, there is only one way to solve this problem now: the radiation stability tests for polymers must be accompanied by the aging monitoring. The problem is to decrease the time of recovery of the optical properties of PS after irradiation and to prove that the inversible processes do not achieve the «danger value» by the long-term photoradiation aging. The problem feasibility is proved by the analysis of the long-term radiation stability of the polymer-isolated electrical cables at the US nuclear power plants and by the agreement of the forecast and the results obtained after the 12-year operation under $D' = 6 \cdot 10^{-4} \text{ Gy} \cdot \text{s}^{-1}$ radiation condition. Calculations were made with the use of superposition principle «time-temperature-dose rate» that made the physical justification for the transition from the tests at high D' to the real operation at low D' values [9].

In the following paper we will present the developed computer code package RESOURCE and a set of instructions, manuals and methodical matters allowing one to solve a broad range of scientific and engineering tasks originated from the optimization needs of operation modes of the LHC installation, in order to achieve the necessary resource of the PS+WLS system and other numerous assemblies and units subjected to the radiation loads. The database of input parameters will include the new experimental results both of physical-chemical and technological nature obtained in our investigations. The new technology will not complicate the construction but, instead, simplify it and reduce the cost of the PS+WLS system.

Acknowledgement. The authors would like to thank Drs. A.Malakhov, A.Kovalenko, V.Nikitin and M.Shafranov for their support and useful discussions.

References

1. Зайцев Л.Н. — Сообщение ОИЯИ Р14-95-104, Дубна, 1995.
2. Васильченко В.Г. и др. — ПТЭ, 1995, т.5, с.85.
3. Залюбовский И.И. и др. — ПТЭ, 1995, т.5, с.76.
4. Ereemeev R. et al. — JINR Rapid. Commun., 1995, No.2[70]-95, p.47.

5. Astapov A.A. et al. — JINR Rapid. Commun., 1996, No.3[77]-96, p.47.
6. Marimi G. et al. — Preprint CERN 85-08, Geneva, 1985.
7. Sirous Y., Wigmans R. — Nucl. Instr. Meth., 1985, v.A240, p.262.
8. Мохов Н.В. — ЭЧАЯ, 1987, т.18, вып.5, с.960.
9. Gillen R.T., Clough R.L. — Polym. Degrad. and Stab., 1989, v.24, No.2, p.137.
10. Karyukhin A.N. et al. — IHEP Preprint 95-97, Protvino, 1995.
11. Gurzhiev A.N. et al. — IHEP Preprint 95-121, Protvino, 1995.

УДК 539.189.2
539.12...18
539.12.125.46

METHOD OF THE IN-FLIGHT PRODUCTION OF EXOTIC SYSTEMS IN THE CHARGE-EXCHANGE REACTIONS

O.I.Kartavtsev, I.N.Meshkov

Study of exotic few-body systems is of great interest in the investigation of the fundamental physical principles. The efficient method for production of exotic systems in the charge-exchange reactions is proposed. In this method, the reactions take place in-flight in the overlapping area of two particle beams. The beams of initial particles are supplied with a storage ring and either with another storage ring or a linear (electrostatic) accelerator. Advantages of this method are large cross sections of the charge exchange reactions, the absence of losses and interaction with medium. The production of positronium, protonium, antihydrogen and ions of the antiprotonic helium isoelectronic sequence is considered, possible yields are estimated and some problems of measurement on the beam of produced particles are discussed.

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

Метод образования экзотических систем на лету в реакциях перезарядки

О.И.Картавецев, И.Н.Мешков

Изучение экзотических систем нескольких тел представляет значительный интерес для исследования фундаментальных физических принципов. Предлагается эффективный метод образования экзотических систем в реакциях перезарядки. Реакции происходят на лету в области перекрытия двух пучков частиц. Пучки реагирующих частиц образуются в накопительном кольце и либо в другом накопительном кольце, либо в линейном (электростатическом) ускорителе. Преимуществами данного метода являются большие сечения реакций перезарядки, отсутствие потерь и взаимодействия со средой. Рассмотрено образование позитрония, протония, антиводорода и ионов, принадлежащих к изoeлектронной последовательности антипротонного гелия. Оцениваются возможные скорости их образования и обсуждаются некоторые проблемы измерений на пучке образовавшихся частиц.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова и Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

I. Introduction

During the last years, studies of exotic few-body systems containing stable antiparticles, positron e^+ and antiproton p , attract much attention as a tool for the investigation of the fundamental physical principles. The production of these systems as a target and also experiments meet essential difficulties due to interaction with media. The efficient method providing the production of a beam of exotic systems is proposed in this paper.

This method has its roots in the electron cooling of the particle beam circulating in the storage ring [1]. The recombination of electrons and particles in the beam, being a parasitic effect for the electron cooling, was proposed for the production of new systems.

The essence of the method under consideration is the in-flight production of the above-mentioned systems in charge-exchange reactions. The cross sections of these reactions are of an order of the geometrical atomic cross section $\sigma_G = \pi a_0^2$ (a_0 is the Bohr radius) that is large enough to achieve a substantial yield of the produced particles. As will be discussed below, the cross section of some reactions significantly exceeds the geometrical value σ_G , and an additional enlargement of the cross section can be obtained by tuning the relative velocity of two particle beams.

Production of the positronium, protonium, antihydrogen and ions of the antiprotonic helium isoelectronic sequence is considered, the yield of these particles is estimated and possible measurements on the beam of produced particles are briefly discussed.

II. Method of Production

The storage ring is proposed as a source of the «exotic» particles such as positrons and antiprotons, whose beam intensities, as a rule, are limited due to the complicated generation method. Two different modes of operation are proposed to supply the other, «usual» ions necessary for the reactions under consideration. Of course, any exotic ions can be used as «usual» ions and the reaction of two exotic particles is possible. In the first mode (Fig. 1) the source of «usual» ions is another storage ring and in the second mode (Fig. 2) the «usual» ion beam is generated in a linear or an electrostatic accelerator. In both cases, the reactions take place in-flight in the common area of two beams. The angular and velocity spreads of a directed flux of the produced systems depend essentially on those of the initial particles. The secondary beam of a low enough momentum spread can be obtained by using the electron cooling of «exotic» particles in the storage ring [2].

The generation rate R is determined by

$$R = \sigma v_r \ln_u N_e / C_e, \quad (1)$$

where σ is the reaction cross section, v_r is the relative particle velocity, l is the length of the interaction region, where beams are overlapped, C_e is the circumference of the «exotic» particle storage ring, N_e is the «exotic» particle number in the circulating beam and the

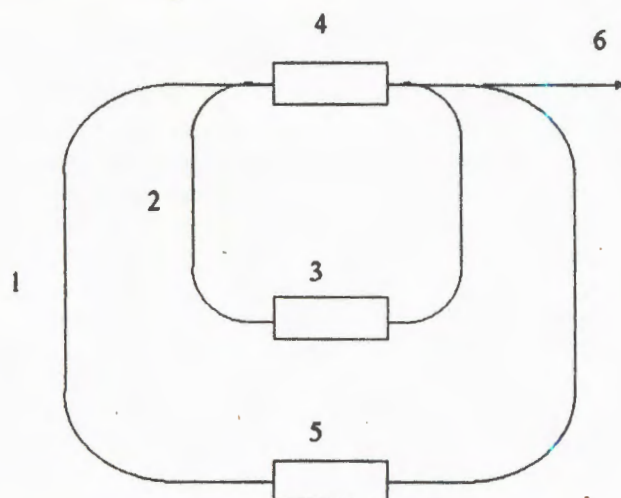


Fig.1. Method of production using two storage rings: 1 — «usual» particles storage ring, 2 — «exotic» particles storage ring, 3 — electron cooling of «exotic» particles, 4 — reaction area, 5 — electron cooling of «usual» particles, 6 — produced particles beam

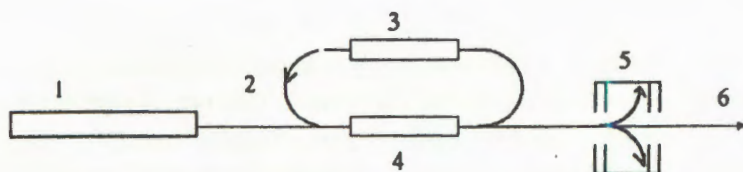


Fig.2. Method of production using a storage ring and an accelerator: 1 — accelerator of the «usual» particles, 2 — «exotic» particles storage ring, 3 — electron cooling of «exotic» particles, 4 — reaction area, 5 — «usual» particles collector (energy recuperation), 6 — produced particles beam

«usual» particle density in the interaction region n_u can be determined in two operation modes as

$$n_u = \begin{cases} \frac{N_u}{SC_u}, & \text{1st mode} \\ \frac{\dot{N}_u}{Sv_0}, & \text{2nd mode.} \end{cases} \quad (2)$$

Here N_u is the «usual» particle number in the storage ring of the circumference C_u , S is the largest of two beam cross sections, $\dot{N}_u$, v_0 are the ion flux and average particle velocity in the second mode. It is worthwhile to mention that the regime of bunched beams [2] brings a gain if the unbunched beam intensity is far from the space charge limit.

One of the essential advantages of this method is that the energy of colliding particles in the center of mass frame can be easily tuned by changing the cooling electron energy to achieve the largest yield and the desired quantum state of the produced systems.

In the second mode of operation, it is supposed to apply the so-called energy recuperation. In this scheme the main part of the ion beam, passed through the reaction area, decelerates in the electrostatic field and recovers a significant part of the accelerator power. In this way, the power consumption is reduced, the problem of the ion collection is solved and, as a result, the background conditions are significantly improved.

III. Positronium Production

The reaction



is the most attractive for positronium production due to small binding energy $E_B \sim 0.76$ eV and large size $\sim 4a_0$ of the negative hydrogen ion H^- . The positronium can be formed at least in six states (1s, 2s, 2p, 3p, 3d) even at zero kinetic energy of the colliding e^+ and H^- . The cross section of the reaction (3) can be estimated as $10\sigma_G$ for the kinetic energy in the center of mass frame of an order of the characteristic atomic energy ~ 10 eV. Using this estimate and optimistic intensities of the circulating e^+ and H^- beams $N_{e^+} = 10^8$, $N_{H^-} = 10^9$ for H^- beam energy 0.5 MeV, one can obtain the positronium generation rate on the level of $3 \cdot 10^7$ s $^{-1}$ for $C_e = C_u = 15$ m, $l = 1.5$ m, $S = 3$ mm 2 . This rate is significantly higher in comparison with the electron-positron radiative recombination method of the positronium in-flight production [2]: The available intensities of circulating particles are mainly limited by the beam space charge.

The advantage of the second mode of operation is the possibility of using the H^- beam of high intensity. Nowadays, the 0.5 MeV H^- beams of the DC of an order of few amperes are available [3]. Using the H^- ion current density of 1 A/cm 2 and the above mentioned parameters of the e^+ storage ring, one can obtain the positronium generation rate of $R = 10^{10}$ s $^{-1}$. Of course, the average flux of positronium will be limited by the positron storage rate in the ring. Despite of a comparatively large ion temperature $T \sim 1$ eV of the intensive H^- beam in the second mode of operation, the temperature of the produced positronium is of the same order for both modes. The reason is that due to the mass difference of a positron and an H^- ion, the H^- ion velocity spread is much less than the positron one and the positronium temperature is determined mainly by the temperature of light particles, i.e., positrons.

It is reasonable to assume the significant production rates of the excited positronium due to both a larger size of these systems and decreasing the energy released in the reaction.

One should note that the lifetime of ortho-positronium in the ground state ~ 142 ns corresponds to a decay length ~ 1.4 m for the considered particle energy. For this reason,

the particle energy should be increased if a larger length is necessary. Among excited states, the $2s$ state is metastable and its lifetime exceeds the ground state lifetime by a factor of eight. As a result, one should take into account the application of the $2s$ positronium in the described experiment.

VI. Antiprotonic Helium Isoelectronic Sequence

The metastable antiprotonic helium atom $\text{He}^+ \bar{p}$ recently discovered [4.5] is a new few-body system consisting of a helium nucleus, an electron and an antiproton. These exotic atoms carry an extremely large total angular momentum $L \sim 30\text{--}40$ and survive for an enormous time (about tens of microseconds in comparison with the mean lifetime of antiprotons stopped in media $\sim 10^{-12}$ s). One can consider the antiprotonic helium as a representative of a new kind of exotic systems consisting of an arbitrary nucleus, an electron and an antiproton. Similarly to the two-electron ions, the set of these systems can be called the antiprotonic helium isoelectric sequence. Note that calculations of eigen-energies [7] testify to the existence of metastable $\text{Li}^{++} \bar{p}$, the next member of the sequence. The charge exchange reaction



where A^Z denotes the nucleus of the charge Z , provides the effective production of new members of this sequence for $Z \geq 3$. As for the $Z < 3$ cases, one should mention that the reaction (4) cannot be used for the in-flight production. The neutrality of the helium atom excludes the possibility of antiprotonic helium production ($Z = 2$), and the existence of the long-lived $\text{H}^- \bar{p}$ system ($Z = 1$) is not probable.

Since the determination of the reaction (4) cross section is a complicated problem, one can roughly estimate it using the results of the semiclassical calculation of antiproton capture in helium [8]. The calculated capture cross section into $\text{He}^+ \bar{p}$ states is of an order of σ_G in a wide region of the initial kinetic energy 2–20 eV. Next, the experimental value of the trapped antiproton fraction [4] is about 6 times as small as that given in [8] and the radius of $\text{Li}^{++} \bar{p}$ is smaller than the $\text{He}^+ \bar{p}$ one due to a greater nuclear charge. Taking into account these facts, the pessimistic value for the $\text{Li}^{++} \bar{p}$ -production cross section is estimated about $0.03\sigma_G$ for the above-mentioned initial kinetic energies. Using, in eq.(1), the intensities of the Li^+ and $\bar{p}$ beams $N_{\text{Li}^+} = 10^8$, $N_{\bar{p}} = 10^9$ for the particle energy 0.5 MeV/amu, $C_{\text{Li}^+} = 15$ m, $C_{\bar{p}} = 80$ m one comes, in the first mode of operation, to the $\text{Li}^{++} \bar{p}$ generation rate about 500 s^{-1} .

In the second mode of operation with the straight ion beam and the circulating $\bar{p}$ -beam even for the moderate Li^+ beam intensity of 0.1 A/cm^2 , the $\text{Li}^{++} \bar{p}$ generation rate about $R \sim 10^5 \text{ s}^{-1}$ can be achieved.

All the problems of experimental and theoretical investigations [9], [10] of $\text{He}^+ \bar{p}$ concern also other members of the antiprotonic helium isoelectronic sequence. The discovery and investigation of these systems will shed a new light on the antiprotonic helium and allow a thorough study of the antiproton characteristics. Remind that $A^Z \bar{p}e$ ions do not survive in medium and can be studied only in-flight.

One of the important problems is the isotopic dependence of the antiprotonic helium properties. Only two stable helium isotopes ^3He , ^4He are used in the modern experiment. In this respect, the investigation of Z dependence of new members of the antiprotonic helium isoelectronic sequence is of clear importance.

As it follows from the results [8], the production of antiprotonic helium atoms with a fixed angular momentum is due to the capture of an antiproton with a fixed energy. For this reason, one can produce $A^Z \bar{p}e$ in the desired quantum state tuning the relative velocity of colliding ions. Another interesting feature of the produced systems is the alignment of their angular momenta in the transverse direction. The discussion of this topic can be found in [11].

V. Protonium Production

After removing one electron via Auger decay, the $A^Z \bar{p}e$ system became a hydrogenlike ion $Z\bar{p}$ being in the high angular momentum state. Spectroscopic study of these ions is of great interest. In a similar way, the protonium $p\bar{p}$ in the high angular momentum state can be obtained in the reaction



Annihilation of this system is prohibited for a large enough angular momenta. A test of the fundamental symmetry [12] by comparing p and $\bar{p}$ properties is the most interesting application of the protonium. For the above-mentioned $N_{\bar{p}}$, $\dot{N}_{\text{H}^-}$, $C_{\bar{p}}$, S values and the reaction (5) cross section $10\sigma_G$ at the center of mass energy 10 eV the protonium generation rate is about $3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

VI. Reactions of the Secondary Beam

The intense secondary beam can be used further to carry another reaction with significant yield. Two important examples of this sort will be described in this section.

A. Antihydrogen Production. The positronium produced in the reaction (3) can be used further to study other atomic reactions. During the last years there has been much interest in the antihydrogen production. Following the paper [13] one can consider the reaction



The storage ring serving antiprotons should be added to the positronium generator described above to realize the reaction (6). The cross sections of this reaction have been calculated recently [14], [15] for a number of initial positronium and final antihydrogen

states. In spite of quite different methods, the results of two calculations are similar to each other and provide a reliable estimate of the antihydrogen production rates. The cross section of the reaction (6) for the positronium in the ground $1s$ state has a maximum value of about $15\sigma_G$ at the center of mass energy about $5-10$ eV. The cross section of the antihydrogen formation in the $n=2$ states dominates other channels. For the positronium in the $2s, 2p$ states, the cross sections have maximum values of about $300\sigma_G$ at the center of mass energy $0.25-0.5$ eV. In this case, the antihydrogen formation takes place mainly in the $n=2$ states. Using this cross section estimates and the above-mentioned positronium production rate 10^{10} s^{-1} , one comes to the antihydrogen production rate 900 s^{-1} in the former case of the positronium in $1s$ state and $1.7 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ in the latter one.

B. Antiprotonic Helium. One can point out the two-stage antiprotonic helium production as another example. In the first stage the hydrogenlike ion $\text{He}^{++}\bar{p}$ is produced in the reaction



and in the second stage the antiprotonic helium is produced in the reaction



In a similar way, using the above-mentioned parameters, He^+ current density of 0.1 A/cm^2 and σ_G as a cross section of the reaction (7), one can obtain the $\text{He}^{++}\bar{p}$ production rate $R \sim 5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Correspondingly, the rate of the antiprotonic helium production in the reaction (8) in the second mode operation for the cross section $\sim \sigma_G$ and H^+ current density $\sim 1 \text{ A/cm}^2$ will be about 20 s^{-1} .

VII. Studies of Exotic Systems In-Flight

The problem of the measurements on the beam of exotic systems arises in relation with the proposed method of the in-flight generation of these systems. The detailed discussion of this topic is not a goal of this letter and only the following remarks will be given. The ingenious method of resonant laser-induced spectroscopy [16] is applicable for the on-beam measurements with some modifications. Next, contrary to the in-medium production, the annihilation does not follow immediately after the Auger decay of $A^Z\bar{p}e$ and the Auger electrons can be detected beforehand. Some advantages arise from the high velocity movement of the system. Really, a significant Doppler shift can be used to reach the resonance conditions of the laser radiation in the particle rest frame. Also, the «Doppler-free» spectroscopy seems to be applicable. Another very promising method of in-flight measurements is the MW frequency spectroscopy and the so-called «atomic interferometer» scheme [17] allowing the high resolution study of the spectrum.

References

1. Budker G.I., Skrinsky A.N. — *Usp. Fiz. Nauk*, 1978, v.124, p.561 [*Sov. Phys. Usp.*, 1978, v.21, p.277].
2. Meshkov I.N., Skrinsky A.N. — JINR Preprint E9-95-317, Dubna, 1995, submitted to *Nuclear Instruments and Methods*.
3. Dudnikov V.G. — Private communication.
4. Iwasaki M. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1991, v.67, p.1246.
5. Nakamura S.N. et al. — *Phys. Rev. A*, 1994, v.49, p.4457.
6. Yamazaki T. et al. — *Nature*, 1993, v.361, p.238.
7. Ahlrichs R., Dumbrajs O., Pilkuhn H., Schlaile H.G. — *Z. Phys. A*, 1982, v.306, p.297.
8. Beck W.A., Wilets L., Alberg M.A. — *Phys. Rev. A*, 1993, v.48, p.2779.
9. Yamazaki T. — *Proc. of the Intern. Symp. on Muon Catalyzed Fusion*, Dubna, 1995, *Hyperfine Interactions* (in print).
10. Kartavtsev O.I. — *Few-Body Systems Suppl.*, 1995, v.8, p.225.
11. PS205 Collaboration, Preprint CERN SPSLC 95-12/SPSLC I 201.
12. Charlton M., Eades J., Horvath D., Hughes R.O., Zimmermann C. — *Phys. Rep.*, 1994, v.241, p.65.
13. Humberston J.W., Charlton M., Jacobsen F.M., Deutch B.I. — *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 1987, v.20, p.L25.
14. Mitroy J., Stelbovics A.T. — *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 1994, v.27, p.L79.
15. Igarashi A., Toshima N., Shirai T. — *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 1994, v.27, p.L497.
16. Morita N. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1994, v.72, p.1180.
17. Meshkov I.N. — *Proc. of NAN'95, Yad. Fiz.*, 1996, v.59, No.8.

УДК 621.039.573

NEUTRON ACTIVATION ANALYSIS FOR MONITORING NORTHERN TERRESTRIAL ECOSYSTEMS

V.F.Peresedov, V.P.Chinaeva, S.F.Gundorina, T.M.Ostrovnaya

New experimental data have been obtained on heavy metal and rare-earth element concentrations in environmental objects, namely pine needles and soils, caused by atmospheric pollution in different regions of the Kola Peninsula. The investigation was performed with the use of epithermal neutron activation analysis at the IBR-2 fast pulsed reactor. Analysis of nearly 40 element distributions in pine-needles and solids from the studied geographical points testifies of a strong contamination source — the nickel smelting complex in Monchegorsk. The contamination levels for Ni, Co, Cr, Se, and other are also high and may be hazardous for this region population because some of these elements are carcinogenic.

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

Применение активационного анализа для мониторинга северных земных экосистем

В.Ф.Переседов и др.

Получены новые экспериментальные данные по концентрациям тяжелых металлов и редкоземельных элементов в экологических образцах — хвое сосны и почве с Кольского полуострова. Исследования выполнены с помощью нейтронного активационного анализа на тепловых и резонансных нейтронах на реакторе ИБР-2. Анализ распределений концентраций примерно 40 элементов в зависимости от географии точек отбора проб почв и хвои свидетельствует о наличии сильного источника загрязнения — комбината по выплавке никеля в Мончегорске. Уровни загрязнения по Ni, Co, Cr, Se и т.д. высоки и могут представлять опасность для местного населения, поскольку некоторые из этих элементов являются канцерогенами.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им И.М.Франка ОИЯИ.

All industrial production, as is well known, is connected with risk to the environment and human health. The significant increase in the industrial production of the world during the last decades caused further deterioration of the ecological situation in some regions of the globe. Investigations in the field of environmental protection are presently being performed in many countries by different physical-chemical and nuclear-related methods. The objective of this investigation, achieved jointly with ecologists from the Kola Science Centre of the Institute of North Industrial Ecology Problems (Apatity, Russia), was to obtain data on the concentrations of different chemical elements in soils and pine-needles in several industrial regions of the Kola Peninsula (Murmansk region) with the use of neutron activation analysis (NAA).

Several large mining and colour metallurgy concerns are situated in the Murmansk region, where extraction, recovery, and enrichment of copper-nickel, ferriferous, and apatite-nepheline ores are being done. Colour metals, such as Ni, Co, Cu, and Al, are produced in Monchegorsk, Nikel and Kandalaksha. As a result of this long and intensive production, the environment near these industrial cities is contaminated with different chemical elements and their compounds. For example, in extracted nickel-sulfide ores, besides Ni, Co, and Cu, amounts of S, Se, Te, Rh, Pd, Pt, Au, etc., are also present. In ferriferous ores, Fe, Cr, P, Mn, Zn, and As are present. Smelting of Ni, Co, and Cu leads to the pollution of atmospheric air by these and other elements, and also by such toxic combinations as SO_2 , CO, $\text{Ni}(\text{CO})_4$ (tetracarbonyl), and often As_2O_3 . During the process of mica extraction, which is also being done in the Murmansk region, mainly by surface extraction methods, the environment is contaminated by Na, Ca, Ba, Rb, Cs, Be, B, Sn, Nb, Ta, Ti, Mo, W, U, Th, Y, and Bi contained in the ores.

1. Experimental

Samples of pine-needles and soils were received from the Kola Science Centre. They were collected in the autumn of 1992 at 15 geographical points in the Murmansk region (Kola Peninsula, Russia): in Monchegorsk and in the suburbs of Nikel (points 1—2 and 7—14, respectively) in which large mining industry and colour metallurgy concerns are situated. These points correspond to the more contaminated regions of the Kola Peninsula. In order to have the possibility of making a comparison with cleaner regions, some of the samples were selected in less contaminated regions, namely, to the south-west of Monchegorsk, near Eno and Kovdor (points 3—6). At each point approximately 6—15 samples of pine-needles and soil were selected. All genetic horizons in each soil profile were selected separately. But in this work, we will discuss only the results obtained for superficial soils and for year-old pine needles. The sample preparation procedure is described in detail in book [1].

Concentrations of elements in dry samples were obtained with the use of thermal and epithermal neutron activation analysis at the IBR-2 reactor of the Joint Institute for Nuclear Research (JINR, Dubna, Russia). For determination of short-lived nuclides, a pneumatic system with a transport time from the irradiation position to the measurement site of 10—15 seconds was used. This kind of analysis was used for determining Al, V, Mn, As, Mo, etc. The main part of the obtained data on heavy metals and rare-earth elements was determined by using middle- and long-lived nuclides. Gamma spectrometry of irradiated samples was performed by using Ge(Li) detectors calibrated with standard gamma-sources. Elemental concentrations were determined by comparison with Standard Reference Materials (SD-M-2/TM) and by absolute calculations. Data were processed by programs developed at JINR. Interferences in the gamma spectrometry were partially avoided during processing by the choice of interference-free photo-peaks. If it was needed, contributions of interfering reactions were accounted for.

2. Results and Discussion

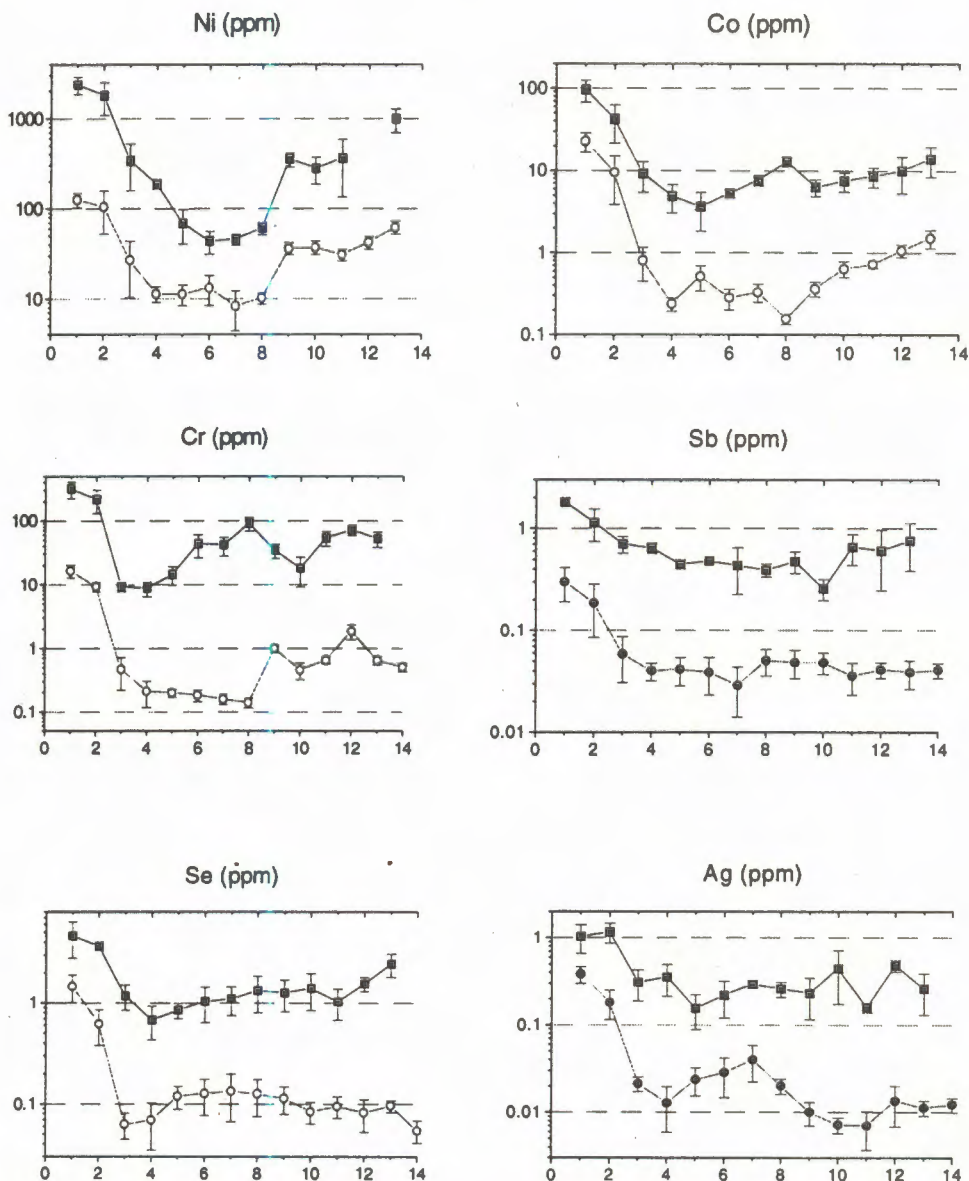
On the basis of the concentrations of elements obtained in individual samples of soils and pine-needles, we calculated the average concentrations of elements and their confidence intervals for each geographical point. We analysed the distributions of the average concentrations for each element in pine-needles and soils versus the number of geographical point where the samples were selected. This procedure allowed us to observe correlations in the behaviour of elemental concentrations between soils and pine-needles and to see where the sources of environmental contamination are situated (see the figure).

For most of the elements one can see clearly visible peak (geographical points 1—2) belonging to Monchegorsk, where the Ni and Co production concern is situated. The second source, visible only for some elements such as Ni, Cr, and Co, corresponds to Nikel (points 8—14) where the concern for enrichment of nickel-sulfide ores and on the re-smelting of metallic Ni is situated. We do not see a clearly visible peak at points 8—14 for these elements. We observe only an increase of concentration levels, because points 8—14 correspond to the suburbs of Nikel and are disposed close to one another. The concentrations of Ni, Cr, and Co at these points are higher in comparison with the less contaminated geographical points 3—7 (situated south-west of Monchegorsk) where a clearly visible minimum is seen.

Monchegorsk is seen as a source of Ni, Co, Fe, Cr, Sc, Ag, Sb, Sn, Mo, Se, etc., contamination. Ratios of maximal (points 1—2) to minimal (points 3—7) concentrations for some elements in soils are close to a factor of 10 or more. Obvious correlations in the distributions of Ni, Co, Cr, Ag, Sb, Se, Fe, and Mo concentrations versus the geographical point number in pine-needles and soils reliably confirm the fact we actually see as the sources of environmental contamination. It would be interesting to concentrate our further analysis of the obtained data in order to get an answer to the question: are the visible concentrations of elements in the vicinity of Monchegorsk sufficiently hazardous for the environment and the health of the neighbouring population. In trying to get answer to this question, we are faced with the difficulty caused by the following circumstance. The form of our samples (pine-needle and soils) does not allow us to directly connect the obtained data with any control or critical levels of elements in the human organism. Therefore, we can make only an indirect estimate of possible hazards of the actual elemental concentrations to the environment and human health.

Literary data on the averaged concentrations of different elements in superficial soils [2—6] are presented in the first column of Table 1. We compare them with concentrations of elements in Kola soils. Maximal and minimal concentrations of elements with their confidence intervals in percents are presented in columns 2 and 3. Ratios of maximal to minimal concentrations of elements in Kola soil and ratios of maximal concentrations in Kola soil to literary data for soils are also shown in columns 4 and 5. Ratios significantly exceeding the unit for Ni, Co, Cr, Se, Mo, Ag, Sn, etc., may be considered as an indication of technogenic contamination of the superficial soils.

The natural abundances of some elements in soils are high. Therefore, technogenic additions to them in soils may be barely visible in comparison with their natural abundances. In these cases, data on elemental concentrations in pine-needles are especially important. It is also favourable to use some additional data for pine-needles from another clean region of Russia to compare with data on Kola pine-needles. Such data for pine-needles from the Tver region (close to Moscow) we obtained ourselves. Elemental concentrations with confidence intervals in percents for the Tver pine-needles are presented



Distributions of elemental concentrations for Kola soil and pine-needle samples (upper and lower curves, respectively) versus the number of the geographical point

in column 1 of Table 2. Analysis of maximal elemental concentrations in Kola pine-needles (column 2) has shown that higher concentrations of Sc, Cr, Fe, Co, Ni, Se, As, Sr, Mo, Ag, Cd, Sn, Sb, Ba, Cs, La, Ce, Sm, Tb, Ta, and W are observed as compared with Tver pine-needles.

Table 1. Concentrations of elements (ppm) in soils of the Kola Peninsula

	Literary data (ppm)	Kola Maximal (ppm)	Kola Minimal (ppm)	Ratio (2/3)	Ratio (2/1)	Toxic for plants (ppm)	Contaminated soils (ppm)
	1	2	3	4	5	6	7
Na	17700[6]	18700 (20)	4810 (54)	3.9	1.1		
Mg	8600[6]	51400 (17)	3560 (68)	14	6		
Al	71100[2]	67120 (31)	6480 (67)	10	0.95		
Cl	166[6]	1850 (25)	313 (38)	6	11		
K	26200[6]	16200 (15)	6310 (27)	2.6	0.6		
Sc	9.1[3]	18.8 (28)	0.76 (16)	25	2.1		
Ti	35000[3]	46800 (55)	2730 (90)	17	1.4		
V	90[2]	155 (29)	23 (44)	6.7	1.7	50—100	
Cr	70[2]	316 (29)	8.7 (26)	3.6	4.5	60—600	
Mn	1000[2]	1034 (28)	204 (15)	5	1	> 2200	
Fe	25100[3]	45000 (21)	2750 (21)	18	1.8		
Co	8[2]	96.6 (49)	3.6 (50)	27	12.1		10—500
Ni	50[2]	2380 (22)	43.6 (28)	55	48		26—5000
Zn	90[2]	114 (43)	44.7 (15)	2.6	1.3		150—4500
Se	0.37[3]	4.6 (50)	0.7 (38)	6.8	12.4		
As	8.3[3]	13.1 (21)	1.2 (25)	11	1.6	15—1000	10—20000
Rb	50-98[4]	24.5 (30)	4.6 (74)	5.4	< 0.5		
Sr	250[2]	415 (41)	60 (18)	7	1.7		
Zr	224[3]	336 (46)	24.2 (16)	14	1.5		
Mo	1.0[2]	7.9 (50)	0.64 (20)	12.3	7.9		
Ag	0.05[2]	1.16 (30)	0.16 (44)	7.4	23		
Sn	4[2]	437 (26)	4.4 (74)	100	110	> 60	
Sb	1[2]	1.8 (10)	0.26 (24)	7	1.8		2—200
Ba	220[3]	324 (23)	67.6 (20)	4.8	1.5		
Cs	0.3-5[3]	1.85 (72)	0.35 (65)	5.4	< 6.2		
La	2.8[5]	16.6 (49)	2 (27)	8.5	5.9		
Ce	5.5[5]	44.7 (54)	4.9 (45)	9	8		
Nd	2.4[5]	30 (28)	2.4 (20)	12.5	12.5		
Sm	0.43[5]	1.24 (62)	0.6 (38)	2.1	2.9		
Eu	0.083[5]	0.52 (23)	0.08 (20)	6.4	6.3		

	Literary data (ppm)	Kola Maximal (ppm)	Kola Minimal (ppm)	Ratio (2/3)	Ratio (2/1)	Toxic for plants (ppm)	Contaminated soils (ppm)
	1	2	3	4	5	6	7
Tb	0.08[5]	0.24 (59)	0.037 (45)	6.5	3		
Yb	0.2[5]	0.83 (40)	0.09 (35)	8.9	4.2		
Hf		2.4 (37)	0.35 (10)	6.9			
Ta		3.45 (45)	0.07 (25)	48			
W	0.7—3[3]	6.3 (10)	1.5 (22)	4.3	< 9		
Ir		0.024 (32)	0.001 (44)	20			
Th	3—10[3]	5.5 (74)	0.28 (10)	19	< 1.8		0.4—21
U	2.0[2]	1.9 (23)	0.13 (15)	15.5	1		0.1—11

Table 2. Connections of elements in pine-needles (ppm) of the Kola Peninsula

	Tver Average (ppm)	Kola Maximal (ppm)	Kola Minimal (ppm)	Ratio (2/3)	Ratio (2/1)	Normal in Plants (ppm)	Toxic in Plants (ppm)	Cereal Grains (ppm)
	1	2	3	4	5	6	7	8
Na	14 (64)	325 (19)	71 (25)	4.6	23			
Mg	785 (19)	1850 (15)	870 (14)	2	2.4			
Al	148 (46)	284 (50)	58 (33)	5	2			
Cl	177 (28)	590 (16)	180 (26)	3	3			
K	2830 (33)	12900 (15)	6220 (29)	2	4.6			
Sc	0.013 (30)	0.25 (40)	0.035 (60)	7	19	0.005—0.7		
Cr	< 0.1	16.5 (23)	0.14 (18)	118	> 160	0.002—0.5	4—30	
V	< 1	3.8 (44)	0.65 (75)	6	> 3.8			
Mn	234 (51)	760 (10)	210 (27)	3.6	3.2			
Fe	55 (43)	1270 (59)	36 (20)	35	23	18—1000		25—80
Co	0.039 (89)	22.7 (26)	0.16 (15)	140	580	0.1—20	20—50	4—20
Ni	2.4 (70)	126 (18)	8.3 (48)	15	53	0.1—5	10—100	0.2—0.6
Zn	33 (36)	44 (20)	19 (12)	2	1.3	1—70	70—400	22—33
Se	< 0.02	1.46 (33)	0.063 (30)	23	> 70	0.01—0.5	0.8—22	0.02—0.5
As	< 0.01	16 (38)	0.7 (56)	23	> 1600	0.01—1.7	2—20	0.05

	Tver Average (ppm)	Kola Maximal (ppm)	Kola Minimal (ppm)	Ratio (2/3)	Ratio (2/1)	Normal in Plants (ppm)	Toxic in Plants (ppm)	Cereal Grains (ppm)
	1	2	3	4	5	6	7	8
Rb	21 (76)	74 (31)	17 (40)	4.4	3.5	2—50		4
Sr	3.4 (12)	25 (29)	6.1 (24)	4	7.3	1—150	> 600	0.5—2
Mo	< 0.4	5.4 (33)	0.72 (49)	7.5	> 13	0.3—2	2—10	0.2—0.6
Ag	0.03 (23)	0.38 (22)	0.007 (47)	54	12	< 0.5	5—10	
Cd	< 0.03	0.17 (37)	0.039 (52)	4.4	> 5.6	0.01—0.3	5—30	0.01—0.2
Sn	< 0.7	25 (31)	1.8 (17)	14	> 35	0.2—60		5—8
Sb	0.033 (42)	0.3 (37)	0.041 (67)	7.3	9	< 0.05	> 0.15	0.002
Ba	1.2 (58)	13 (38)	1.1 (44)	12	11	1—75	> 500	4—6
Cs	0.08 (91)	1.1 (51)	0.039 (37)	28	14	0.06—0.2		
La	< 0.01	0.73 (20)	0.017 (28)	43	> 70	0.003—15		
Ce	< 0.09	0.8 (18)	0.029 (49)	28	> 9	0.002—16		
Nd	< 0.2	0.54 (23)	0.063 (86)	8.6	> 2.7	0.01—3		
Sm	< 0.001	0.086 (48)	0.0034 (30)	25	> 86	0.002—0.8		
Eu	0.024 (66)	0.033 (23)	0.0012 (33)	28	1.4	< 0.17		
Tb	< 0.003	0.014 (32)	0.0012 (47)	12	> 4.6	< 0.12		
Yb	0.03 (60)	0.011 (35)	0.0032 (40)	2.9	0.36	0.001—0.9		
Hf	0.34 (67)	0.047 (15)	0.0038 (80)	12	0.14	0.01—0.4		
Ta	0.0015 (40)	0.032 (72)	0.0084 (24)	4	21	< 0.006		
W	< 0.02	5.2 (19)	0.34 (18)	15	> 260	< 0.35	> 3	
Ir	< 0.001	0.0036 (37)	0.0014 (33)	2.6	> 3.6	< 0.02		
Th	0.07 (12)	0.064 (41)	0.028 (54)	2.3	0.87	< 0.02		
U	< 0.004	0.01 (24)	0.0057 (38)	1.8	> 2.5	< 0.07		

Comparison of higher elemental concentrations in pine-needles with normal and toxic concentrations in plants (columns 6, 7) shows that the maximal concentrations of Cr, Co, Ni, Se, As, Mo, Sb, and W are inside the interval of toxicity in plants. It is appropriate to compare the concentrations of these elements with their concentrations in an important food product — cereal grains (Table 2, column 8). In this case, we also see that concentrations of Fe, Ni, As, Rb, Mo, and Sb are significantly higher. The high concentration of some elements in pine-needles and in soils testifies indirectly about the level of the concentrations in the atmospheric air. Some of these elements and their combinations are toxic and

carcinogenic. We do not discuss here the negative role of such chemical combinations as CO , SO_2 , and As_2O_3 that can also be released into the air during the production of colour metals. We will note here the peculiarities of the influence of only two hazardous elements on the human organism.

Nickel. Its maximal concentration in investigated Kola pine-needles (≈ 130 ppm) is approximately 25 times higher than the upper level (5 ppm) of the interval for normal concentrations of Ni in plants. Possibly in this region, Ni (a strong carcinogen and allergen) transfers partially as air-borne, highly toxic tetracarbonyl, because Ni is produced using the process of carbonylization. As is known, tetracarbonyl is easily absorbed by the lungs and breaks down their defensive mechanisms, causing lung diseases and also cancer of the nose cavity and lungs.

Chromium. The maximal observed concentration of Cr in pine-needles (≈ 17 ppm) is approximately 30 times higher than the upper level of the interval for normal concentrations in plants. Chromium is also a toxic and carcinogenic element. Its abundance causes nephritis and adverse effects of the respiratory system — from changes in lung dynamics to cancer.

3. Conclusions

From the above, it is clear that the excess abundance of toxic and carcinogenic elements, such as Ni and Cr, creates a premise for the increase in serious illnesses. Concentration levels of some elements in Kola pine-needles are significantly higher than those, for example, in the Tver region. This allows one to speak about the ill-disposed ecological situation for the population living near the power smelting plants in Monchegorsk and Nikel.

The authors are grateful to their collaborators from the Kola Science Centre of the Institute of North Ecology Problems, to Prof. V.V.Nikonov for samples and to the collaborators from the Frank Laboratory of Neutron Physics, M.V.Frontasyeva, V.M.Nazarov, S.B.Borzakov, and S.S.Pavlov, for their help in the project.

References

1. Nikonov V.V., Lukina N.V. — «Forests Biochemical Functions on the Northern Free Line», Russian Academy of Sciences, Kola Science Centre, Institute of North Industrial Ecology Problems, Apatity, 1994.
2. Sigel A., Sigel H. — «Metal Ions in Biological Systems», vol.20, «Concept on Metal on Toxicity», University of Basel, Switzerland, Marcel Dekker Inc., New York and Basel, 1986.
3. Kabata-Pendias A., Pendias A. — «Trace Elements in Solids and Plants», CRC Press, Boca Raton, Florida, 1984.
4. Filov V.A. — «Harmful Chemical Essences. Inorganic Combinations of Group 1—4 Elements», Leningrad, Chemistry, 1988.
5. Bernd M., Zhang D.L. — The Scien. of the Tot. Environ., 1991, v.103, p.27—35.
6. Puling L., Jervis R.E. — Journ. of Radioanal. Chem., 1992, vol.161, N1, p.215—225.

УДК 539.143 + 539.172.6

SEARCH FOR ^{28}O AND STUDY OF THE NEUTRON-RICH NUCLEI NEAR THE NEUTRON CLOSURE $N = 20$

*O.Tarasov, R.Allatt¹, J.C.Angélique², R.Anne³, C.Borcea⁴, Z.Dlouhy⁵,
C.Donzaud⁶, S.Grévy⁶, D.Guillemaud-Mueller⁶, M.Lewitowicz³, S.Lukyanov,
A.C.Mueller⁶, Yu.Oganessian, N.A.Orr², A.N.Ostrowski³, R.D.Page¹,
Yu.Penionzhkevich, F.Pougheon⁶, A.Reed¹, M.G.Saint-Laurent³, W.Schwab⁶,
E.Sokol, O.Sorlin⁶, W.Trinder³, J.S.Winfield²*

The results of a study of the properties of the extremely neutron-rich nuclei of light elements with $N = 20$ are presented. These nuclei were produced by projectile fragmentation of a ^{36}S (78A MeV) beam on a ^{181}Ta target. The reaction fragments were analyzed by the LISE spectrometer at GANIL on a base of measuring the magnetic rigidity, time-of-flight, energy loss and total kinetic energy. The evidence of particle unstability of ^{28}O was obtained. The study of beta-delayed decay of nuclei near neutron closure $N = 20$ was performed. The first measurement of $T_{1/2}$ values for $^{27,29}\text{F}$, ^{30}Ne are presented.

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

Поиск ^{28}O и исследование свойств нейтронно-избыточных ядер вблизи $N = 20$

Тарасов О. и др.

Представляются результаты исследований свойств ядер на границе стабильности в области замкнутой нейтронной оболочки $N = 20$. Исследования проводились на спектрометре LISE в GANIL с использованием первичного пучка ионов ^{36}S с энергией 78 МэВ/нуклон. Идентификация фрагментов взаимодействия пучка с танталовой мишенью осуществлялась на основе измерений магнитной жесткости, времени пролета, потерь и полной энергии. Впервые приводятся экспериментальные свидетельства неустойчивости ядра ^{28}O . Приводятся также результаты исследования свойств распада ядер вблизи нейтронной оболочки $N = 20$. Впервые проведены измерения периодов распада $^{27,29}\text{F}$, ^{30}Ne .

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

¹University of Liverpool, UK

²LPC, Caen, France

³GANIL, Caen, France

⁴IAP, Bucharest, Romania

⁵NPI, Rez, Czech Republic

⁶IPN, Orsay, France

1. Introduction

The study of the properties of extremely neutron-rich nuclei of light elements is considered an important and interesting modern research topic in nuclear physics. The interest in this field has been stimulated by the intriguing phenomena of nuclei near the neutron drip-line, such as «skin» or «halo» structures. Thus the synthesis and investigation of the properties of the extremely neutron rich isotopes of the lightest elements is of considerable interest both for locating the neutron drip-line and for testing various theories describing exotic nuclei.

One of the problems is which nuclear reaction can be used to reach the neutron drip-line. In the sense of the highest production rates of exotic nuclei, fragmentation reactions at energies above 30 MeV/A is one of the most effective methods. Moreover, the highest rates for neutron-rich products have been observed in the case of fragmentation of neutron-rich primary beam [1]. The merits of using of a ^{48}Ca -beam in this experiment have been shown when more than 10 neutron-rich nuclei had been synthesized for the first time. It was stressed that some of new neutron-rich isotopes produced had a neutron number larger than that of the projectile, the pick-up of some neutrons from target to fragments could be responsible for production of fragments with neutron number larger than 28.

The heaviest experimentally known oxygen isotope is ^{24}O , while ^{26}O has been found to be unbound [1]. Most of the theoretical models predict ^{26}O to be bound and ^{28}O unbound even though it is a double-magic nucleus. The last attempt [2] to synthesize ^{26}O by fragmentation of a 92 MeV/A ^{40}Ar has confirmed the nuclear instability of neutron-rich oxygen isotope.

The other interesting aspect of this range of nuclei is the deformation phenomenon observed close to $N=20$ in the Ne-Al region. The compact spherical shapes predicted to appear close to the magic numbers may be substituted by some other deformed equilibrium configurations. It was shown [3] that for ^{30}Na , which has one neutron hole with respect to the $N=20$ shell closure, the nuclear potential has two minima one at $\beta=0$ and another at $\beta=0.35$. As the neutron number increases the main equilibrium configuration for the Na isotopes becomes that at $\beta=0.35$. The deformation of this neutron number region could also result as the appearance of isomeric states of extremely neutron-rich oxygen, neon and sodium isotopes. Such effects may influence the decay properties of these nuclei, for example half-life, neutron emission probability, and as already observed in some cases, masses and mean square radii.

The aim of the present paper is the search for particle stable nuclei around the neutron shell closure $N=20$ (mainly, ^{28}O) and also the study of β -decay of the nuclei in this region. The fragmentation of an intense beam of a very neutron-rich ^{36}S has been chosen to produce these extremely neutron-rich nuclei.

2. Experimental Set-Up

The search for nuclei near the neutron drip line which are expected to have a very low production yields was carried out at GANIL using the LISE spectrometer [4] collecting

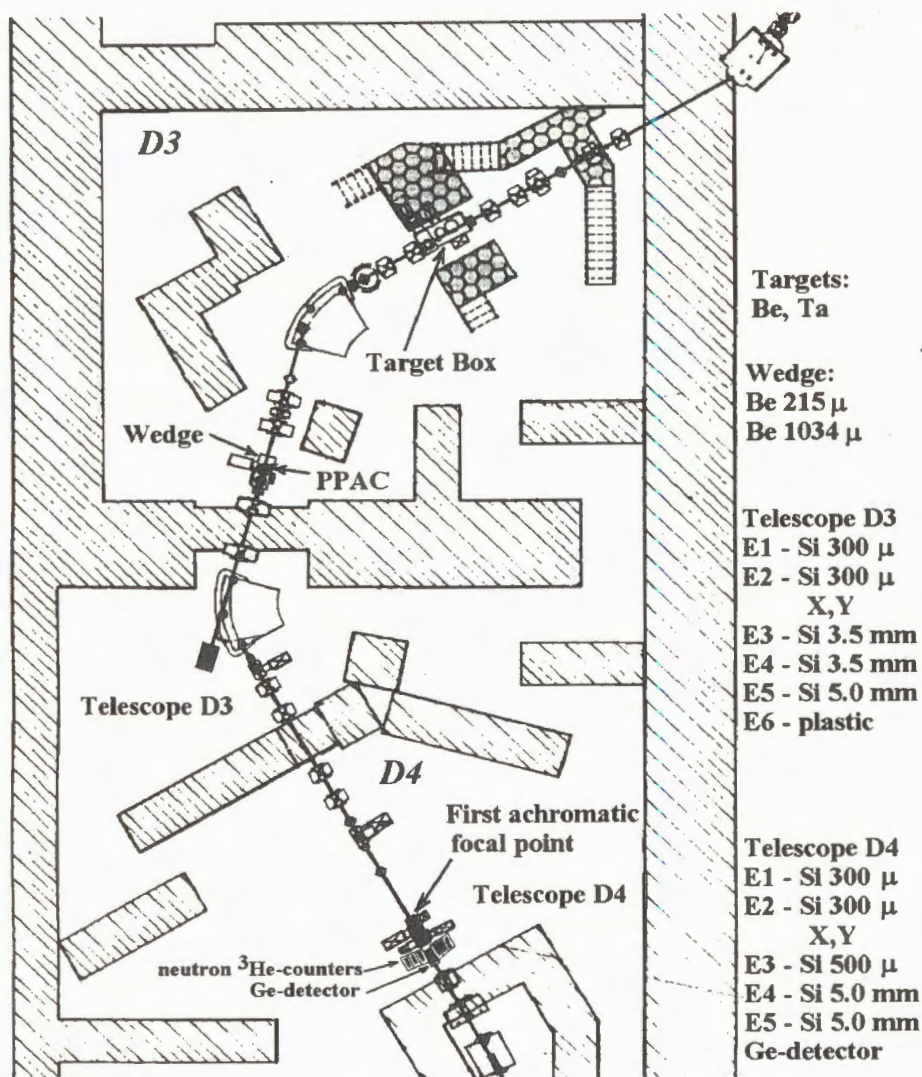


Fig.1

projectile-like fragments at 0 degree by a two-dipole system. The attempt to synthesize the ^{28}O nuclei was performed using fragmentation of a ^{36}S (78.1 MeV/A) at the highest available intensity. The use of ^{36}S should enable one to obtain the higher production rate of the neutron-rich isotopes near the drip-line with $N=20$ than has been reached in former experiments [1,2]. Another advantage was obtained by the use of an increased magnetic rigidity (up to 4.3 Tm) available after the upgrading of the first dipole of the LISE

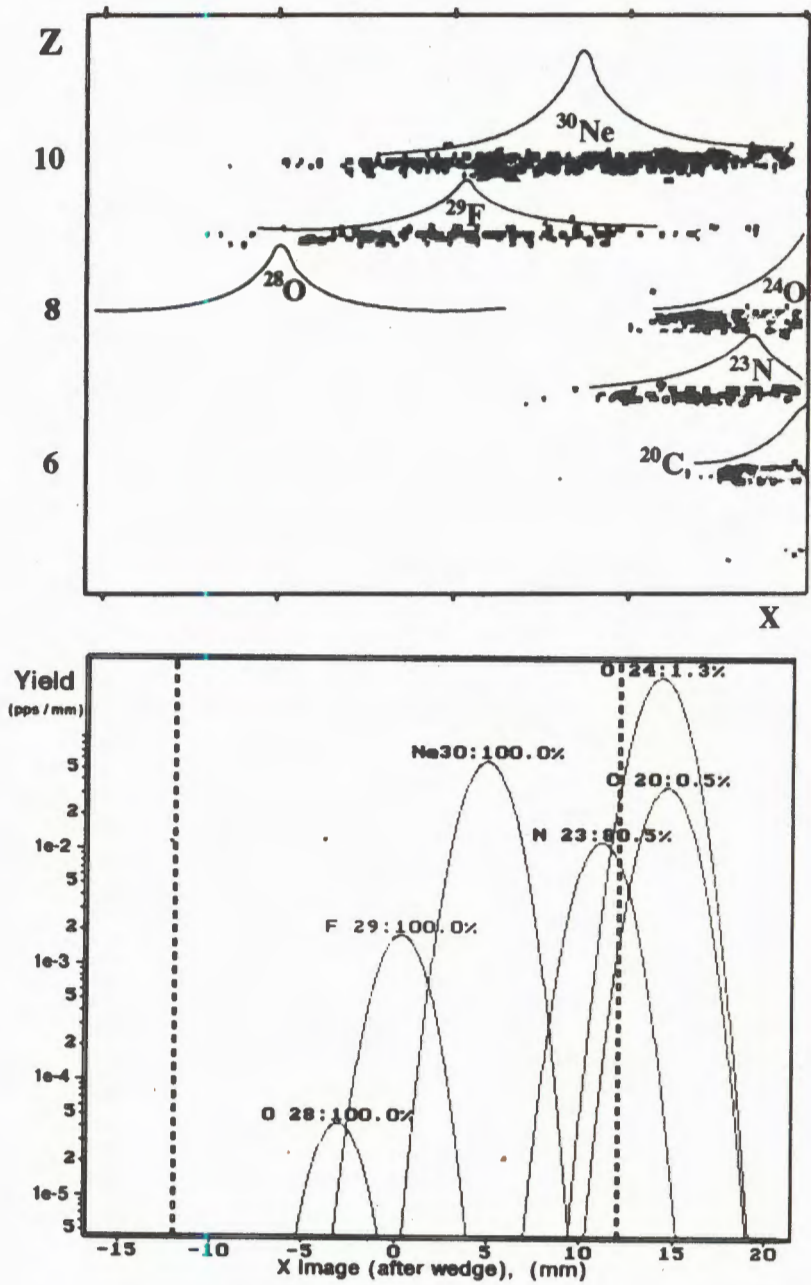


Fig.2

spectrometer. As a result, the production yield of the neutron-rich isotopes in the region of interest has been increased in comparison with that of a ^{48}Ca beam by a factor of 50 [1].

The lay-out of the spectrometer and detector system is given in Figure 1. To obtain the optimal setting of the LISE spectrometer, measurements of the momentum distribution of all isotopes in the region of interest were performed. The D3 telescope was used for analysis of the reaction products after the first dipole. The final analysis was performed using the five-stage semiconductor telescope D4 after the beam has been filtered with the second dipole magnet. The telescope was mounted in a vacuum chamber at the achromatic focal point of LISE and consisted of three planar surface barrier Si detectors with thicknesses 300 μm , 300 μm , 500 μm and two 5 mm thick Si(Li) detectors. Time of flight of the fragments was measured with respect to the radio frequency signal from the cyclotron.

The first detectors allowed independent Z determination, the masses were obtained either from the total energy and the time of flight, or from the magnetic rigidity and the time of flight. The thickness of the telescope was chosen so that fragments in the region of oxygen and neon should stop in the first 5 mm thick Si(Li) detector. A position sensitive Si detector was located in the telescope to perform the spatial analysis of the secondary beam.

The signal from each of the thick Si(Li) detectors was separated into two signals: one for residual energy measurements and another for β -particle detection after the decay of a stopped ion. The data acquisition was triggered by the third detector as well as by β -particle detectors. Each event was written to tape with time of arriving.

The implantation detectors were surrounded by ^3He neutron counters and a 70% HPGe detector for measuring of βn and $\beta\gamma$ coincidences from the decay and a search for microsecond isomeric states, for instance $^{32}\text{Al}^m$.

To optimize the setting of the LISE spectrometer the momentum distributions of all isotopes in the region of $N=20$ were carefully measured. The beam line tuning was controlled by the position-sensitive Si-detector. The spectrometer was set to center the ^{28}O in the Si-telescope. For this purpose the position-sensitive detector was inserted before the telescope. On the bi-dimensional spectrum (Figure 2) of the horizontal coordinate versus Z-value is shown. A horizontal projection of this spectra is in good agreement with computer simulation [5] of horizontal images in the focal point (one-dimensional spectra on this figure).

An optimization of the targets (Be, C, Ni, Ta) and measurements of momentum distribution of all fragments with $N=20$ were undertaken for the best setting of the LISE spectrometer for ^{28}O . It was found that Ta target had produced the highest rates of the neutron-rich nuclei in agreement with earlier experiments.

3. Results

3.1. Study of the stability of ^{28}O . An example of measured Z versus A/Q matrix is given in Figure 3. A solid line is drawing through nuclei with $N=20$. This spectrum was

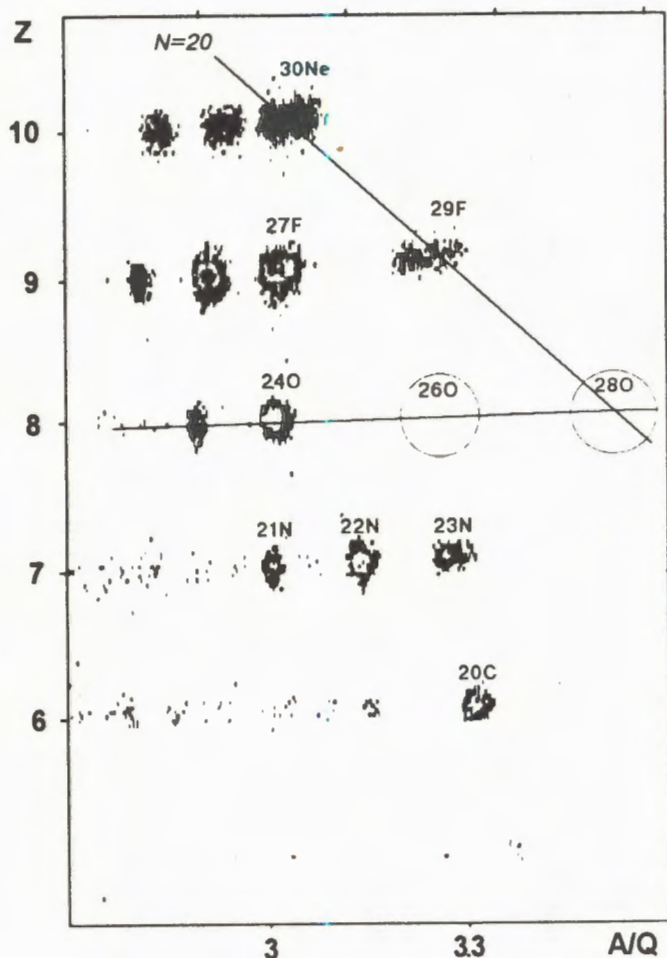


Fig.3

obtained in the 53-hours measurement with an average beam intensity of 800 enA. The heaviest known isotope of ^{29}F is clearly visible, finally it has accumulated 519 events of this nuclide. No events corresponding to ^{26}O and ^{28}O have been obtained.

Figure 4 shows the experimentally measured yields of light exotic nuclei with $N=20$ versus their Z -values. According to the estimation given by the modified formula of Summerer et al. [6] (solid curve) one could expect about 11 events corresponding to ^{28}O . The vertical arrow gives the counting rate for the observation of one event. The preliminary results of this investigation point to the particle instability of ^{28}O isotope as well as for ^{26}O . An upper limit for the cross section of the oxygen isotopes and some information about the stability and properties of nuclei near the closed shells $N=20$ ($^{27,29}\text{F}$, $^{24,26,28}\text{O}$, ^{30}Ne) could be also extracted from the data.

Thus the present experiment gives first evidence on the particle instability of ^{28}O .

3.2. β -Decay of Nuclei near Neutron Closure $N=20$. Our experiment also gives an opportunity to study the β -decay of neutron-rich nuclei with magic neutron number $N=20$. The first measurements of $T_{1/2}$ values for $^{27,29}\text{F}$, ^{30}Ne are presented. Additionally, the cases of $^{28,29}\text{Ne}$, $^{30,31}\text{Na}$ are reexamined. The experimental curves of half-life measurement for ^{30}Ne and ^{31}Na are shown in Figure 5. Further data analysis and comparisons of presented data with various theories such as the gross theory [7] or QRPA [8] are in progress. The result of the study of $^{32}\text{Al}^m$ isomeric state is given elsewhere [11].

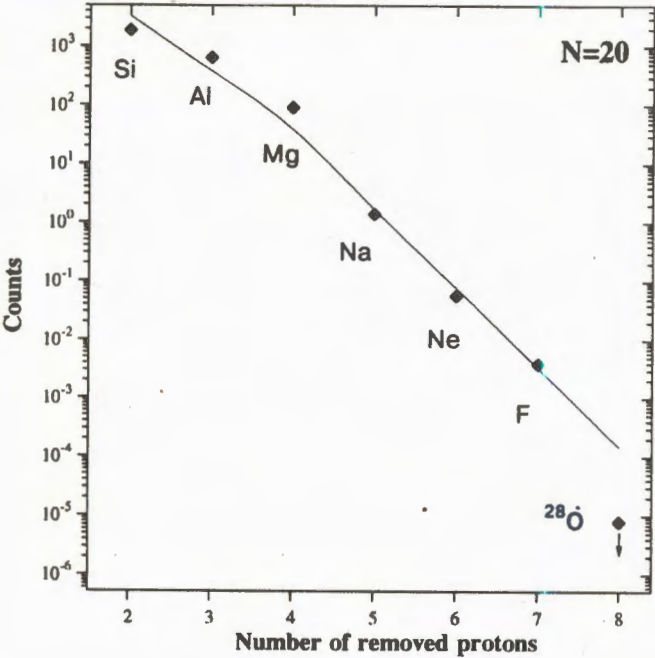


Fig.4

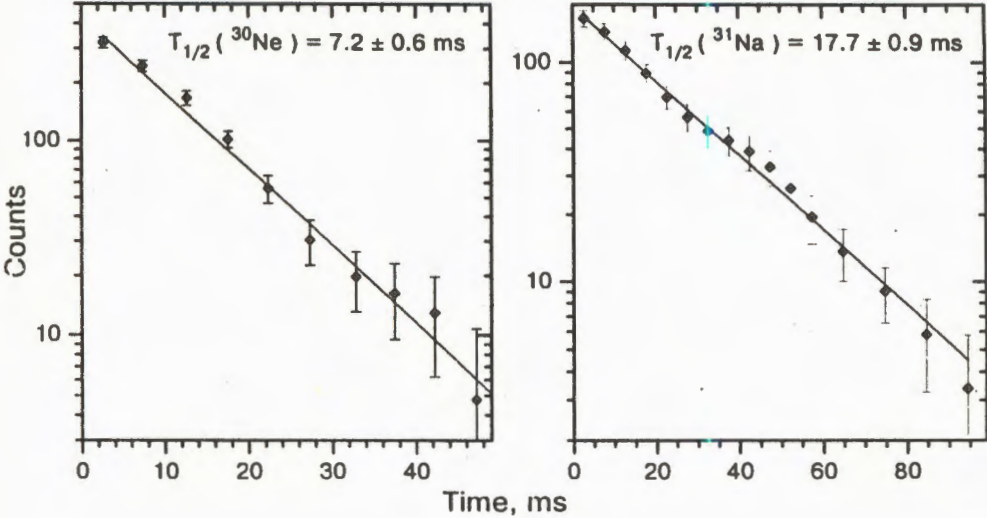


Fig.5

Table

A, Z	This work		Reference	
	$T_{1/2}$ [ms]	$\Delta T_{1/2}$	$T_{1/2}$ [ms]	$\Delta T_{1/2}$
^{27}F	5.3	0.9	—	
^{29}F	2.4	0.8	—	
^{28}Ne	21	5	$17^{[9]}$	4
^{29}Ne	15	3	$200^{[9]}$	100
^{30}Ne	7	2	—	
^{30}Na	48	5	$50^{[10]}$	3
^{31}Na	18	2	$17^{[10]}$	0.4

References

1. Guillemaus-Mueller D., Penionzhkevich Yu. et al. — *Physical Review*, 1990, v.C41(3), p.937.
2. Hellstrom M., Fauerbach M. et al. — In: *Proc. of Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses*, Arles, France, June 19-23, 1995.
3. Lutostansky Yu. et al. — In: *Proc. of the 5th Int. Conf. on Nucl. Far from Stab.*, Canada, 1987.
4. Anne R., Bazin D., Mueller A.C., Jacmart J.C., Langevin M. — *NIM*, 1987, v.A257, p.215.
5. Bazin D. — to be published.
6. Sümmerer K., Brüche W., Morrissey D.J., Schädsl M., Szweryn B., Weifan Y. — *Physical Review*, 1990, v.C42., p.2546.
7. Tachibana T. et al. — *Report of Sci. and Eng. Res. Lab.*, Waseda University, No.88-4, 1988, ISSN 0285-4333.
8. Mueller A.C. et al. — *Nuclear Physics*, 1990, v.A513, p.1.
9. Tengblad O., Borge M.J.G. et al. — *Z.Phys.*, 1992, v.A342, p.303.
10. Guillemaud-Mueller D., Detraz C., Langevin M., Naulin F., De Saint-Simon M., Thibault C., Touchard F., Epherre M. — *Nuclear Physics*, 1984, v.A426, p.37.
11. Robinson M., Halse P., Trinder W., Anne R., Borcea C., Lewitowicz M., Lukyanov S., Mirea M., Oganessian Yu., Orr N.A., Penionzhkevich Yu., Saint-Laurent M.G., Tarasov O. — *Physical Review*, 1996, v.C53, p.1465.

Received on July 24, 1996.

УДК 539.143 +
539.172.6

SEARCH FOR NEW NEUTRON-RICH NUCLEI WITH A 70A MeV ^{48}Ca BEAM

H.Sakurai¹, N.Aoi², D.Beaumel^{1}, N.Fukuda²,
M.Hirai², E.Ideguchi¹, M.Ishihara^{1,2}, H.Iwasaki²,
T.Kishida¹, T.Kubo¹, H.Kumagai¹, S.M.Lukyanov,
T.Nakamura², M.Notani², Yu.Ts.Oganessian,
Yu.E.Penionzhkevich, T.Teranishi¹,
Y.Watanabe¹, Y.Watanabe², K.Yoneda², A.Yoshida¹*

The results of a RIKEN-JINR collaboration experiment on search for new Ne, Na, Mg, Al isotopes close to the neutron drip line are presented. We found for the first time three new neutron-rich nuclei ^{38}Mg and $^{40,41}\text{Al}$. Some clue for particle instability of ^{33}Ne was also obtained. These nuclei were produced by the projectile fragmentation of a 70A MeV ^{48}Ca beam on a ^{181}Ta target. The reaction fragments were analysed by the fragment separator RIPS at RIKEN, and were unambiguously identified by measuring the magnetic rigidity, time-of-flight, energy loss and total kinetic energy.

Исследование стабильности нейтронно-избыточных ядер с использованием пучка ^{48}Ca (70A МэВ)

Х.Сакураи и др.

Приводятся результаты совместного РИКЕН-ОИЯИ эксперимента по исследованию стабильности нейтронно-избыточных ядер. Впервые обнаружена стабильность ядер ^{38}Mg и $^{40,41}\text{Al}$. Получены также некоторые свидетельства о ядерной нестабильности ^{33}Ne . Эксперимент проводился на ускорительном комплексе РИКЕН с использованием пучка ионов ^{48}Ca (70A МэВ) на фрагмент-сепараторе RIPS. Продукты взаимодействия ионов ^{48}Ca с танталовой мишенью после сепарации идентифицировались на основе измерений магнитной жесткости, времени пролета, потерь и полной кинетической энергии.

*On leave from Institute de Physique Nucleaire, Orsay, France.

¹Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-01, Japan.

²Department of Physics, School of Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo Bunkyo-ku, Tokyo 113, Japan.

1. Introduction

The location of the neutron drip line and the particle stability of nuclei can be used for testing the various mass predictions, and may give clues concerning characteristic structures of exotic nuclei. At present, no experimental evidence on the neutron drip line for $Z \geq 10$ has been shown. In the region of $10 \leq Z \leq 13$, the most neutron-rich nuclei observed so far are ^{32}Ne [1], ^{35}Na [2], ^{37}Mg [3] and ^{39}Al [4].

This paper describes the results of an experiment to synthesize and observe extremely new neutron-rich nuclei in the region $10 \leq Z \leq 13$. Such productions and observations have been made possible by the combination of a high-energy, rare-isotope beam of ^{48}Ca and the Riken Projectile Fragment Separator (RIPS) [5] at RIKEN. The RIPS has a large momentum acceptance (6%) and solid angle (5 msr), as well as a maximum rigidity of 5.76 Tm. Those performances afford a high productivity of neutron-rich nuclei produced in the projectile fragmentation reaction. The first attempt at the RIPS was made by using an 80A MeV ^{50}Ti beam reacting a ^{181}Ta target, and two new neutron-rich nuclei ^{31}Ne and ^{37}Mg were produced and observed [3]. Compared with the ^{50}Ti beam, a ^{48}Ca beam is expected to provide 1–2 orders of magnitude higher production cross sections for the extremely neutron-rich nuclei. Thus, we performed the experiment by using a 70A MeV ^{48}Ca beam. Here we report on the first production and identification of three new neutron-rich nuclei ^{38}Mg and $^{40,41}\text{Al}$ as a result of this experiment.

2. Experimental Set-Up

The 65% enriched ^{48}Ca oxide powder was used to produce the ^{48}Ca ions at the ECR source of the AVF cyclotron. The ^{48}Ca beam accelerated at the AVF and ring cyclotron reacted with a ^{181}Ta target, 400 mg/cm² thick. The thickness was chosen according to a theoretical estimation in which the INTENSITY code of Ref.[6] was used to predict the secondary beam intensities. The production rates for $A/Z \sim 3.4$ nuclei for the given acceptance of the RIPS spectrometer were optimized.

The reaction fragments were collected and analysed with the RIPS spectrometer operated in the achromatic mode [5]. Figure 1 shows a schematic layout of RIPS. Taking into account the energy loss in the target for both the beam and fragments with $A/Z \sim 3.2$, the magnet rigidity of the RIPS spectrometer was set to be 3.438 Tm. The experimental method used to identify very neutron-rich nuclei is similar to that used at GANIL and MSU [1,3,7]. Particle identification was performed event-by-event by measuring the magnetic rigidity ($B\rho$), time-of-flight (TOF), energy loss (ΔE) and total kinetic energy (TKE).

The positions of the fragments at the momentum dispersive focal plane (F1) were measured using a parallel plate avalanche chamber (PPAC) in order to determine the $B\rho$ value (see Figure 1). The sensitive area of the PPAC was 15 cm(W) $\times$ 10 cm(H), which covered a full rigidity acceptance of RIPS (6%). Position measurements by two independent x -projective cathodes of the PPAC helped to reject spurious position information caused by the δ -rays.

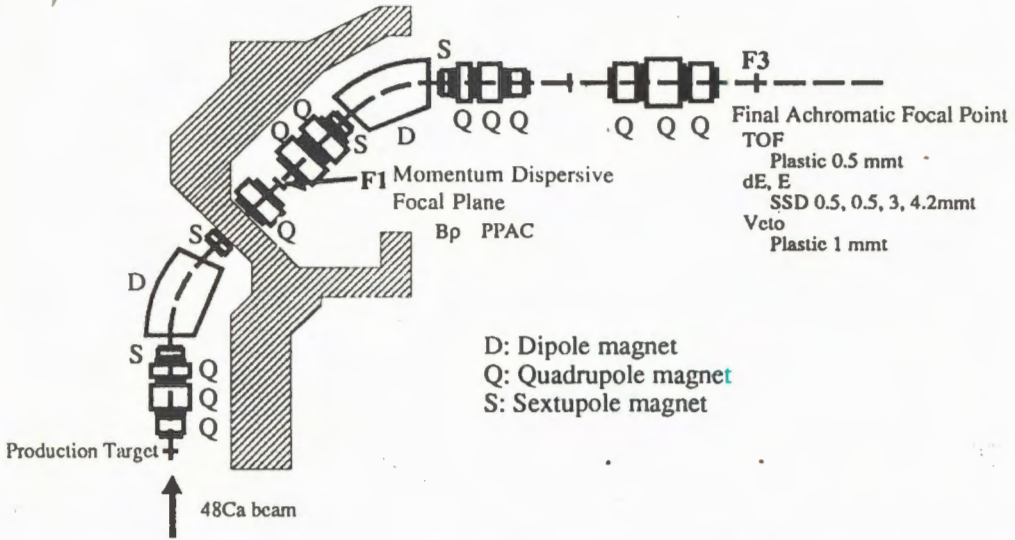


Fig.1. Experimental set-up for the production and identification of new neutron rich isotopes at the RIKEN-RIPS spectrometer

All of the other detectors were located at the final focal point (F3), involving a 0.5 mm thick plastic scintillation counter (PL), a four-element silicon-detector telescope and an 1 mm thick plastic scintillation veto counter. The TOF of a fragment over the 27.5 m flight path between the target and F3 was determined from the PL timing and RF signal of the cyclotron. The silicon telescope consisted of two 0.5 mm thick surface-barrier-type silicon detectors, and 3 mm and 4.2 mm thick lithium-drift silicon detectors. This configuration provided two or three independent ΔE measurements and all the silicon detectors combined provided a TKE measurement. The veto counter was used for rejecting events piled up due to light fragments.

The measured values of B_p , TOF, ΔE and TKE were combined to give redundant particle identifications for obtaining the proton number (Z), charge (Q) and mass number (A) of the fragment, as described in Ref.[3,7,8]. It is probable that those fragments which were not fully ionized were subject to being mis-identified as more neutron-rich nuclei. Hence, we employed selectively fully stripped fragments.

3. Results and Discussion

Figure 2 shows a two-dimensional plot, A/Z versus Z . The result was obtained from the data accumulated for one day with an average beam intensity of ~ 2 pnA. Significant numbers of events were observed for new isotopes, ^{38}Mg (18 events), ^{40}Al (34 events), and ^{41}Al (4 events).

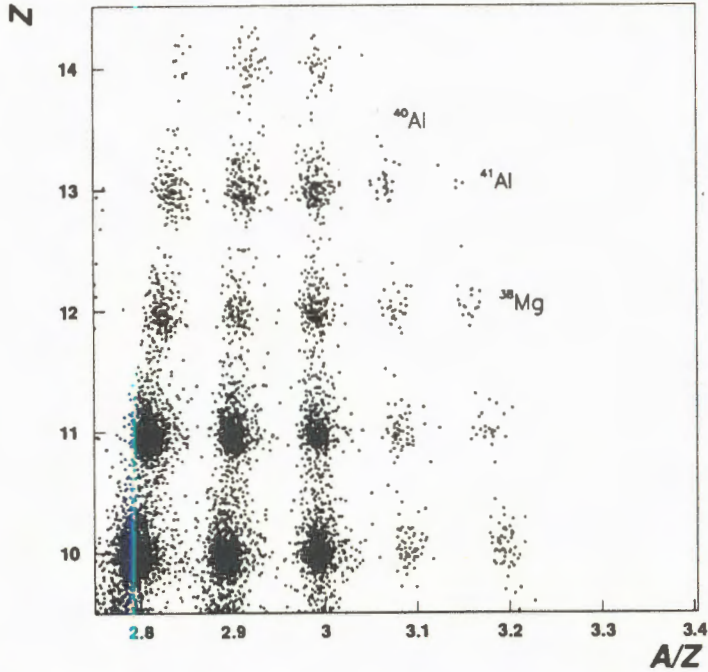


Fig.2. Two-dimensional A/Z versus Z plot, which was obtained in the reaction of the ^{48}Ca beam at 70A MeV on a 400 mg/cm^2 tantalum target during a 1-day run with a magnetic rigidity of 3.438 Tm of the RIPS spectrometer. The ^{38}Mg , ^{40}Al , and ^{41}Al isotopes are clearly visible

Table 1. One- and two-neutron separation energy in MeV of the new neutron-rich nuclei predicted by different mass formulae; MMST, Möller et al. [9]; CKZ, Comay-Kelson-Zidon [10]; TUYU, Tachibana et al. [11]; JM, Jänecke-Masson [12]; and MNMS, Möller et al. [13]

	MMST		CKZ		TUYU		JM		MNMS	
	S_{1n}	S_{2n}	S_{1n}	S_{2n}	S_{1n}	S_{2n}	S_{1n}	S_{2n}	S_{1n}	S_{2n}
^{38}Mg	1.90	3.06	2.91	2.87	3.34	3.95	2.76	2.53	2.89	2.56
^{40}Al	1.12	3.44	1.30	4.48	1.50	5.11	1.43	4.50	-0.02	3.17
^{41}Al	2.99	4.11	3.11	4.41	3.12	4.62	3.09	4.52	5.79	5.77

The particle stability found for ^{38}Mg and $^{40,41}\text{Al}$ implies that their one- and two-neutron separation energies (S_{1n} and S_{2n}) are positive. Tabulated in Table 1 are the predictions by different mass formulae; MMST, Möller et al. [9]; CKZ, Comay-Kelson-Zidon [10]; TUYU, Tachibana et al. [11]; JM, Jänecke-Masson [12]; and MNMS, Möller et al. [13]. All the above formulae except MNMS predict well the stability of three nuclei we found. Concerning only the particle stability, no exotic aspects are shown for the newly found nuclei.

We observed about 2800 events of ^{30}Ne , 90 events of ^{31}Ne , and 70 events of ^{32}Ne , but no events associated with ^{33}Ne . We took also the data with different B_p settings, e.g., for $A/Z \sim 3.3, 3.4$, and with a higher beam intensity up to 4 pA, where no ^{33}Ne events were observed, either. Further evaluations of these data sets may afford to deduce an expected yield of ^{33}Ne , and to conclude that ^{33}Ne is particle-unbound.

It should be noted that a ^{64}Ni target was also used, concerning target dependences of production cross sections for very neutron-rich nuclei [1,3,14]. The ^{64}Ni target thickness was energy-loss equivalent to the ^{181}Ta target. It was found that the ^{181}Ta target is more preferable than ^{64}Ni one to produce nuclei close to the neutron drip line in the range Ne-Mg. In addition, γ -rays from the known isomeric states of ^{26}Na and ^{32}Al were measured by means of two Ge detectors located near the silicon detectors, in order to deduce the isomer ratios. These information may give us clues for the production mechanism of very neutron-rich nuclei.

Here we compare the production yields of very neutron-rich fragments between the ^{50}Ti and ^{48}Ca beams. The ^{50}Ti beam with intensity of ~ 2 pA provided, for example, 4 events of ^{32}Ne and 3 events of ^{37}Mg during four days [3], while in the case of the ^{48}Ca beam with the similar intensity, we obtained during only one day about 70 and 30 events for ^{32}Ne and ^{37}Mg , respectively. Thus, the production cross sections of such very neutron-rich nuclei with the ^{48}Ca beam are 1–2 orders of magnitude higher than with the ^{50}Ti beam. This high productivity of ^{48}Ca would allow us to perform measurements of beta-decay properties unknown for very neutron-rich nuclei. In near future, an oven-system [15] will be installed at the ECR source and proved to produce a more intense and stable ^{48}Ca beam. With such a development, we could extend the attempt to determine the neutron drip-line for $Z \geq 10$ nuclei.

4. Summary

We produced and observed the new neutron-rich nuclei ^{38}Mg and $^{40,41}\text{Al}$ from the reaction $70\text{A MeV } ^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ at the RIKEN-RIPS, by means of measuring the magnetic rigidity, time-of-flight, energy loss and total kinetic energy. We obtained also a clue for particle instability of ^{33}Ne .

Acknowledgements

Our sincere gratitude is extended to the staffs of the RIKEN ring cyclotron for their operation of the ECR and accelerator. The authors from JINR acknowledge Russian Federation Found (RFFI) for a support in this research. One of the authors (M.N.) acknowledges the support from the Junior Technology Research Associate of RIKEN.

References

1. Guillemaud-Mueller D. et al. — *Phys. Rev.*, 1990, v.C41, p.937.
2. Langevin M. et al. — *Phys. Lett.*, 1983, v.B125, p.116.
3. Sakurai H. et al. — Submitted to *Phys. Rev. C*.
4. Guillemaud-Mueller D. et al. — *Z. Phys.*, 1989, v.A332, p.189.
5. Kubo T. et al. — *Nucl. Instrum. Meth.*, 1992, v.B70, p.309.
6. Winger J.A., Sherrill B.M., Morrissey D.J. — *Nucl. Instrum. Meth.*, 1992, v.B70, p.380.
7. Mohar M.F. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1991, v.66, p.1571.
8. Bazin D. et al. — *Nucl. Phys.*, 1990, v.A515, p.349.
9. Möller P., Myers W.D., Swiatecki W.J., Treiner J. — *At. Data Nucl. Data Tables*, 1988, v.39, p.225.
10. Comay E., Kelson I., Zidon A. — *ibid.*, 1988, v.39, p.325.
11. Tachibana T., Uno M., Yamada M., Yamada S. — *ibid.*, 1988, v.39, p.251.
12. Jänecke J., Masson P.J. — *ibid.*, 1988, v.39, p.265.
13. Möller P., Nix J.R., Myers W.D., Swiatecki W.J. — *ibid.*, 1995, v.59, p.185.
14. Guerreau D. — *Nucl. Phys.*, 1985, v.A447, p.37c.
15. Lukyanov S.M. et al. — *Nucl. Instrum. Meth.*, 1990, v.B47, p.102.