

ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ  
НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ

INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH  
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE

**ЩОРІЧНИК - 2010**

---

**ANNUAL REPORT - 2010**

Київ - 2011

У Щорічнику подається інформація про фундаментальні, науково-технічні та прикладні роботи, що виконувались в Інституті ядерних досліджень НАН України в 2010 р. До Щорічника увійшли анотації робіт за напрямками: ядерна фізика, атомна енергетика, радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство, фізика плазми, радіоекологія та радіобіологія; наводиться перелік структурних підрозділів інституту, список публікацій у реферованих журналах, доповідей співробітників інституту на міжнародних конференціях, надається інформація про конференції, наради, проведені інститутом у 2010 р., дані про міжнародне співробітництво інституту.

Annual report contains information on the fundamental, scientific and applied investigations carried out in the Institute for Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine in the year 2010. The report contains abstracts of research works in the fields of nuclear physics, atomic energy, radiation physics and radiation material science, physics of plasma, radiation ecology and biology. Besides, the characteristics of the institute departments and experimental installations, the list of publications in the refereed journals, the talks at International conferences, the information on the conferences and workshops, held by the institute in 2010, and international co-operation are given.

Директор ІЯД НАН України  
І.М. Вишневський

Director of the Institute for Nuclear Research  
I. M. Vyshnevskyi

Редакційна колегія:  
Ф.О. Іванюк (голова), С.М. Федоткін (заступник голови), В.В. Осташко, А.К. Гримало, Г.В. Верцімаха, О.І. Якименко, І.П. Дрозд, О.Д. Григоренко, Л.М.Троян

Editorial board:  
F.O. Ivanyuk (head), S.M. Fedotkin (deputy), V.V. Ostashko, A.K. Grymalo, G.A. Vertsimakha, O.I. Yakimenko, I.P. Drozd, O.D. Grygorenko, L.M. Troyan

Друкується за постановою вченої ради інституту  
© Інститут ядерних досліджень НАН України, 2011

---

Інститут ядерних досліджень НАН України  
Проспект Науки, 47, м. Київ, 03680  
Тел.: (380-44) 525-23-49;  
Факс: (380-44) 525-44-63;  
E-mail: kinr@kinr.kiev.ua

Institute for Nuclear Research  
National Academy of Sciences of Ukraine  
Prospekt Nauky, 47, Kyiv, 03680, Ukraine  
Tel.: (380-44) 525-23-49  
Fax: (380-44) 525-4463  
E-mail: kinr@kinr.kiev.ua

## Передмова

2010 рік був знаменним для Інституту ядерних досліджень НАН України. В цьому році інститут відзначив 40-річчя з дня заснування та 50-річчя з початку експлуатації дослідницького ядерного реактора ВВР-М. Цим подіям були присвячені наукові конференції, зібрання працівників та ветеранів інституту, низка з яких була нагороджена Почесними відзнаками Президії та Відділення ядерної фізики та енергетики НАН України.

У 2010 році інститут продовжував дослідження за фундаментальними та прикладними аспектами ядерної фізики, атомної енергетики, радіаційної фізики та радіаційного матеріалознавства, радіобіології та радіоекології.

Роботи в галузі ядерної фізики стосувалися динаміки процесів злиття-поділу важких ядер, досліджувалися властивості альфа-кластерних та нейтронно- і протоннонадлишкових ядер, ізомерні стани та стани колективної природи непарно-непарних ядер, створено нове обладнання і методики та отримано нові результати у вивченні різних процесів розпаду ядер.

У 2010 році завершено процес вивезення відпрацьованого ядерного палива дослідницького ядерного реактора та отримання низькозбагаченого палива. В “гарячих” камерах продовжувалися прецизійні дослідження зразків-свідків енергетичних реакторів України для визначення реального терміну можливої експлуатації корпусів реактора.

В області радіаційної фізики досліджувався вплив різних типів опромінення на властивості речовин, що застосовуються в ядерних та радіаційних технологіях, або є перспективними в практичному застосуванні, серед них напівмагнітні напівпровідники, органічні неупорядковані напівпровідники, конструкційні матеріали корпусів ядерних реакторів, тощо.

В дослідженнях, що відносяться до області перспективних ядерних реакторів, теоретично показано можливість розповсюдження стаціонарної хвилі ядерного горіння в середовищі, що відповідає відпрацьованому ядерному паливу, знай-

дено умови та методи регулювання хвилі ядерного горіння.

В галузі фізики плазми та термоядерного синтезу виявлено новий механізм часової еволюції частоти коливань у плазмі – зміна доплерового зсуву, що відбувається внаслідок зміни частоти обертання плазми при розвитку нестійкостей; продемонстровано можливість діагностики швидких іонів в токамаках за допомогою аналізу гамма-випромінювання, викликаного ядерними реакціями таких іонів із іонами домішок плазми; аналітично знайдено умови, за яких електростатичне поле, що збуджується зовнішньою системою ємнісного типу, здатне ефективно проникати в густу магнітоактивну плазму і прискорювати електрони, що можна використати для розробки плазмового двигуна; розроблено нове компактне економічне джерело, здатне створювати густі потоки плазми.

В галузі радіоекології та радіобіології роботи інституту у 2010 році стосуються створення статистичних методик розрахунку контрольних рівнів, експериментального визначення коефіцієнтів переходу радіонуклідів між різними біологічними об'єктами, тощо.

У 2010 р. науковцями інституту захищено три дисертації на здобуття вченого ступеня доктора наук за спеціальністю фізика атомного ядра, елементарних частинок і високих енергій та чотири кандидатські дисертації за спеціальностями фізика атомного ядра, елементарних частинок і високих енергій, фізика плазми, теплові та ядерні енергоустановки та прийнято до захисту три кандидатські дисертації.

У 2010 р. інститут успішно провів 3-ю Міжнародну конференцію “Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики”, в якій взяли участь близько 200 іноземних та українських вчених.

Більш детальна інформація про найважливіші наукові здобутки співробітників інституту за 2010 р. наводиться в даному Щорічнику. Сподіваюсь, що читачі зможуть знайти в ньому цікаву та корисну для себе інформацію.

Директор Інституту ядерних досліджень НАН України,  
академік НАН України



I. М. Вишневський

## Зміст

Підрозділи інституту. . . . .	стор. 5
Анотації робіт за напрямками	
Ядерна фізика. . . . .	7
Атомна енергетика. . . . .	74
Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство. . . . .	81
Фізика плазми. . . . .	94
Радіоекологія та радіобіологія. . . . .	116
Публікації в реферованих журналах. . . . .	134
Доповіді на міжнародних конференціях. . . . .	146
Конференції, наради, проведені інститутом у 2010 році. . . . .	154
Міжнародне співробітництво . . . . .	159
Авторський покажчик. . . . .	163

## Contents

Divisions of the institute. . . . .	page 5
Abstracts of works in the field of	
Nuclear physics. . . . .	7
Atomic energy. . . . .	74
Radiation physics and radiation material science. . . . .	81
Physics of plasma. . . . .	94
Radiation ecology and biology. . . . .	116
Publications in the refereed journals. . . . .	134
The talks at the international conferences. . . . .	146
The conferences and workshops, organized by the institute in 2010 . . . . .	154
International cooperation. . . . .	159
Author index . . . . .	163

**Ядерно-фізичні установки / Experimental installations****Циклотрон У-120**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук,  
А.Є. Борзаковський

**Дослідницький реактор ВВР-М**

Головний інженер В.М. Макаровський

**Ізохронний циклотрон У-240**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук,  
О.Є. Вальков

**Електростатичний перезарядний прискорювач (танDEM) ЕГП-10К**

В.о. завідувача – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. В.В. Осташко

**Cyclotron U-120**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
A.E. Borsakovsky

**Research Reactor WWR-M**

Chief engineer - V.M. Makarovsky

**Isochronous Cyclotron U-240**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
O.E. Valkov

**10 MV Electrostatic Tandem Accelerator**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences  
V.V. Ostashko

**Відділи та лабораторії / Departments and laboratories****Секція ядерної фізики / Nuclear physics section****Відділ теорії ядра**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук, член-кор. НАН  
України, професор В.М. Коломієць

**Відділ ядерної фізики**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. І.О. Корж

**Відділ ядерної спектроскопії**

Завідувач - доктор фіз.-мат. наук,  
с.н. с. В.Т. Купряшкін

**Відділ структури ядра**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук, академік НАН  
України, професор І.М. Вишневський

**Відділ ядерних реакцій**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. Ю.М. Павленко

**Відділ теорії ядерних реакцій**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор К.О. Теренський

**Відділ фізики лептонів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. Ф.А. Даневич

**Відділ поляризаційних процесів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с.н.с. Ю.В. Кібкало

**Відділ фізики важких іонів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор А.Т. Рудчик

**Відділ ядерно-атомних процесів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор О.І. Левон

**Відділ фізики високих енергій**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор В.М. Пугач

**Відділ ядерної електроніки та засобів автоматизації.** Завідувач – доктор техн. наук,  
с. н. с. А.П. Войтер

**Лабораторія часового аналізу ядерних процесів.** Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор В.С. Ольховський

**Nuclear theory department**

Head – Corresponding Member of National Academy of Sciences of Ukraine, Prof. V.M. Kolomietz

**Department of nuclear physics**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
I.O. Korzh

**Nuclear spectroscopy department**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences  
V.T.Kupryashkin

**Nuclear structure department**

Head – Member of National Academy of Sciences of Ukraine, Prof. I.M. Vishnevsky

**Department of Nuclear Reactions**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
Yu.M. Pavlenko

**Nuclear Reaction Theory Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. K.O. Terenetsky

**Lepton Physics Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
F.A. Danevich

**Department of polarization phenomena**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
Yu.V. Kibkalo

**Department of heavy-ion physics**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. A.T. Rudchik

**Department of Nuclear-Atomic Processes**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. A.I. Levon

**High Energy Physics Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. V.M. Pugatch

**Nuclear Electronics and Automatic Means Department.** Head - Doctor of Techn. Sciences  
A.P. Voiter

**Laboratory for time analysis of nuclear Processes.** Head - Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. V.S. Olkhovsky

**Секція атомної енергетики / Atomic energy section**

**Відділ теорії ядерних реакторів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор В.М. Павлович

**Відділ дослідницького ядерного реактора**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
член-кор. НАН України В.І. Слісенко

**Відділ нейтронної фізики**

Завідувач – канд фіз.-мат. наук,  
с. н. с. О.О. Грицай

**Відділ проблем дозиметрії ядерних реакторів**

Завідувач – кандидат фіз.-мат. наук  
В.М. Буканов

**Навчальний центр з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук  
В.І. Гаврилук

**Department of the Nuclear Reactor Theory**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. V.M. Pavlovych

**Department for Nuclear Research Reactor**

Head – Corresponding Member of National Academy of Sciences of Ukraine V.I. Slisenko

**Neutron Physics Department**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences  
O.O. Gritzay

**Department of the Nuclear Reactor Dosimetry Problems**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences  
V.M. Bukanov

**George Kuzmycz Training Center for Physical Protection, Control and Accounting of Nuclear Material**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences  
V.I. Gavryliuk

**Секція радіаційної фізики та радіаційного матеріалознавства / Radiation physics and radiation material science section**

**Відділ теоретичної фізики**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук, член-кор. НАН України, професор В.Й. Сугаков

**Відділ радіаційної фізики**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор П.Г. Литовченко

**Відділ радіаційного матеріалознавства**

Завідувач – кандидат фіз.-мат. наук,  
Л.І. Чирко

**Department of Theoretical Physics**

Head - Corresponding Member of National Academy of Sciences of Ukraine, Prof. V.I. Sugakov

**Department of radiation physics**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. P.G. Litovchenko

**Department for radiation material science**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
L.I. Chyrko

**Секція фізики плазми / Plasma physics section**

**Відділ теорії ядерного синтезу**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор Я.І. Колесниченко

**Відділ теорії плазми**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. К.П. Шамрай

**Відділ фізики плазми**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук  
А.Г. Борисенко

**Fusion Theory Division**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. Ya.I. Kolesnichenko

**Plasma Theory Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
K.P. Shamrai

**Plasma Physics Department**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
A.G. Borisenko

**Секція радіоекології та радіобіології / Radioecology and radiobiology section**

**Центр екологічних проблем атомної енергетики**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук,  
с.н.с. В.В. Тришин

**Відділ радіобіології і радіоекології**

Завідувач – докт. біол. наук,  
с. н. с. А.І. Липська

**Center for ecological problems of atomic energy**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences,  
V.V. Tryshyn

**Radiobiology and radioecology department**

Head – Doctor of Biol. Sciences,  
A.I. Lypska

## GIANT NEUTRON HALO IN NUCLEI BEYOND BETA-STABILITY LINE

V. M. Kolomietz, S. V. Lukyanov, A. I. Sanzhur

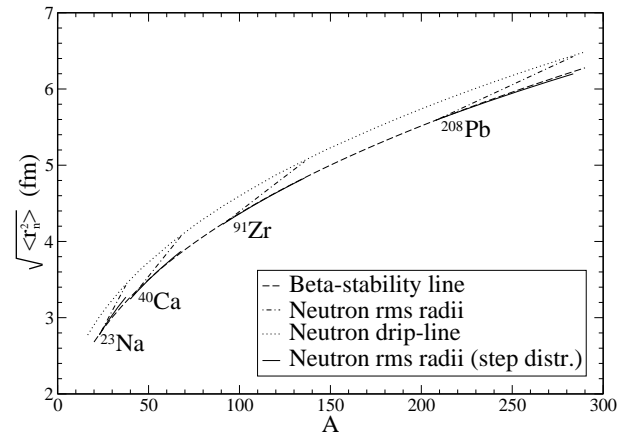
*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

In the vicinity of the beta-stability line, the average changes in binding energy  $E$  and nuclear radius  $R$  with nucleon content obey the saturation properties. The volume part  $E_{vol}$  of binding energy and the nuclear volume itself are proportional to the particle number  $A$  with  $E_{vol} = -b_v A$  and  $R = r_0 A^{1/3}$ , where  $b_v > 0$  and  $r_0$  are constants. Both values of  $b_v$  and  $r_0$  depend, however, on the isotopic asymmetry parameter  $X = (N - Z) / (N + Z)$ . This dependence comes from the difference in saturation bulk density,  $\rho_0 \sim r_0^{-3}$ , for nuclei with different values of  $X$ . The saturation density  $\rho_0$  becomes smaller beyond the beta-stability line for neutron-rich nuclei where more neutrons are pushed off to form the "neutron coat". One can expect that the growth of neutron skin in neutron-rich nuclei violates the saturation property  $R \sim A^{1/3}$  for the nuclear radius providing an existence of neutron halo (giant neutron halo) effect.

In this work we study the deviation of neutron distribution from the saturation behavior in neutron-rich nuclei. We study the influence of spin-orbit and Coulomb forces on the neutron,  $\sqrt{\langle r_n^2 \rangle}$ , and proton,  $\sqrt{\langle r_p^2 \rangle}$ , root mean square radii as well as the relation of the shift  $\sqrt{\langle r_n^2 \rangle} - \sqrt{\langle r_p^2 \rangle}$  to the surface symmetry energy. We study the problems related to the nucleon redistribution within the surface region of the nucleus and, in particular, the neutron coat and the neutron excess for the nuclei beyond the beta stability line.

We combine the extended Thomas-Fermi approximation (ETFA) and the direct variational method assuming that the proton and neutron distributions are sharp enough, i.e., that the corresponding densities  $\rho_p(\mathbf{r})$  and  $\rho_n(\mathbf{r})$  fall from their bulk values to zero within a thin surface region. In our consideration the thin-skinned densities  $\rho_p(\mathbf{r})$  and  $\rho_n(\mathbf{r})$  are generated by the profile functions which are eliminated by the requirement that the energy of the nucleus should be stationary with respect to variations of these profiles.

In Figure we have plotted the rms radii of neutron distribution calculated as a function of  $A$ . The deviation of  $\sqrt{\langle r_n^2 \rangle}$  from the saturation behavior  $\sim A^{1/3}$ , obtained for the spherically symmetric nuclei, demonstrates the appearance of giant neutron halo when approaching the drip line. To extract a simple geometrical change of the radii we have made calculations with a step neutron distribution  $\rho_n(r) = \rho_{0,n} \Theta(r - R_n)$ , where the radius of the neutron distribution has saturation behavior  $R_n = r_{0,n} A^{1/3}$ . The results of the calculations are shown in Figure by the solid lines. As one can see from the figure the solid lines are very close to the beta-stability line. The difference between the dash-dotted and solid lines gives the value of the polarization effect.



The rms neutron radii beyond the beta-stability line for spherically symmetric nuclei  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{91}\text{Zr}$  and  $^{208}\text{Pb}$

1. V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov, and A.I. Sanzhur, Nucl. Phys. At. Energy. **11**, 335 (2010).

## CANYON STRUCTURE OF SYMMETRY ENERGY COEFFICIENT

V. M. Kolomietz, A. I. Sanzhur

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

We study the symmetry energy coefficient  $b_{\text{sym}}$  as a function of neutron excess  $D = N - Z$  and the dependence of the  $\beta$ -stability line on the mass number  $A$  at the fixed asymmetry parameter  $X = D/A$ . We use the procedure of extraction of the symmetry coefficient and the position of the  $\beta$ -stability line from the isospin shift of neutron-proton chemical potentials  $\Delta\lambda = \lambda_n - \lambda_p$  [1]. The chemical potential shift  $\Delta\lambda$  is written as

$$\begin{aligned} \Delta\lambda / 4 &= (b_{\text{sym}} + e_c)(X - X^*) = \\ &= (b_{\text{sym}} + e_c)X - e_c. \end{aligned} \quad (1)$$

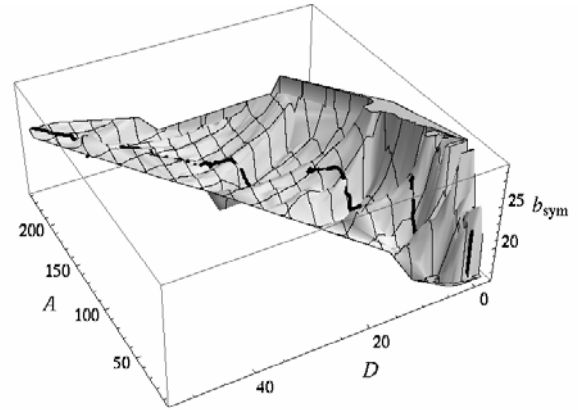
Here  $X^* = X^*(A)$  is the  $\beta$ -stability line obtained by a minimization of the nuclear binding energy per nucleon  $E/A$  for a given mass number  $A$  and  $e_c$  is the Coulomb energy coefficient given by  $E_c/A = e_c(A)(1 - X)^2$ , where  $E_c$  is the nuclear Coulomb energy. The value of  $\Delta\lambda$  can be evaluated within the accuracy  $\sim 1/A^2$  using the finite differences based on the experimental values of the binding energy per nucleon. It was shown [1] that linear dependence  $\Delta\lambda$  on  $X$  is reproduced quite well experimentally and Eq. (1) allows us to extract the values of quantities  $b_{\text{sym}}$ ,  $e_c$  and  $X^*$  for a given mass number  $A$ . The dependency of the symmetry energy coefficient  $b_{\text{sym}}$  on the mass number  $A$  along the  $\beta$ -stability line shows the strong shell oscillations with the amplitude of about 15%. The curve  $X^*(A)$  has the non-monotonic (sawtooth) shape as a function of the mass number and achieves the local maxima nearby mass numbers 24, 48, 84, 133, and 208.

To make the shell oscillations in  $X^*(A)$  more transparent with respect to the well-known magic nucleon numbers, we have considered the value of  $\Delta\lambda$  at fixed neutron excess. As seen from Eq. (1), for the zero neutron excess the value of  $\Delta\lambda$  is not affected by the symmetry energy and completely determined by  $e_c$ . Using the available data with  $D = 0$  we have estimated

$$e_c = 0.207 A^{2/3} - 0.174 A^{1/3}. \quad (2)$$

The symmetry energy coefficient  $b_{\text{sym}}$  as a function of mass number and neutron excess is shown in

Figure. As seen from Figure, the surface of  $b_{\text{sym}}$  has canyon-like behavior. Considering the sections of the surface at fixed  $D$ , one can see that the width of such ‘‘canyon’’ depends on the value of the neutron excess. Canyons become thinner with increase of  $D$ . The walls of the canyons where  $b_{\text{sym}}$  changes sharply correspond to the proton and neutron shell closures. The value of  $A$  for the center of the canyon bottom does not depend on  $D$  and correspond to the double (proton-neutron) magic number.



Symmetry energy coefficient  $b_{\text{sym}}$  (in MeV) as a function of the neutron excess  $D$  and mass number  $A$ . Thick line corresponds to the value of  $b_{\text{sym}}$  along the  $\beta$ -stability line.

To check the above reasoning with the shape of  $\beta$ -stability line we consider the sequence of the nucleon magic numbers: 8, 20, 28, 50, 82, and 126. From this sequence, one should expect special behavior of  $X^*(A)$  nearby the following values of mass number  $A = N + Z$ : 28, 48, 78, 132 and 208. We note that mass numbers of local maxima in  $\beta$ -stability line does not exactly follow double magic numbers. Moreover, they demonstrate only nearly closed shells for neutrons and protons except  $A = 208$ . Nevertheless, one still can state that, at least approximately, there exists the correlation between the positions of maxima of the function  $X^*(A)$  and double magic mass numbers.

1. V.M. Kolomietz and A. I. Sanzhur, Phys. Rev. C **81**, 024324 (2010)



EFFECTS OF SELF-CONSISTENCY IN SEMICLASSICAL PAIRING THEORY

V. I. Abrosimov<sup>1</sup>, D. M. Brink<sup>2</sup>, A. Dellafiore<sup>3</sup>, F. Matera<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Oxford University, Oxford, United Kingdom

<sup>3</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Firenze, Firenze, Italy

Following [1] and [2], we use a semiclassical approximation to study the effects of pairing on the nuclear response. The semiclassical approximation is valid when  $k_F R \gg 1$ , a condition which is well satisfied in heavy nuclei ( $k_F$  is the Fermi wavenumber and  $R$  is the nuclear radius).

A kinetic equation valid for systems with pairing can be obtained by taking the Wigner transform of the time-dependent Hartree - Fock - Bogoliubov equations of motion in the density-matrix formulation and neglecting terms of order  $\hbar^2$ , or higher. This procedure leads to four coupled differential equations of motion for the functions  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ ,  $f(\mathbf{r}, -\mathbf{p}, t)$ ,  $\kappa(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ ,  $\Delta(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ . The single-particle distribution  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  is real, while the Wigner-transformed pairing tensor  $\kappa(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  and pairing field  $\Delta(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  are complex in a time-dependent situation. The functions  $\kappa(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  and  $\Delta(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  are related by a self-consistency relation that we consider in the form

$$g \int d\mathbf{p} \left( \frac{\kappa(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\Delta(\mathbf{r}, t)} + \frac{1}{p^2 / m} \right) = 1. \quad (1)$$

Here  $g$  is a parameter determining the strength of the pairing interaction. We have assumed that the  $\mathbf{p}$ -dependence of the dynamic pairing field can be neglected.

Since we are interested in the linear response of nuclei, we assume that our system at time  $t=0$  is acted upon by an external weak driving field. As a consequence of this external perturbation, the functions  $f$ ,  $\kappa$ ,  $\Delta$  at  $t>0$  will oscillate about their equilibrium values and the small-amplitude oscillations  $\delta f$ ,  $\delta \kappa$ ,  $\delta \Delta$  are the object of our study.

Thus, by considering small fluctuations of  $\kappa(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  and  $\Delta(\mathbf{r}, t)$  about their equilibrium values, from Eq. (1) we get

$$\int d\mathbf{r} \int d\mathbf{p} \left( \delta \kappa(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) - \kappa_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \frac{\delta \Delta(\mathbf{r}, t)}{\Delta_0(\mathbf{r})} \right) = 0, \quad (2)$$

where the equilibrium quantities  $\kappa_0(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  and  $\Delta_0(\mathbf{r}) = \Delta$  are real, while  $\delta \kappa$  and  $\delta \Delta$  are their complex fluctuations.

If we make the further reasonable assumption that

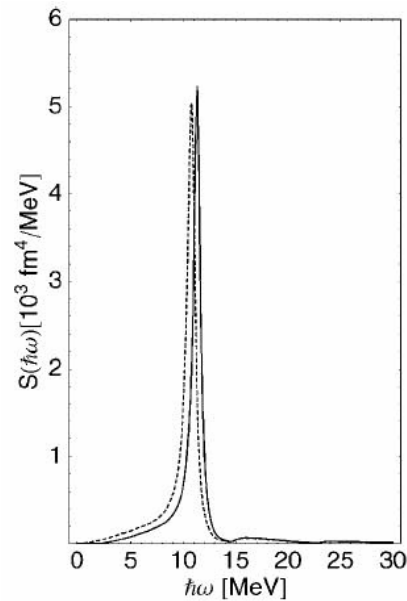
the fluctuations of the pairing field are proportional to the external driving field  $Q(\mathbf{r})$ ,

$$\delta \Delta^r(\mathbf{r}, t) = F^r(t)Q(\mathbf{r}), \quad \delta \Delta^i(\mathbf{r}, t) = F^i(t)Q(\mathbf{r}), \quad (3)$$

then in spherical nuclei, after taking the Fourier transform in time, we can find

$$F^r(\omega) = 0, \quad F^i(\omega) = \eta \frac{2\Delta}{i\omega}. \quad (4)$$

The solution (4) is of interest because, by using this solution, we can check that the fluctuations of the imaginary pairing field are essential to restore the particle-number symmetry and to give the correct value of the energy weighted sum rule (the same as in normal systems).



Quadrupole response function for  $A=208$  nucleons confined to a spherical cavity of radius  $R=1.2A^{1/3}$  fm. The full curve includes the effects of pairing, while the dashed curve is for a normal system.

We conclude this communication by showing the effects of pairing on the semiclassical quadrupole density response function. Figure gives an indication of the kind of effects that are to be expected in  $Pb$  isotopes.

1. M. Urban, P. Schuck, Phys. Rev. A **73**, 013621 (2006).
2. V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, and F. Matera, Nucl. Phys. **A800**, 1 (2008).

## THE OPTIMAL SHAPES OF ROTATING NUCLEI

F. A. Ivanyuk

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Following the idea of Strutinsky [1] the shapes of rotating nuclei are calculated in a model independent way. We consider a deformed rotating drop with a uniform mass and charge distribution. The potential energy for the given shape of the surface is given by

$$E_{LD} = E_{surf} + E_{Coul} + E_{rot}, \quad (1)$$

where  $E_{surf}$ ,  $E_{Coul}$  and  $E_{rot}$  are respectively the surface, Coulomb and rotational energies. The rotation energy is taken as the square of the angular momentum  $L$  divided by twice the rigid body moment of inertia  $J$ ,

$$E_{rot} = L^2 / 2J, \quad J = \frac{M}{V} \int r_{\perp}^2 dV, \quad (2)$$

where  $r_{\perp}$  is the distance of the volume element  $dV$  to the rotation axes.

We define the shape of rotating nuclei using Strutinsky's prescription for the so-called *optimal shapes* [1]. In the case of axial symmetry one can determine the shape of the liquid drop by rotating some profile function  $\rho(z)$  around the symmetry axes. Since the liquid drop energy  $E_{LD}$  is a functional of  $\rho(z)$  one can define  $\rho(z)$  by variation of  $E_{LD}$  with respect to  $\rho(z)$  under the constraint of fixed volume,

$$\frac{\delta}{\delta\rho} [E_{LD} - \lambda V] = 0. \quad (3)$$

The Eq. (3) can be solved in the same way as in the case of a nonrotating drop [2, 3]. By solving (3) one gets the class of profile functions  $\rho(z)$  (we call them optimal shapes) depending on one parameter  $y_{LD} = E_{rot}^{(sph)} / E_{surf}^{(sph)}$ . The deformation energy  $E_{LD} - E_{LD}^{(sph)}$  calculated with these optimal shapes is shown in Fig. 1.

The characteristic feature of this plot is the presence of the two branches of the deformation energy. The condition  $\delta[E_{LD} - \lambda V] / \delta\rho = 0$  is fulfilled both at the minimum and maximum of the energy. By solving Eq. (3) one gets the solutions which correspond both to minimum or maximum of the energy. The lower branch in Fig. 1 corresponds to the ground state configuration, and the upper branch corresponds to saddle point. The difference between upper and lower branches of the deformation energies is the barrier height at given  $y_{LD}$ . The maximal value  $y_{max}$  at the right end of the curves corresponds to vanishing fission barrier. In the left part of Fig. 2 the maximal value  $y_{max}$  is shown as a function of fissionity parameter  $x_{LD} = E_{Coul}^{(sph)} / 2E_{surf}^{(sph)}$ . As one could expect the  $y_{max}$  decreases with growing  $x_{LD}$  and turns into zero at  $x_{LD} = 1$ .

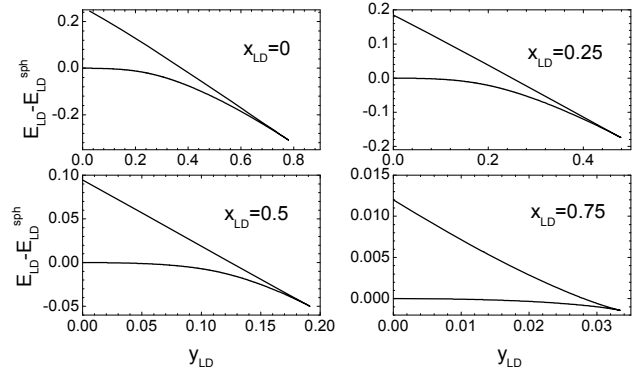


Fig. 1. The dependence of the energy  $E_{LD} - E_{LD}^{(sph)}$  on the rotation parameter  $y_{LD}$  for few values of fissionity parameter.

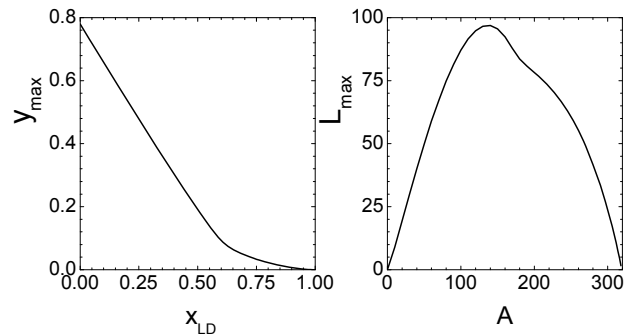


Fig. 2. Left: The dependence of the maximal value of rotational parameter  $y_{LD}$  on the fissionity parameter  $x_{LD}$ . Right: The angular momentum  $L_{max}$  at which the fission barrier vanishes as function of the mass number  $A$

The dependence  $y_{max}(x_{LD})$  can be converted into the dependence of the maximal angular momentum  $L_{max}$  on the mass number  $A$  along the beta stability line. The dependence  $L_{max}(A)$  is shown in the right part of Fig. 2. It looks very similar to the analogous quantity obtained in [4], Fig. 15.

Summarising, we conclude that Strutinsky's theory of optimal shapes offers a useful tool for investigation of potential energy surface in liquid-drop type models. The optimal shapes allow testing different shape parameterizations of the surface of fissioning and rotating nuclei. The account of axial asymmetry in the optimal-shape theory allows to study in details the Jacobi transitions and Poincare instabilities [5].

1. V.M. Strutinsky, N.Ya. Lyashchenko, and N.A. Popov, Nucl. Phys. **46**, 659 (1963).
2. F. Ivanyuk, Int. J. Mod. Phys. **E 18**, 130 (2009).
3. F. Ivanyuk and K. Pomorski, Phys. Rev. **C 79**, 054327 (2009).
4. S. Cohen, F. Plasil, and W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (N.Y.) **82**, 557 (1974).
5. J. Bartel, F. Ivanyuk, and K. Pomorski, Int. J. Mod. Phys. **E 19**, 601 (2010).

SEMICLASSICAL SHELL-STRUCTURE IN ROTATING FERMİ SYSTEMS

A. G. Magner<sup>1</sup>, A. S. Sitdikov<sup>2</sup>, A. A. Khamzin<sup>2</sup>, J. Bartel<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup>Kazan State Power-Engineering University, Kazan, Russia

<sup>3</sup>Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien, CNRS/IN2P3, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France

The collective moment of inertia (MI)  $\Theta_x$  is derived analytically within the cranking model for any rotation frequency  $\omega$  of the harmonic-oscillator (HO) potential well and at a finite temperature  $T$  for the rotation perpendicular to the symmetry axis  $z$ . Semi-classical shell-structure components of the collective MI  $\delta\Theta_x$  are obtained for any potential by using the periodic-orbit theory. We found semi-classically their relation to the free-energy shell cor-

rections  $\delta F$  through the shell-structure components of the rigid-body MI  $\delta\Theta^{rig}$  of the statistically equilibrium rotation in terms of short periodic orbits. Thus, one finds approximately  $\delta\Theta \propto \delta\Theta^{rig} \propto \delta F$ , as shown in Figs. 1 and 2 for the HO case.

Within the generalized cranking model, for the collective MI  $\Theta_x$ , we obtained the spherical limit  $\Theta_z$  for alignment of the individual angular momenta of particles along the symmetry axis  $z$ . It would be worth to apply general points of this semiclassical theory to the shell corrections of the MI for the spheroid cavity and for the inertia parameter of the low-lying collective excitations in nuclear dynamics involving magic nuclei.

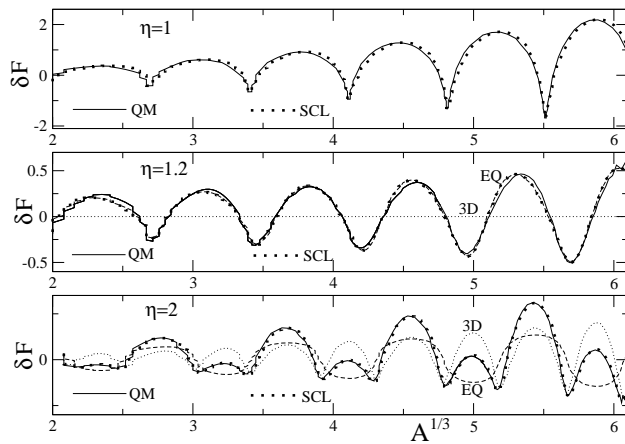


Fig. 1. Shell-structure free energy  $\delta F$  (in HO units  $\hbar\omega_0$ ) as function of the particle number variable  $A^{1/3}$  for the critical deformations  $\eta = \omega_{\perp} / \omega_z = 1, 1.2, 2$  at a temperature of  $T = 0.1\hbar\omega_0$ ; QM (solid) is the quantum and SCL (dots) the semiclassical calculations.

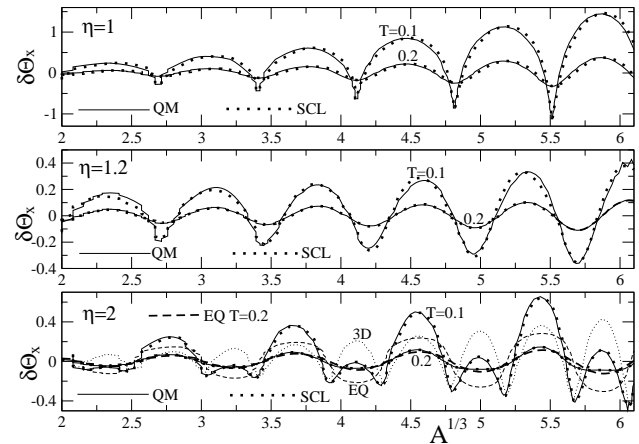


Fig. 2. Moment of inertia shell correction  $\delta\Theta_x$  (in units  $\hbar / \omega_0$ ) for the perpendicular rotation as function of the particle number,  $A^{1/3}$ , at temperatures  $T = 0.1$  and  $0.2 \hbar\omega_0$ ; QM (solid) is the quantum and SCL (dots) the semiclassical calculations; the thin dotted line shows the contribution of 3D orbits, the thin dashed line the contribution of EQ orbits for a temperature  $T = 0.1$  and broad dashed line the one of EQ orbits for  $T = 0.2\hbar\omega_0$ .

The shell effects in the MI  $\Theta_x$  exponentially disappear with increasing temperature  $T$ . As seen from Figs. 1 and 2, for the case of the HO potential one observes a perfect agreement of the semiclassical and quantum shell-structure components of the free energy  $\delta F$  and the MI  $\delta\Theta_x$  for several critical bifurcation deformations  $\eta$  and several temperatures.

The shell effects in the MI  $\Theta_x$  exponentially disappear with increasing temperature  $T$ . As seen from Figs. 1 and 2, for the case of the HO potential one observes a perfect agreement of the semiclassical and quantum shell-structure components of the free energy  $\delta F$  and the MI  $\delta\Theta_x$  for several critical bifurcation deformations  $\eta$  and several temperatures.

1. A.G. Magner, A.S. Sitdikov, A.A. Khamzin *et al.*, Nucl. Phys. At. Energy, **10**, 239 (2009).
2. A.G. Magner, A.M. Gzhebinsky, A.S. Sitdikov *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **19**, 735 (2010).
3. A.G. Magner, A.S. Sitdikov, A.A. Khamzin, and J. Bartel, Phys. Rev. C, **81**, 064302 (2010).
4. A.G. Magner, A.S. Sitdikov, A.A. Khamzin *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **73**, 1398 (2010).

SHELL STRUCTURE AND ORBIT BIFURCATIONS IN FINITE FERMION SYSTEMS

A. G. Magner<sup>1</sup>, I. S. Yatsyshyn<sup>1</sup>, K. Arita<sup>2</sup>, M. Brack<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Department of Physics, Nagoya Institute of Technology, Nagoya, Japan

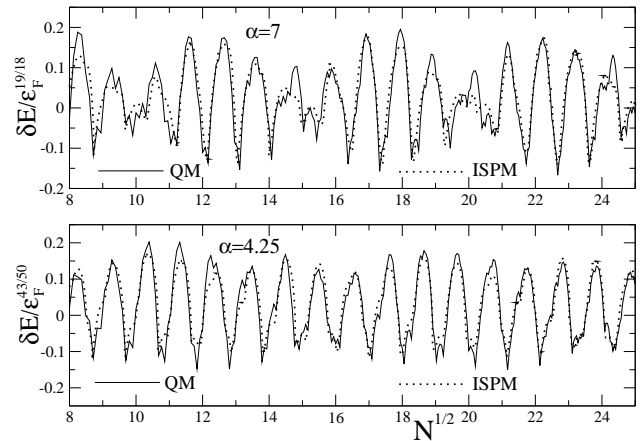
<sup>3</sup> Institute for Theoretical Physics, University of Regensburg, Regensburg, Germany

A semiclassical theory is presented which supports the treatment of orbit bifurcations and allows studying their role in shell structure. We first give a short overview of semi-classical trace formulae, which connect the shell oscillations of a quantum system with a sum over periodic orbits of the corresponding classical system within the so called periodic orbit theory.

We then deal with a case study in which the gross features of a typical double-humped nuclear fission barrier, including the effects of mass asymmetry, can be understood semiclassically in terms of the shortest periodic orbits of a cavity model with realistic deformations relevant for nuclear fission. We have studied the quantum-mechanical shell-correction energy as function of particle number and elongation deformation parameter (for zero neck and asymmetry parameters). The lines of constant actions of the leading orbits, which follow the valleys of minimal energy, show the dominating influence of the shortest triangle orbit lying in meridional planes containing the symmetry axis at small deformations. The simplest diameter and triangle orbits lying in the equatorial plane, and orbits in parallel planes bifurcating from them, are dominating the shell structure at larger deformations and in the super-deformation region, respectively. The Fourier transform of the quantum level density shows peaks at lengths corresponding to the dominating periodic orbits. The bifurcating orbit peaks are a quantum evidence of the physical relevance of bifurcations and their importance for understanding the nuclear gross-shell structure which leads, e.g., to the existence of the fission isomer in <sup>240</sup>Pu at the elongation deformation  $c = 1.4$ .

Next we investigate shell structures in a spheroidal cavity model which is integrable and allows for far-going analytical computation. We show, in particular, that period-doubling bifurcations in this model are closely connected to the existence of the so-called "super-deformed" energy minimum which corresponds to the fission isomer of actinide nuclei.

Finally, we present a general class of radial power-law potentials  $V(r) \propto r^\alpha$  which approximate well the shape of a Woods - Saxon potential in the bound region for large enough  $\alpha$ , and give analytical trace formulae for it. Various limits (including the harmonic oscillator and the spherical box potentials) are discussed. In Figure, for the example in two dimensions, we show a nice agreement of the semiclassical and quantum-mechanical shell-correction energies  $\delta E$  as functions of the particle number  $N^{1/2}$  for the two critical bifurcation values  $\alpha = 7$  and  $4.25$ . These values are noteworthy because the triangular and star like orbits there appear through bifurcations of the once and twice repeated circular orbits, respectively.



Shell-correction energy  $\delta E$  vs. particle number parameter,  $N^{1/2}$ , at  $\alpha=7$  and  $4.25$  in units of  $\epsilon^q$  where  $q = 3(\alpha-2)/2(\alpha+2)$ ; QM (solid line) is the quantum result using the shell-correction method; ISPM (dotted line) is the semi-classical result using the improved stationary-phase method.

1. A.G. Magner, I.S. Yatsyshyn, K. Arita, and M. Brack, *LNL-preprint - arXiv: 1012.0832 [nucl-th], 2010; Ibid. Submitted to Phys. Atom. Nucl.*

THE INTERNAL EXCITATION OF THE GAS OF INDEPENDENT PARTICLES  
IN A TIME DEPENDENT POTENTIAL

J. P. Blocki<sup>1</sup>, A. G. Magner<sup>2</sup>, I. S. Yatsyshyn<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Andrzej Soltan Institute for Nuclear Studies, Otwock-Swierk, Poland

<sup>2</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

The order-to-chaos transition in the dynamics of independent classical and quantum gas of particles was studied by means of the computer simulations within the nuclear model based on the time-dependent mean-field approach. The excitation of the classical gas for containers whose surfaces,  $R(\theta, t) = R_0[1 + \alpha_n(t)P_n(\cos\theta) + \alpha_1(t)P_1(\cos\theta)]\lambda^{-1}(t)$ , are rippled according to Legendre polynomials  $P_n$  is followed for twenty periods of oscillations. Here  $\lambda(t)$  is a normalization factor ensuring volume conservation and  $\alpha_1(t)$  stands for keeping a fixed position of the center of mass for odd multipolarities  $n$  of vibrations.  $R_0$  is the radius of the equivalent sphere and  $\alpha_n(t) = \alpha_{st} + \alpha_n^0 \cos(\omega t)$  where  $\alpha_{st}$  is the static deformation and  $\alpha_n^0 = \alpha \sqrt{(2n+1)/5}$  is the vibration amplitude.

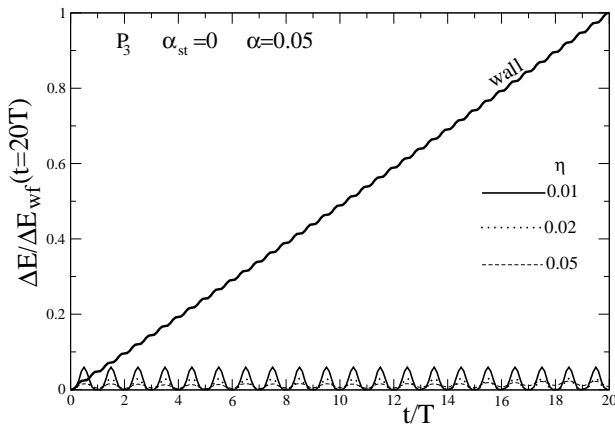


Fig. 1. The classical  $P_3$  dynamical simulations in units of the wall formula value  $\Delta E(t=20T)$  of the excitation energy  $\Delta E$  as functions of the time  $t$  in units of the time period  $T$  for vibrations around the spherical equilibrium shape  $\alpha_{st} = 0$  with a small amplitude  $\alpha = 0.05$  and adiabaticity parameter values  $\eta = \alpha\omega R_0 / v_F = 0.01, 0.02$  and  $0.05$ ,  $v_F$  is the Fermi velocity.

For different vibration frequencies  $\omega$  of a small amplitude  $\alpha$  of such a container near the spherical equilibrium shape we obtained for the classical gas much smaller excitation energies  $\Delta E$  than those predicted by the wall formula (WF) [1], see Fig. 1 for the octupole  $P_3$  case. With increasing equilib-

rium deformation they become significantly larger for  $P_2$ , and especially for  $P_3$  vibration they are close to the WF limit, see Fig. 2. It can be understood through the Poincare sections [2].

Notable shell effects were found in the excitation energies of a quantum gas in the Woods - Saxon potential with the relatively sharp (diffuseness equal to 0.1 fm, depth 200 MeV, radius  $R_0 = 6.62$  fm) moving surfaces for a small slow vibrations. For example, we obtained a difference in the order of the magnitude of  $\Delta E$  for the neutron number  $N = 130$  (minimum of the shell-correction energies  $\delta E(N)$ ) to  $N = 150$  (maximum of  $\delta E(N)$ ) for small slow  $P_2$  and  $P_3$  vibrations, also in changing the deformation of the equilibrium  $\alpha_{st} = 0.05 - 0.35$ . Quantum dissipative energies  $\Delta E$  for many oscillation periods  $t/T$  were found much smaller than the WF prediction.

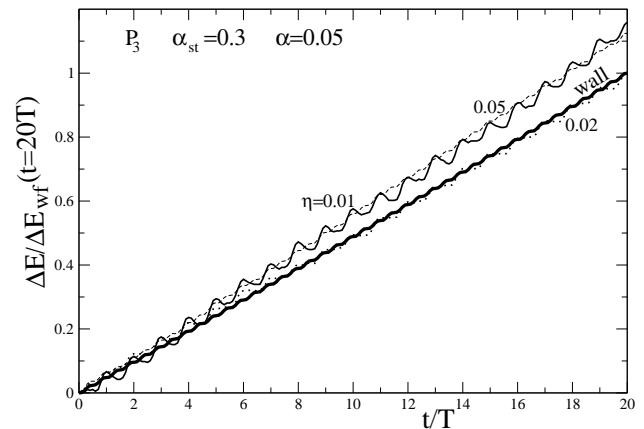


Fig. 2. The same for vibrations near the deformed equilibrium shape  $\alpha_{st} = 0.3$ .

Our classical and quantum results can be helpful for understanding the one-body dissipation at slow and faster collective dynamics with different shapes like in nuclear fission and heavy-ion collisions.

1. J. Blocki, Y. Boneh, J.R. Nix, J. Randrup, M. Robel, A.J. Sierk, W.J. Swiatecki, Ann. Phys., **113**, 330 (1978).
2. J.P. Blocki, A.G. Magner, and I.S. Yatsyshyn, Nucl. Phys. At. Energy, **11**, 239 (2010).

FUSION OF DEFORMED NUCLEI:  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 

V. Yu. Denisov, N. A. Pilipenko

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

Fusion reaction  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  is very important for astrophysics, because this reaction is related to carbon burning in stars, nucleosynthesis of  $^{20}\text{Ne}$  and  $^{23}\text{Na}$ , carbon flashes on accreting neutron stars, pycnonuclear reaction in white dwarfs and etc. Due to astrophysical importance this reaction has been measured many times around and well-below barrier by various experimental groups during 40 years.

The cross section of fusion reaction  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  has been discussed in the framework of various approximations extensively, but the shape of  $^{12}\text{C}$  ground state is considered to be spherical. The ground state shape of  $^{12}\text{C}$  is well-deformed, the values of quadrupole and hexadecapole deformation parameters are, respectively,  $\beta_2 = -0.40 \pm 0.02$  and  $\beta_4 = 0.16 \pm 0.03$ .

We evaluate the fusion cross section of  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  in the framework of simple barrier-penetration approach, which takes into account quadrupole and hexadecapole deformations of  $^{12}\text{C}$  ground state and various mutual orientations of colliding deformed nuclei occurred during fusion reaction[1, 2]. Unfortunately we cannot describe the molecular resonances observed for reaction  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  in this framework. We discuss energy dependence of the S-factor or fusion cross section, related to off-resonances energies and evaluate the effect induced by deformation of  $^{12}\text{C}$  ground state.

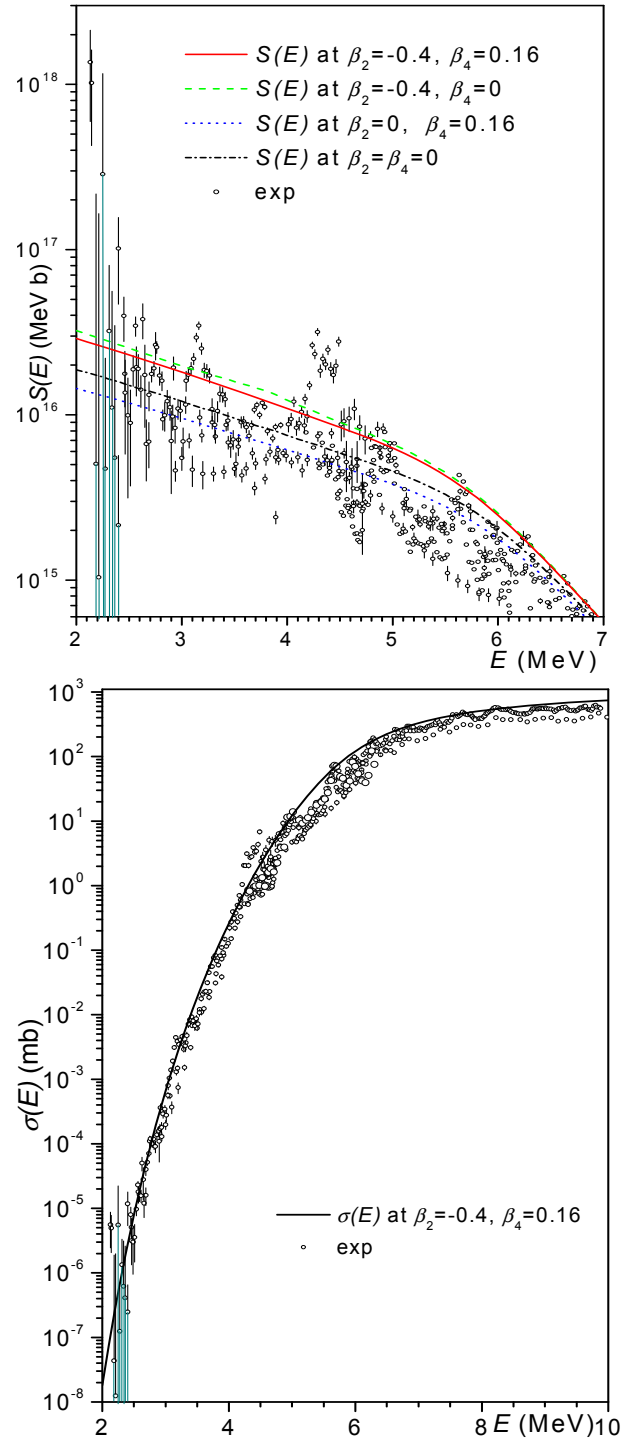
Using equations obtained in Refs. [1, 2] we evaluate the fusion cross section  $\sigma(E)$  values for reaction  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  (Figure). The S-factor is proportional to the cross section of the reaction

$$S(E) = E \exp(2\pi\eta(E)) \sigma(E), \quad (1)$$

where  $\eta(E) = Z_1 Z_2 e^2 \sqrt{\mu} / (\hbar \sqrt{2E})$  - the Sommerfeld parameter.

For elucidation the deformation effect and the role of quadrupole and/or hexadecapole deformations on the fusion cross section and S-factor values we present the results obtained by using various approximations for ground state shape of  $^{12}\text{C}$ . The deformation effects are clearly observed for the S-factor values at sub-barrier collision energies.

Accounting of surface deformation of  $^{12}\text{C}$  is important for accurate evaluation of the S-factor for very low collision energies. The most adequate description of the fusion cross section values for reaction  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  at sub-barrier energies should be done in the framework of approach, which takes into account both the quadrupole and hexadecapole deformations of colliding.



The fusion cross section and S-factor values for reaction  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ .

1. V. Yu. Denisov and N.A. Pilipenko, Phys. Rev. C **76**, 014602 (2007).
2. V. Yu. Denisov and N.A. Pilipenko, Phys. of Atomic Nuclei, **73**, 1152(2010).

## THE ALPHA-DECAYS OF THE SUPERHEAVY NUCLEI

V. Yu. Denisov, A. A. Khudenko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The synthesis of superheavy elements (SHEs) is a very interesting problem and hot topic in nuclear physics. SHEs have short lifetimes and the SHE production cross sections in various reactions are extremely low; therefore it is very difficult to study various properties of SHEs. Many experimental groups in various institutes study various peculiarities of SHEs. To produce SHEs in experiments, there are two reaction types: a hot fusion and a cold fusion. Compound nuclei formed in fusion reactions are in the highly excited states. An excited compound nucleus is cooling down during neutron emission and coming to the ground state. From the ground state of the new SHE the alpha-particles can be emitted. These  $\alpha$ -transitions can proceed between the ground state of a formed SHE and both the ground and the excited states of the daughter nucleus. A SHE can decay by fission, too. Both processes confirm the formation of the SHE in the experiments. Therefore, it is very important to estimate the half-lives of such SHEs to design experiments.

The  $\alpha$ -decay half-lives of SHEs were calculated (in the framework of the UMADAC [1] and sets of the empirical relations [2]) between the ground states of even-even isotopes since there are no experimental and almost no theoretical data for the spins and parities of the corresponding nuclei. To calculate the  $Q_\alpha$ -values, different approximations to atomic masses were used.

Firstly, the  $\alpha$ -decay half-lives between ground states in even-even SHEs evaluated in the framework of three approaches (UMADAC [1], empirical relations for total range of nuclei (ERTR) [2], and empirical relations for heavy range of nuclei (ERHR) [2]), were compared with available experimental data (see Table).

Further, the fusion reactions between different natural isotopes were considered and the corresponding  $\alpha$ -decay half-life values of the produced nuclei, as well as the nuclei of their  $\alpha$ -decay chains were calculated [3].

**The comparison of the experimental  $\alpha$ -decay half-lives with UMADAC model calculations and different forms of the empirical relations.**

A	Z	$Q_\alpha$ , MeB	$T_{1/2}^{\text{exp}}$	$T_{1/2}^{\text{UMADAC}}$	$T_{1/2}^{\text{ERTR}}$	$T_{1/2}^{\text{ERHR}}$
256	104	8,9995	0.304 s	1,56 s	1,01 s	1,16 s
258	104	9,2995	92 ms $\pm$ 15,3	0,18 s	0,11 s	0,14 s
260	104	8,9505	1 s $\pm$ 0.035	2,21 s	1,19 s	1,40 s
264	108	10,8525	0.081 ms	0.42 ms	0,18 ms	0,27 ms
266	108	10,3925	2.3 ms	5,93 ms	2,32 ms	3,37 ms
270	108	9,0725	22 s	32,50 s	11,94 s	15,55 s
270	110	11,2880	0,1 ms + 0,14 - 0,04	0.16 ms	0,06 ms	0,10 ms
284	112	9,2910	9.8 s	314,54 s	48,18 s	71,22 s
286	114	10,3870	0,26 s + 0,04 - 0,02	1,02 s	0,14 s	0,25 s
288	114	10,1370	0,8 s + 0,27 - 0,16	4,48 s	0,66 s	1,10 s
290	116	11,0590	7,1 ms + 3,2 - 1,7	47,56 ms	10,49 ms	19,69 ms
292	116	10,8586	0.018 s $\pm$ 0,016	0.24 s	0,03 s	0,06 s
294	118	11,8701	0,89 ms + 1,07 - 0,31	3,43 ms	0,45 ms	0,94 ms

1. V.Yu. Denisov and A.A. Khudenko, At. Data Nucl. Data Tables **95**, 815 (2009).
2. V.Yu. Denisov and A.A. Khudenko, Phys. Rev. C **79**, 054614(2009); Phys. Rev. C **82**, 059901(E) (2010).
3. V.Yu. Denisov and A.A. Khudenko, Phys. Rev. C **81**, 034613 (2010); Phys. Rev. C **82**, 059903(E) (2010).

**EFFECT OF THE PAULI EXCLUSION PRINCIPLE ON THE POTENTIAL OF  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  AND  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  NUCLEUS-NUCLEUS INTERACTION**
**V. Yu. Denisov, V. A. Nesterov**
*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

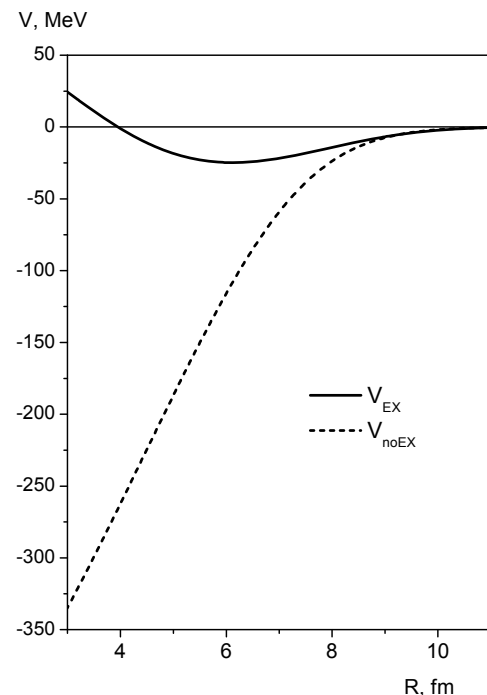
The dependence of the potentials of nucleus–nucleus interaction for  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  systems on taking into account the antisymmetrization of nucleons and the contribution of the nucleon kinetic energy to the potential is studied within approaches based on the energy-density functional, double-folding model, and the two-center shell model [1]. It is shown that the contribution of the nucleon kinetic energy in colliding nuclei leads to the appearance of a significant core at short distances between the nuclei involved [1].

In order to determine the nucleus–nucleus interaction, it is highly desirable to employ the most precise methods that have been developed for describing the energy of nucleus-nucleus interaction, the properties of nuclei, and the properties of nuclear matter. Some of these methods will also be used in the present study pursuing the goal of clarifying the dependence of the nucleus-nucleus potential on the effect of the Pauli principle in the set of nucleons of colliding nuclei and the effect of taking into account the kinetic energy of these nucleons on the nucleus-nucleus potential. In particular, we apply the approach of the energy-density functional (namely, the extended Thomas - Fermi method [2]) and the two-center shell model [3], as well as the double-folding method [4, 5], see also [1].

Thus, we have considered various approaches to constructing nucleus-nucleus potentials, paying particular attention to the contributions of the internal kinetic energy of nucleons and their antisymmetrization to the nucleus-nucleus potential. Comparing the potentials obtained within different approaches, we have to conclude that, both the antisymmetrization of nucleons and their internal kinetic energy should be taken into account at evaluation a realistic potential of nucleus-nucleus interaction (Figure).

Although the interaction potential for the  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  systems are evaluated most precisely on the basis of the two-center shell model, the application of this method to heavier nuclear systems would involve numerical difficulties. In this connection, we would like to note a realistic behavior of the potential obtained in the extended Thomas - Fermi approximation or the potential obtained by the double-folding method with accounting the kinetic-energy contribu-

tion. In order to describe reaction cross sections with the aid of these potentials, it is necessary to introduce the dependence of the nucleon-density distribution on the energy of colliding nuclei.



Interaction potentials of two  $^{40}\text{Ca}$  nuclei within the framework of two–center shell model without taking into account antisymmetrization ( $V_{\text{noEX}}$ ) and with full antisymmetrization ( $V_{\text{EX}}$ ) of nucleons.

We can conclude that the exact accounting of a Pauli principle radically changes the behavior of nucleus-nucleus interaction Potential, evaluated without nucleon kinetic energy contribution, is strongly attractive.

1. V.Yu. Denisov and V.A. Nesterov, Phys. At. Nucl. **73**, 1142 (2010), to be published.
2. M. Brack and R. K. Bhaduri, *Semiclassical Physics* (Addison-Wesley, 1997).
3. D.L. Brink and F. Stancu, Nucl. Phys. A **243**, 175 (1975).
4. Dao T. Khoa, W. von Oertzen, and H. G. Bohlen, Phys. Rev. C **49**, 1652 (1994)
5. Dao T. Khoa and W. von Oertzen, Phys. Lett. B **304**, 8 (1993).



ELASTIC SCATTERING OF  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  AND NUCLEUS-NUCLEUS POTENTIAL WITH REPULSIVE CORE

O. I. Davidovskaya, V. Yu. Denisov

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

Nucleus-nucleus potential has core induced by intrinsic kinetic energy of nucleons in colliding nuclei [1]. We propose two different phenomenological parameterizations (type A and type B) for nuclear part of potential with the repulsive core at small distances [1]. Elastic scattering of  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  at energies 124, 145, 250, 350, 480 MeV [2] are analyzed in the framework of the optical model with these repulsive core nucleus-nucleus potentials. The calculations of elastic scattering cross section are done with and without core in the potential.

Fig. 1 shows the data [2] and the optical model fits obtained for 124 MeV and 145 MeV energies. The near-side/far-side decomposition of the amplitude of elastic scattering is also presented. It is shown that the cross-section as well as both the near- and far-side cross-section components on backward angles are strongly enhanced by the repulsive core.

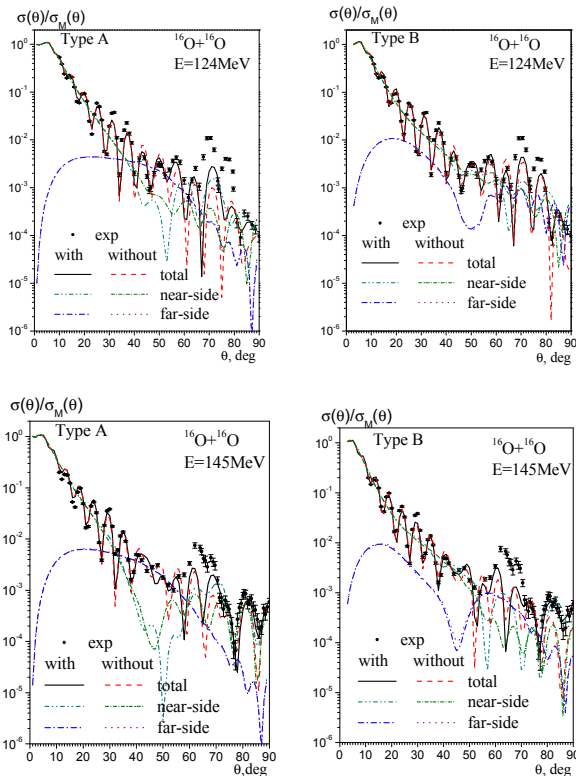


Fig. 1. Elastic-scattering data and optical model calculations for core-repulsion and coreless potentials. The cross-sections for total and near-side/far-side decomposition of the elastic  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  scattering amplitude evaluated with and without repulsive core in the potential.

The repulsive core of  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  potentials at various collision energies are compared with the proximity [3]

and semi-microscopic [4] potentials in Fig. 2. We see that the repulsive core is taken place at distances  $R \approx 4 \div 5$  fm for type A potential and  $R \approx 2 \div 3.5$  for type B potential. Note that core of the nucleus-nucleus potential at similar distances is also observed in both macroscopic proximity potential and semi-microscopic potential.

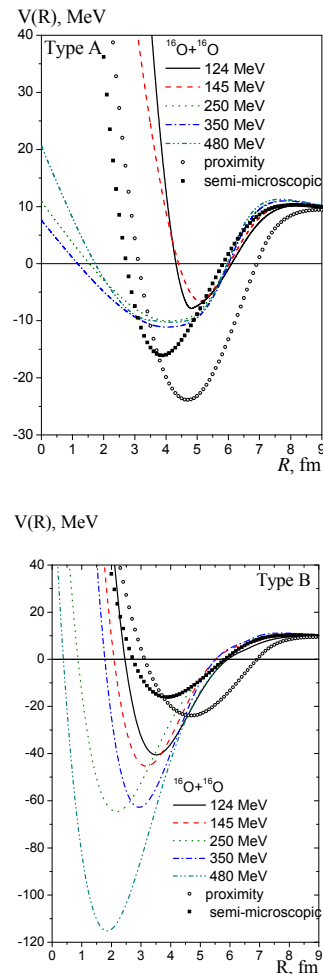


Fig. 2. The core-repulsion potential evaluated for the elastic  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  scattering. For reference the proximity [3] and semi-microscopic [4] potentials are presented also.

1. О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов та В.О. Нестеров, Яд. фізика та атомна енергетика. **11**, 25 (2010); **11**, 33 (2010).
2. T. Khoa Dao, W. von Oertzen, H.G. Bohlen and F. Nuoffer, Nucl. Phys. **A672**, 387 (2000).
3. J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki and C.F. Tang, Ann. Phys. (N.Y.) **105**, 427 (1977).
4. V.Yu. Denisov, Phys. Lett. B **526**, 315 (2002).

**РОЗВАЛ ДЕЙТРОНА ПРИ НАДБАР'ЄРНИХ ЕНЕРГІЯХ  
З ВИХОДОМ ПРОДУКТІВ РЕАКЦІЇ ПІД МАЛИМИ КУТАМИ**

**О. В. Бабак, К. О. Теренецький, В. П. Вербицький, О. Д. Григоренко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

При експериментальному дослідженні реакції розвалу дейтрона при надбар'єрних енергіях 56, 140 і 270 MeV при розсіянні на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  [1, 2] було виявлено специфічну поведінку перерізів при спостереженні вилітаючих частинок під малими кутами. Теоретичні моделі з урахуванням лише кулонівської взаємодії недостатньо описують такі реакції [3].

Метою даної роботи є врахування як кулонівської, так і ядерної взаємодії на реакцію розвалу дейтрона при розсіянні на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  при енергіях 56 MeV у рамках методу деформованих хвиль.

Амплітуда реакції розвалу дейтрона в методі деформованих хвиль (post-DWBA наближення) має вигляд

$$T_{post} = \langle \chi_p^{(-)}(\vec{K}_p, \vec{R}) \chi_n^{(-)}(\vec{K}_n, \vec{R}) | \chi_d^{(+)}(\vec{K}_d, \vec{R}) \rangle D_0, \quad (1)$$

де  $\chi_p^{(-)}$ ,  $\chi_n^{(-)}$ ,  $\chi_d^{(+)}$  - деформовані хвильові функції протона, нейтрона і дейтрона,  $D_0 = \int d\vec{r} V_{np}(r) \phi_0(r)$  - форм-фактор дейтрона.

Для врахування ядерної взаємодії продуктів реакції з ядром-мішенню хвильові функції протона, нейтрона і дейтрона розраховувались із застосуванням оптичних потенціалів стандартної форми.

Хвильові функції у формулі (1) розкладалися в ряд по парціальних хвилях, що дозволяє звести вираз (1) до суми радіальних інтегралів за трьома індексами.

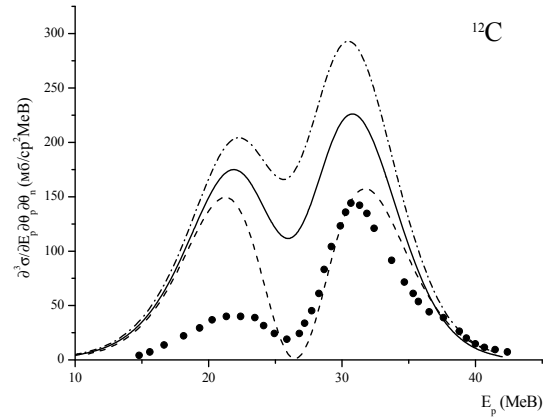
Оскільки переріз реакції дуже чутливий до кутового розподілу продуктів розвалу, було зроблено усереднення по кутах детекторів.

Для розрахунку використовувались параметри оптичного потенціалу [2, 4, 5]. Кутові розміри нейтронного детектора  $0,88 \text{ мср}^2$  (круг), протонного –  $75 \times 75 \text{ мрад}$  (прямокутник) [1].

Як можна бачити на рисунку переріз розвалу дейтрона з урахуванням ядерної взаємодії перевищує за абсолютною величиною експериментальні дані майже в два рази. Розрахунок кулонівського розвалу, без ядерної взаємодії, значно

краще описує абсолютну величину перерізу, майже точно описує в області енергій  $E_p > E_n$ , але в області  $E_p < E_n$  також перевищує експериментальні дані в два-три рази.

Можливою причиною розбіжності розрахунків з експериментом є те, що за даних умов про-



Переріз розвалу дейтрона за енергії 56 MeV на ядрах  $^{12}\text{C}$ . Штриховою лінією показано розрахунок чисто кулонівського розвалу. Суцільною і штрих-пунктирною лінією показано розрахунки з різними наборами оптичних потенціалів A і B.

тон і нейтрон вилітають під малими кутами з малою відносною кінетичною енергією, і суттєвим внеском може бути рекомбінація продуктів розвалу дейтрона. Також під сумнівом є коректність застосування оптичних потенціалів дейтронів, отриманих з експериментів по пружному розсіянню, для реакції розвалу.

1. H. Okamura, S. Hatori, N. Matsuoka *et al.*, Phys. Lett. B **325**, 308 (1994).
2. H. Okamura, S. Ishida *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 58 (1998).
3. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, ЖЭТФ **18** (1948).
4. N. Matsuoka *et al.*, Nucl. Phys. A**455**, 413 (1986).
5. B.A. Watson, P.P. Singh, and R.E. Segel, Phys. Rev. **182**, 977 (1969).

**ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ПРОТОНІВ  
З ЕНЕРГІЄЮ 800 MeV ЯДРАМИ  $^{24}\text{Mg}$**

**В. П. Михайлюк**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Аналіз поведінки поляризаційних характеристик пружного розсіяння частинок ядрами являється важливим інструментом, який дозволяє оцінити можливий розподіл нуклонів в ядрах, що розглядаються. В області енергій порядку 1 GeV для аналізу таких процесів найбільш широко й ефективно використовується теорія багатократного дифракційного розсіяння (ТБДР).

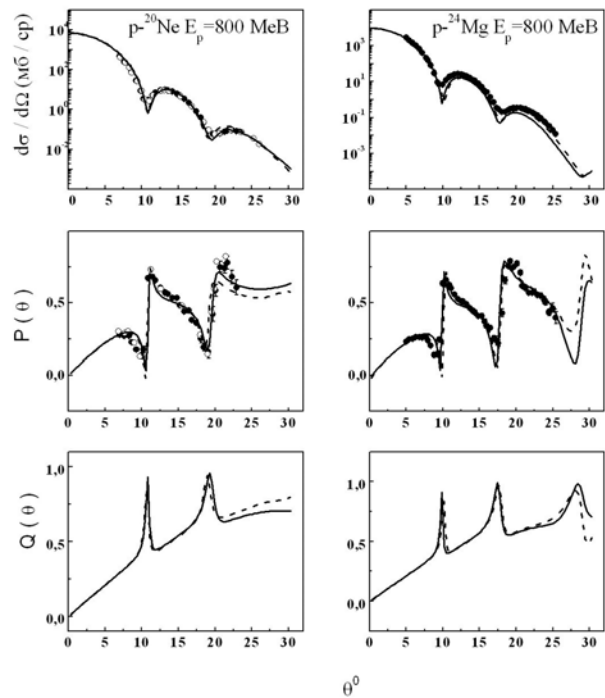
Добре відомо, що в легких і середніх ядрах нуклони мають тенденцію до утворення кластерних структур. Тому в даній роботі ядро  $^{24}\text{Mg}$  вивчалось на основі  $\alpha$ -кластерної моделі з дисперсією [1]. При розрахунках було враховано як кластерні ступені свободи цього ядра в цілому, так і  $\alpha$ -кластерну структуру остова.

Ядро  $^{24}\text{Mg}$  розглядалось таким, що складається з деформованого остова (ядро  $^{16}\text{O}$ ) і двох  $\alpha$ -кластерів, що утворюють гантель, яка з найбільшою ймовірністю здійснює осциляції *поблизу центра мас остова* або *поза* ним. Такий підхід відповідає молекулоподібному наближенню [2].

За допомогою  $\alpha$ -кластерної моделі з дисперсією і ТБДР було розраховано диференціальні перерізи, поляризації та функції повороту спіну для пружного розсіяння протонів з енергією 800 MeV ядрами  $^{24}\text{Mg}$  [3]. Результати проведених розрахунків наведено на рисунку, на якому також наведено результати розрахунків тих самих величин, що спостерігаються у пружному розсіянні протонів ядрами  $^{20}\text{Ne}$  [1]. Зазначимо, що в даному підході параметри густини ядра  $^{24}\text{Mg}$  було отримано із співставлення поведінки розрахованих і вимірних зарядових формфакторів цього ядра [4].

З рисунка видно, що розраховані величини, що спостерігаються у пружному розсіянні протонів ядрами  $^{24}\text{Mg}$ , узгоджуються з наявними експериментальними даними. При цьому поведінка величин, розрахованих у цих двох підходах, мало відрізняється. Тому зробити остаточний висновок

щодо превалювання тієї чи іншої конфігурації в ядрах  $^{20}\text{Ne}$  та  $^{24}\text{Mg}$  в рамках даного підходу не представляється можливим. Дане питання потребує додаткових досліджень.



Диференціальні перерізи, поляризації та функції повороту спіну для пружного розсіяння протонів ядрами  $^{20}\text{Ne}$  та  $^{24}\text{Mg}$  при енергії 800 MeV

1. Ю.А.Бережной и В.П. Михайлюк, ЭЧАЯ **39**, Вып. 2, 437 (2008).
2. Y. Fujiwara, H. Horiuchi, K. Ikeda *et al.*, Prog. Theor. Phys. Suppl. **68**, 29 (1980).
3. Yu.A. Berezhnoy, V.P. Mikhailiuk, and V.V. Pili-penko, Int. J. Mod. Phys. E **19**, 243 (2010).
4. Yu.A. Berezhnoy, V.P. Mikhailiuk, and V.V. Pili-penko, Eur. Phys. J. A **39**, 125 (2009).

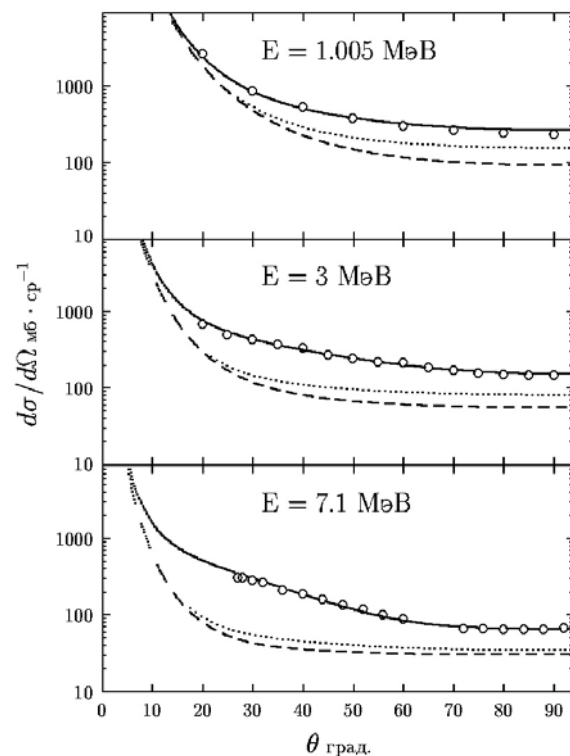
## АНАЛИЗ ПО МЕТОДУ РЕЗОНИРУЮЩИХ ГРУПП РАССЕЙЯНИЯ В СИСТЕМЕ ${}^2\text{H} + {}^2\text{H}$ ПРИ ЭНЕРГИИ 1 - 7 МэВ

Ю. Е. Козырь

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Проблемы, возникающие при описании расчетом МРГ упругого рассеяния легких ядер, обычно пытаются преодолеть путем максимального расширения структурного базиса задачи, считая свойства фрагментов канала неизменными в процессе взаимодействия. Учитывая довольно ограниченные результаты такого подхода, представляется разумным исследовать возможное влияние изменения свойств взаимодействующих ядер на расчетные результаты МРГ. В настоящей работе в рамках стандартного формализма МРГ рассмотрено влияние изменения значений параметров кластерных волновых функций на дифференциальные сечения упругого рассеяния дейтронов при энергии 1 – 7,1 МэВ. Выполненные для этого случая расчеты [1], последовательно учитывающие влияние наиболее вероятных конкурирующих каналов реакции, не улучшили радикально результаты одноканальных расчетов, выполненных в 70-е годы прошлого века. С учетом этого за основу взята одноканальная схема со стандартной конструкцией пространственной части волновой функции дейтрона [2], обеспечивающей практически точное значение энергии связи и среднеквадратичного радиуса. При всех значениях энергии рассчитанные  $d\sigma/d\Omega$  идут заметно ниже экспериментальных данных (точечная линия на рисунке). Сходный результат давал и расчет с волновой функцией  ${}^2\text{H}$  из одного гауссиана, которая обеспечивала только правильные значения среднеквадратичного радиуса (штриховая линия рисунка). В этом случае влияние взаимодействия фрагментов канала на их структуру сводится к изменению значения  $b = \sqrt{\hbar/m\omega}$  – единственного параметра волновой функции  ${}^2\text{H}$ . Попытки улучшить расчетный результат путем введения скачкообразной зависимости  $b$  от межкластерного расстояния  $r$  в рамках подхода [3, 4] здесь были малоэффективны – даже большие изменения  $b$  в широком диапазоне положений точки скачка  $r_x$  ( $1 \leq r_x \leq 15$  фм) мало меняли расчетные  $d\sigma/d\Omega$ . В то же время небольшие изменения  $b$  сильно увеличивают внутреннюю энергию  ${}^2\text{H}$ . За счет этого энергия относительного движения фрагментов канала уменьшается, что существенно меняет расчетные  $d\sigma/d\Omega$ . В итоге влияние структурных изменений кластеров  ${}^2\text{H}$  для рассмотренного интервала энергии приближенно сводится к уменьшению энергии их относительного движения в области интенсивного

взаимодействия. При этом зависимость  $E(r)$  может иметь практически любой разумный вид. Для каждого значения энергии были выполнены расчеты с различной аппроксимацией зависимости  $E(r)$ : от скачка в точке  $r_x$  к некоторому значению  $E + \Delta$  ( $\Delta \leq 0$ ) до гладкой кривой третьего порядка, соединяющей значение  $E$  в точке  $r_x$  со значением  $E + \Delta$  в области  $r \leq r_i$ . При оптимальном подборе параметров каждой аппроксимации расчетные  $d\sigma/d\Omega$  отличаются мало, тем не менее последний вариант давал лучшие результаты, представленные на рисунке сплошной линией. Порядок оптимальных значений параметров аппроксимации иллюстрирует их набор для  $E = 3$  МэВ:  $r_x = 8$  фм,  $r_i = 3$  фм,  $\Delta = -0,2$  МэВ.



Дифференциальные сечения упругого рассеяния  ${}^2\text{H}(d, d){}^2\text{H}$ . Энергия в системе центра масс указана в поле каждой части рисунка. Смысл линий объясняется в тексте. Точки – эксперимент

1. Н. Kanada, Т. Kaneko, and Y.C. Tang, Phys. Rev. C **34**, 22 (1993).
2. К. Вильдермут и Я. Тан, *Единая теория ядра*, (Мир, М., 1980).
3. Ю.Е. Козырь, Изв. РАН. Сер. физ. **69**, 737 (2005).
4. Yu.E. Kozyr, in *Abstr. of the Int. Conf. NPAE-Kyiv2010* (Kyiv, 2010), p. 48.

**ИОНИЗАЦИЯ АТОМА ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНА  
С К-ЭЛЕКТРОНОМ ПРИ  $\beta^+$ -РАСПАДЕ**

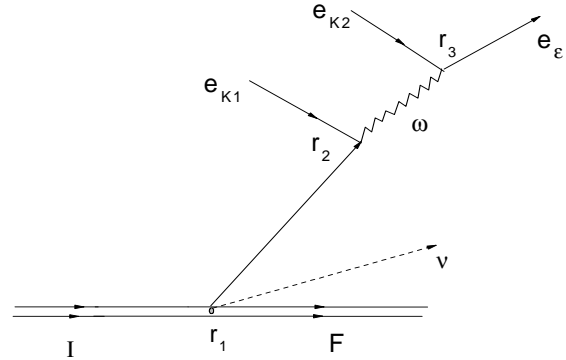
**С. Н. Федоткин**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

При падении пучка позитронов на атом кроме обычной однофотонной аннигиляции возможны безрадиационные процессы, когда происходит ионизация атомной оболочки или возбуждение ядра. Аналогичные процессы имеют место и при  $\beta^+$ -распаде. В этом случае может происходить возбуждение дочернего ядра или атомной оболочки при аннигиляции испущенного в процессе  $\beta^+$ -распада позитрона с одним из электронов дочернего атома. Возбуждение дочернего ядра  $^{45}\text{Sc}$  при аннигиляции позитрона, испущенного при  $\beta^+$ -распаде ядра  $^{45}\text{Ti}$ , с одним из электронов дочернего атома исследовался экспериментально [1]. Теоретический расчет вероятности этого процесса дает величину на два порядка меньше экспериментального значения. В связи с этим, а также для получения более цельной картины, представляет интерес исследование процесса ионизации атомной оболочки при аннигиляции позитрона, испущенного при  $\beta^+$ -распаде, с электроном дочернего атома.

Диаграмма Фейнмана, соответствующая процессу аннигиляции позитрона, испущенного при  $\beta^+$ -распаде с электроном дочернего атома с передачей части энергии другому атомному электрону, изображена на рисунке. Исследован наиболее вероятный случай, когда аннигиляция позитрона происходит с К-электроном, а выделенная при этом энергия передается другому К-электрону. Здесь  $I$  и  $F$  - начальное и конечное состояния ядра;  $e_{K_1}$  и  $e_{K_2}$  - электроны К-оболочки атома;  $\nu$  - нейтрино;  $\omega$  - энергия, передаваемая в результате аннигиляции позитрона и  $K_1$ -электрона другому электрону К-оболочки  $K_2$ ;  $e_\varepsilon$  - электрон, вылетающий в непрерывный спектр с энергией  $\varepsilon$ . Получено следующее выражение для вероятности  $W_{\beta^+K}$  аннигиляции испущенного при  $\beta^+$ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании из атомной оболочки второго К-электрона [2]:

$$W_{\beta^+K} = \frac{4\alpha^2 (Z m \alpha)^6}{\pi^3} |M_{FI}^\beta|^2 I_{\beta^+K}, \quad (1)$$



Диаграмма, описывающая аннигиляцию испущенного в процессе  $\beta^+$ -распада позитрона с К-электроном  $K_1$  с передачей энергии  $\omega$  другому электрону  $K_2$ .

где  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры;  $Z$  - заряд ядра;  $m$  - масса электрона;  $M_{FI}^\beta$  - ядерный матричный элемент  $\beta^+$ -распада, а  $I_{\beta^+K}$  - интеграл по энергиям вылетевшего электрона, определенный в работе [2]. В случае  $\beta^+$ -распада ядра  $^{45}\text{Ti}$  получена следующая оценка для числа случаев аннигиляции позитрона с К-электроном с выбиванием другого К-электрона на один акт  $\beta^+$ -распада

$$\frac{W_{\beta^+K}}{W_{\beta^+}} \approx 4 \cdot 10^{-6}. \quad (2)$$

Это отношение приблизительно на три порядка больше числа случаев возбуждения дочернего ядра  $^{45}\text{Sc}$  при аннигиляции позитрона с К-электроном на один акт  $\beta^+$ -распада ядра  $^{45}\text{Ti}$ .

1. Г.П. Борозенец, И.Н. Вишневский и В.А. Желтоножский, Ядер. физ. **43**, 14 (1983).
2. С.Н. Федоткин, Ядерна фізика та енергетика, **11**, 233 (2010).

BETA-DECAY  $^{107}\text{Cd} \rightarrow ^{107}\text{Ag}$ 

 A. A. Kurteva<sup>1</sup>, V. E. Mitroshin<sup>2</sup>
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv

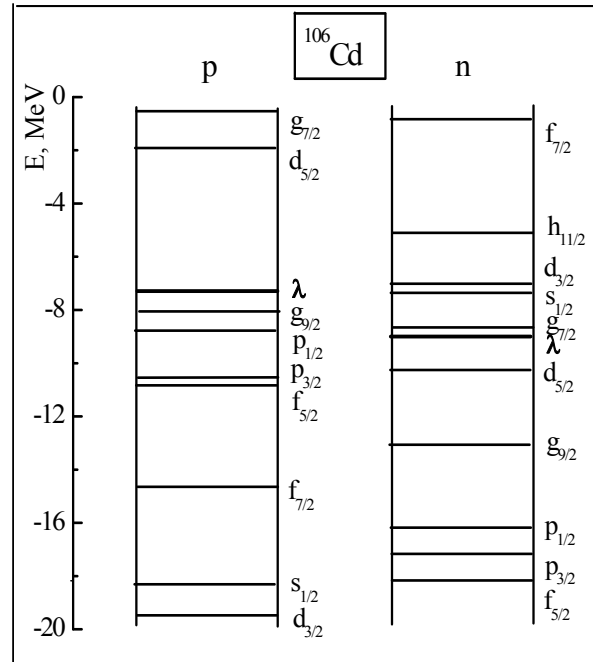
The probabilities of  $\beta$  transitions are very sensitive to the structure of states and help to identify them. These are proportional to the squares of the reduced matrix elements of the weak-interaction Hamiltonian. The form of the wave functions upon which the matrix elements are calculated depends on the model chosen for the calculations. The better the model describing the entire set of spectroscopic information on certain nucleus, the more realistic the wave functions.

In our approach many-phonon (up to ten phonons) configurations of main band of even-even core that can contribute to the formation of the structure of low-lying states of odd nuclei, as well as the vacuum fluctuations of quasiparticles were considered. The expression for the reduced probabilities of V-type  $\beta$  transitions obtained in [1] is used to describe the  $^{107}\text{Cd} \rightarrow ^{107}\text{Ag}$   $\beta$  decay. In works of other authors only the contribution of one-phonon configurations to the wave functions were considered in calculating the probabilities of  $\beta$  transitions and not considered the influence of vacuum fluctuations of quasiparticles on the renormalization of the reduced matrix elements of the weak-interaction Hamiltonian.

The energies, spectroscopic factors, magnetic dipole and electric quadrupole moments of the ground and excited states of  $^{107}\text{Ag}$ , as well as reduced probabilities of electromagnetic transitions between them and reduced probabilities of beta-transitions from ground state of  $^{107}\text{Cd}$  to excited states of  $^{107}\text{Ag}$  have been calculated in the framework of dynamic collective model [2] and compared with experimental data. Results of the calculations are in a good agreement with experimental data.

For the low-lying states we distinguish two bands in  $^{107}\text{Ag}$ , formed by coupling of one-quasiparticle  $1/2^-_1$  and  $9/2^+_1$  states with collective states of the main band of the even-even core.  $7/2^+_1$  state is one-phonon excitation on one-quasiparticle  $9/2^+_1$  state, or the so-called "j-1"-anomaly.

In this work the  $\beta$  decay of  $^{107}\text{Cd}$  is considered. Its lifetime is 6.5 h and decay energy  $Q = 1417$  keV. Figure shows the part of the one-particle scheme of  $^{106}\text{Cd}$ . It is used the basis from 15 one-particle (neutron and proton) states. The main state of  $^{107}\text{Cd}$  is one-quasiparticle neutron state in which the main contribution gives the one-particle neutron state  $d_{5/2}$ .


 Part of the one-particle scheme of  $^{106}\text{Cd}$ .

But  $\beta^+$ -decay occurs, because the proton chemical potential lies about 1.5 MeV higher, than neutron chemical potential (this difference correlate with  $Q$ ). The proton  $g_{9/2}$  decays and excites collective states in daughter nucleus.

The  $\beta$  transition to the  $7/2^+_1$  state, formed by coupling of one-quasiparticle  $9/2^+_1$  state with  $2^+_1$  state of the even-even core, occurs with maximum intensity (99.7 %) and probability. The calculated value of  $\lg ft = 4.9$  ( $t$  - is the partial half-life) is in a good agreement with experimental  $\lg ft = 4.9$ . The account of collective degrees of freedom and vacuum fluctuations of quasiparticles increases the probability of  $\beta$  transition to this state almost by two orders.

1. I.N. Vishnevskii, A.A. Kurteva, V.E. Mitroshin *et al.*, Physics of Atomic Nuclei. **57**, 15 (1994).
2. A.A. Kurteva and V.E. Mitroshin, in *Proc. of the 3-rd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"*, Kyiv, 7-12 June, 2010 (Kyiv, 2011), p. 304.

BETA-DECAY  $^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$

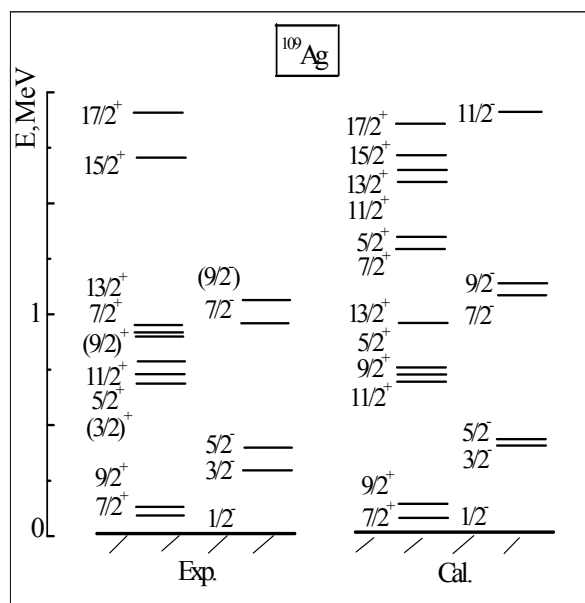
A. A. Kurteva<sup>1</sup>, V. E. Mitroshin<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv  
<sup>2</sup> V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv

The energies, spectroscopic factors, magnetic dipole and electric quadrupole moments of the ground and excited states of  $^{109}\text{Ag}$ , as well as reduced probabilities of electromagnetic transitions between them and reduced probabilities of beta-transitions from ground state of  $^{109}\text{Cd}$  to excited states of  $^{109}\text{Ag}$  have been calculated in the framework of dynamic collective model [1] and compared with experimental data.

Figure shows the part of the scheme of  $^{109}\text{Ag}$  levels. For the low-lying states we distinguish two bands in this isotope, formed by coupling of one-quasiparticle  $1/2^-_1$  and  $9/2^+_1$  states with collective states of the main band of the even-even core.  $7/2^+_1$  state is one-phonon excitation on one-quasiparticle  $9/2^+_1$  state, or the so-called "j-1"-anomaly. There are no state  $(3/2)^+$  in multiplet  $[g_{9/2} \otimes 2^+]_1$ .

The comparison of calculated and experimental spectroscopic characteristics of  $^{109}\text{Ag}$  is presented in Tables 1 and 2. We use all experimental data presented in Evaluated Nuclear Structure Data File.



Part of the scheme of  $^{109}\text{Ag}$  levels.

Table 1. The comparison of calculated and experimental energies, magnetic dipole and electric quadrupole moments and calculated spectroscopic factors of the ground and excited states of  $^{109}\text{Ag}$

$E_{\text{exp}}$ , keV	$E_{\text{cal}}$ , keV	$I^\pi$	$\mu$ , n.m. exp.	$\mu$ , n. m. cal.	Q, b exp.	Q, b cal.	$S^+$ , cal.	$S^-$ , cal.
0	0	$1/2^-$	-0.13(01)	-0.09	-	0	0.32	0.79
88.0	76	$7/2^+$	4.400(6)	4.75	1.02(12)	0.52	0.03	0.03
311.4	416	$3/2^-$	0.99(15)	1.6	-0.7(1)	-0.47	0.14	0.28
415.2	449	$5/2^-$	0.90(13)	0.6	-0.3(1)	-0.67	0.03	0.22

Table 2. The comparison of calculated and experimental reduced probabilities of electromagnetic transitions of  $^{109}\text{Ag}$

$E$ , exp.	$E \gamma$ , exp.	$I_i$	$I_f$	B(M1), W.u. exp.	B(M1), W.u. cal.	B(E2), W.u. exp.	B(E2), W.u. cal.
132.7	44.7	$9/2^+$	$7/2^+$	0.008(4)	0.039	30(3)	22.78
311.4	311.4	$3/2^-$	$1/2^-$	0.117(15)	0.13	40(4)	34.95
415.2	103.9	$5/2^-$	$3/2^-$	0.043(7)	0.0011	5(11)	10.57
	415.2	$5/2^-$	$1/2^-$	-	-	41(6)	36.2

The main state of  $^{109}\text{Cd}$  is one-quasiparticle neutron state in which the main contribution gives the one-particle neutron state  $d_{5/2}$ . The  $\beta$  transition to the  $7/2^+_1$  state of  $^{109}\text{Ag}$ , formed by coupling of one-quasiparticle  $9/2^+_1$  state with  $2^+_1$  state of the even-

even core, occurs with intensity 100 %. The calculated value of  $\lg ft = 5.97$  is in a good agreement with experimental  $\lg ft = 6.0$ .

1. A.A. Kurteva and V.E. Mitroshin, submitted to Izvestiya RAN. Ser. Fiz.

## БЕТА-РАСПАД НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

А. А. Куртева<sup>1</sup>, В. Е. Митрошин<sup>2</sup><sup>1</sup> *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*<sup>2</sup> *Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Харьков*

Бета-переходы на коллективные состояния ядер в различных моделях (одночастичной оболочечной, деформированного атомного ядра, неаксиального деформированного ядра) в течение длительного времени рассматривались как одночастичные, а рассчитанные вероятности некоторых интенсивных бета-переходов отличались от экспериментальных более чем на два порядка.

В рамках квазичастично-фононной модели [1] были получены приведенные матричные элементы гамильтониана слабого взаимодействия для некоторых частных случаев бета-переходов на одноквазичастичные, двухквазичастичные и однофононные состояния, а в рамках микроскопической квазичастично-фононной модели – на одноквазичастичные и квазичастично-фононные состояния. После учета парных корреляций сверхпроводящего типа и однофононных состояний при описании бета-распада ядер не было достигнуто хорошего согласия с экспериментом. Рассчитанные вероятности для некоторых интенсивных бета-переходов отличались от экспериментальных на полтора порядка.

В ядрах, отличных от магических, не бывает чистых одноквазичастичных и однофононных состояний. Вклад в структуру состояний, на которые происходят бета-переходы, могут давать многофононные компоненты волновой функции, особенно при больших энергиях распада. Поэтому приведенные матричные элементы гамильтониана слабого взаимодействия, через которые выражаются приведенные вероятности бета-переходов, необходимо брать по волновым функциям, наиболее близким к реальным.

На основе динамической коллективной модели нами создан метод вычисления приведенных вероятностей бета-переходов на возбужденные состояния нечетных ядер с учетом квазичастичных и многофононных (до 10 фононов) состояний, эффектов некоммутативности квазичастичных и коллективных мод и вакуумных флуктуаций квазичастиц [3].

С помощью этого метода описан бета-распад более 30 нечетных изотопов, получено хорошее согласие с экспериментальными данными: для бета-переходов с интенсивностью  $>1\%$  рассчитанные значения  $\lg ft$  ( $t$  – парциальный период

полураспада) отличаются от экспериментальных не более чем на 0.2.

Приводим некоторые общие выводы проведенных исследований.

1. Энергия бета-распада коррелирует с разностью нейтронного и протонного химпотенциалов материнского ядра.

2. Показано, что при распаде нечетной частицы наблюдаются такие закономерности. Если в нейтронном и протонном одночастичных состояниях ядра вблизи поверхности Ферми есть подоболочки с одинаковыми орбитальными моментами, то с максимальной интенсивностью и вероятностью бета-переход идет на одноквазичастичное состояние, основной вклад в которое дает такая подоболочка. Учет коллективных степеней свободы меняет вероятность такого перехода менее чем на порядок. Для переходов на остальные состояния вклад коллективных степеней свободы в вероятности бета-переходов часто достигает двух порядков. Если подоболочек с одинаковыми  $l$  нет, а энергия распада мала, то бета-распад сильно заторможен.

3. При распаде частицы из пары родившийся нуклон связывается с нечетным нуклоном материнского ядра, бета-переходы с максимальной интенсивностью и вероятностью идут на состояния, образованные связью нечетного нуклона дочернего ядра с коллективными модами остова. При малых энергиях бета-распада вклад коллективных степеней свободы в вероятности бета-переходов превышает один порядок, а при больших энергиях распада может достигать четырех порядков.

4. Приведенные вероятности бета-переходов на некоторые возбужденные состояния при бета-распаде  $^{127}\text{Xe} \rightarrow ^{127}\text{I}$ ,  $^{131}\text{Cs} \rightarrow ^{131}\text{Xe}$ ,  $^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$  в наших расчетах описаны на полтора порядка лучше, чем в микроскопической квазичастично-фононной модели [2].

1. V.A. Kuzmin and V.G. Soloviev, Nucl. Phys. **A486**, 118 (1988).
2. J. Toivanen and J. Suhonen, Phys. Rev. C **57**, 1237 (1998).
3. И.Н. Вишневский, А.А. Куртева, В.Е. Митрошин и др., ЯФ **57**, 17 (1994).



BREMSSTRAHLUNG EMISSION OF HIGH ENERGY ACCOMPANYING SPONTANEOUS FISSION OF THE  $^{252}\text{Cf}$  NUCLEUS

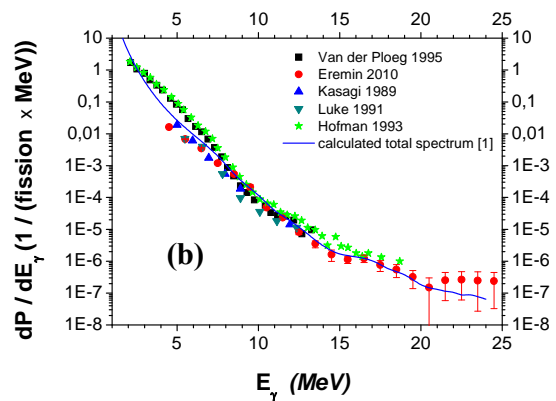
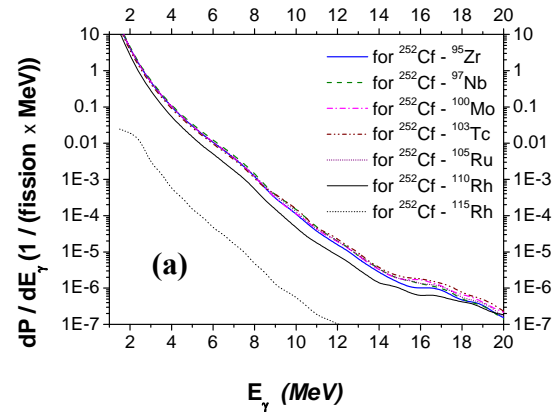
S. P. Maydanyuk, V. S. Olkhovsky

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The study of emission of the bremsstrahlung photons which accompany the spontaneous fission of heavy nuclei opens to us independent and rich possibilities in understanding this process. The main interest to this task is related with the obtaining new additional information about dynamics of the fission. In order to do this, we have constructed fully quantum model, which allows studying the bremsstrahlung photon emission accompanying fragments produced in the spontaneous fission of heavy nuclei [1, 2].

This model is constructed on the basis of the spherical wave approximation applying for the description of photon wave function. We applied our model to the spontaneous fission of the  $^{252}\text{Cf}$  nucleus, checked it and calculations by experimental data [3 - 7] for the fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Our results on the total bremsstrahlung spectrum probability calculated up to about  $E_\gamma = 60$  MeV of photon emission accompanying the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$  were in good agreement with the experimental data of Eremin et al. [7] given up to about  $E_\gamma = 38$  MeV, whereas in the  $E_\gamma = 20 - 38$  MeV energy range the data of van der Ploeg et al. [3] differed on average by a factor of 10 in comparison with our results and the data of Ref. [7] (see Figure).

We analyzed the photon spectra for light, medium, and heavy fragments produced in the  $^{252}\text{Cf}$  fission and we observed the connection between the yield of the bremsstrahlung spectrum due to each fragment, the related  $Q$ -value, and the effective charge  $Z_{\text{eff}}$ , which determine the wave functions of the fissioning system and the bremsstrahlung emission probability. To obtain these wave functions, we used the interaction potential between the emitted fragment and residual (daughter) nucleus calculated by a standard folding approach. One of the main problems was the calculation of the radial integrals that form the matrix elements of emission. We performed a new procedure which allows us to essentially increase the accuracy of wave-function calculation in far asymptotic regions. Such a new procedure has provided the possibility to study for the first time the bremsstrahlung photon emission in the fission problem in the fully quantum approach and to calculate the  $\gamma$ -spectrum probability up to  $E_\gamma = 60$  MeV for the  $^{252}\text{Cf}$  spontaneous fission.



Calculation of bremsstrahlung photon emission probabilities caused by heavy fragments included in mass region  $A = 95-115$  during the spontaneous fission of the  $^{252}\text{Cf}$  nucleus (solid line is for  $^{95}\text{Zr}$ , dashed line for  $^{97}\text{Nb}$ , dash-dotted line for  $^{100}\text{Mo}$ , dashed double-dotted line for  $^{103}\text{Tc}$ , short dotted line for  $^{105}\text{Ru}$ , thin solid line for  $^{110}\text{Rh}$ , dotted line for  $^{115}\text{Rh}$ ) (a). Total bremsstrahlung photon probability in the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ : calculation of the spectrum (solid line) by averaging contributions of fragments; sets of experimental data given by squares [3], triangles [4], diamonds [5], stars [6], and circles [7] (b).

1. S.P. Maydanyuk, V.S. Olkhovsky *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 014602 (2010).
2. S.P. Maydanyuk, V.S. Olkhovsky *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **19** (5 - 6), 1 (2010).
3. H. van der Ploeg *et al.*, Phys. Rev. C **52**, 1915 (1995).
4. J. Kasagi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. Spl. **58**, 620 (1989).
5. S.J. Luke *et al.*, Phys. Rev. C **44**, 1548 (1991).
6. D.J. Hofman *et al.*, Phys. Rev. C **47**, 1103 (1993).
7. N.V. Eremin *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **19**, 1183 (2010).

NEW MANIFESTATIONS OF THE TIME RESONANCES (OR EXPLOSIONS)  
IN HIGT-ENERGY NUCLEAR REACTIONS

V. S. Olkhovsky, M. E. Dolinska, S. A. Omelchenko

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

The theoretic origin of the earlier revealed phenomena “time resonances (explosions)” rises either from the strict self-consistent time analysis of the final compound nuclei or clots at the range of the very dense strongly overlapped *energy resonances*. Relative to [1], the evolution of the compound-nucleus surviving (at an instant  $t$  during the life and decay after its formation) can be described by the following function

$$L^c(t) = 1 - \int_0^t dt I(t), \quad (1)$$

where the emission probability, as it was shown in [1], will be

$$I(t) = (\tau_n/2\pi) \frac{1}{(t-t_n)^2 + \tau_n^2/4}. \quad (2)$$

From relations (1) and (2) one can deduce the strongly non-exponential form of  $I(t)$  and  $L^c(t)$ , like scetched in Fig. 1.

The phenomenon of the resonance shape in the time dependence of the emission probability  $L^c(t)$  was defined in ref. [1] by “time resonance (or explosion)”.

In Fig. 2 the new inclusive energy spectra  $\sigma_{inc,k}(E_k)$ , calculated by us, in arbitrary units and in semi-logarithmic scale, are presented in comparison with the experimental data taken from from Ref. [2] (where  $\theta$  is the detected angle of the  $k$ -fragment emission).

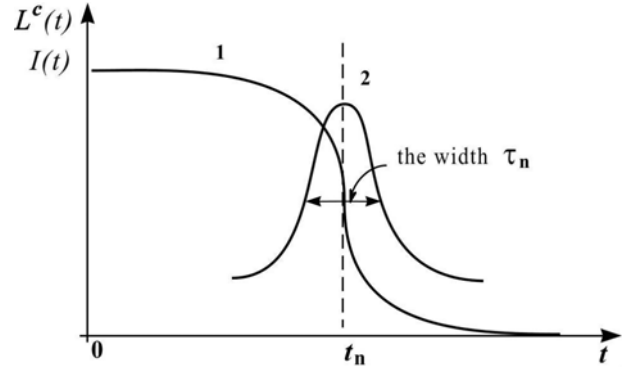


Fig. 1.  $L^c(t)$  (curve 1) and  $I(t)$  (curve 2).

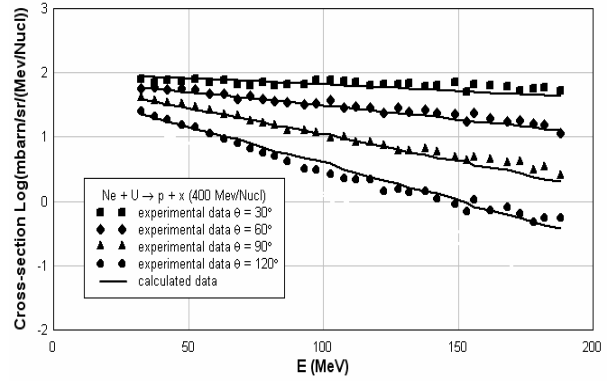


Fig. 2. Inclusive energy spectrum of  $^{20}\text{Ne} + U \rightarrow p$ , of 400 MeV/nucleon, taken from Ref. [2].

1. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska and S.A. Omelchenko, Central Europ. J. Phys., **4**, 1 (2006).
2. J. Gosset, J.I. Kapusta, G.D. Westfall *et al.*, Phys. Rev. C **18** 844 (1978).

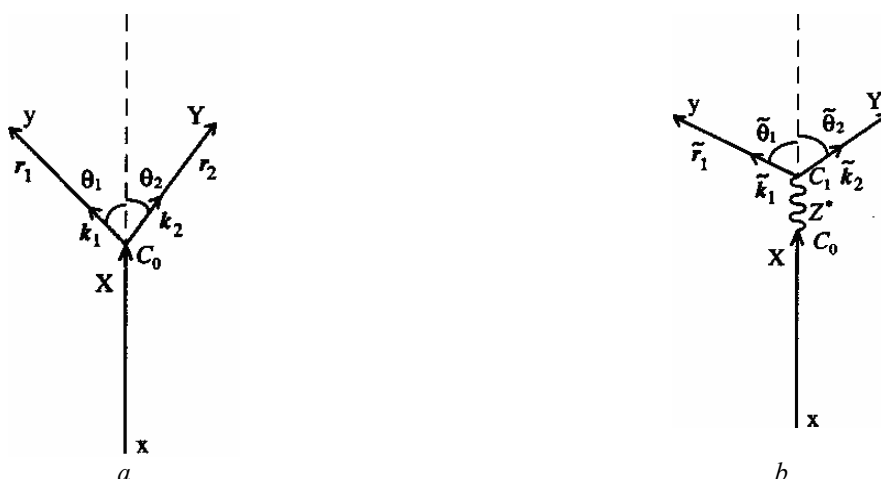
**ON THE MODIFICATION OF THE TRANSFORMATIONS BETWEEN THE CENTER-OF-MASS SYSTEM TO THE LABORATORY SYSTEM FOR COLLISIONS WITH TWO MECHANISMS – THE PROMPT (DIRECT OR POTENTIAL) AND THE DELAYED COMPOUND-RESONANCE COLLISION**

**V. S. Olkhovsky, M. E. Dolinska, S. A. Omelchenko**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

During long time (from 1981 till 2006), for instance, in [1 - 6] there was revealed and published for various examples a paradox of the phenomenon of the appearing of the time advance instead of the time delay at the region of a compound-nucleus resonance, distorted by the non-resonant background (in the center-of-mass ( $C$ -) system). This phenomenon was usually connected with the presence of a minimum in the cross section, or a zero, besides the resonance pole of the scattering amplitude, near a positive kinetic-energy semi-axis in the lower unphysical half-plane of the Riemann surface of the complex values of energy. Here such paradox is solved by thorough analysis in the laboratory ( $L$ -) system. It is found that the

standard formulas of passing from the laboratory system to the center-of-mass system are not valid in the presence of two mechanisms of collisions – a prompt (direct or potential) process, when the center of mass is practically not shifted during the collision, and a delayed process, when the long-living decaying compound nucleus is moving in the  $L$ -system. In Figure these two processes in the  $L$ -system are pictorially presented (they represent the prompt (direct) and the delayed compound-resonance mechanisms of the emitting  $y$  particle and  $Y$  nucleus, respectively). The both mechanisms are macroscopically kinematically indistinguishable but they are microscopically different processes.



Moreover, the revealed in 1994 additional change of the amplitude phase in the  $C \rightarrow L$  transformations is now concordant with the solving of the paradox of the phenomenon of the delay  $\rightarrow$  advance, and the time delays of amplitudes for potential scattering and for isolate compound-resonances have to be calculated separately, as well as the distance of the motion of the decaying compound system from the collision point till the final decay in the  $L$ -system. The obtained analytical transformations of the cross section from the  $C$ -system to the  $L$ -system are illustrated in [7, 8] by the calculations of energy dependences of cross sections for several examples of nucleon elastic scattering by nuclei  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  and  $^{64}\text{Ni}$  at the range of distorted resonances in the  $L$ -system.

1. S. Bosanac, Phys. Rev. A **24**, 777 (1981).
2. V.S. Olkhovsky and N.L. Doroshko, Europhys. Lett. **18**, 483 (1992).
3. A. D'Arrigo, N.L. Doroshko, N.V. Eremin *et al.*, Nucl. Phys. **A549**, 375 (1992).
4. A. D'Arrigo, N.L. Doroshko, N.V. Eremin *et al.*, Nucl. Phys. **A564**, 217 (1993).
5. N.G. Kelkar, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **29**, No. 2, L1 (2003).
6. N.G. Kelkar, K.P. Khemchandani, and B.K. Jain, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **32**, No. 3, L19 (2006).
7. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko, and M.V. Romanyuk, Int. J. Mod. Phys. E **19**, Is. 5 - 6, 1212 (2009).
8. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, and S.A. Omelchenko, in *Book of Abstracts of the 3-rd Int. Conf. NPAE-Kyiv2010, Kyiv, June 07 - 12, 2010* (Kyiv, Ukraine, 2010), p. 53.

SPECTRA AND ELLIPTIC FLOWS IN A + A COLLISIONS

M. S. Borysova<sup>1</sup>, Yu. O. Karpenko<sup>2</sup>, Yu. M. Sinyukov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> M. M. Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

One of the experimental observables that is sensitive to the properties (such as degree of thermalisation, equation of state) of the matter created in A+A collisions is the azimuthal momentum distribution of particles in the plane perpendicular to the beam direction. In non-central collisions the geometrical overlap region and therefore the initial matter distribution is anisotropic (almond shaped). If the matter is interacting, this spatial asymmetry is converted via multiple collisions into anisotropic momentum distribution. The second momentum  $v_2$  of the final hadron azimuthal momentum distribution is called elliptic flow; it is a response of the dense system to the initial conditions and therefore sensitive to the early and hot, strongly interacting phase of the evolution.

At RHIC a large value of elliptic flow has been observed and was one of the key experimental discoveries [1 - 4].

The calculation of spectra and elliptic flows was done in the frameworks of the hydrokinetic approach (HKM - Hydro-Kinetic Model) [5, 6]. The following Bjorken-type initial conditions at  $\tau_0 = 0.5$  fm/c for HKM calculations were assumed: initial longitudinal flow  $v_L = z/t$  without transverse expansion, boost-invariance of the system in the longitudinal direction and Glauber-like initial energy density profile in transverse plane.

The results of spectra calculations for central collisions are presented at Fig. 1 and elliptic flow for the impact parameter  $b = 10$  fm with the measured by STAR collaboration  $v_2$  for  $b = 9.0 \pm 0.5$  (30 - 40 %) and  $b = 10.2 \pm 0.5$  (40 - 50 %) [3] - at Fig. 2. The calculations within two-dimensional ideal hydrodynamics have shown good agreement of the spectra with STAR experimental data while the elliptic flow poorly goes with the measured data.

As for outlook:

The calculated spectra and elliptic flows were compared to those measured by STAR collaboration in Au-Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. To describe simultaneously the absolute values of pion spectra, as well as its slope and the anisotropy of elliptic flow in non-central collisions it is necessary to account for initial transverse flows in thermal matter that should be developed at the pre-thermal or partonic stages and anisotropy of transverse flow,

leading to asymmetry of the transverse momentum spectra in non-central collisions.

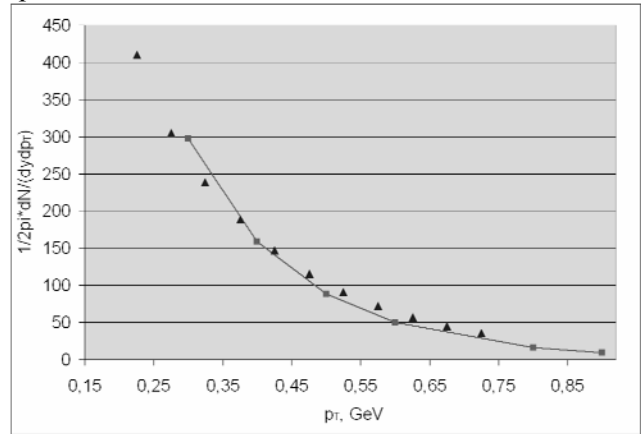


Fig. 1. Transverse spectra of pions escaped until  $\tau = 25.5$  fm/c from an expanding fireball calculated in HKM (solid line) and measured pion spectra by STAR collaboration (triangles).

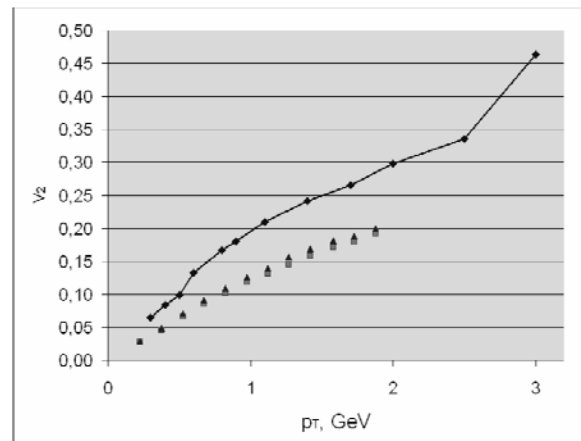


Fig. 2. Elliptic flows calculated in HKM (solid line) and measured by STAR collaboration for different centralities (squares – 30 - 40 %, triangles 40 - 50 %).

1. I. Arsene *et al.* (BRAHMS Collaboration), Nucl. Phys. **A757**, 1 (2005).
2. B.B. Back *et al.* (PHOBOS Collaboration), Nucl. Phys. **A757**, 28 (2005).
3. J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **72**, 014904 (2005).
4. K. Adcox *et al.* (PHENIX Collaboration), Nucl. Phys. **A757**, 184 (2005).
5. S.V. Akkelin *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 034906 (2008).
6. Yu.M. Sinyukov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 052301 (2002).

TWO-PHOTON EXCHANGE IN ELECTRON-DEUTERON SCATTERING

A. P. Kobushkin<sup>1</sup>, Ya. D. Krivenko-Emetov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*M. M. Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>2</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

We discuss the elastic *ed* scattering beyond Born approximation (one-photon exchange, ONE). One may expect that between different effects appearing in the second order perturbation theory two-photon exchange (TPE) is mostly important.

Neglecting the electron mass the reaction amplitude contains six generalized form factors, but only three linearly independent combinations of them (we call them generalized charge, quadrupole and magnetic form factors) contribute to the reaction cross section in the second order perturbation theory. While the usual form factors are real functions of one variable  $Q^2$ , transferred momentum square, the generalized form factors become complex functions of two variables,  $Q^2$  and scattering angle  $\theta$ .

In our calculations of TPE [1] we ignore a contribution of meson currents and consider only diagrams, where virtual photons interact directly with the nucleons (see Fig. 1). There are two types of such diagrams. One of them,  $M^I = M_n^I + M_p^I$ , corresponds to diagrams, where both photons interact with the same nucleon, the another type,  $M^{II} = M_B^{II} + M_X^{II}$ , corresponds to the diagrams, where the photons interact with different nucleons.

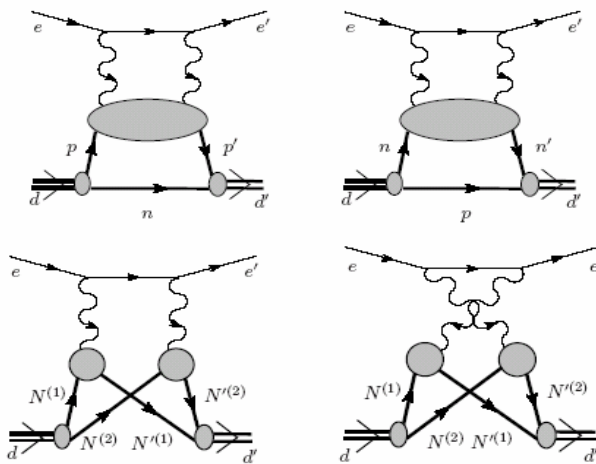


Fig. 1. Two-photon exchange diagrams. The top diagrams correspond to  $M_n^I$  and  $M_p^I$  amplitudes, the bottom diagrams correspond to “BOX”  $M_B^{II}$  and “X-BOX”  $M_X^{II}$  amplitudes.

We find that role of TPE effects is increased with increasing of transferred momentum square, mainly due to diagrams  $M^{II}$ .

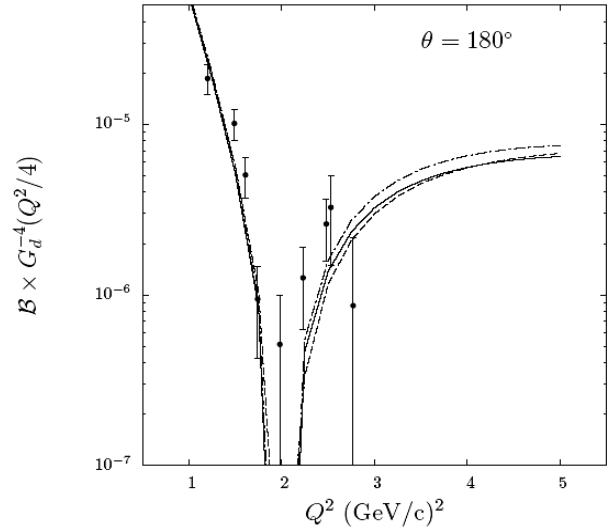


Fig. 2. Two-photon corrections in the generalized magnetic structure function at  $\theta = 180^\circ$ . Dot-dashed curve is OPE contribution, full and dashed curves are for ONE + TPE calculated with CD-Bonn and Paris deuteron wave functions, respectively. Data are from [2].

The effect of TPE in the generalized magnetic structure function (divided by fourth power of the dipole form factor  $G_d(Q^2/4)$ ) at backward region is demonstrated in Fig. 2. One sees, that at  $Q^2 > 2.5(\text{GeV})^2$  TPE becomes of order of 10 % and more.

1. A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov, and S. Dubnicka, Phys. Rev. C. **81**, 054001-11 (2010).
2. R.G. Arnold *et al.*, Phys. Rev. Lett., **58**, 1723 (1987).

## СЕРЕДНІ РЕЗОНАНСНІ ПАРАМЕТРИ ЯДЕР ЦИРКОНІЮ Й МОЛІБДЕНУ

М. М. Правдивий, І. О. Корж, М. Т. Скляр

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Повний набір середніх резонансних параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R_0'$ ,  $R_1'$ ,  $S_{1,3/2}$  ядер цирконію й молібдену з природним складом ізотопів отримано нами з аналізу середніх експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів із енергією до 450 кеВ [1]. Визначення параметрів здійснено шляхом підгонки теоретичних виразів коефіцієнтів розкладу диференціальних перерізів за поліномами Лежандра  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  до їхніх експериментальних значень. Параметрами підгонки були резонансні параметри. Розроблений нами метод визначення параметрів уже успішно був випробуваний при визначенні резонансних параметрів парних ізотопів кадмію, оло-

ва [2] та інших ядер. У роботі також здійснено перевірку рекомендованих параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R_0'$  [3] на їх відповідність експериментальним даним (решту параметрів із повного набору отримано із підгонки при фіксованих значеннях рекомендованих параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R_0'$ ). Хоча отримані нами параметри в межах похибок узгоджуються з рекомендованими, вони помітно краще описують експериментальні дані.

У таблиці наведено отримані нами середні резонансні параметри (два верхні рядки) та рекомендовані параметри (два нижні рядки).

Середні резонансні параметри ядер цирконію й молібдену

Ядро	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$R_0'$ , Фм	$R_1'$ , Фм	$S_{1,1/2} \cdot 10^4$	$S_{1,3/2} \cdot 10^4$
Zr	0,55(25)	6,00(26)	7,10(26)	1,20(45)	4,44(1,0)	6,78(32)
Mo	0,50(15)	5,20(30)	7,07(25)	4,67(1,25)	1,46(1,3)	7,08(45)
Zr	0,58	6,42	7,20	-0,30	6,02	6,62
Mo	0,59	5,88	6,94	4,17	3,28	7,18

1. Зо Ин Ок, В.Г. Николенко, А.Б. Попов и Г.С. Самосват, *Сообщения ОИЯИ-РЗ-85-133* (ОИЯИ, Дубна, 1985), 12 с.
2. І.О. Корж, М.М. Правдивий та М.Т. Скляр, in *Proc. of the Int. Conf. "Curr. Probl. in Nucl. Phys. and At. Energy" NPAE-Kyiv2006, Ukraine, Kyiv, May 29 - June 03, 2006* (Kyiv, 2007), p. 599.
3. S.F. Mughabghab, in *Atlas of Neutron Resonances (Resonance Parameters and Thermal Cross Sections)*, 5<sup>th</sup> edition (Elsevier, Amsterdam, 2006), Vol. 1.

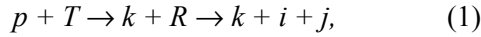
FEATURES OF RESONANCE PART OF AMPLITUDES OF THREE-PARTICLE NUCLEAR REACTIONS

Yu. N. Pavlenko<sup>1</sup>, V. L. Shablov<sup>2</sup>, N. L. Doroshko<sup>1</sup>, I. A. Tyras<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Obninsk State Technical University for Nuclear Power Engineering, NRNU MEPhI, Obninsk, Russia

Analysis of the amplitudes of the reactions like



where the excitation and decay of resonances  $R$  into the channel  $i + j$  occurs in the presence of accompanying charged fragment  $k$ , is given in [1]. The following expression for the squared modulus of the amplitude of reaction (1) has been obtained taking into account the influence of the Coulomb field of accompanying particle  $k$  on the decay of resonance far from the decay threshold [1]:

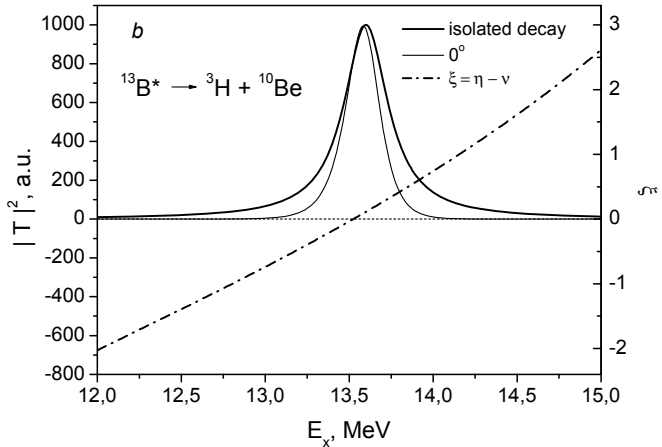
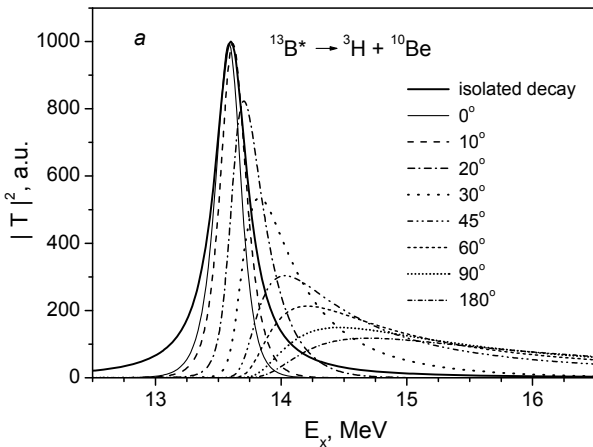
$$|T(\vec{k}_{ij}, \vec{p}_k)|^2 = \frac{2\pi\xi}{e^{2\pi\xi} - 1} \cdot \frac{e^{2\xi \text{Arccctg}\xi}}{1 + \xi^2} \cdot |F|^2 |\chi_{ij}(\vec{k}_{ij})|^2,$$

$$\varepsilon = 2(E_{ij} - E_R^0) / \Gamma^0, \quad \xi = \eta - \nu,$$

$$\eta = \eta_{ki} + \eta_{kj} = Z_k Z_i \mu_{ki} / k_{ki} + Z_k Z_j \mu_{kj} / k_{kj}, \quad (2)$$

where  $E_{ij}$  – relative energy of particles  $i$  and  $j$ ;  $E_R^0, \Gamma^0$  – the position and width of isolated resonance  $R$  formed in binary reactions;  $\nu, \eta$  – the parameters corresponding the Coulomb interaction of accompanied particle  $k$  with resonance  $R$  as a whole system and with decay products, respectively;  $Z_k, Z_i, Z_j$  – the particle's charges;  $\mu_{ki}, \mu_{kj}, k_{ki}, k_{kj}$  – reduced masses and relative momenta of the particles  $k$  and  $i(j)$ , respectively;  $F$  – the function depending on the angular momenta;  $\chi_{ij}(\vec{k}_{ij})$  – the decay vertex function.

The parameterization of reaction amplitude (2) predicts the following modifications of resonance parameters observed in nuclear reactions (1) [2, 3]: i) at  $\xi = \eta - \nu > 0$  the resonance position is shifted to the lower energies  $E_{ij}$ ; ii) if  $\xi = \eta - \nu < 0$ , the position of the resonance is shifted in the direction of higher energies  $E_{ij}$  (see Figure, *a*). In both cases the resonance curves are always broadened.



The resonance curves calculated for  $^{13}\text{B}^*$  excited state with  $E_x = 13.6$  MeV and  $\Gamma = 0.32$  MeV [4] which can be observed in the reaction  $^{181}\text{Ta}(^{13}\text{B}, t)^{181}\text{Ta}$  at  $E(^{13}\text{B}) = 60$  MeV and different decay angles in the resonance center of mass  $\theta_{t-^{13}\text{B}^*}$  (*a*). Thick solid line corresponds to the calculation for isolated  $^{13}\text{B}$  resonance. The dependence of Coulomb parameter  $\xi$  on the excitation energy of  $^{13}\text{B}^*$  in the reaction  $^{181}\text{Ta}(^{13}\text{B}, t)^{181}\text{Ta}$  at  $E(^{13}\text{B}) = 60$  MeV (dashed-dotted line) (*b*).

A new feature of resonance observing in reaction (1) has been revealed in the analysis of expression (2) for the kinematical conditions corresponding to the Coulomb parameter  $\xi$ , which is close to zero and within the resonance width changes sign (see Figure, *b*).

In this case the narrowing of the resonance curves is observed for resonances far from the decay threshold (see, for example Figure for  $\theta_{t-^{13}\text{B}^*} = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ ). Previously it was assumed that this effect is possible only for near-threshold resonances [2, 3].

1. V. V. Komarov, A. M. Popova and V. L. Shablov, *Dynamics of the systems of few quantum particles* (Moscow University, Moscow, 1996).
2. Yu.N. Pavlenko, V.N. Dobrikov, N.L. Doroshko *et al.*, *Int. J. of Mod. Phys. E*, **19**, 1220 (2010).
3. V. L. Shablov and I. A. Tyras, *Izv. Vuzov. Ser. nuclear energetic* **3**, 2 (2007).
4. R.J. Charity *et al.*, *Phys. Rev. C* **78**, 054307 (2008).

CLUSTER DECAY OF  $^{13}\text{B}$  RESONANCES INTO DIFFERENT CHANNELS

A. G. Artukh<sup>1</sup>, N. L. Doroshko<sup>2</sup>, V. V. Ostashko<sup>2</sup>, Yu. N. Pavlenko<sup>2</sup>,  
A. I. Rundel<sup>2</sup>, Yu. M. Sereda<sup>1,2</sup>, A. V. Stepanyuk<sup>2</sup>, V. L. Shablov<sup>3</sup>, I. A. Tyras<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow region, Russia

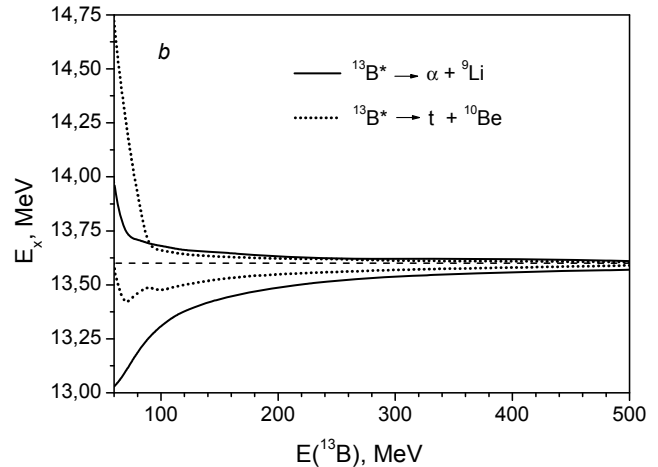
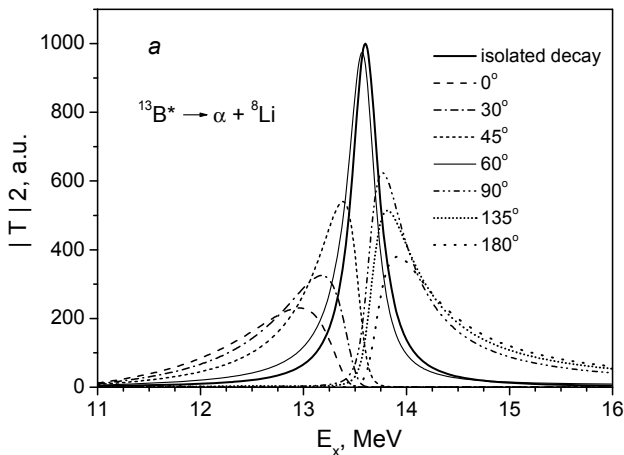
<sup>2</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>3</sup> Obninsk State Technical University for Nuclear Power Engineering, NRNU MEPhI, Obninsk, Russia

According to the theoretical predictions [1, 2] the cluster structure of boron neutron-rich isotopes can be essentially changed with growth of neutron number. However, the experimental data on highly excited states of boron unstable nuclei are very limited. For example, for the  $^{13}\text{B}$  nuclei cluster decay into the channel  $\alpha + ^9\text{Li}$  was observed so far only for one level with excitation energy 13.6 MeV [3].

The properties of non-isolated decay of  $^{13}\text{B}$  resonances into the  $\alpha + ^9\text{Li}$  and  $t + ^{10}\text{Be}$  channels in the reactions  $^{181}\text{Ta}(^{13}\text{B}, \alpha ^9\text{Li})^{181}\text{Ta}$  and  $^{181}\text{Ta}(^{13}\text{B}, t ^{10}\text{Be})^{181}\text{Ta}$  have been analyzed using the modified theory of interaction in the final state [4]. The amplitudes of these reactions were calculated for the wide energy range of  $^{13}\text{B}$  secondary beam ( $60 \text{ MeV} < E(^{13}\text{B}) < 500 \text{ MeV}$ ) and different decay angles of  $^{13}\text{B}$  resonances.

The performed calculations indicate the possibility of observing a significant shift and broadening of the spectral resonance curves on the order of the width of an isolated resonance (see Figure). This effect is caused by the Coulomb interaction in the systems “accompanying particle – resonance” and “accompanying particle – the decay products” and can be observed not only at low, but at sufficiently high beam energies. Such distortions of the resonance curves can significantly complicate the identification of the experimentally observed resonances. In some cases, the discovery of “new” not-existent resonances is also possible.



The resonance curves calculated for  $^{13}\text{B}^*$  excited state with  $E_x = 13.6 \text{ MeV}$  and  $\Gamma = 0.32 \text{ MeV}$  [3] which can be observed in the reaction  $^{181}\text{Ta}(^{13}\text{B}, \alpha ^9\text{Li})^{181}\text{Ta}$  at  $E(^{13}\text{B}) = 60 \text{ MeV}$  and different decay angles in the resonance center of mass (a). Thick solid line corresponds to the calculation for isolated  $^{13}\text{B}$  resonance. The energy dependence of maximal and minimum resonance positions calculated for the decay of  $^{13}\text{B}$  resonance with  $E_x = 13.6 \text{ MeV}$  and  $\Gamma = 0.32 \text{ MeV}$  into  $\alpha + ^9\text{Li}$  (solid lines) and  $t + ^{10}\text{Be}$  (dotted lines) channels in  $^{13}\text{B} + ^{181}\text{Ta}$  reaction (b). Dashed line corresponds to the position of isolated  $^{13}\text{B}$  resonance observed in binary reactions.

The results of the calculations will be used at the choice of the conditions for the identification of resonance cluster decay of neutron rich boron isotopes  $^{12-15}\text{B}$  in the experiments with secondary beams produced by fragment separator COMBAS (Flerov LNR, JINR) [5].

1. W. Von Oertzen, M. Freer and Y. Kanada-En'yo, Phys. Rep. **432**, 43 (2006).

2. J.L. Lecouey, N.A. Orr, F.M. Marqués *et al.*, Phys. Lett. B **672**, 6 (2009).
3. R.J. Charity *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 054307 (2008).
4. V.V. Komarov, A.M. Popova and V.L. Shablov, *Dynamics of the systems of few quantum particles* (Moscow University, Moscow, 1996).
5. A.G. Artukh, G.F. Gridnev, M. Grushezki *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **426**, 605 (1999).



DEUTERON INTERACTION WITH NUCLEI  $^{208}\text{Pb}$  AT SUB-BARRIER ENERGIES

Yu. N. Pavlenko, K. O. Terenetsky, V. P. Verbitsky, O. I. Rundel,  
I. P. Dryapachenko, E. M. Mozhzhukhin, V. M. Dobrikov, Yu. Ya. Karlyshev,  
O. K. Gorpnich, T. O. Korzyna, O. D. Grygorenko

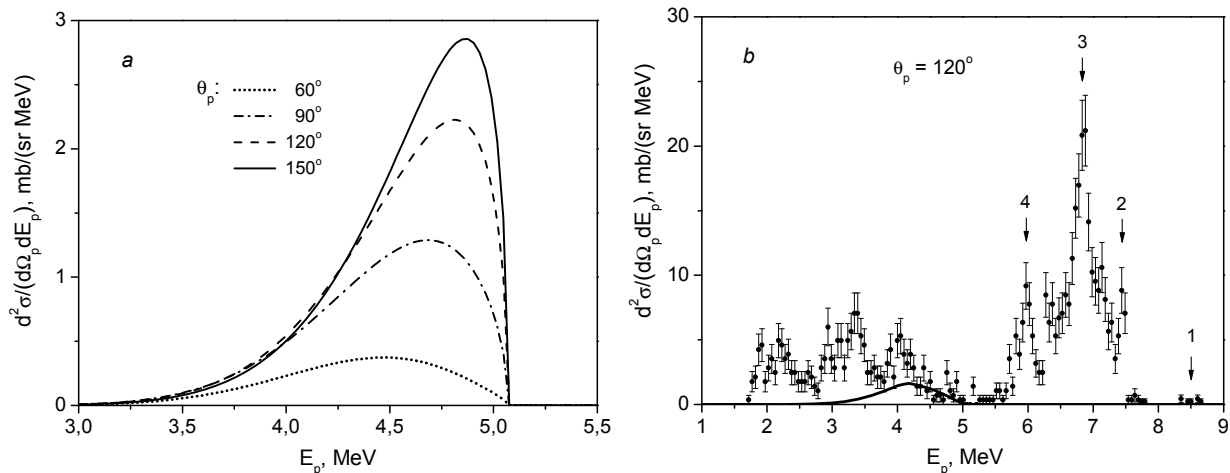
*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Considerable deviation between measured differential cross sections and Rutherford ones was observed at the study of deuteron elastic scattering on  $^{208}\text{Pb}$  nuclei at sub-barrier energy  $E_d = 7.3$  MeV [1]. The experimental data differ also from theoretical calculations that take into account deuteron polarizability and breakup processes.

The proton spectra from  $^{208}\text{Pb}(d, p)$  reaction measured at  $E_d = 7.3$  MeV have been analyzed with the aim to check the grounds for unexpected differences between measured and calculated elastic scattering cross sections. Protons in the exit channel of  $d + ^{208}\text{Pb}$  reaction can be observed as the products of deuteron Coulomb breakup or neutron transfer reaction  $^{208}\text{Pb}(d, p)^{209}\text{Pb}$ . Wide continuous energy distribution of protons and peak structure of their spectra are expected for the first and second process, respectively.

The triple differential cross sections of deuteron breakup have been calculated according to [2]. For the estimation of possible breakup contribution to the measured inclusive spectra of protons the calculated differential cross sections  $d^3\sigma/(dE_p d\Omega_p d\Omega_n)$  were integrated over the all possible neutron emission angles  $\Omega_n$ . Obtained double differential cross sections for some angles  $\theta_p$  are shown in Figure, *a*. For the comparison with measured inclusive spectra of protons the target thickness was taken into account in the calculations using Monte Carlo method.

One can see in Figure, *b* that the contribution of stripping reaction is much higher than the probability of Coulomb breakup. Measured spectra contain the protons from deuteron breakup, but this process is not dominant. The formation of singlet deuterons in the Coulomb field of heavy nuclei is also possible. The coincidence measurements of protons and neutrons are required to verify this assumption.



Inclusive spectra of protons from deuteron breakup  $^{208}\text{Pb}(d, p)n^{208}\text{Pb}$  at  $E_d = 7.3$  MeV calculated for different angles  $\theta_p$  (*a*). The proton energy spectrum measured at  $\theta_p = 120^\circ$ ,  $E_d = 7.3$  MeV (*b*). Solid curve shows the spectrum of protons from deuteron Coulomb breakup calculated using the model described in [2]. Marked peaks correspond to the energy levels of  $^{209}\text{Pb}$  nucleus from  $^{208}\text{Pb}(d, p)^{209}\text{Pb}$  reaction: 1 – ground state; 2 –  $E_x = 0.78$  MeV; 3 –  $E_x = 1.57$  MeV; 4 –  $E_x = 2.54$  MeV.

According to the calculations the main yield of protons from deuteron breakup must be observed at backward angles. However, the measured backward proton yield is mostly caused by the neutron stripping reaction  $^{208}\text{Pb}(d, p)^{209}\text{Pb}$ . From this we can assume that the neutron transfer is dominant mechanism of  $^{208}\text{Pb}(d, p)$  reaction at  $E_d = 7.3$  MeV.

1. Yu.N. Pavlenko, K.O. Terenetsky, V.P. Verbitsky *et al.*, Nucl. Phys. At. Energy, **11**, No. 4, 400 (2010).
2. K.O. Terenetsky and V.P. Verbitsky, Nucl. Phys. At. Energy, **1(17)**, 45 (2006).

ПІДБАР'ЄРНА ВЗАЄМОДІЯ ДЕЙТРОНІВ З ЯДРАМИ  $^{62}\text{Ni}$ 

Ю. М. Павленко, К. О. Теренецький, В. П. Вербицький, О. І. Рундель, Ю. Я. Карлишев, О. К. Горпинич, Л. І. Слюсаренко, А. В. Степанюк, І. П. Дряпаченко, Е. М. Можжухін

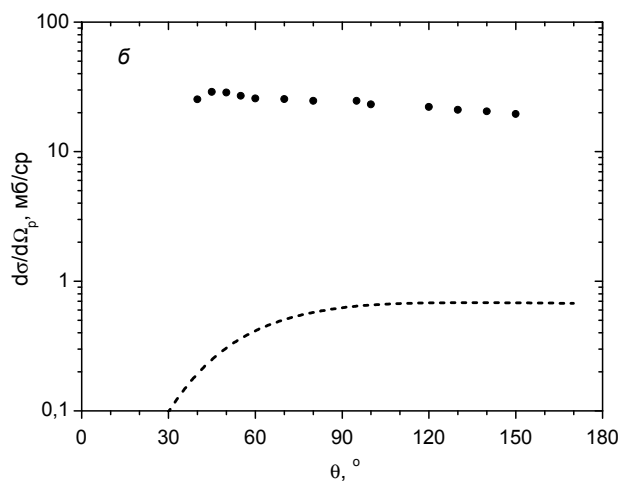
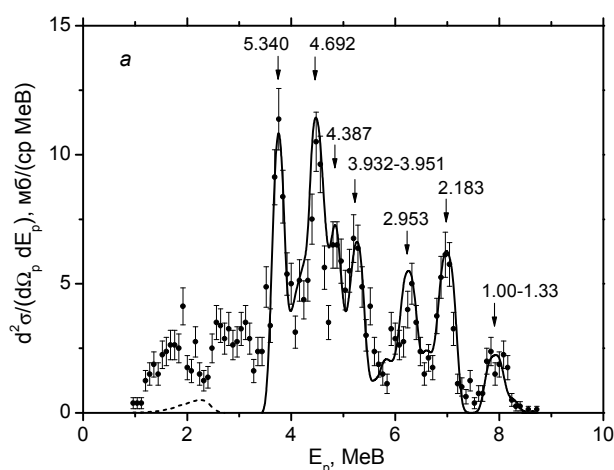
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

З метою вивчення ізотопічних та енергетичних залежностей перерізів розсіяння та розщеплення дейтронів в області підбар'єрних енергій на електростатичному прискорювачі ЕПП-10К ІЯД НАН України досліджено пружне розсіяння  $^{62}\text{Ni}(d, d)$  та реакція  $^{62}\text{Ni}(d, p)$  при енергії  $E_d = 5,16$  MeV.

Експериментальні дані з пружного розсіяння порівнюються з отриманими раніше для розсіяння  $^{58}\text{Ni}(d, d)$  при енергіях  $E_d = 3,5$  та  $4,5$  MeV [1]. Для розсіяння  $d + ^{62}\text{Ni}$  при  $E_d = 5,16$  MeV, як і при нижчих енергіях для  $d + ^{58}\text{Ni}$ , спостерігається суттєва відмінність вимірних перерізів розсіяння від резерфордівських та розрахованих теоретично з урахуванням процесів розщеплення дейтронів у кулонівському полі ядра мішені. Як і очікувалось, відношення перерізів розсіяння до

резерфордівських в області великих кутів зменшується з ростом енергії дейтронів.

Виявлені відмінності експериментальних і теоретичних перерізів пружного розсіяння можуть бути зумовлені неврахованим у розрахунках процесом зриву нейтрона. На це вказує домінуючий внесок реакції  $^{62}\text{Ni}(d, p)^{63}\text{Ni}$  у формуванні інклюзивних спектрів протонів. Приклад вимірюваного спектра протонів наведено на рисунку, а. Спектр переважно складається з піків, що відповідають утворенню станів (або групи станів) ядра віддачі  $^{63}\text{Ni}$ . Окрім того, основний вихід протонів спостерігається при енергіях вищих, ніж максимальна енергія неперервного розподілу протонів у тричастинковій реакції  $^{62}\text{Ni}(d, p)n^{62}\text{Ni}$ , показаного на рисунку, а штриховою лінією.



Енергетичний спектр протонів, що вимірювався під кутом  $\theta_{\text{лск}} = 80^\circ$  (а). Стрілками показано положення піків, що відповідають внескам збудження енергетичних станів ядра  $^{62}\text{Ni}$  в реакції  $^{62}\text{Ni}(d, p)^{63}\text{Ni}$  (цифрові значення – енергія збудження в MeV), суцільна крива – розрахунок сумарного їхнього внеску з урахуванням товщини мішені за методом Монте-Карло, штрихова крива – розрахований згідно з наведеним в [2] алгоритмом спектр протонів, зумовлений процесом розщеплення дейтронів в реакції  $^{62}\text{Ni}(d, p)n^{62}\text{Ni}$ . Кутові залежності виходу протонів в реакції  $d + ^{62}\text{Ni}$  (б). Точками показано сумарний вимірний вихід протонів з  $E_p > 1,5$  MeV (статистичні похибки не перевищують розміри точок). Штрихова крива – виконаний згідно з [2] розрахунок виходу протонів у реакції розщеплення дейтронів.

Співвідношення вказаних механізмів реакції  $^{62}\text{Ni}(d, p)$  можна оцінити також із наведених на рисунку, б кутових залежностей розрахованого для реакції  $^{62}\text{Ni}(d, p)n^{62}\text{Ni}$  виходу протонів та сумарного виходу, отриманого експериментально.

1. Yu.N. Pavlenko, K.O. Terenetsky, V.P. Verbitsky *et al.*, in *Book of Abstracts of the 2-nd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"*, Ukraine, Kyiv. June 09 - 15, 2008 (Kyiv, 2009), p. 179.
2. К.О. Теренецький та В.П. Вербицький, *Ядерна фізика та енергетика*, **2** (17), 36 (2006).

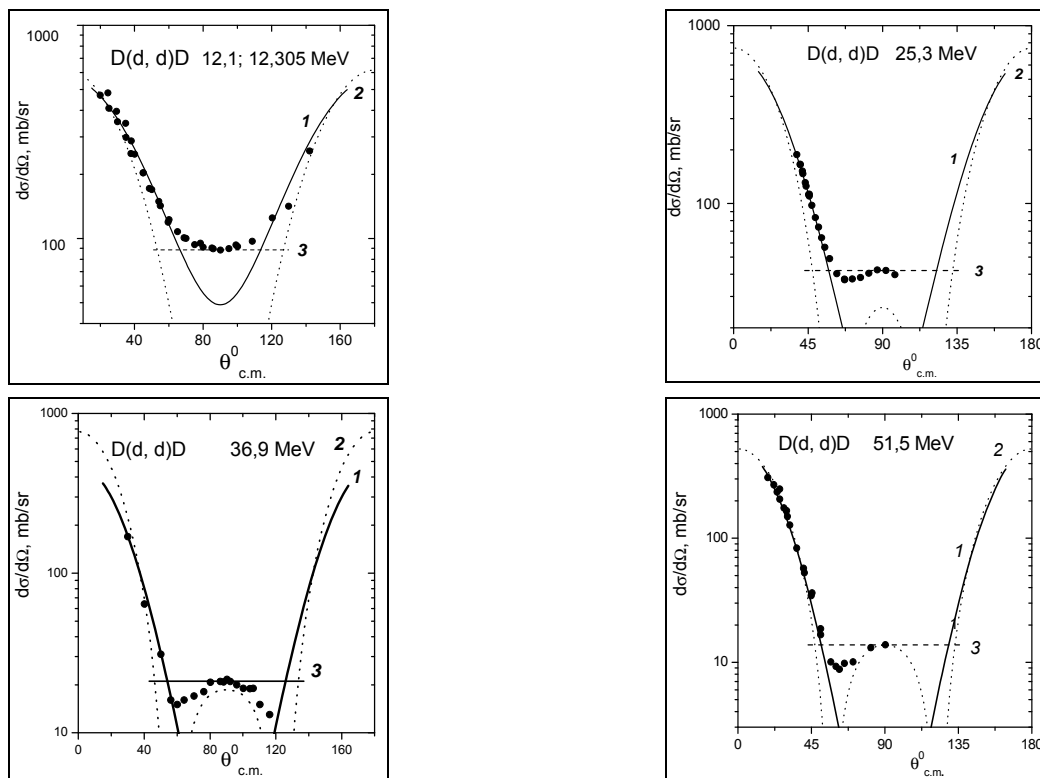
ELASTIC dd-SCATTERING AT ENERGIES  $12 \leq E_d \leq 52$  MeV

O. O. Belyuskina, V. I. Grantzev, V. V. Davydovskiy, K. K. Kisurin, S. E. Omelchuk,  
G. P. Palkin, Y. S. Roznyuk, B. A. Rudenko, V. S. Semenov, L. I. Slyusarenko,  
B. G. Struzhko, V. K. Tartakovskiy

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Differential cross sections for elastic scattering of deuterons by nuclei of deuterium in the cyclotron U-240 of the Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine were measured on the extracted deuteron beam with energy  $E_d = 36,9$  MeV. For the description of elastic deuteron-deuteron collisions has been used diffraction model in which the interaction of each nucleon of the incident deuteron with each of the two nucleons of the deuteron target was considered. Such a model using Gaussian wave functions may lead to an adequate description of experiments for relatively small angle of deuterons scattering in the cm  $\theta \leq (kR)^{-1/3} \leq 60^\circ$ . At angles of  $0^\circ \leq \theta < 60^\circ$  and  $120^\circ < \theta \leq 180^\circ$  applicability of the diffraction approximation for the energy range of incident deuterons  $12,305 \text{ MeV} \leq E_d \leq 51.5 \text{ MeV}$  quite well

satisfied, because value of the boundary angle  $\theta \approx (kR)^{-1/3} \sim E_d^{-1/6}$  for this energy range  $E_d$  varies little. A satisfactory agreement with experiment for all the energies of the incident deuterons  $E_d$  was obtained. At the deuteron energy  $E_d = 12 \text{ MeV}$  agreement is also observed in the range of angles  $110^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 145^\circ$ . Considering the range of angles  $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ , where the experimental cross section is very small, we used a variant of the semiclassical approximation, which reduces to the consideration of the collision of two identical impenetrable balls, simulating deuterons, this approximation allows qualitatively describe the cross section in the whole range of angles  $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ . In the theoretical interpretation of the data on elastic scattering, we take into account the identity of the colliding particles. The results are reported in the Figure.



Analysis of differential cross sections for elastic scattering of deuterons by deuterons for energies of the incident deuteron  $E_d$ : 12,305 MeV [1], 25,3 MeV [2], 39,6 MeV (our data) and 51,5 MeV [3]. 1 - the calculation in the framework of the diffraction nuclear model taking into account the nucleon structure of the colliding particles; 2 - without; 3 - calculated in the classical approximation.

1. J.E. Brolley (Jr.), T.M. Potman, L. Rosen, and L. Stenart, Phys. Rev. **117**, 1307, (1960).  
2. N. Jarmie and J.H. Jett, Phys. Rev. C **10**, No. 1, 54 (1974).  
3. C. Alderliesten, A. Djalois, J. Bojowald *et al.* Phys. Rev. C **18**, No. 5, 2001 (1978).

REGARDING THE FEATURES OF THE ELASTIC dd- AND dt-SCATTERING AT ENERGIES  $E_d \leq 100$  MeV

O. O. Belyuskina, V. I. Grantzev, V. V. Davydovskiy, K. K. Kisurin, S. E. Omelchuk, G. P. Palkin, Y. S. Roznyuk, B. A. Rudenko, V. S. Semenov, L. I. Slyusarenko, B. G. Struzhko, V. K. Tartakovskiy

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Experimental study of dd- and dt-scattering was performed at the cyclotron U-240 of the Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine on the extracted deuteron beam with energy  $E_d = 36,9$  MeV. The data obtained are shown in Figs. 1 and 2 together with those of other authors at energies  $12 < E_d < 100$  MeV. Comparing the angular distribution of elastic dd- and dt-collisions at different energies can be traced the influence of structural features of the colliding few-nucleon systems on

their interactions at energies  $E_d < 100$  MeV. With increasing number of neutrons in the isotope of the target  ${}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{H}$ , angular dependence of the elastic dd- and dt-scattering changes significantly at the angles  $\theta_{\text{cm}} \geq 60^\circ$ . At low deuteron energies  $E_d \sim 12 - 14$  MeV differential cross sections of dd-scattering decreases with increasing of angle up to  $\theta_{\text{cm}} \approx 90^\circ$ , then gradually increase with the scattering angle. In the angular distribution of dt-scattering at these energies, an intense peak centered at  $\theta_{\text{cm}} \approx 100^\circ$  is observed.

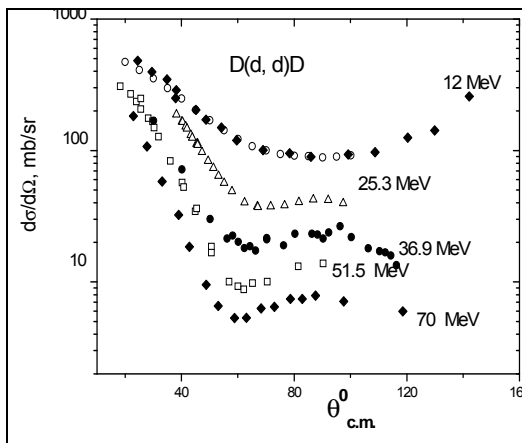


Fig. 1. Angular distributions of deuterons scattered by deuterium nuclei at energies of 12.1 [1], 12.03 [2], 25.3 [3], 36.9 (our data), 51.5 [4] and 70 [4] at cm.

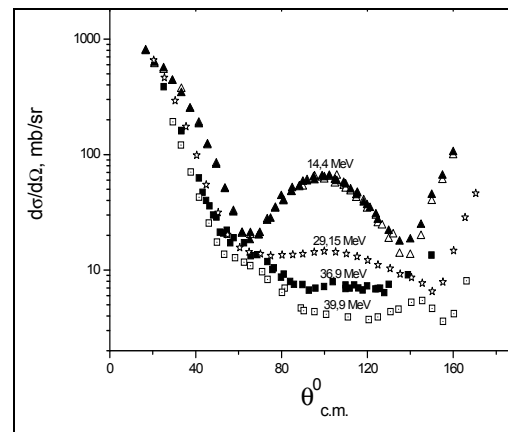


Fig. 2. Angular distributions of deuterons scattered by nuclei of tritium at energies of 14.4 [1] 29.15 [5], 36.9 (our data) and 39.9 [6] at cm.

With increasing energy the angular distributions of deuterons begin to show structure, ie indicate a minimum at  $\theta_{\text{cm}} \sim 60^\circ$  and a broad maximum centered at an angle  $\theta_{\text{cm}} \approx 90^\circ$ . A similar trend is seen with further increase of energy of the incident deuterons [4]. In the angular distributions of dt-scattering - in the range of angles  $60^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 140^\circ$  we can see the "disappearance" of the secondary peak, leading to a gradual change of cross sections in this angular range. The explanation of the observed effects was given within the diffraction model.

1. J.E. Brolley (Jr.), T.M. Potman, L. Rosen, and L. Stenart, Phys. Rev. **117**, 1307, (1960).
2. N. Jarmie and J.H. Jett, Pys. Rev. C **10**, 54 (1974).
3. W.T.H. van Oers, U. Arnold, and K.W. Brockman, Nucl. Phys. **46**, 611 (1963).
4. C. Alderliesten, A. Djaloeis, J. Bojowald *et al.*, Phys. Rev. C **18**, 2001 (1978).
5. T.R. King and S. Rotman, Nucl. Phys. **A183**, 657 (1972).
6. R. Roy, F. Seiler, H.E. Conzett, and F.N. Rad, Phys. Rev. C **24**, 2421 (1981).

ISOTOPIC EFFECTS IN ELASTIC AND INELASTIC  $^{12}\text{C} + ^{16,18}\text{O}$ -SCATTERING

A. T. Rudchik<sup>1</sup>, Yu. O. Shyrma<sup>1</sup>, K. W. Kemper<sup>2</sup>, K. Rusek<sup>3</sup>, E. I. Koshchy<sup>4</sup>, S. Kliczewski<sup>5</sup>,  
 B. G. Novatsky<sup>6</sup>, O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>, E. Piasecki<sup>7</sup>, G. P. Romanyshyna<sup>1</sup>, Yu. M. Stepanenko<sup>1</sup>,  
 I. Strojek<sup>3</sup>, S. B. Sakuta<sup>6</sup>, A. Budzanowski<sup>5</sup>, L. Głowacka<sup>8</sup>, I. Skwirczyńska<sup>5</sup>, R. Siudak<sup>5</sup>,  
 J. Choński<sup>7</sup>, A. Szczurek<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Physics Department, Florida State University, Tallahassee, USA

<sup>3</sup> A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

<sup>4</sup> V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv

<sup>5</sup> H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Cracow, Poland

<sup>6</sup> Russian Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

<sup>7</sup> Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland

<sup>8</sup> Institute of Applied Physics, Military University of Technology, Warsaw, Poland

Complete angular distributions of the  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  elastic and inelastic scattering were measured at the energy  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105 \text{ MeV}$  [1] (Fig. 1).

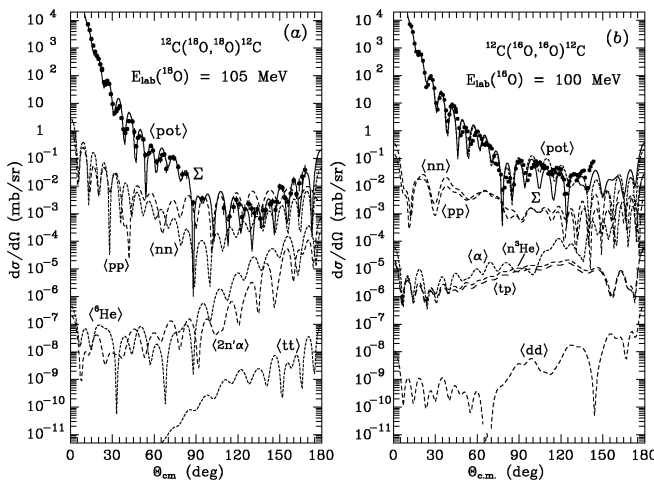


Fig. 1. Angular distributions of the  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  elastic scattering at the energy  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105 \text{ MeV}$  [1] (a) and the  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  elastic scattering at the energy  $E_{\text{lab}}(^{16}\text{O}) = 100 \text{ MeV}$  [2] (b). The curves show the CRC calculations for different nuclear processes.

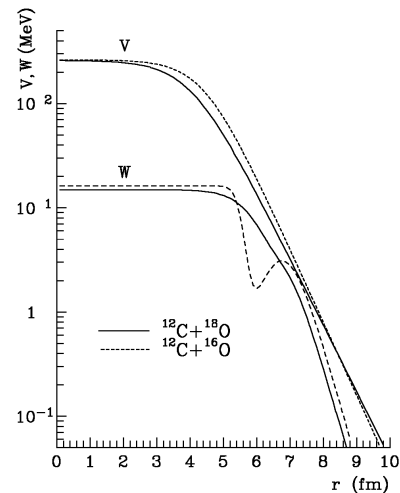


Fig. 2. Optical potentials for the  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  interaction versus the same for  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  (dashed curves).

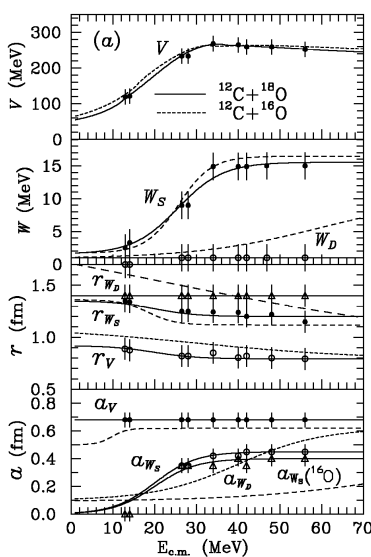


Fig. 3. Energy dependence for the  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  (solid curves) and  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  (dashed curves) potential parameters.

Comparison of these elastic scattering data with those from previously measured  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  data [2] shows their large angle cross sections to differ by as much as by factor 100 with the  $^{16}\text{O}$  data being the largest.

These and data taken from the literature at the energies  $E_{\text{c.m.}} = 12.9 - 56 \text{ MeV}$  were analyzed within the optical model and coupled-reaction-channels (CRC) methods. The sets of Woods-Saxon  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  optical potential parameters (Fig. 2) were obtained and their energy dependence (Fig. 3) was deduced.

A similar analysis was carried out for  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  where it was shown that over a wide energy range, the primary difference in the  $^{16}\text{O}$  and  $^{18}\text{O}$  scattering potentials is in their imaginary parts. The large angle enhancement for the  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  elastic scattering was shown to arise from the transfer of two nucleons. The inelastic scattering data were well described over the entire angular range as arising from collective excitations of the states in the target and projectile nuclei.

1. A.T. Rudchik, Yu.O. Shyrma, K.W. Kemper *et al.*, Eur. Phys. J. A **44**, 221 (2010).
2. N.P. Nikoli *et al.*, Phys. Rev. C **61**, 034609 (2000).

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF  $^{13}\text{C} + ^{18}\text{O}$  VERSUS  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  AND  $^{13}\text{C} + ^{16}\text{O}$ 

A. T. Rudchik<sup>1</sup>, Yu. O. Shyrma<sup>1</sup>, K. W. Kemper<sup>2</sup>, K. Rusek<sup>3</sup>, E. I. Koshchy<sup>4</sup>, S. Kliczewski<sup>5</sup>,  
 B. G. Novatsky<sup>6</sup>, O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>, E. Piasecki<sup>7</sup>, G. P. Romanyshyna<sup>1</sup>, Yu. M. Stepanenko<sup>1</sup>,  
 I. Strojek<sup>3</sup>, S. B. Sakuta<sup>6</sup>, A. Budzanowski<sup>5</sup>, L. Głowacka<sup>8</sup>, I. Skwirczyńska<sup>5</sup>, R. Siudak<sup>5</sup>,  
 J. Choński<sup>7</sup>, A. Szczurek<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Physics Department, Florida State University, Tallahassee, USA

<sup>3</sup> A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

<sup>4</sup> V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv

<sup>5</sup> H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Cracow, Poland

<sup>6</sup> Russian Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

<sup>7</sup> Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland

<sup>8</sup> Institute of Applied Physics, Military University of Technology, Warsaw, Poland

Complete angular distributions of the  $^{13}\text{C} + ^{18}\text{O}$  elastic and inelastic scattering were measured at the energy  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105$  MeV (Fig. 1).

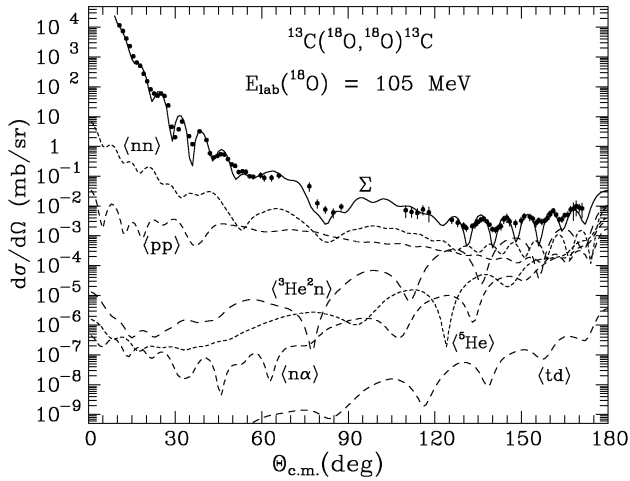


Fig. 1. Angular distributions of the  $^{13}\text{C} + ^{18}\text{O}$  elastic scattering at the energy  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105$  MeV. The curves show the CRC calculations for the potential scattering (curve  $\langle \text{pot} \rangle$ ) and transfers of  $x$  and  $x + y$ ,  $y + x$  nucleons or clusters  $x$ ,  $y$  (curves  $\langle x \rangle$  and  $\langle xy \rangle$ , respectively).  $\Sigma$ -curve show the coherent sums of all processes.

These and the  $^{13}\text{C} + ^{18}\text{O}$  scattering data taken from the literature at the energies  $E_{\text{c.m.}} = 6.29 - 13.94$  MeV were analysed within the optical model and coupled-reaction-channels (CRC) methods. Sets of Woods-Saxon  $^{13}\text{C} + ^{18}\text{O}$  optical potential parameters were obtained (Fig. 2) and their energy dependence was deduced.

The  $^{13}\text{C} + ^{18}\text{O}$  scattering data and deduced potential parameters are compared with those of the  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  and  $^{13}\text{C} + ^{16}\text{O}$  previously measured and analyzed.

The  $^{13}\text{C} + ^{18}\text{O}$  inelastic-scattering data were well described over the entire angular range as arising from collective excitations of the states in the target and projectile nuclei (Fig. 3, curves show the CRC calculations).

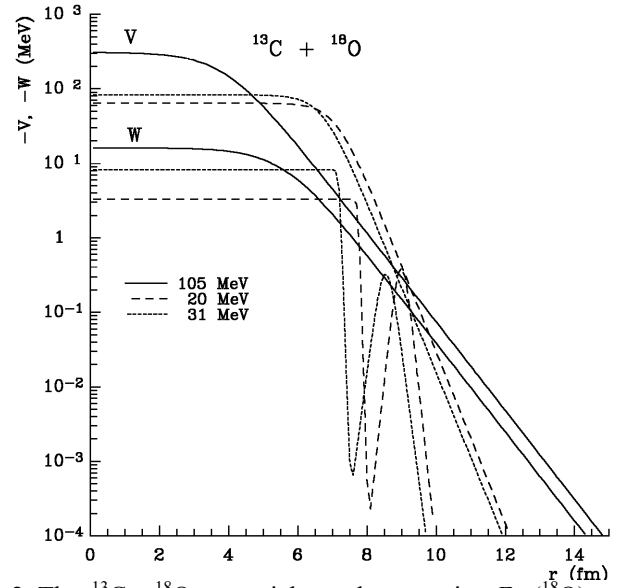


Fig. 2. The  $^{13}\text{C} + ^{18}\text{O}$  potentials at the energies  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 20, 31$  and  $105$  MeV

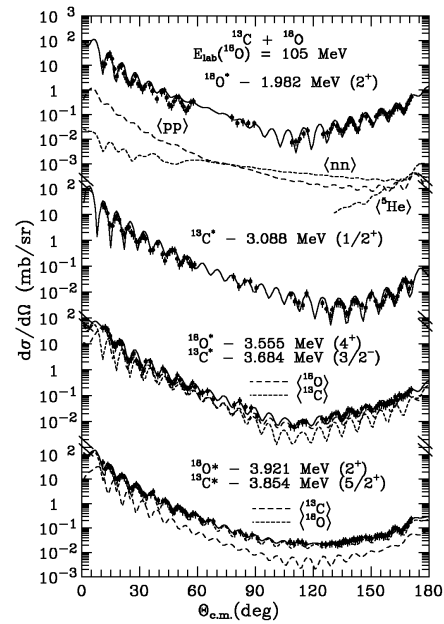


Fig. 3. Angular distributions of the  $^{13}\text{C} + ^{18}\text{O}$  inelastic scattering at the energy  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105$  MeV.

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF  $^{14}\text{C} + ^{18}\text{O}$  VERSUS  $^{12,13}\text{C} + ^{18}\text{O}$  AND  $^{14}\text{C} + ^{16}\text{O}$

A. T. Rudchik<sup>1</sup>, Yu. O. Shyrma<sup>1</sup>, E. I. Koshchy<sup>2</sup>, K. W. Kemper<sup>3</sup>, O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>, S. Kliczewski<sup>4</sup>,  
 K. Rusek<sup>5,7</sup>, B.G. Novatsky<sup>6</sup>, E. Piasecki<sup>7</sup>, Yu. M. Stepanenko<sup>1</sup>, I. Strojek<sup>5</sup>, S. B. Sakuta<sup>6</sup>,  
 G. P. Romanyshyna<sup>1</sup>, A. Budzanowski<sup>4</sup>, L. Głowacka<sup>8</sup>, I. Skwirczyńska<sup>4</sup>, R. Siudak<sup>4</sup>, J. Choiński<sup>7</sup>,  
 B. Czech<sup>4</sup>, A. Szczurek<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Physics Department, Florida State University, Tallahassee, USA

<sup>3</sup> A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

<sup>4</sup> V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv

<sup>5</sup> H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Cracow, Poland

<sup>6</sup> Russian Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

<sup>7</sup> Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland

<sup>8</sup> Institute of Applied Physics, Military University of Technology, Warsaw, Poland

For the first time, angular-distribution data for  $^{14}\text{C} + ^{18}\text{O}$  elastic and inelastic scattering at  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105$  MeV are reported. These data were analyzed with the optical model and coupled-reaction channels (CRC) methods. (Fig. 1).

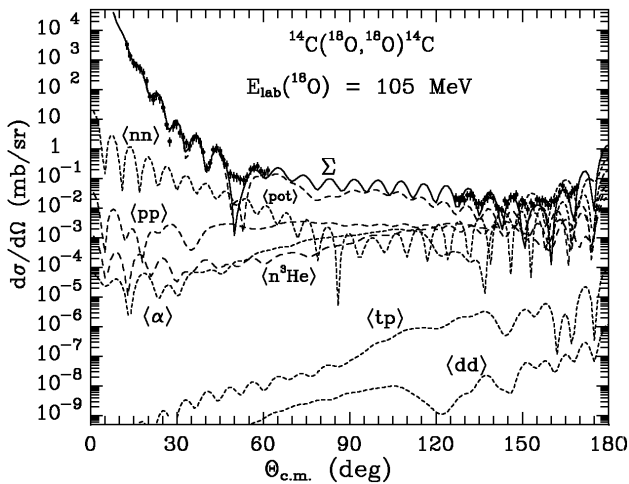


Fig. 1. Angular distributions of the  $^{14}\text{C} + ^{18}\text{O}$  elastic scattering at the energy  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105$  MeV. The curves show the CRC calculations for different nuclear processes.

In the  $^{14}\text{C} + ^{18}\text{O}$  elastic channel, the potential scattering dominates at angles  $\theta_{\text{c.m.}} < 120^\circ$ . One- and two-step transfers have substantial contributions to the elastic scattering only at backward angles where the cross section is of the same magnitude as that for the inelastic scattering.

The transitions to the excited states were calculated using the rotational and vibrational models. The collective transitions to excited states in  $^{14}\text{C}$  and  $^{18}\text{O}$  dominate the scattering over the full angular region (Fig. 2).

The  $^{14}\text{C} + ^{16,18}\text{O}$  potentials differ strongly only their imaginary parts which is similar to that found in the  $^{12,13,14}\text{C} + ^{18}\text{O}$  potentials (Fig. 3).

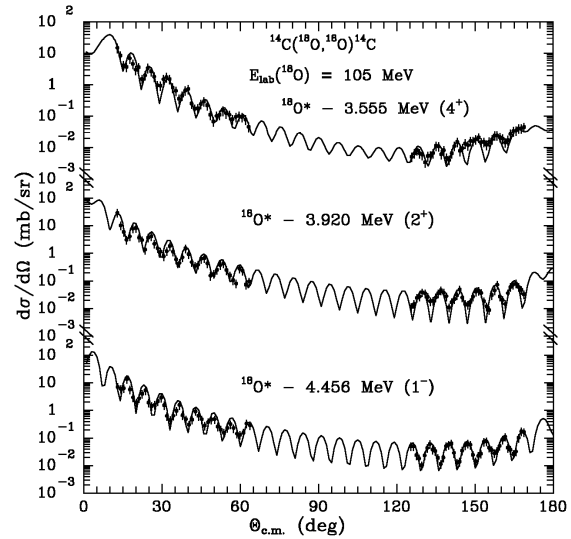


Fig. 2. Angular distributions of the  $^{14}\text{C} + ^{18}\text{O}$  inelastic scattering at  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105$  MeV. The curves show the CRC calculations.

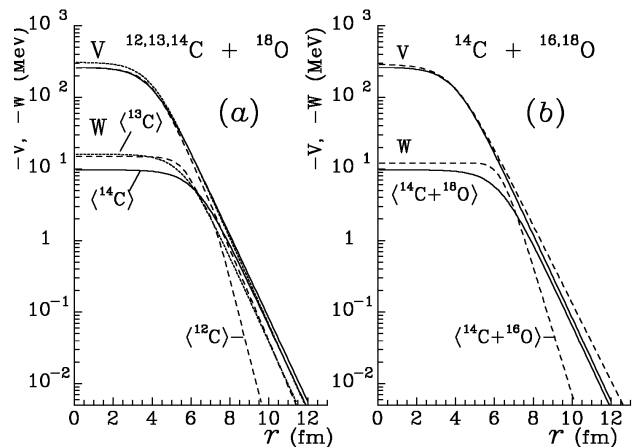


Fig. 3. Comparison of the  $^{12,13,14}\text{C} + ^{18}\text{O}$ -potentials for the energy  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105$  MeV (curves  $\langle^{12}\text{C}\rangle$ ,  $\langle^{13}\text{C}\rangle$  and  $\langle^{14}\text{C}\rangle$ ), respectively (a) and  $^{14}\text{C} + ^{16,18}\text{O}$ -potentials for  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105$  MeV and  $E_{\text{lab}}(^{16}\text{O}) = 132$  MeV [1].

1. A.S. Dem'yanova, Yu.A. Glukhov, W. Trzaska *et al.*, Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. **67**, 83 (2003).

THE  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$  REACTION AND  ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$  OPTICAL POTENTIAL

A. T. Rudchik<sup>1</sup>, Yu. M. Stepanenko<sup>1</sup>, K. W. Kemper<sup>2</sup>, A. A. Rudchik<sup>1</sup>, O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>, E. I. Koshchy<sup>3</sup>, S. Kliczewski<sup>4</sup>, K. Rusek<sup>5,6</sup>, A. Budzanowski<sup>4</sup>, S. Yu. Mezhevych<sup>1</sup>, Val. M. Pirnak<sup>1</sup>, I. Skwirczyńska<sup>4</sup>, R. Siudak<sup>4</sup>, B. Czech<sup>4</sup>, A. Szczurek<sup>4</sup>, J. Choiński<sup>6</sup>, L. Głowacka<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Physics Department, Florida State University, Tallahassee, USA

<sup>3</sup> V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv

<sup>4</sup> H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Cracow, Poland

<sup>5</sup> A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

<sup>6</sup> Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland

<sup>7</sup> Institute of Applied Physics, Military University of Technology, Warsaw, Poland

Angular distributions for the  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$  reaction at an energy of  $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$  MeV for the ground and excited states of  ${}^9\text{Be}$  and  ${}^{16}\text{N}$  were measured firstly (Figs. 1, 2).

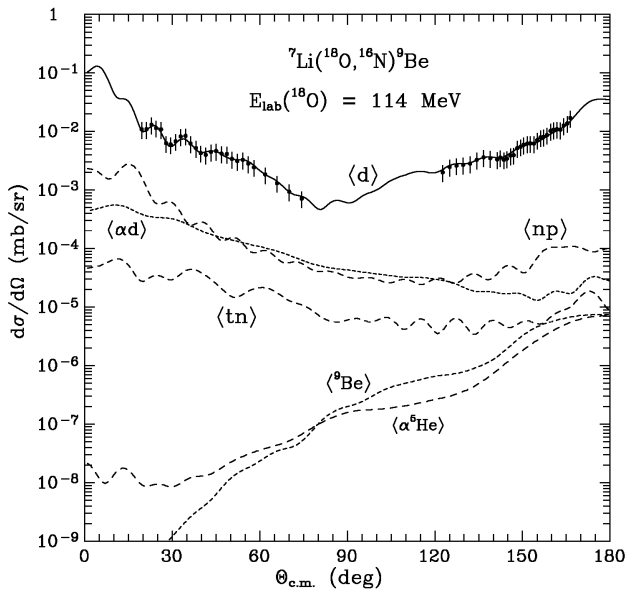


Fig. 1. Angular distribution of the  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$  reaction at  $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$  MeV for transitions to the ground states of  ${}^9\text{Be}$  and  ${}^{16}\text{N}$ . The curves show the CRC calculations for different transfers.

The data were analyzed within the coupled-reaction-channels (CRC) method for one- and two-step transfers of nucleons and clusters. The  ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  optical potential fitted to the  ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  elastic and inelastic scattering data was used in the CRC reaction calculations [1]. The needed spectroscopic amplitudes for transferred nucleons and clusters were calculated within translational-invariant shell-model. The reaction dominates by deuteron transfer.

The  ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$  potential parameters for ground and excited states of  ${}^9\text{Be}$  and  ${}^{16}\text{N}$  were deduced by fitting  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$  reaction data (Fig. 3).

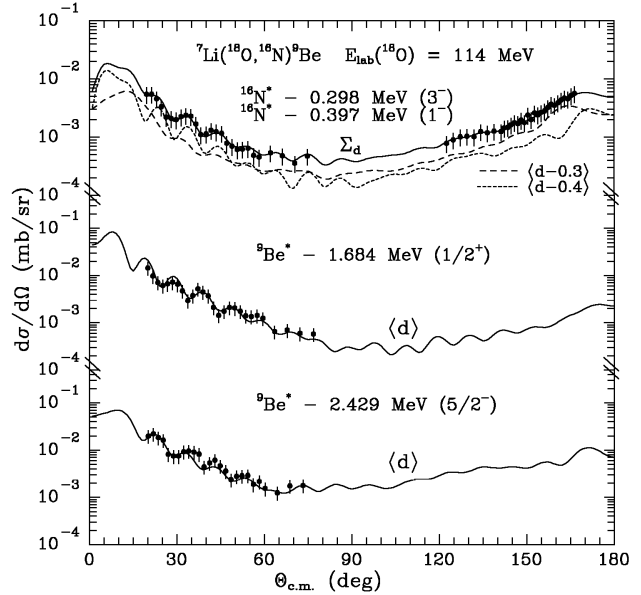


Fig. 2. Angular distribution of the  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$  reaction at  $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$  MeV for transitions to the excited states of  ${}^9\text{Be}$  and  ${}^{17}\text{N}$ . The curves show the CRC calculations for deuteron transfers.

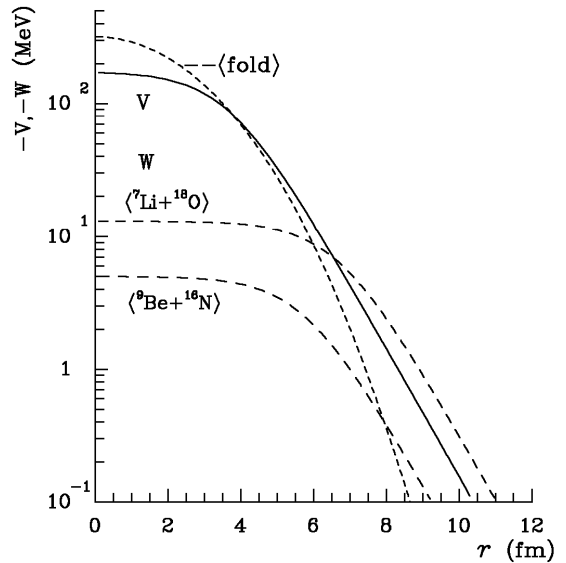


Fig. 3. Comparison of the  ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$  (solid and dashed curves) with its folding-potential (curve  $\langle \text{fold} \rangle$ ) and imaginary part of the  ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  potential. 1. A. A. Rudchik *et al.*, Nucl. Phys. **A785**, 293 (2007).



COMPARISON OF THE  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{N}){}^8\text{Be}$  AND  ${}^{18}\text{O}(\text{d}, {}^3\text{He}){}^{17}\text{N}$  REACTIONS

A. T. Rudchik<sup>1</sup>, Yu. M. Stepanenko<sup>1</sup>, K. W. Kemper<sup>2</sup>, A. A. Rudchik<sup>1</sup>, O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>,  
E. I. Koshchy<sup>3</sup>, S. Kliczewski<sup>4</sup>, K. Rusek<sup>5,6</sup>, A. Budzanowski<sup>4</sup>, S. Yu. Mezhevych<sup>1</sup>, I. Skwirczyńska<sup>4</sup>,  
R. Siudak<sup>4</sup>, B. Czech<sup>4</sup>, A. Szczurek<sup>4</sup>, J. Chojiński<sup>6</sup>, L. Głowacka<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Physics Department, Florida State University, Tallahassee, USA

<sup>3</sup> V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv

<sup>4</sup> H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Cracow, Poland

<sup>5</sup> A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

<sup>6</sup> Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland

<sup>7</sup> Institute of Applied Physics, Military University of Technology, Warsaw, Poland

New angular distributions for the reaction  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{N}){}^8\text{Be}$  at an energy of  $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$  MeV for the ground states of  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{17}\text{N}$  and excited states of  ${}^{17}\text{N}$  were measured firstly (Figs. 1 and 2).

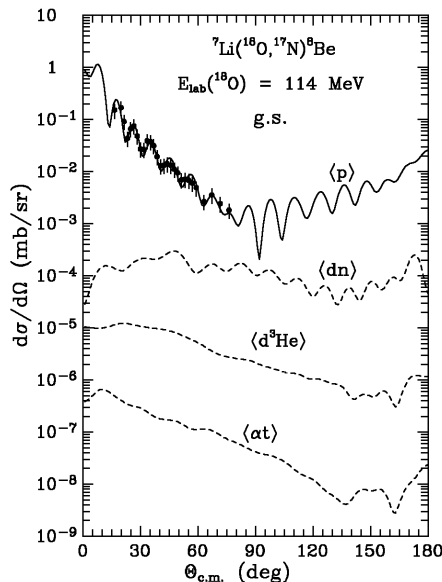


Fig. 1. Angular distribution of the  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{N}){}^8\text{Be}$  reaction at  $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$  MeV for transitions to the ground states of  ${}^8\text{Be}$  and  ${}^{17}\text{N}$ . The curves show the CRC calculations for different transfers.

These data and the  ${}^{18}\text{O}(\text{d}, {}^3\text{He}){}^{17}\text{N}$  reaction data known at  $E_{\text{d}} = 52$  MeV [1] were analyzed within the coupled-reaction-channels method (CRC) using  ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  [2] and  ${}^{18}\text{O} + \text{d}$  [3] optical potential deduced from the elastic and inelastic scattering fitting. The shell-model spectroscopic amplitudes were used in the analyses. The reactions dominate by single proton transfer.

The  ${}^8\text{Be} + {}^{17}\text{N}$  and  ${}^{17}\text{N} + {}^3\text{He}$  potential parameters for ground and excited states of  ${}^{17}\text{N}$  were deduced by fitting  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{N}){}^8\text{Be}$  and  ${}^{18}\text{O}(\text{d}, {}^3\text{He}){}^{17}\text{N}$  reaction data. Fig. 3 shows the  ${}^8\text{Be} + {}^{17}\text{N}$  potential.

1. D. Hartwig *et al.* Z. Physic **246**, 418 (1971).
2. A.A. Rudchik *et al.* Nucl. Phys. **A785**, 293 (2007).
3. F. Hinterberger *et al.* Nucl. Phys. **A111**, 265 (1968).

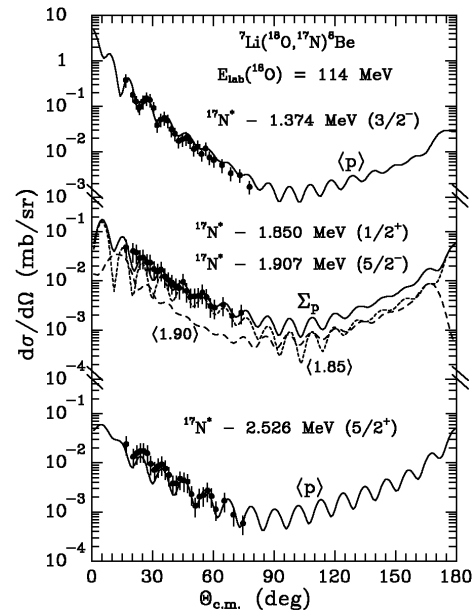


Fig. 2. Angular distribution of the  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{N}){}^8\text{Be}$  reaction at  $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$  MeV for transitions to the excited states of  ${}^{17}\text{N}$ . The curves show the CRC calculations for proton transfers.

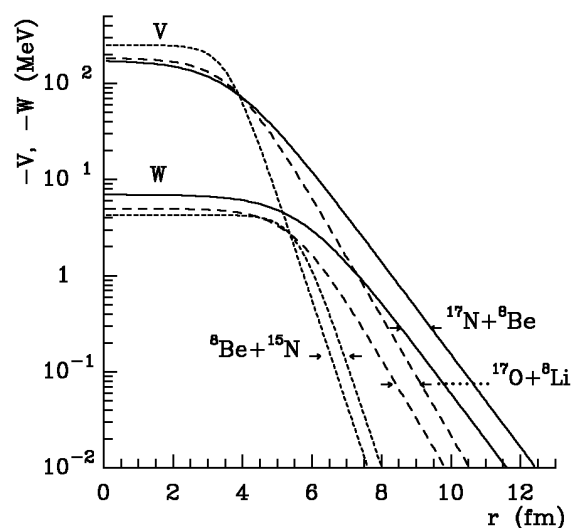


Fig. 3. Comparison of the  ${}^8\text{Be} + {}^{17}\text{N}$ ,  ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$  and  ${}^8\text{Li} + {}^{17}\text{O}$  potentials.

CONFLICTING COUPLING OF THE UNPAIRED NUCLEONS AND THE STRUCTURE OF COLLECTIVE BANDS IN ODD-ODD NUCLEI

A. I. Levon<sup>1</sup>, A. A. Pasternak<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv  
<sup>2</sup> Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia

There are two coupling schemes of the unpaired nucleons in odd-odd nuclei referring to two different mutual orientations of their angular momenta. If the unpaired neutron and proton are coupled to the deformed core in the same way, the situation is termed “peaceful” coupling of the unpaired nucleons to the deformed core. In this case the structure of the collective bands can adequately be described in terms of the model “axial rotor + quasi-particle”. If the neutron and proton are coupled to the core with the angular momentum of one nucleon being oriented along the symmetry axis and the other along the rotation axis, the coupling of the unpaired nucleons with the deformed even-even core is referred to as “conflicting”. Such coupling can be realized in nuclei in which the nucleons of one kind just start to fill the Nilsson orbits belonging to a definite single-particle  $lj$ , decoupled (strong coupled), and the orbits of the nucleons of the other kind are almost filled, strong coupled (decoupled). Such a situation can be found in the regions of nuclear masses 110, 135, 170, 200.

One of manifestations of the “conflicting” coupling was considered in our paper [1]: the reduced M1-transition probabilities between collective-band levels in the odd-odd nuclei are enhanced in comparison with those in the neighboring odd nuclei with strong coupling of the odd nucleon. The aim of the present investigation is the structure of the collective bands in those odd-odd nuclei that are based on the “conflicting” states particularly the reduction of the energy intervals in the beginning of the “conflicting” bands relative to the bands in the neighboring odd nuclei.

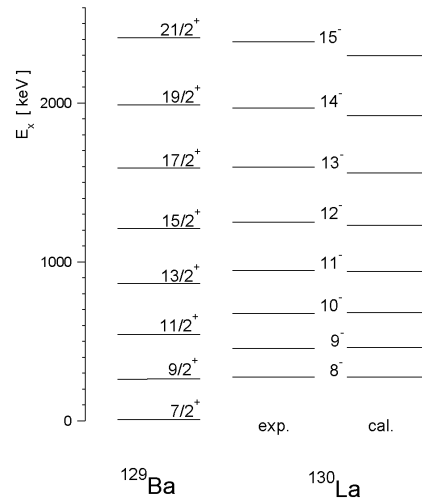
Theoretical consideration of the problem leads to the conclusion that there is a correspondence between the “conflicting” bands in the odd-odd nuclei and the rotation-aligned bands in the odd nuclei. In the rotation-aligned bands the angular momentum of the odd nucleon does not influence the structure of the rotational band which is similar to that of the neighbouring even-even nucleus and the decoupled nucleon can be considered as a spectator. In the case of “conflicting” bands in odd-odd nuclei the decoupled particle can be considered as a spectator but its role is somewhat more complicated. In the quasi-classical approximation, one obtains for the ratio of the moments of inertia

$$J_{odd-odd} = J_{odd} \frac{\sin\theta_{odd}}{\sin\theta_{odd-odd}}, \quad (1)$$

where  $\theta$  is the angle between the vector of the total angular momentum and the symmetry axis.

For the energy intervals  $\Delta E(I, I - 1)$  in the odd-odd and the odd nuclei one obtains

$$\Delta E_{odd-odd} = \frac{\sin\theta_{odd-odd}}{\sin\theta_{odd}} \Delta E_{odd} \quad (2)$$



Energy spectra of the “conflicting” band in <sup>130</sup>La based on the state  $(\nu g_{7/2} \otimes \pi h_{11/2})8^-$  and the band in <sup>129</sup>Ba based on the neutron state  $g_{7/2}$  strongly-coupled to the core.

Thus the energy intervals of the “conflicting” rotational bands in the odd-odd nuclei are close to those of the bands in the neighbouring odd nuclei based on the state of strongly-coupled nucleon entering the “conflicting” configuration with the exception of the low-lying intervals. Figure presents the comparison of the rotational band in <sup>130</sup>La based on the state  $(z/g_{7/2} \otimes \pi h_{11/2})8^-$  with the strongly-coupled neutron and the decoupled proton, and the band in the odd <sup>129</sup>Ba based on the neutron state  $(g_{7/2})7/2^+$ . The spectrum of the band in <sup>130</sup>La calculated by above expressions is also shown in Figure.

1. A. I. Levon, J. de Boer, A. A. Pasternak, and D. A. Volkov, Z. Phys. 343, 131 (1992).

**ІЗОМЕРНІ ВІДНОШЕННЯ ПРОДУКТІВ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ  
НА ЯДРАХ СРІБЛА ТА ІНДІЮ**

**О. А. Безшийко<sup>1</sup>, О. І. Водін<sup>2</sup>, Л. О. Голінка-Безшийко<sup>1</sup>, А. М. Довбня<sup>2</sup>, І. М. Каденко<sup>1</sup>,  
В. А. Кушнір<sup>3</sup>, О. І. Левон<sup>4</sup>, В. В. Мітроченко<sup>3</sup>, С. М. Олійник<sup>2</sup>, Г. Е. Туллер<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

<sup>2</sup> Інститут фізики високих енергій та ядерної фізики ННЦ ХФТІ, Харків

<sup>3</sup> НІК «Прискорювач» ННЦ ХФТІ, Харків

<sup>4</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

За останні роки відбувся помітний прогрес у розвитку теоретичних та модельних підходів в описі фотоядерних реакцій в області енергій вище гігантського дипольного резонансу. У той же час недостатня кількість детальних експериментальних даних із взаємодії гамма-квантів з ядрами в цій області енергій сильно обмежує як перевірку модельних підходів, так і загальне розуміння процесів взаємодії гамма-квантів з ядрами в цьому енергетичному діапазоні.

Метою даної роботи було отримання експериментальних даних та розрахунків ізомерних відношень для ядер продуктів реакцій з вильотом багатьох нуклонів, таких як <sup>110m,g</sup>In, що утворюється в реакціях <sup>113</sup>In(γ, 3n)<sup>110m,g</sup>In та <sup>115</sup>In(γ, 5n)<sup>110m,g</sup>In; ядра <sup>108m,g</sup>In, що утворюється в реакції <sup>115</sup>In(γ, 7n)<sup>108m,g</sup>In; <sup>104m,g</sup>Ag, що утворюється в реакції <sup>107</sup>Ag(γ, 3n)<sup>104m,g</sup>Ag і реакції <sup>109</sup>Ag(γ, 5n)<sup>104m,g</sup>Ag при опроміненні ядер мішені гамма-квантами гальмівного спектра.

При дослідженнях використовувалась активаційна методика. В якості джерела гальмівного випромінювання використовувався лінійний прискорювач ЛУ-40 Національного наукового центру "Харківський фізико-технічний інститут" [3].

Коли розрядка ізомерного рівня відбувається шляхом ізомерного переходу на основний рівень та бета-розпаду, а розпад з основного рівня йде тільки через бета-розпад при незмінному в часі потоці гамма-квантів, можна записати систему диференціальних рівнянь [1, 2]

$$\begin{cases} \frac{dN_m}{dt} = Y_m - \lambda_m \cdot N_m \\ \frac{dN_g}{dt} = Y_g - \lambda_g \cdot N_g + p \cdot \lambda_m \cdot N_m \end{cases}, \quad (1)$$

де  $N_i$ ,  $i = g, m$  - заселеність основного (метастабільного) рівня;  $Y_i$ ,  $i = g, m$  - вихід реакції з утворенням кінцевого ядра в метастабільному (основному) стані;  $\lambda_m$ ,  $\lambda_g$  - сталі розпаду основного та ізомерного стану;  $p$  - коефіцієнт розгалуження (відношення ймовірності переходу з ізомерного рівня на основний до повної ймовірності розпаду ізомерного рівня).

Для випадку, коли в результаті бета-розпаду

ізомерного та основного станів розрядка кінцевого ядра обумовлена випромінюванням гамма-квантів та йде через один і той самий рівень, розв'язок системи (1) наведено в роботі [4]. Ізомерне відношення визначалося як  $Y_h(E_\gamma) / Y_l(E_\gamma)$ , де  $Y_h(E_\gamma)$  - вихід реакції з утворенням кінцевого ядра з більшим спіном (основний стан);  $Y_l(E_\gamma)$  - вихід реакції з утворенням кінцевого ядра з меншим спіном (метастабільний стан).

Для визначення ізомерного відношення виходів для ядер <sup>104m,g</sup>Ag – продукту реакції <sup>109</sup>Ag(γ,5n)<sup>104m,g</sup>Ag, <sup>110m,g</sup>In – продукту реакції <sup>115</sup>In(γ, 5n)<sup>110m,g</sup>In, <sup>108m,g</sup>In – продукту реакції <sup>115</sup>In(γ, 7n)<sup>108m,g</sup>In використовувалися зразки з високим збагаченням по відповідному ізотопу (див. таблицю).

**Величини ізомерних відношень виходів для досліджуваних ядер**

Реакция	$E_{max}$	$d$
<sup>107</sup> Ag(γ,3n) <sup>104m,g</sup> Ag	33	0,88 ± 0,14
	34,5	1,04 ± 0,10
	36,5	1,26 ± 0,05
	38,5	1,39 ± 0,08
<sup>109</sup> Ag(γ,5n) <sup>104m,g</sup> Ag	84	1,88 ± 0,08
<sup>113</sup> In(γ,3n) <sup>110m,g</sup> In	32	0,31 ± 0,07
	34	0,44 ± 0,07
	36	0,62 ± 0,06
	38,5	0,54 ± 0,04
	41,5	0,52 ± 0,05
<sup>115</sup> In(γ,5n) <sup>110m,g</sup> In	56	0,4 ± 0,04
	75	0,67 ± 0,13
	79	0,83 ± 0,08
	84	1,02 ± 0,02
<sup>115</sup> In(γ,7n) <sup>108m,g</sup> In	84	0,9 ± 0,25

1. R. Vänskä and R. Rieppo, Nucl. Instr. and Meth. **179**, 525 (1981).
2. D. Kolev, E. Dobрева, N. Nenov, and V. Todorov, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A **356**, 390, (1995).
3. А. Н. Довбня, Н. И. Айзацкий, В. Н. Борискин и др., ВАНТ Сер.: Ядерно-физ. исслед., № **2 (46)**, 11 (2006).
4. О.А Bezshyyko., L.O. Golinka-Bezshyyko, I.M Kadenko, et al., in Proc. 2-nd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy", Kyiv, June 9 - 15, 2008. Kyiv (Kyiv, 2009), p. 252.

**ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЗИТРОНАМИ  $^{180m}\text{Ta}$**

**И. Н. Вишнеvский, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

При аннигиляции позитронов со связанными атомными электронами присутствует определенная вероятность передачи всей энергии аннигиляции ядру. То есть происходит процесс бесфотонной аннигиляции.

Нами исследовано возбуждения  $^{180m}\text{Ta}$  при облучении мишени из естественного тантала позитронами из распада  $^{45}\text{Ti}$  с граничной энергией 1,0 МэВ. Образец  $^{45}\text{Ti}$  с  $T_{1/2} = 3,1$  ч был получен в реакции (p, n) на  $^{45}\text{Sc}$  (моноизотоп) на ускорителе У-120 ИЯИ НАН Украины.

В отдельной лаборатории собиралась сборка, изображенная на рис. 1. Для отделения возбуждения  $^{180m}\text{Ta}$  вызванного бесфотонной аннигиляцией от его возможного возбуждения в реакции ( $\gamma, \gamma'$ ) использовались две мишени тантала. Через 6 ч облучения сборка разбиралась, основная (ближняя к  $^{45}\text{Ti}$ ) и фоновая (дальняя) мишени тантала измерялись на антикомптоновском спектрометре. С целью определения плотности потока позитронов,  $\gamma$ -спектр мишени  $^{45}\text{Ti}$  был измерен через два дня после облучения образцов тантала, после снижения активности  $^{45}\text{Ti}$  до измеряемого уровня. Была определена интенсивность  $\gamma$ -линии 1408 кэВ, которая сопровождает  $\beta^+$ -распад ядер  $^{45}\text{Ti}$  и ее выход равен 0,085 %, а выход  $\gamma$ 511 кэВ – 100 %.

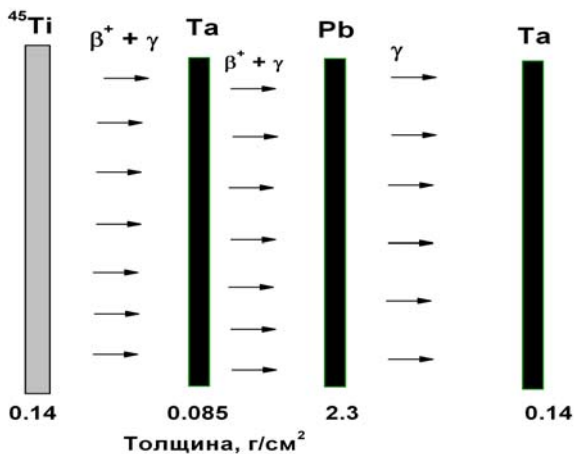


Рис. 1. Структура сборки, которая использовалась при облучении

Используя интенсивность  $\gamma$ -линии 1408 кэВ из распада  $^{45}\text{Ti}$ , была определена плотность потока позитронов на начало облучения мишеней

тантала позитронами из распада  $^{45}\text{Ti}$ . Она составила  $\phi = 1,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Измеряемая активность  $^{180g}\text{Ta}$  определялась по  $\gamma$ -линии с энергией 93,3 кэВ (рис. 2). В измерениях использовались мишени тантала толщиной 0,25 мм.

В  $\gamma$ -спектрах в этой области всегда присутствуют фоновые переходы с энергией 92,28 и 92,35 кэВ (рис. 3). Однако разрешение нашего спектрометра позволило надежно разделить эти переходы от линии  $\gamma$ 93 кэВ (см. рис. 2) по энергии.

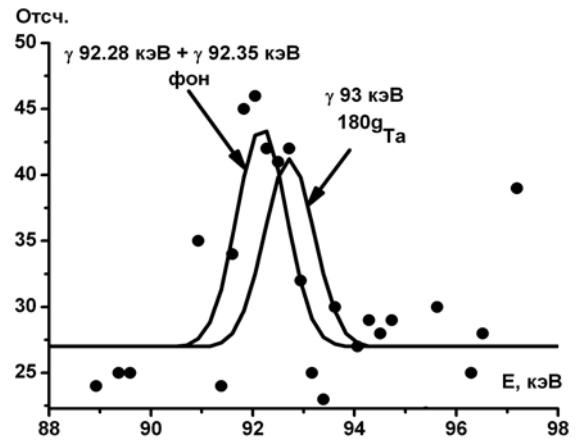


Рис. 2. Фрагмент  $\gamma$ -спектра основной мишени тантала.

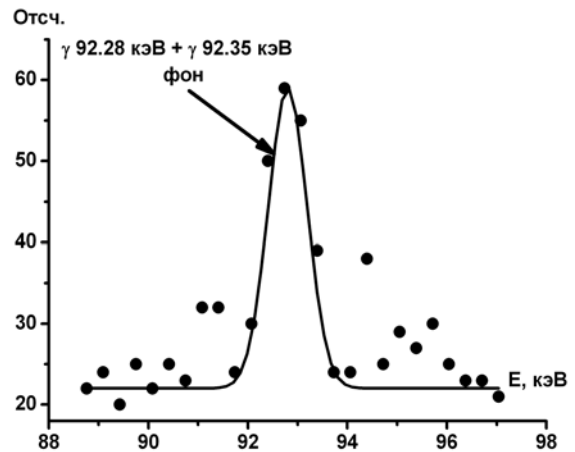


Рис. 3. Фрагмент  $\gamma$ -спектра фоновой мишени тантала.

Из полученных экспериментальных значений эффективное сечение бесфотонной аннигиляции составило  $\sigma^{\text{ф}} = (1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  при  $E_{\text{тр}} = 1,0$  МэВ.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ 8 ИЗОМЕРОВ В НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ  $^{116-120}\text{Sb}$  В (p, n)-РЕАКЦИИ**

**А. Е. Борзаковский, И. Н. Вишнеvский, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Измерение изомерных отношений является в некоторых случаях уникальным методом получения информации о распределении плотности возбужденных состояний в области выше границы Ферми, среднем угловом моменте компаунд-ядра, мультипольном составе  $\gamma$ -излучения, разряжающего состояния в области непрерывного спектра (компаунд-состояния). Таким образом, изучение изомерных отношений в реакциях с заряженными частицами позволяет получить информацию о механизме ядерных реакций, а также изучить структуру и свойства возбужденных состояний как в области непрерывного спектра, так и влияния дискретных состояний в области 0 - 2 МэВ. Роль дискретных состояний особенно проявляется при большой разнице спинов  $I_m - I_g$  в околопороговой области. Ранее нами

была показана решающая роль низкоэнергетических высокоспиновых состояний на примере ( $\gamma, n$ )-реакции на  $^{121}\text{Sb}$  [1]. Для этого была предложена методика учета таких состояний. С целью дальнейшего изучения влияния структуры дискретных уровней нами было проведено исследование ( $p, n$ )-реакции на изотопах  $^{116,118,120}\text{Sb}$ , которое приводит к образованию высокоспиновых 8<sup>-</sup> изомеров во всех этих ядрах.

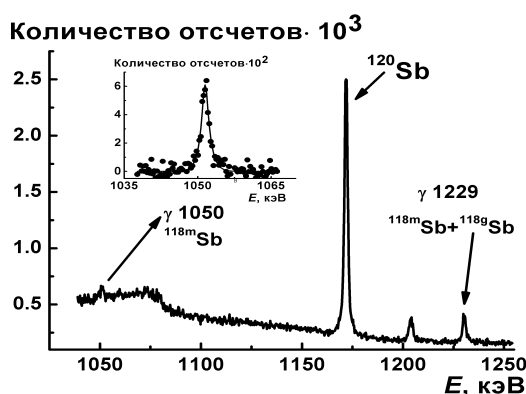
Мишени из естественного олова толщиной 20 - 30 мкм облучались на ускорителе У-120 при энергии протонов 6,7 МэВ. Облученные мишени измерялись на Ge-спектрометре с эффективностью регистрации 30 % по сравнению с NaI(Tl)-детектором размерами 3'  $\times$  3", и энергетическим разрешением 2 кэВ на  $\gamma$ -линиях  $^{60}\text{Co}$ .

**Изомерные отношения сечений в (p, n)-реакции для непарно-непарных ядер  $^{116-122}\text{Sb}$**

Изотоп	E(11/2 <sup>-</sup> )	Изотоп	E(8 <sup>-</sup> )	E(6 <sup>-</sup> )	$\Sigma(11/2 + 8^-)$	E*	$\sigma(8^-)/\sigma^{\text{экср.}} \cdot 10^4$	$\sigma(8^-)/\sigma^{\text{теор.}} \cdot 10^4$
$^{117}\text{Te}$	296	$^{116}\text{Sb}$	383	682	679	828	4.6(4)	3
$^{119}\text{Te}$	261	$^{118}\text{Sb}$	249	568	510	2012	54(6)	40
$^{121}\text{Te}$	294	$^{120}\text{Sb}$	0	300?	294	3238	74(7)	100
$^{123}\text{Te}$	248	$^{122}\text{Sb}$	164	414	412	3435	85(4)*	110

\* Данные взяты из работы [2]

На рисунке приведен фрагмент  $\gamma$ -спектра. Как видно, нами уверенно наблюдаются активности  $^{118m,g}\text{Sb}$ .



Фрагменты спектра облученной мишени олова.

Полученные данные о изомерных отношениях сечений радиоактивных ядер с разными граничными энергиями  $\gamma$ -квантов приведены в таблице. В этой же таблице приведены другие данные: E\* – максимальная энергия возбуждения ядра после вылета нейтрона с нулевой энергией; E – энергия изомерных состояний 11/2<sup>-</sup> в нечетных ядрах теллура, 8<sup>-</sup> и 6<sup>-</sup> - состояний в нечетно-нечетных ядрах сурьмы, кэВ.

1. В.А. Желтоножский и А.М. Саврасов, Изв. РАН. Сер. физ. № 74, № 6, 861 (2010).
2. В.Г. Батий и Е.А. Скакун, Прог. и тез. докл. 41-го Совещ. по ядер. физ. и струк. атом. ядра (Наука, Минск, 1991), с. 248.

**ENERGY AND CORRELATION PROPERTIES OF "SHAKE-OFF" ELECTRONS AT  $\beta$ -DECAY AND INTERNAL CONVERSION**

**N. F. Mitrokhovich**

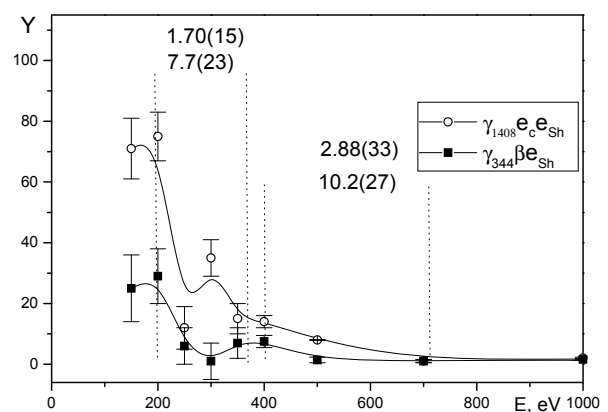
*Institute for Nuclear Research National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The effects of "shake-off" coupled with sudden change charge of nuclei at  $\beta$ -decay or effective charge at internal conversion on probability are comparable to probability of a basic process. Electrons of "shake-off" on our data [1 - 4] are hardly correlated with  $\beta$ -particles, being released together with them in the same hemisphere. This circumstance is important in measurements low-energy electrons with  $\beta$ -particles or conversion electrons. It is also important for analysis of correlation motion of particles in general.

We have measured the yields of electrons of "shake-off" per one act decay and they correlation to an outgoing direction with a momentum main particle ( $\beta$ -particle, conversion electron (CE)). The measurements accomplished on the installation of coincidence  $\gamma$ -quanta and  $\beta$ -particles with  $e_0$ -electrons of the secondary electron emission ( $\gamma\beta e_0$ -coincidences). They were performed at the decay of  $^{152}\text{Eu}$  with selecting  $\gamma_{344}$  for study at  $\beta$ -decay or  $\gamma_{1408}$  for study at internal conversion. The registration of "shake-off" electrons was fulfilled on  $e_0$ -electrons, created by them. In this way  $Y$  yields "shake-off" electrons by means of  $e_0$ -electrons was determined as  $Y^{\Omega=4\pi} = N(\gamma_i e_0)/N(\gamma_i)$  for random directions particles, and as  $Y^{W=0} = N(\gamma_i e e_0)/N(\gamma_i e)$  for their correlated directions. Here  $i = 344, 1408$  and  $e$  means  $\beta$ -particle, or CE. Value correlation ( $Y$ ) of the direction of emitting particles was determined as  $Y = Y^{W=0}/Y^{W=4\pi}$ .

On obtained data (see Figure) results on "shake-off" at  $\beta$ -decay and internal conversion qualitatively are the same and following. Energy spectrum of "shake-off" electrons is low-energy and in 70 % placed up to 500 eV. They both have particular qualities in region 300 - 350 eV as some peaks. As long as energy conversion electron much smaller energy beta-particle (on the average), the energy conversion particular qualities, apparently, on this cause, is smaller. Obtained results means that the simple description of spectrum "shake-off" in an approaching of suddenness by means of an integral of overlapping of wave functions not it is enough.

Correlation of emitting "shake-off" electron along direction motion main particle is large. The  $Y$  increases with energy of an electron of "shake-off" qualitatively follows to relation  $Y \sim E^{1/2}$ , i.e. is proportional to momentum electron of "shake-off". It some points to interaction, responsible for correlation motion of "shake-off" electron and particle ( $\beta$ -particle or conversion electron), as interaction of currents from moving this charge particles.



The differential spectra of electrons of "shake-off" at  $\beta$ -decay (solid square dots) and internal conversion (open circle) in  $^{152}\text{Eu}$ , obtained from measurements of  $\gamma e_0$ -coincidences. The values of a correlation  $Y$  for discharged areas are added. The upper values relate to internal conversion, lower, accordingly, to  $\beta$ -decay.

1. N.F. Mitrokhovich, in *Proc. of Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"*, Kyiv, 29 May - 3 June, 2006 (Kyiv, 2007), Part 1, p. 412.
2. N.F. Mitrokhovich and V.T. Kupryashkin, *Nucl. Phys. At. Energy. № 1(19)*, 61 (2007).
3. N.F. Mitrokhovich, *Nucl. Phys. At. Energy. 11*, 136 (2010).
4. N.F. Mitrokhovich, in *Book of Abstracts of the 3-rd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"*, Kyiv, 7 - 12 June, 2010 (Kyiv, 2010), p. 84.

**НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ, ВОЗНИКАЮЩИЙ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ МЕДНОЙ МИШЕНИ  $\alpha$ -ЧАСТИЦАМИ  $^{238}\text{Pu}$**

**В. Т. Купряшкин, Л. П. Сидоренко, А. И. Феоктистов, Е. П. Ровенских**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Методом временных ( $\alpha e$ )-совпадений исследован низкоэнергетический спектр электронов, возникающих при бомбардировке медной мишени  $\alpha$ -частицами  $^{238}\text{Pu}$ . Измерялась зависимость скорости счета совпадений  $N$  от величины задерживающего потенциала на сетке, тормозящей электроны, для значений  $U = 0, -10, -20, -40, -60, -100, -200$  и  $-400$  В. Измерения энергетического спектра электронов проводились в двух геометриях: на пропускание и на отражение. В эксперименте на пропускание источник  $\alpha$ -частиц размещался вблизи мишени. При этом  $\alpha$ -частицы проходят через мишень и регистрируются детектором, который представляет собой сборку из двух микро-канальных пластин в виде шеврона. Электроны, испускаемые из мишени при ее бомбардировке  $\alpha$ -частицами, также регистрируются детектором на основе микроканальных пластин. В эксперименте на отражение непосредственно за мишенью располагался детектор  $\alpha$ -частиц, а сам источник переносился на место, где раньше стоял детектор  $\alpha$ -частиц [1].

В качестве примера на рис. 1 приведены участки временных спектров ( $\alpha e$ )-совпадений при значениях задерживающего потенциала  $U = 0$  и  $U = -400$  В.

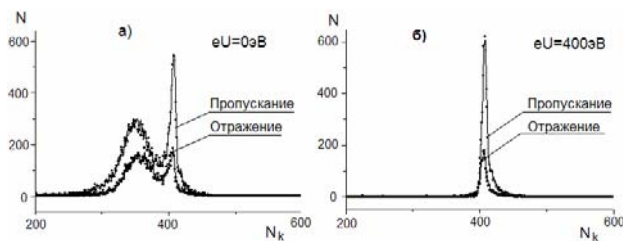


Рис. 1. Левый пик – электроны околонулевой энергии; правый – пик быстрых электронов ( $U = 0$  В) (а); спектр при  $U = -400$  В – только быстрые электроны (б).

Пики быстрых электронов в экспериментах на пропускание и на отражение существенно отличаются один от другого по своей природе. Для определения интенсивности электронов ионизации нужно из интенсивности пика быстрых электронов в спектре на пропускание вычесть его интенсивность в спектре на отражение [1].

Экспериментальное распределение сравнивалось с теоретическим, где ионизация атомов при бомбардировке их заряженными частицами рассматривается как стряхивание электронов в непрерывный спектр при внезапном возмущении их заряженной частицей.

Полученные результаты представлены на рис. 2.

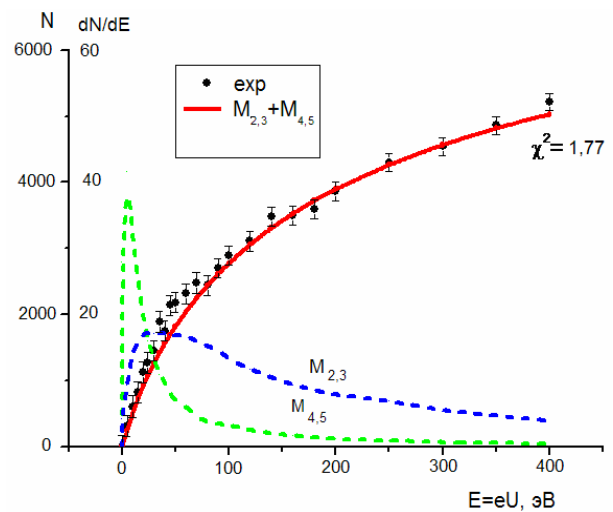


Рис. 2. Сравнение экспериментальных данных с распределением, рассчитанным для электронов, встряхиваемых с  $M_{2,3}$  и  $M_{4,5}$ -подоболочек [1].

Сравнение полученного экспериментального распределения электронов с расчетным показало хорошее согласие, что может служить подтверждением правильности описания ионизации атома пролетающей заряженной частицей как квантово-механический переход системы из начального, нейтрального состояния, в конечное, возбужденное состояние, под действием внезапного возмущения с вылетом электрона в непрерывный спектр и образованием вакансии в атоме на месте его вылета.

1. В.Т. Купряшкін, Л.П. Сидоренко, О.І. Феоктістов та Е.П. Ровенських, УФЖ **55**, 757 (2010).

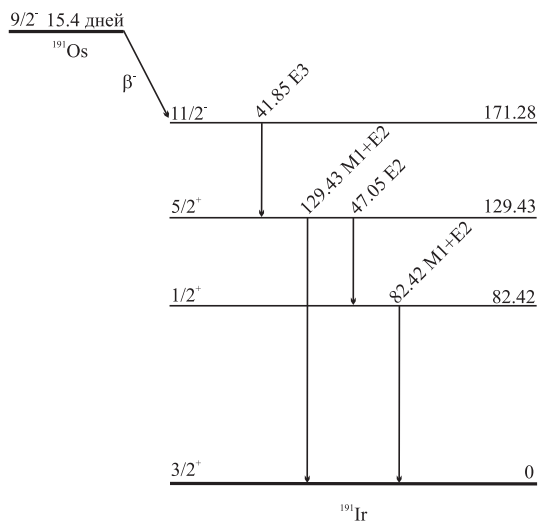
О МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ГАММА-ПЕРЕХОДА С ЭНЕРГИЕЙ 129 кэВ В  $^{191}\text{Ir}$ 

А. П. Лашко, Т. Н. Лашко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Общепризнанным методом, позволяющим с высокой точностью определять смешивание мультипольностей радиационных переходов, является сравнение абсолютных или относительных коэффициентов внутренней конверсии (КВК) с их теоретическими значениями. Поскольку теория внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей в настоящее время претендует (и небезосновательно) на точность расчета КВК около процента, таким методом можно получить очень точные значения параметра смешивания  $\delta$ . Однако, когда речь идет о заторможенных переходах, в КВК возможны аномалии, обусловленные эффектом проникновения. Их величина характеризуется параметром проникновения  $\lambda$ . В этих случаях анализ экспериментальных КВК необходимо проводить с учетом этого эффекта.

Именно такая ситуация складывается при определении мультипольности внутривибрационного  $M1 + E2$ -перехода с энергией 129 кэВ в  $^{191}\text{Ir}$  (см. рисунок) между уровнями ротационной полосы  $5/2^+$  и  $3/2^+$ , построенной на одночастичном состоянии  $3/2^+ 3/2[402]$ .

Схема распада  $^{191}\text{Os}$ .

Обычно коллективные переходы ускорены, но в данном случае  $M1$ -компонент заторможен в 40 раз по сравнению с одночастичными оценками Вайскопфа из-за близости величин  $g$ -факторов для внутреннего и коллективного движений  $g_K$  и  $g_R$ . Следовательно, из экспериментальных

значений КВК в этом случае необходимо определять уже два параметра – смешивания  $\delta$  и проникновения  $\lambda$ . Для этого нужно иметь данные как об абсолютных, так и относительных КВК на разных подоболочках атома, измеренные с возможно более высокой точностью.

Источники  $^{191}\text{Os}$  были получены в реакции  $(n, \gamma)$  при облучении осмиевых мишеней на реакторе ВВР-М ИЯИ НАН Украины тепловыми нейтронами. Мишени изготавливались путем напыления в вакууме обогащенного до 91,2%  $^{190}\text{Os}$  на алюминиевую подложку. Спектры электронов внутренней конверсии перехода  $\gamma$ 129 кэВ на L-подоболочках  $^{191}\text{Ir}$  были измерены с высокой точностью при помощи магнитного  $\beta$ -спектрометра типа  $\pi\sqrt{2}$  с железным ярмом и радиусом равновесной орбиты 50 см.

Получены следующие значения отношений интенсивностей линий электронов внутренней конверсии:

$$L_2/L_1 = 0,3076 \pm 0,0030,$$

$$L_3/L_1 = 0,1653 \pm 0,0008.$$

Они были использованы совместно с данными работы [1] о КВК этого перехода на K-оболочке  $^{191}\text{Ir}$   $\alpha_K = 2,134 \pm 0,014$  для нахождения параметра смешивания  $\delta(E2/M1)$  и параметра проникновения  $\lambda$ . Система уравнений для абсолютных и относительных КВК [2] решалась по методу наименьших квадратов. Чтобы избежать локальных минимумов, начальные значения  $\lambda$  и  $\delta$  находились из решения системы уравнений графическим методом. Результаты подгонки следующие:

$$\lambda = 1,22 \pm 0,09,$$

$$|\delta(E2/M1)| = 0,3907 \pm 0,0010.$$

Полученное нами значение параметра смешивания  $\delta(E2/M1)$  хорошо согласуется с данными корреляционных измерений, но имеет более высокую точность. Величина параметра проникновения  $\lambda$  для  $M1$ -компонента  $\gamma$ -перехода с энергией 129 кэВ в  $^{191}\text{Ir}$  определена впервые.

1. N. Nica, J.C. Hardy, V.E. Jacob *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 054320 (2005).
2. R.S. Hager and E.C. Seltzer, Nucl. Data Tables A **6**, 1 (1969).



FIRST RESULTS OF THE EXPERIMENT TO SEARCH FOR  $2\beta$  DECAY OF  $^{106}\text{Cd}$  WITH THE HELP OF  $^{106}\text{CdWO}_4$  CRYSTAL SCINTILLATORS

P. Belli<sup>1</sup>, R. Bernabei<sup>1,2</sup>, R. S. Boiko<sup>3</sup>, V. B. Brudanin<sup>4</sup>, F. Cappella<sup>5,6</sup>, V. Caracciolo<sup>7</sup>, R. Cerulli<sup>7</sup>, D. M. Chernyak<sup>3</sup>, F. A. Danevich<sup>3</sup>, S. d'Angelo<sup>1,2</sup>, A. E. Dossovitskiy<sup>8</sup>, E. N. Galashov<sup>9</sup>, A. Incicchitti<sup>5,6</sup>, V. V. Kobychiev<sup>3</sup>, S. S. Nagorny<sup>3</sup>, F. Nozzoli<sup>1</sup>, B. N. Kropivnyansky<sup>3</sup>, V. M. Kudovbenko<sup>3</sup>, A. L. Mikhlin<sup>8</sup>, A. S. Nikolaiko<sup>3</sup>, D. V. Poda<sup>3,7</sup>, R. B. Podvivanuk<sup>3</sup>, O. G. Polischuk<sup>3</sup>, D. Prosperini<sup>5,6</sup>, V. N. Shlegel<sup>9</sup>, Yu. G. Stenin<sup>9</sup>, J. Suhonen<sup>10</sup>, V. I. Tretyak<sup>3</sup>, Ya. V. Vasiliev<sup>9</sup>

<sup>1</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma Tor Vergata, Rome, Italy

<sup>2</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>3</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>4</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow region, Russia

<sup>5</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma, Rome, Italy

<sup>6</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

<sup>7</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

<sup>8</sup> Joint Stock Company NeoChem, Moscow, Russia

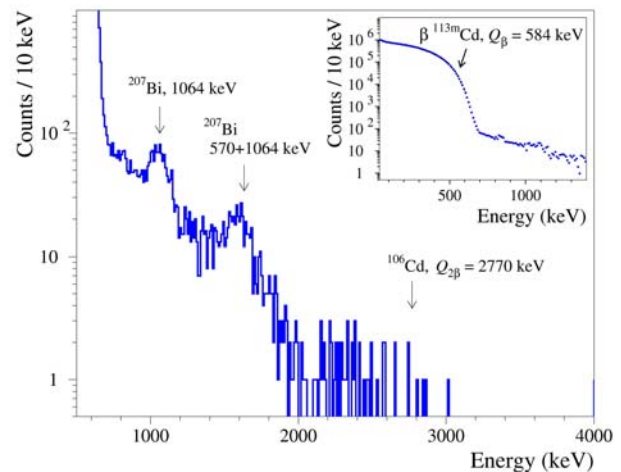
<sup>9</sup> Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry, Novosibirsk, Russia

<sup>10</sup> Department of Physics, University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland

Neutrinoless double beta decay ( $0\nu 2\beta$ ) is a powerful tool to investigate properties of neutrino and weak interaction.  $^{106}\text{Cd}$  has one of the highest value of  $Q_{2\beta} = 2770$  keV among  $2\beta^+$  nuclides, which allows three modes of decay:  $2\beta^+$  (emission of two positrons),  $\epsilon\beta^+$  (electron capture with emission of positron) and  $2e$  (double electron capture).

A cadmium tungstate crystal scintillator enriched in  $^{106}\text{Cd}$  to 66 % was developed with the aim to realize an experiment to search for double beta processes in  $^{106}\text{Cd}$  [1]. An experiment with this crystal is in progress in the DAMA R&D set-up at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso of INFN. The energy spectrum of  $\gamma(\beta)$  events accumulated with the  $^{106}\text{CdWO}_4$  detector over 1320 h is presented in Figure. We have estimated radioactive contamination of the  $^{106}\text{CdWO}_4$  scintillator relatively to U/Th (total  $\alpha$  activity) on the level of  $\approx 2$  mBq/kg. The main components of background of the detector is  $\beta$  active  $^{113\text{m}}\text{Cd}$  (112 Bq/kg) and  $^{207}\text{Bi}$  (1.3 mBq/kg).

By analysis of the experimental data, limits on  $2\beta$  processes in  $^{106}\text{Cd}$  have been established on the level of  $10^{19} - 10^{20}$  yr, in particular (all the results at 90 % C.L.):  $T_{1/2}(0\nu 2\epsilon) > 3.6 \cdot 10^{20}$  yr,  $T_{1/2}(2\nu\epsilon\beta^+) > 7.2 \cdot 10^{19}$  yr, and  $T_{1/2}(2\nu 2\beta^+) > 2.5 \cdot 10^{20}$  yr. Resonant  $0\nu 2\epsilon$  processes have been restricted as  $T_{1/2}(0\nu 2K) > 1.4 \cdot 10^{20}$  yr and  $T_{1/2}(0\nu LK) > 3.2 \cdot 10^{20}$  yr. A possible resonant enhancement of  $2e$  processes was estimated in the framework of QRPA approach. A sensitivity of the experiment to different  $2\beta$  processes in  $^{106}\text{Cd}$  after  $\approx 3$  yr of measurements is expected to be on the level of  $10^{21}$  yr.



Energy spectrum of  $\gamma(\beta)$  events measured with  $^{106}\text{CdWO}_4$  scintillator over 1320 h in the low-background set-up. (Inset)  $\beta$  decay of  $^{113\text{m}}\text{Cd}$  dominates at low energy (the data obtained over 268 h).

The support of the group from the Institute for Nuclear Research (Kyiv, Ukraine) by the project "Kosmomikrofizyka-2" (Astroparticle Physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine is acknowledged.

The preliminary results of the experiment were presented at the NPAE-Kyiv2010 International Conference [2].

1. P. Belli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **615**, 301 (2010).
2. P. Belli *et al.*, in *Proc. of the 3-rd Int. Conf. NPAE-Kyiv2010, June 7-12, 2010 Kyiv*, (Kyiv, 2011), p. 428.

SEARCH FOR  $2\beta$  DECAY OF CERIUM ISOTOPES WITH  $\text{CeCl}_3$  SCINTILLATOR

P. Belli<sup>1</sup>, R. Bernabei<sup>1,2</sup>, F. Cappella<sup>3,4</sup>, R. Cerulli<sup>5</sup>, F. A. Danevich<sup>6</sup>, A. d'Angelo<sup>3,4</sup>, A. Di Marco<sup>5</sup>,  
A. Incicchitti<sup>3,4</sup>, F. Nozzoli<sup>5</sup>, V. I. Tretyak<sup>6</sup>

<sup>1</sup> *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy*

<sup>2</sup> *Dipartimento di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy*

<sup>3</sup> *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma, Rome, Italy*

<sup>4</sup> *Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza", Rome, Italy*

<sup>5</sup> *Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Assergi (AQ), Italy*

<sup>6</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The neutrinoless ( $0\nu$ ) double beta ( $2\beta$ ) decay of atomic nuclei  $(A, Z) \rightarrow (A, Z \pm 2) + 2e^\mp$  is forbidden in the Standard Model (SM) since it violates the lepton number by two units; however, it is predicted in many SM extensions. The double beta decay experiments are considered as the best way to determine an absolute scale of the neutrino mass, to probe the nature of the neutrino, to establish the neutrino mass hierarchy, to search for the existence of right-handed admixtures in the weak interaction, and to test some other effects beyond the SM.

During the last two decades the experimental sensitivity to the  $0\nu 2\beta^-$  decay mode reached levels up to  $10^{23}$  -  $10^{25}$  yr. In the SM the two neutrino ( $2\nu$ ) double beta decay is an allowed rare process; to-date it is the rarest decay observed in direct laboratory experiments. It was detected only for 10 nuclides, and the corresponding half-lives are in the range of  $10^{18}$  -  $10^{24}$  yr. So far the experimental investigations in this field have been mainly focused on the  $2\beta^-$  decays, while the results for double positron decay ( $2\beta^+$ ), electron capture with positron emission ( $\epsilon\beta^+$ ), and capture of two electrons from the atomic shells ( $2\epsilon$ ) are much more modest (the most sensitive experiments gave limits on the  $2\beta^+$ ,  $\epsilon\beta^+$  and  $2\epsilon$  processes at level of  $10^{17}$  -  $10^{21}$  yr [1]). Nevertheless, efforts are in progress in this direction since the studies of the neutrinoless  $2\epsilon$  and  $\epsilon\beta^+$  decays could help to determine a contribution of right-handed current to the  $2\beta^-$  decay [2].

An interesting case is the Cerium. In fact, it offers three double beta decaying isotopes:  $^{136}\text{Ce}$ ,  $^{138}\text{Ce}$  and  $^{142}\text{Ce}$ , and the recent development of new scintillating materials containing Ce also allows the exploitation of the efficient "source=detector" approach. In particular, the  $^{136}\text{Ce}$  is a very interesting isotope since the high energy release allows the  $2\beta^+$  decay mode, which is energetically possible only for 6 candidate nuclei. Moreover, some resonant neutrinoless  $2\epsilon$  captures in  $^{136}\text{Ce}$  to the excited states of the  $^{136}\text{Ba}$  are also energetically allowed.

Here we report the results obtained in the investigation of the  $2\beta$  processes in Ce isotopes using for the first time the  $\text{CeCl}_3$  crystal as a scintillator. Double beta processes in  $^{136}\text{Ce}$ ,  $^{138}\text{Ce}$  and  $^{142}\text{Ce}$  have been searched for by exploiting the active source approach with the help of a 6.9 g  $\text{CeCl}_3$  crystal as a scintillator at the Gran Sasso National Laboratory (LNGS) of the INFN (Italy). The total measurement time is 1638 h; even such a small exposure has allowed the achievement of some improved half-life limits on  $2\beta$  decay processes in these isotopes at the level of  $10^{16}$  -  $10^{18}$  yr. In particular (all the limits are given with 90 % C.L.):  $T_{1/2}^{0\nu\epsilon\beta^+} (^{136}\text{Ce}) \geq 8.8 \cdot 10^{16}$  yr,  $T_{1/2}^{2\nu\epsilon\beta^+} (^{136}\text{Ce}) \geq 2.4 \cdot 10^{16}$  yr,  $T_{1/2}^{2\nu 2K} (^{136}\text{Ce}) \geq 3.2 \cdot 10^{16}$  yr,  $T_{1/2}^{2\nu 2K} (^{138}\text{Ce}) \geq 4.4 \cdot 10^{16}$  yr,  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta^-} (^{142}\text{Ce}) \geq 1.4 \times 10^{18}$  yr.

The obtained results support the interest in realizing larger mass and longer exposure deep underground with new  $\text{CeCl}_3$  crystal scintillators exploiting the active source technique. It should be also stressed an advantage of much better energy resolution of  $\text{CeCl}_3$  crystal scintillator (FWHM  $\approx 5\%$  at 662 keV  $\gamma$  line of  $^{137}\text{Cs}$ ) in comparison with f.e.  $\text{CeF}_3$  crystal scintillators ( $\approx 18\%$  at the same energy) [3]. Particular interest is offered by the  $2\nu 2\epsilon$  decay mode of  $^{136}\text{Ce}$ , whose half-life is expected to be in the range  $10^{18}$  -  $10^{22}$  yr by theoretical estimates [1]; thus, there could be some hope for the detection of such a process in near future.

A paper describing the results of the experiment is published in J. Phys. G [4].

1. V.I. Tretyak and Yu.G. Zdesenko, At. Data Nucl. Data Tables **61**, 43 (1995); **80**, 83 (2002).
2. M. Hirsch *et al.*, Z. Phys. A **347**, 151 (1994).
3. P. Belli *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **498**, 352 (2003).
4. P. Belli *et al.*, J. Phys. G **38**, 015103 (2011).

## SEMI-EMPIRICAL CALCULATION OF QUENCHING FACTORS FOR IONS IN SCINTILLATORS

V. I. Tretyak

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

For a long time it is known that amount of light produced in scintillating material by highly ionizing particles (protons,  $\alpha$  particles, heavy ions) is lower than that produced by electrons of the same energy. Thus, in a scintillator calibrated with electron and/or  $\gamma$  sources (which is an usual practice), signals from ions will be seen at lower energies (sometimes up to 40 times) than their real values. Knowledge of these transformation coefficients – quenching factors – is extremely important in prediction where the signal should be expected in searches for dark matter particles or in studies of rare  $\alpha$  decays.

Semi-empirical method of calculation of quenching factors for scintillators is developed. It is based on classical Birks formula [1] that uses the total stopping powers for electrons  $(dE/dr)_e$  and ions  $(dE/dr)_i$  calculated with the ESTAR [2] and SRIM [3] codes, respectively. The ion quenching factor  $Q_i$  at energy  $E$  is defined as the ratio of light yield of the ion to that of an electron of the same energy:  $Q_i = L_i/L_e$ , where

$$L_i = \int_0^E \frac{dE}{1 + kB \left( \frac{dE}{dr} \right)_i}, \quad L_e = \int_0^E \frac{dE}{1 + kB \left( \frac{dE}{dr} \right)_e}.$$

The method has only one fitting parameter (the Birks factor  $kB$ ) which can have different values for the same material in different conditions of measurements and data treatment. A hypothesis is used that, once the  $kB$  value is obtained by fitting data for particles of one kind and in some energy region (e.g. for a few MeV  $\alpha$  particles from internal contamination of a detector), it can be applied to calculate quenching factors for particles of another kind and for another energies (e.g. for low energy nuclear recoils) if all data are measured in the same experimental conditions and are treated in the same way. Applicability of the method is demonstrated on many examples including materials with different mechanisms of scintillation: organic scintillators (solid  $C_8H_8$ , and liquid  $C_{16}H_{18}$ ,  $C_9H_{12}$ ); crystal scintillators (pure  $CdWO_4$ ,  $PbWO_4$ ,  $ZnWO_4$ ,  $CaWO_4$ ,  $CeF_3$ , and doped  $CaF_2(Eu)$ ,  $CsI(Tl)$ ,  $CsI(Na)$ ,  $NaI(Tl)$ ); liquid noble gases (LXe). Estimations of quenching factors for nuclear recoils are also given for some scintillators where experimental data are absent ( $CdWO_4$ ,  $PbWO_4$ ,  $CeF_3$ ,  $Bi_4Ge_3O_{12}$ ,  $LiF$ ,  $ZnSe$ ). Examples of calculations are given in Figs. 1 and 2.

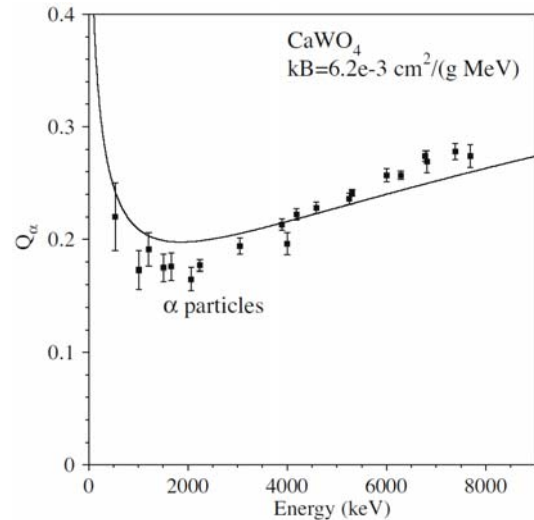


Fig. 1. Quenching factors for  $\alpha$  particles in  $CaWO_4$  measured in [4] and their fit with  $kB = 6.2 \text{ mg MeV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ .

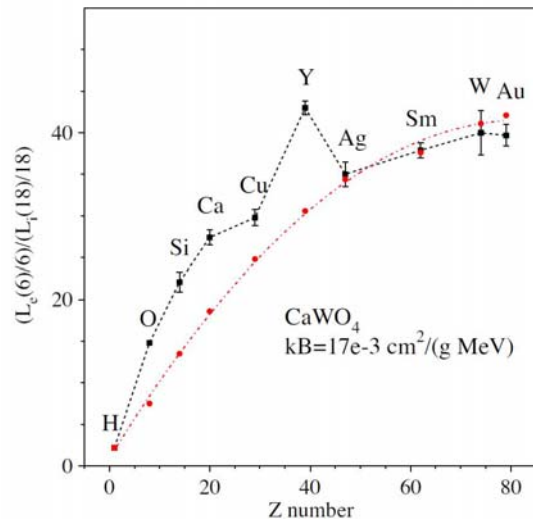


Fig. 2. Dependence of inverse of the relative light output at  $E_i = 18 \text{ keV}$ , normalized to that for electron at  $E_e = 6 \text{ keV}$  on ion's  $Z$  number: squares are experimental points from [5], and circles are calculated values with  $kB = 17 \text{ mg MeV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  found by equating experimental and theoretical values only at one point (for protons).

The work is published in [6].

1. J.B. Birks, *Theory and Practice of Scintillation Counting* (Pergamon, London, 1964).
2. [http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/content\\_s.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/content_s.html).
3. <http://www.srim.org>.
4. Yu.G. Zdesenko *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **538**, 657 (2005).
5. J. Ninkovic *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **564**, 567 (2006).
6. V.I. Tretyak, *Astropart. Phys.* **33**, 40 (2010).

**FIRST OBSERVATION OF ALPHA DECAY OF  $^{190}\text{Pt}$  TO THE FIRST EXCITED LEVEL ( $E_{\text{exc}} = 137 \text{ keV}$ ) OF  $^{186}\text{Os}$**

**P. Belli<sup>1</sup>, R. Bernabei<sup>1,2</sup>, F. Cappella<sup>3,4</sup>, R. Cerulli<sup>5</sup>, F. A. Danevich<sup>6</sup>, A. Incicchitti<sup>3</sup>, M. Laubenstein<sup>5</sup>, S. S. Nagorny<sup>6</sup>, S. Nisi<sup>5</sup>, O. G. Polischuk<sup>6</sup>, V. I. Tretyak<sup>6</sup>**

<sup>1</sup> *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma “Tor Vergata”, Rome, Italy*

<sup>2</sup> *Dipartimento di Fisica, Università di Roma “Tor Vergata”, Rome, Italy*

<sup>3</sup> *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma “La Sapienza”, Rome, Italy*

<sup>4</sup> *Dipartimento di Fisica, Università di Roma “La Sapienza”, Rome, Italy*

<sup>5</sup> *Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Assergi (AQ), Italy*

<sup>6</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

All six naturally occurring isotopes of platinum are potentially unstable in relation to  $\alpha$  decay. However, only for one of them,  $^{190}\text{Pt}$  (with the biggest energy release of  $Q_\alpha = 3251(6) \text{ keV}$ ), this process was experimentally observed to-date (the currently recommended half life value is equal  $6.5 \pm 0.3 \cdot 10^{11} \text{ yr}$ ). In all previous works,  $^{190}\text{Pt}$   $\alpha$  decay was observed only to the ground state (g.s.) of  $^{186}\text{Os}$ . However, the first excited level of  $^{186}\text{Os}$  ( $J^\pi = 2^+$ ) has quite low energy:  $E_{\text{exc}} = 137.2 \text{ keV}$ , and energy available to  $\alpha$  particle in decay to this level  $Q_\alpha^* = 3114(6) \text{ keV}$  is not much lower than that in the g.s. to g.s. transition. Our theoretical estimates of the corresponding half life gave values in the range of  $T_{1/2} = 10^{13} - 10^{14} \text{ yr}$ . This allowed to hope to discover the  $^{190}\text{Pt} \rightarrow ^{186}\text{Os}(2^+)$  decay through observation of the  $137.2 \text{ keV}$   $\gamma$  quantum emitted in deexcitation of the  $^{186}\text{Os}^*$  nucleus with a well-shielded low-background HP Ge detector even using a Pt sample with natural isotopic composition with very low percentage of  $^{190}\text{Pt}$  (0.014 %).

The measurements were performed deep underground in the Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) of the INFN (Italy) at the depth of 3600 m w.e. Two platinum crucibles, exploited in the LNGS chemical laboratory, were used as the Pt sample with the total mass of 42.5 g. Data with the Pt were collected with HP Ge detector (GeCris, 468  $\text{cm}^3$ ) during 1815.4 h, while background spectrum of the detector was measured during 1045.6 h. The energy resolution of the detector is  $\text{FWHM} = 2.0 \text{ keV}$  for the 1332 keV  $\gamma$  line of  $^{60}\text{Co}$ . To reduce external background, the detector was shielded by layers of low-radioactive copper ( $\sim 10 \text{ cm}$ ) and lead ( $\sim 20 \text{ cm}$ ); the set-up has been continuously flushed by high purity nitrogen (stored deep underground for a long time) to avoid presence of residual environmental radon. Part of the spectrum accumulated with the Pt sample in comparison with the background in the energy range of 100 - 700 keV is shown in Fig. 1.

Peak at energy of  $137.1 \pm 0.1 \text{ keV}$  after  $\alpha$  decay  $^{190}\text{Pt} \rightarrow ^{186}\text{Os}(2^+)$  is clearly visible in the Pt spectrum being absent in the background. Its area of

$132 \pm 17$  counts corresponds to  $T_{1/2}^* = 2.6^{+0.4}_{-0.3}(\text{stat.}) \pm 0.6(\text{syst.}) 10^{14} \text{ yr}$ . An updated scheme of the  $^{190}\text{Pt}$  decay is shown in Fig. 2.

Half life limits for  $\alpha$  decays of other Pt isotopes with emission of  $\gamma$  quanta were also determined (at the first time) on the level of  $10^{16} - 10^{20} \text{ yr}$ .

A paper on the results of the experiment is submitted to Phys. Rev. C.

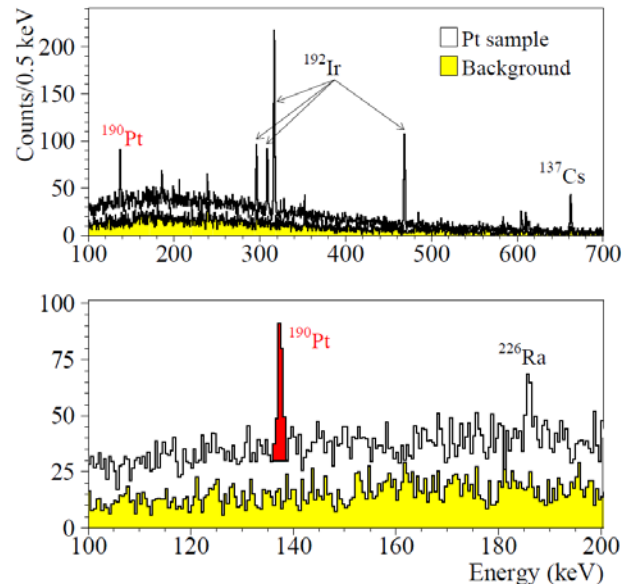


Fig. 1. Energy spectrum of the Pt sample with mass of 42.5 g measured during 1815 h in the 100 - 700 keV energy interval (upper part), and in more detail around the 137 keV region (lower part). The background spectrum (measured during 1046 h but normalized here to 1815 h) is also shown (filled histogram).

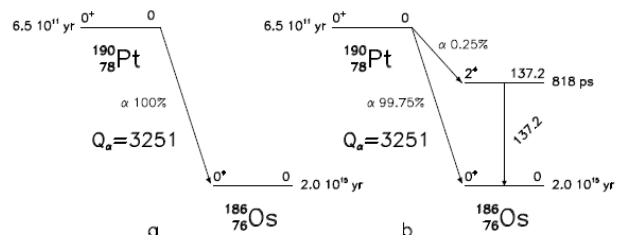


Fig. 2. Old (a) and new (b) schemes of  $\alpha$  decay of  $^{190}\text{Pt}$ .



## DEVELOPMENT OF ENRICHED $^{106}\text{CdWO}_4$ CRYSTAL SCINTILLATORS TO SEARCH FOR DOUBLE $\beta$ DECAY PROCESSES IN $^{106}\text{Cd}$

P. Belli<sup>1</sup>, R. Bernabei<sup>1,2</sup>, R. S. Boiko<sup>3</sup>, V. B. Brudanin<sup>4</sup>, N. Bukilic<sup>5</sup>, R. Cerulli<sup>6</sup>,  
D. M. Chernyak<sup>3</sup>, F. A. Danevich<sup>3</sup>, S. d'Angelo<sup>1,2</sup>, V. Ya. Degoda<sup>7</sup>, A. E. Dossovitskiy<sup>5</sup>,  
E. N. Galashov<sup>9</sup>, S. V. Ildyakov<sup>9</sup>, A. Incicchitti<sup>10</sup>, V. V. Kobychyev<sup>3</sup>, O. S. Kolesnyk<sup>7</sup>, G. P. Kovtun<sup>12</sup>,  
V. M. Kudovbenko<sup>3</sup>, J. R. de Laeter<sup>5</sup>, A. L. Mikhlin<sup>8</sup>, S. S. Nagorny<sup>3</sup>, S. G. Nedilko<sup>7</sup>,  
A. S. Nikolaiko<sup>3</sup>, S. Nisi<sup>6</sup>, D. V. Poda<sup>3</sup>, R. B. Podviyanyuk<sup>3</sup>, O. G. Polischuk<sup>3</sup>, **D. Proserpi**<sup>10,11</sup>,  
A. P. Shcherban<sup>12</sup>, V. P. Shcherbatskyi<sup>7</sup>, V. N. Shlegel<sup>9</sup>, D. A. Solopikhin<sup>12</sup>, Yu. G. Stenin<sup>9</sup>,  
V. I. Tretyak<sup>3</sup>, Ya. V. Vasiliev<sup>9</sup>, V. D. Virich<sup>12</sup>

<sup>1</sup> *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy*

<sup>2</sup> *Dipartimento di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy*

<sup>3</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>4</sup> *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow region, Russia*

<sup>5</sup> *Department of Applied Physics, Curtin University, GPO, Perth, Australia*

<sup>6</sup> *Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Assergi (AQ), Italy*

<sup>7</sup> *Taras Shevchenko National University, Kyiv*

<sup>8</sup> *Joint Stock Company NeoChem, Moscow, Russia*

<sup>9</sup> *Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry, Novosibirsk, Russia*

<sup>10</sup> *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma "La Sapienza", Rome, Italy*

<sup>11</sup> *Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza", Rome, Italy*

<sup>12</sup> *National Scientific Centre "Kharkiv Institute of Physics and Technology", Kharkiv*

The Solotvina experiment [1] demonstrates important properties of  $\text{CdWO}_4$  crystals required for high sensitivity  $2\beta$  decay experiments. Another application of  $\text{CdWO}_4$  scintillating crystals is search for double  $\beta$  processes in  $^{106}\text{Cd}$ . One of the highest for  $2\beta^+$  nuclides value of  $Q_{2\beta} = 2770$  keV allows three modes of decay:  $2\beta^+$  (decay with emission of two positrons),  $\epsilon\beta^+$  (electron capture with emission of positron) and  $2e$  (double electron capture).

A cadmium tungstate crystal scintillator enriched in  $^{106}\text{Cd}$  to 66 % (natural abundance is 1.25 %) was developed with the aim to realize an experiment to search for double beta processes in  $^{106}\text{Cd}$ . Samples of cadmium with natural isotopic composition and enriched in  $^{106}\text{Cd}$  were purified by vacuum distillation. Cadmium tungstate compounds for crystals were synthesized from solutions. Contamination of the cadmium samples and synthesized compounds were controlled by mass-spectrometry and atomic absorption spectroscopy. The absolute isotopic composition of the enriched cadmium was accurately determined by thermal ionisation mass-spectrometry. A  $^{106}\text{CdWO}_4$  crystal boule, with mass of 231 g (87 % of initial mass of powder), was grown by the low-thermal-gradient Czochralski technique (see Figure). The total irrecoverable loss of enriched cadmium on the stages of purification, raw material production, crystal growth, and scintillation element production does not exceed 2.3 %. The produced  $^{106}\text{CdWO}_4$  crystal scintillator with mass of 216 g enriched in  $^{106}\text{Cd}$  exhibits excellent optical and scintillation properties. In particular, the energy resolu-

tion FWHM = 10 % was measured with 662 keV  $\gamma$  quanta of  $^{137}\text{Cs}$  source.



Boule of  $^{106}\text{CdWO}_4$  single crystal grown by the low-thermal-gradient Czochralski process.

The support of the group from the Institute for Nuclear Research (Kyiv, Ukraine) by the project "Kosmomikrofizyka" (Astroparticle Physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine is acknowledged. The work of the group from the Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry (Novosibirsk, Russia) was supported by the RF President Grant NSh-636.2008.3.

A paper describing the results of this work is published in [2].

1. F.A. Danevich *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 035501 (2003).
2. P. Belli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **615**, 301 (2010).

**PERFORMANCE OF ZnMoO<sub>4</sub> CRYSTAL AS CRYOGENIC SCINTILLATING BOLOMETER TO SEARCH FOR DOUBLE BETA DECAY OF MOLYBDENUM**

**L. Gironi<sup>1,2</sup>, C. Arnaboldi<sup>1</sup>, J. W. Beeman<sup>3</sup>, O. Cremonesi<sup>1</sup>, F. A. Danevich<sup>4</sup>, V. Ya. Degoda<sup>5</sup>, L. I. Ivleva<sup>6</sup>, L. L. Nagornaya<sup>7</sup>, M. Pavan<sup>1,2</sup>, G. Pessina<sup>1</sup>, S. Pirro<sup>1</sup>, V. I. Tretyak<sup>4</sup>, I. A. Tupitsyna<sup>7</sup>**

<sup>1</sup> *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Milano Bicocca, Milano, Italy*

<sup>2</sup> *Dipartimento di Fisica, Università di Milano Bicocca, Milano, Italy*

<sup>3</sup> *Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, USA*

<sup>4</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>5</sup> *Taras Shevchenko National University, Kyiv*

<sup>6</sup> *Institute of General Physics, Moscow, Russia*

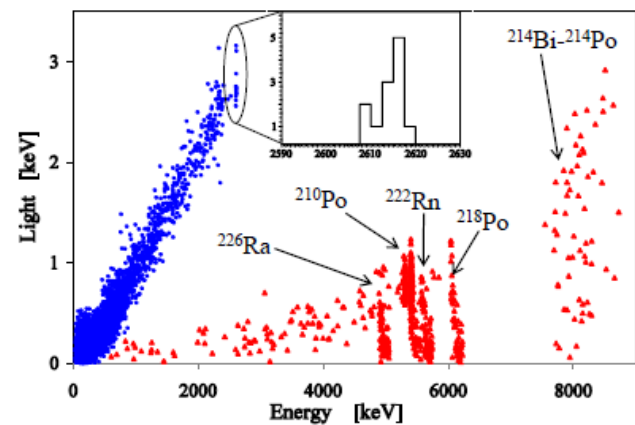
<sup>7</sup> *Institute for Single Crystals, Kharkiv*

Neutrinoless double beta decay ( $0\nu 2\beta$ ) is a rare nuclear process able to give very important information about properties of neutrino and weak interactions. Only the measurement of a  $0\nu 2\beta$  decay rate could establish the Majorana nature of the neutrino, participate in the determination of the absolute scale of neutrino masses and test lepton number conservation.  $^{100}\text{Mo}$  is one of the most promising  $2\beta$  isotopes because of its large transition energy  $Q_{2\beta} = 3035$  keV and a considerable natural abundance  $\delta = 9.67\%$ . Despite good result of the NEMO 3 experiment (the half-life limit  $T_{1/2}^{0\nu} > 4.6 \cdot 10^{23}$  yr at 90 % CL [1]), the NEMO techniques presents two disadvantages that limit the achievable sensitivity: the low detection efficiency of  $0\nu 2\beta$  events ( $\approx 14\%$ ) and the poor energy resolution ( $\approx 10\%$  at the energy of  $Q_{2\beta}$  of  $^{100}\text{Mo}$ ). Both these limitations can be overcome by the use of the cryogenic scintillating bolometers, which possess an energy resolution a few keV in wide energy interval, and near to 90 % detection efficiency of  $2\beta$  decay. There are several crystal scintillators containing molybdenum. Recently developed zinc molybdate ( $\text{ZnMoO}_4$ ) [2, 3] is one of the most promising.

Zinc molybdate single crystals were grown for the first time by the Czochralski method and their luminescence was measured under X ray excitation in the temperature range 85 - 400 K. Properties of  $\text{ZnMoO}_4$  crystal as cryogenic low temperature scintillator were checked for the first time. Radioactive contamination of the  $\text{ZnMoO}_4$  crystal was estimated as  $\leq 0.3$  mBq/kg ( $^{228}\text{Th}$ ) and 8 mBq/kg ( $^{226}\text{Ra}$ ). Thanks to the simultaneous measurement of the scintillation light and the phonon signal (see Figure), the  $\alpha$  particles can be discriminated from the  $\gamma/\beta$  interactions, making this compound extremely promising for the search of neutrinoless double  $\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$ . We also report on the ability to discriminate the  $\alpha$  induced background without the light measurement,

thanks to a different shape of the thermal signal that characterizes  $\gamma/\beta$  and  $\alpha$  particle interactions.

The support of F. A. Danevich and V. I. Tretyak by the project “Kosmomikrofizyka-2” (Astroparticle Physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine is acknowledged.



Scatter plot light vs. heat obtained with a  $^{232}\text{Th}$  calibration (65 h) plus a background measurements (66 h). The main observed lines are pointed out. In the inset the 2615 keV  $\gamma$  line of  $^{208}\text{Tl}$ . The light (red) points are identified as  $\alpha$  particles. The  $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$  points are due to mixed events induced by  $\gamma/\beta$  decay “immediately” followed by  $\alpha$  decay with  $T_{1/2} = 164 \mu\text{s}$ , too fast for both our detectors to distinguish from the parent  $\gamma/\beta$ .

A paper describing the results of this work is published in [4].

1. R. Arnold *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 182302 (2005).
2. L.I. Ivleva *et al.*, Crystallography Reports **53**, 1087 (2008).
3. L.L. Nagornaya, *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **56**, 2513 (2009).
4. L. Gironi *et al.*, JINST **5**, P11007 (2010).

## FEASIBILITY STUDY OF $\text{PbWO}_4$ AND $\text{PbMoO}_4$ CRYSTAL SCINTILLATORS FOR CRYOGENIC RARE EVENTS EXPERIMENTS

F. A. Danevich<sup>1</sup>, B. V. Grinyov<sup>2</sup>, S. Henry<sup>3</sup>, M. B. Kosmyna<sup>4</sup>, H. Kraus<sup>3</sup>, N. Krutyak<sup>5</sup>,  
V. M. Kudovbenko<sup>1</sup>, V. B. Mikhailik<sup>3</sup>, L. L. Nagornaya<sup>2</sup>, B. P. Nazarenko<sup>4</sup>, A. S. Nikolaiko<sup>1</sup>,  
O. G. Polischuk<sup>1</sup>, V. M. Pusikov<sup>4</sup>, A. N. Shekhovtsov<sup>4</sup>, V. I. Tretyak<sup>1</sup>, Yu. Ya. Vostretsov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup>Institute for Scintillation Materials, Kharkiv

<sup>3</sup>Department of Physics, University of Oxford, Oxford, United Kingdom

<sup>4</sup>Institute for Single Crystals, Kharkiv

<sup>5</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

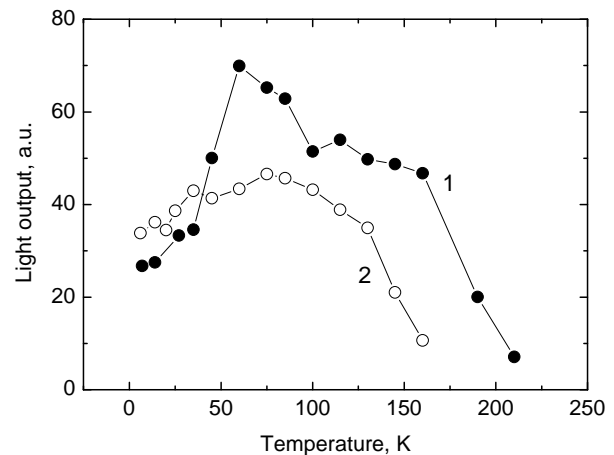
The feasibility of lead molybdate ( $\text{PbMoO}_4$ ) and lead tungstate ( $\text{PbWO}_4$ ) as detectors for rare event searches has been envisaged in [1] and [2], respectively.  $\text{PbMoO}_4$  is a promising material to search for the neutrinoless double  $\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$  [1, 3, 4]. It has been suggested that  $\text{PbWO}_4$  can be used as a shield (anti-coincidence detector and/or active light-guide) to suppress radioactive background in a high-sensitivity experiment to search for double  $\beta$  decay of  $^{116}\text{Cd}$  [5]. The prospects of radiopure  $\text{PbWO}_4$  and  $\text{PbMoO}_4$  crystal scintillators as target materials in cryogenic dark matter experiments have been discussed recently [6].

Scintillation properties of lead tungstate ( $\text{PbWO}_4$ ) and lead molybdate ( $\text{PbMoO}_4$ ) have been studied as potential cryogenic scintillators for rare event searches. The light output and decay kinetics of  $\text{PbWO}_4$  and  $\text{PbMoO}_4$  crystals for excitation with  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  particles were examined over the temperature range 7 - 300 K (see Figure). The  $\alpha/\gamma$  ratio was measured with a  $\text{PbMoO}_4$  crystal scintillator for 5.3 MeV  $\alpha$  particles, and the ability to distinguish between signals induced by  $\alpha$  particles and  $\gamma$  quanta by pulse shape discrimination was assessed for the  $\text{PbMoO}_4$  crystal scintillator at 77 K. The energy dependence of the quenching factor for oxygen, molybdenum, tungsten and lead ions at low energy was calculated using a semi-empirical approach [7] with data from the  $\alpha$  particle measurements.

Both,  $\text{PbWO}_4$  and  $\text{PbMoO}_4$  crystals are of particular interest for cryogenic experiments to search for dark matter due to the combination of heavy (W, Pb), middle (Mo) and light (O) elements. Nonetheless, the high intrinsic radioactivity due to  $^{210}\text{Pb}$  is the main obstacle, limiting the usefulness of these materials for low-background experiments. However, the use of ancient lead for crystal growth should permit producing lead tungstate and lead molybdate with substantially reduced intrinsic radioactivity to the level of a few mBq/kg [8, 9].

This study was supported in part by the grant from the Royal Society (London) "Development of

advanced scintillation detectors for cryogenic dark matter search". The support of the group from the Institute for Nuclear Research (Kyiv, Ukraine) by the project "Kosmomikrofizyka-2" (Astroparticle Physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine is acknowledged.



Temperature dependence of the scintillation light output of  $\text{PbWO}_4$  (1) and  $\text{PbMoO}_4$  (2), measured for excitation with  $\alpha$  particles of  $^{241}\text{Am}$ .

A paper describing the results of this work is published in [10].

1. M. Minowa *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **320**, 500 (1992).
2. E. Fiorini, Phys. Rep. **307**, 309 (1998).
3. Yu.G. Zdesenko *et al.*, Instr. and Exp. Technique **39**, 364 (1996).
4. S. Pirro *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **69**, 2109 (2006).
5. F.A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **556**, 259 (2006).
6. L.L. Nagornaya *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **56**, 2513 (2009).
7. V.I. Tretyak, Astropart. Phys. **33**, 40 (2010).
8. A. Alessandrello *et al.*, Nucl. Instr. Meth. B **142**, 163 (1998).
9. F.A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **603**, 328 (2009).
10. F.A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **622**, 608 (2010).

RADIOACTIVE CONTAMINATION OF ZnWO<sub>4</sub> CRYSTAL SCINTILLATORS

P. Belli<sup>1</sup>, R. Bernabei<sup>1,2</sup>, F. Cappella<sup>3,4</sup>, R. Cerulli<sup>5</sup>, F. A. Danevich<sup>6</sup>, A. M. Dubovik<sup>7</sup>, S. d'Angelo<sup>1,2</sup>, E. N. Galashov<sup>8</sup>, B. V. Grinyov<sup>7</sup>, A. Incicchitti<sup>3,4</sup>, V. V. Kobychyev<sup>6</sup>, M. Laubenstein<sup>5</sup>, L. L. Nagornaya<sup>7</sup>, F. Nozzoli<sup>1,2</sup>, D. V. Poda<sup>5,6</sup>, R. B. Podviyanuk<sup>6</sup>, O. G. Polischuk<sup>6</sup>, **D. Proserpi**<sup>3,4</sup>, V. N. Shlegel<sup>8</sup>, V. I. Tretyak<sup>6</sup>, I. A. Tupitsyna<sup>7</sup>, Ya. V. Vasiliev<sup>8</sup>, Yu. Ya. Vostretsov<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>2</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>3</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

<sup>4</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

<sup>5</sup> Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Assergi (AQ), Italy

<sup>6</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

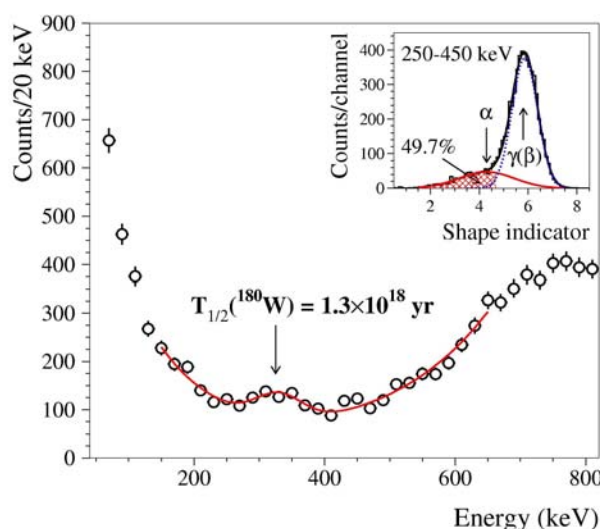
<sup>7</sup> Institute for Scintillation Materials, Kharkiv

<sup>8</sup> Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry, Novosibirsk, Russian Federation

The radioactive contamination of ZnWO<sub>4</sub> crystal scintillators has been measured deep underground at the Gran Sasso National Laboratory of the INFN (Italy) with a total exposure 3197 kg · h. The samples of ZnWO<sub>4</sub> crystals were produced by the Institute for Scintillation Materials (Kharkiv, Ukraine) and the Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry (Novosibirsk, Russia). The detector with ZnWO<sub>4</sub> samples, experimental set-up, measurements and data analysis are described in [1]. Monte Carlo simulation, time-amplitude and pulse-shape analysis of the data have been applied to estimate the radioactive contamination of the ZnWO<sub>4</sub> samples. Components of the background were simulated with the help of GEANT4 code [2] and event generator DECAY0 [3]. One of ZnWO<sub>4</sub> crystals has also been tested by ultra-low background γ spectrometry. The radioactive contaminations of the ZnWO<sub>4</sub> samples do not exceed 0.002 - 0.8 mBq/kg (depending on the radionuclide), the total α activity is in the range 0.2 - 2 mBq/kg. Particular radioactivity, i.e. associated with the elemental composition of the ZnWO<sub>4</sub> crystals, was observed: β active <sup>65</sup>Zn (probably due to cosmogenic or/and neutron activation at sea level) and α active <sup>180</sup>W (rare α decay with  $T_{1/2} \sim 10^{18}$  yr, see in Figure), has been detected. The effect of the re-crystallization on the radiopurity of the ZnWO<sub>4</sub> crystal has been studied. The radioactive contamination of the samples of the ceramic details of the set-ups used in the crystals growth has been checked by low-background γ spectrometry. A project scheme on further improvement of the radiopurity level of the ZnWO<sub>4</sub> crystal scintillators should include deep purification of initial materials and careful radiopurity control at all the stages of crystal production. Thus, summarizing the obtained results, we can conclude that the typical radiopurity of ZnWO<sub>4</sub> scintillators is very promising for further applications.

This study was supported in part by the Project "Kosmomikrofizyka-2" (Astroparticle Physics) of

the National Academy of Science of Ukraine and by the Grant for Young Scientists (Reg. No. 0109U007070) of the National Academy of Science of Ukraine.



Fragment of the α spectrum selected by the pulse-shape discrimination from the raw data measured with the ZnWO<sub>4</sub> detectors over 3197 kg · h together with the fitting curve (solid line). The α peak of <sup>180</sup>W with the area of 204 counts corresponds to the half-life  $1.3 \cdot 10^{18}$  yr. In the inset, the shape indicator distributions measured with ZnWO<sub>4</sub> scintillator (239 g) during 4305 h in the energy range 250 - 450 keV. Fitting curves correspond to β particles (γ quanta, dotted blue line) and α particles (solid red line).

The results of this work are published in [1].

1. P. Belli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **626&627**, 31 (2011) .
2. S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250 (2003); J. Allison *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
3. O.A. Ponkratenko, V.I. Tretyak, and Yu.G. Zdesenko, Phys. At. Nucl. **63**, 1282 (2000); V.I. Tretyak, to be published.



## DEVELOPMENT OF THE BiPo DETECTOR AND CALORIMETER R&D FOR THE SUPERNEMO PROJECT

V. I. Tretyak (for the SuperNEMO Collaboration\*)

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The SuperNEMO project is development of the NEMO-3 experiments (see [1] and refs. therein) aiming to search for neutrinoless ( $0\nu$ ) double beta ( $2\beta$ ) decay of atomic nuclei. The SuperNEMO is planned to be built of 20 identical super-modules, each housing around  $\sim 5$  kg of isotope. The source is a thin ( $\sim 40$  mg/cm<sup>2</sup>) foil inside the detector. It is surrounded by a gas tracking chamber followed by calorimeter walls. The tracking volume contains around 2000 wire drift cells operated in Geiger mode which are arranged in nine layers parallel to the foil. The calorimeter is divided into 700 plastic scintillator hexagonal blocks ( $\sim 25$  cm diameter) which cover most of the detector outer area and are coupled to low radioactive 8" PMTs. A super-module will have a footprint of 6x2 m and a height of 4 m. The baseline candidate isotope for SuperNEMO is <sup>82</sup>Se (but possibility to use <sup>150</sup>Nd and <sup>48</sup>Ca also is investigated). The expected sensitivity to  $2\beta 0\nu$  decay is at the level of  $T_{1/2} \sim 10^{26}$  y (or 50 - 110 meV in terms of the neutrino mass).

To reach this aim, in particular, two demands among others should be fulfilled: (1) the required radiopurities of the SuperNEMO  $2\beta$  decay foils should be  $A(^{208}\text{Tl}) < 2$   $\mu\text{Bq/kg}$  and  $A(^{214}\text{Bi}) < 10$   $\mu\text{Bq/kg}$ ; (2) energy resolution of scintillators should be 4 % at 3 MeV ( $Q_{2\beta}$  value of <sup>82</sup>Se) which is unprecedented value for plastic scintillators.

Measurement of such low activities of <sup>208</sup>Tl and <sup>214</sup>Bi is unreachable with Ge detectors, and special BiPo detectors are under development [2]. The underlying concept of the BiPo detector is to detect with organic plastic scintillators (built as a sandwich) the so-called BiPo process, which corresponds to the detection of an electron from  $\beta$  decay followed by a delayed  $\alpha$  particle. The <sup>214</sup>Bi isotope is a ( $\beta$ ,  $\gamma$ ) emitter ( $Q_{\beta} = 3.27$  MeV) decaying to <sup>214</sup>Po, which is an  $\alpha$  emitter with a half life of 164  $\mu\text{s}$ . The <sup>208</sup>Tl isotope is measured by detecting its parent, <sup>212</sup>Bi which decays with a branching ratio of 64 % via a  $\beta$  emission ( $Q_{\beta} = 2.25$  MeV) towards the daughter nucleus <sup>212</sup>Po which is a pure  $\alpha$  emitter (8.78 MeV) with a short half life of 300 ns. A modular prototype, called BiPo-1, with 0.8 m<sup>2</sup> of sensitive surface area, has been running in the Modane Underground Laboratory since

February, 2008. The goal of BiPo-1 is to measure the different components of the background and in particular the surface radiopurity of the plastic scintillators that make up the detector. After more than one year of background measurement, a surface activity of the scintillators of  $A(^{208}\text{Tl}) = 1.5$   $\mu\text{Bq/m}^2$  was reached. Given this level of background, a larger BiPo detector having 12 m<sup>2</sup> of active surface area, is able to qualify the radiopurity of the SuperNEMO selenium  $2\beta$  foils with the required sensitivity of  $A(^{208}\text{Tl}) < 2$   $\mu\text{Bq/kg}$  (90 % C.L.) with a six month measurement [2].

The collaboration has carried out a large number of tests studying the scintillator material, mineral, plastic and liquid, and the shape, size and coating of the calorimeter blocks. Many different scintillator, reflector, and PMT combinations were studied. Solid scintillator candidates included polystyrene (PST) based scintillators from ISM and JINR labs and polyvinyltoluene (PVT) based scintillators from the manufacturers Bicron (BC404, BC408) and Eljen (EJ204, EJ200). Liquid scintillators are toluene based and from CENBG, INR, ISM, and JINR labs. Various specular and diffusive reflectors were tested. Exceptional 6.5 % resolutions have been obtained for small ( $5 \times 5$  cm) blocks of PVT. The important milestone was reached with the energy resolution 7.1 % with a large (25 cm) ELJEN-200 PVT scintillator block coupled to a Photonis 8" PMT and 7.6 % using the same scintillator and a Hamamatsu 8" PMT. This is the best resolution reached for a plastic scintillator detector of this size.

Efforts of the Kyiv group were concentrated on: (1) calculation of the quenching factors for scintillation signals for  $\alpha$  particles in the BiPo scintillator; (2) further development of the DECAY0/GENBB event generator where possibilities were added to generate  $2\beta 0\nu$  decay with  $\eta$  term of the right-handed admixtures in the weak interaction, and  $2\beta 2\nu$  decay with bosonic neutrinos.

Some results are presented in [2, 3].

1. J. Argyriades *et al.*, Nucl. Phys. A **847**, 168 (2010).
2. J. Argyriades *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **622**, 120 (2010); S. Cebrian *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **203**, 012131 (2010).
3. R. Flack *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **623**, 255 (2010); F. Mauger *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **203**, 012065 (2010).

\*Near 100 physicists from 26 institutions in Czech Republic, France, Japan, Russia, Slovakia, Spain, United Kingdom, Ukraine, USA.

**OBSERVATION OF GEO-NEUTRINOS BY BOREXINO**

**V. V. Kobychiev (for the Borexino collaboration)**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Geo-neutrinos (geo- $\bar{\nu}_e$ 's), electron anti-neutrinos produced in  $\beta$  decays of naturally occurring radioactive isotopes in the Earth, are unique direct probe of the abundances and distribution of radionuclides within our planet's interior. The geo- $\bar{\nu}_e$  flux is predicted to be of  $(2...7) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{c}^{-1}$ , their energies are in the MeV range. Extremely small interaction cross section ( $\sim 10^{-43} \text{ cm}^2$ ) makes their detection very difficult. By measuring  $\bar{\nu}_e$  flux and spectrum it is possible to reveal the distribution of long-lived radioactivity in the Earth and to assess the radiogenic contribution to the total heat balance of the Earth, which is critical in understanding such processes as the generation of the Earth's magnetic field, mantle convection, and plate tectonics. Total heat generation in the Earth is estimated between 44 and 30 TW, with radiogenic contribution (mainly U, Th with their daughters and  $^{40}\text{K}$ ) of about 19 TW. 9 TW are produced in the crust and 10 TW in the mantle as the Bulk Silicate Earth (BSE) model predicts, with no contribution from the core, since U, Th, and K tend to accumulate in silicates rather than in iron.

A first experimental indication for geo- $\bar{\nu}_e$ 's ( $\sim 2.5\sigma$  C.L.) was reported by the KamLAND collaboration [1]. The first observation of geo- $\bar{\nu}_e$  at more than  $3\sigma$  C.L. was performed with Borexino [2], a large liquid scintillator detector at Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy. Borexino contains  $\sim 1.7 \cdot 10^{31}$  free target protons. The detector is described in details in Ref. [3]. Borexino detects  $\bar{\nu}_e$ 's via the inverse  $\beta$  decay reaction on proton,  $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ , with a threshold of 1.806 MeV. Only part of  $\bar{\nu}_e$  spectrum of  $\beta$  decays of  $^{234}\text{Pa}$ ,  $^{214}\text{Bi}$  (U chain) and  $^{228}\text{Ac}$ ,  $^{212}\text{Bi}$ ,  $^{208}\text{Tl}$  (Th chain) is above the threshold, while all  $\bar{\nu}_e$ 's from  $^{40}\text{K}$  decays are below.

The positron from the inverse  $\beta$  decay annihilates emitting two 511 keV  $\gamma$  rays (a prompt event with energy of  $E(\bar{\nu}_e) - 0.782 \text{ MeV}$ ). The free neutron is captured by a proton with a mean time of  $\sim 256 \mu\text{s}$ , emitting a 2.22 MeV  $\gamma$  (a delayed event). The time and spatial coincidence of prompt and delayed events offers a clean signature of  $\bar{\nu}_e$  detection. To select candidate events, the following cuts were applied: the energy cuts for the prompt and delayed events, cuts on the correlated time (20 to 1280  $\mu\text{s}$ ) and correlated distance ( $dR < 1.5 \text{ m}$ ) between them, and the cut of distance  $> 0.25 \text{ m}$  from the border of the inner vessel to the prompt event. These cuts reduce the efficiency of  $\bar{\nu}_e$  detection to  $0.85 \pm 0.01$ .

Borexino found 21  $\bar{\nu}_e$  candidates with exposure (after cuts) of 252.6 ton $\cdot$ yr. A 2 s time cut was applied after muons passing the inner detector (to suppress the  $\beta$ -n decaying cosmogenic spallation isotopes  $^9\text{Li}$ ,  $\tau = 260 \text{ ms}$ , and  $^8\text{He}$ ,  $\tau = 173 \text{ ms}$ ) and a 2 ms veto after each muon crossing only the outer detector (to suppress fast neutrons). Muon vetos result in 10.5 % live time reduction. The total background of all non- $\bar{\nu}_e$  sources is  $0.14 \pm 0.02$  events/(100 ton $\cdot$ yr).

The known  $\bar{\nu}_e$  sources are geo- $\bar{\nu}_e$ 's and reactor  $\bar{\nu}_e$ 's, while atmospheric and supernova relic  $\bar{\nu}_e$  give a negligible contribution. The expected reactor signal with (without) neutrino oscillations and 100 % detection efficiency is  $5.7 \pm 0.3$  events/(100 ton $\cdot$ yr) ( $9.9 \pm 0.5$  events/(100 ton $\cdot$ yr)). The expected shape of the energy spectra of geo- $\bar{\nu}_e$ 's (with Th/U mass ratio equal to the mean chondritic value of 3.9) and of reactor  $\bar{\nu}_e$ 's were used as input to the MC code in order to simulate the detector response to  $\bar{\nu}_e$ 's. The MC output light yield spectra of geo- and reactor  $\bar{\nu}_e$ 's, together with the known background spectrum were used in an unbinned maximum likelihood analysis. Our best estimates are  $N_{\text{geo}} = 9.9_{-3.4}^{+4.1}({}_{-8.2}^{+14.6})$  and  $N_{\text{react}} = 10.7_{-3.4}^{+4.3}({}_{-8.0}^{+15.8})$  at 68.3 % C.L. (99.73 % C.L.). The geo- $\bar{\nu}_e$  rate is  $3.9_{-1.3}^{+1.6}({}_{-3.2}^{+5.8})$  events / (100 ton $\cdot$ yr). The null hypothesis (absence of geo- $\bar{\nu}_e$ 's) is rejected at 99.997 % C.L. The rate is compatible with predictions of the current BSE model within  $1\sigma$ . Accumulating exposure up to 1000 tons $\cdot$ yr, the error can be reduced twice.

The observed spectrum above 2.6 MeV agrees with the expected one from European nuclear reactors (mean base line of approximately 1000 km) and excludes the non-oscillation hypothesis at 99.60 % C.L. The hypothesis of an active geo-reactor [4] in the Earth's core with a power above 3 TW is rejected at 95 % C.L.

The support of the author by the project "Kosmomikrofizyka-2" (Astroparticle Physics) of the NAS of Ukraine is acknowledged.

1. T. Araki *et al.*, Nature **436**, 499 (2005).
2. G. Bellini *et al.*, Borexino Collaboration, Phys. Lett. B **687**, 299 (2010).
3. G. Alimonti *et al.*, Borexino Collaboration, Nucl. Instr. Methods A **600**, 568 (2009).
4. J.M. Herndon, Proc. Nat. Acad. Sci. USA **93** (2), 646 (1996).

## DEVELOPMENT OF CRYOGENIC DETECTOR WITH $\text{CaMoO}_4$ CRYSTALS FOR $^{100}\text{Mo}$ NEUTRINOLESS DOUBLE BETA DECAY SEARCH

S. J. Lee<sup>1,2</sup>, J. H. Choi<sup>1</sup>, F. A. Danevich<sup>3</sup>, Y. S. Jang<sup>2</sup>, W. G. Kang<sup>4</sup>, H. J. Kim<sup>5</sup>, I. H. Kim<sup>2</sup>, S. C. Kim<sup>1</sup>, S. K. Kim<sup>1</sup>, Y. D. Kim<sup>4</sup>, Y. H. Kim<sup>2</sup>, V. V. Kobychyev<sup>3</sup>, V. N. Kornoukhov<sup>6</sup>, J. I. Lee<sup>4</sup>, J. S. Lee<sup>2</sup>, K. B. Lee<sup>2</sup>, M. K. Lee<sup>2</sup>, Y. H. Lee<sup>2</sup>, S. S. Myung<sup>1</sup>, J. H. So<sup>5</sup>, V. I. Tretyak<sup>3</sup>, Y. Yuryev<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics and Astronomy, Seoul National University, Seoul, Korea

<sup>2</sup> Korea Research Institute of Standards and Science, Daejeon, Korea

<sup>3</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>4</sup> Physics Department, Sejong University, Seoul, Korea

<sup>5</sup> Physics Department, Kyungpook National University, Daegu, Korea

<sup>6</sup> Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

The search for neutrinoless double beta decay ( $0\nu\beta\beta$ ) is a key experiment for determining the neutrino mass and the Majorana/Dirac nature of neutrinos. A scintillating  $\text{CaMoO}_4$  crystal is a good material for use in  $0\nu\beta\beta$  decay experiments with cryogenic detectors. The high transition energy ( $Q = 3.034$  MeV) and near 10 % natural abundance of  $^{100}\text{Mo}$ , together with the scintillating property of the crystal, provide favorable conditions to search for  $0\nu\beta\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$ .  $\text{CaMoO}_4$  crystal scintillators as target for high sensitivity  $2\beta$  experiment was discussed for the first time in [1].

We report a prototype experiment operating at low temperatures using a  $\text{CaMoO}_4$  crystal as a particle absorber. A schematic diagram of the experimental setup is shown in Fig. 1. Using a metallic magnetic calorimeter as a temperature sensor, we achieved good energy resolutions for alpha particles (see Fig. 2) and low-energy gamma rays. This experiment shows the feasibility of scaling up the crystal size to perform a massive  $0\nu\beta\beta$  search of  $^{100}\text{Mo}$ .

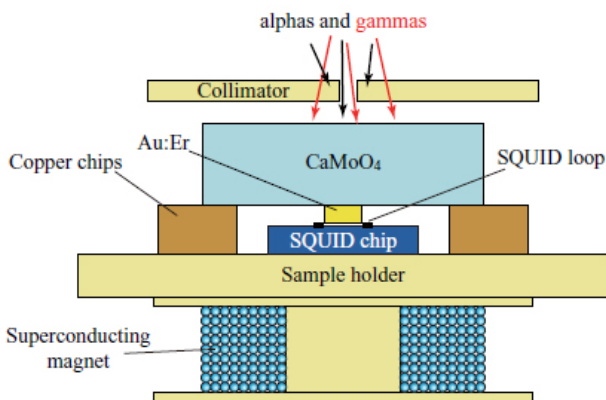


Fig. 1. A schematic diagram of the detector setup.  $\alpha$  and  $\gamma$  from  $^{241}\text{Am}$  source were absorbed in a  $\text{CaMoO}_4$  crystal. The resulting increase in temperature was measured by a metallic magnetic calorimeter with a Au : Er sensor positioned in the pick-up loop of a dc-SQUID. A superconducting magnet is used to magnetize the Au : Er sensor.

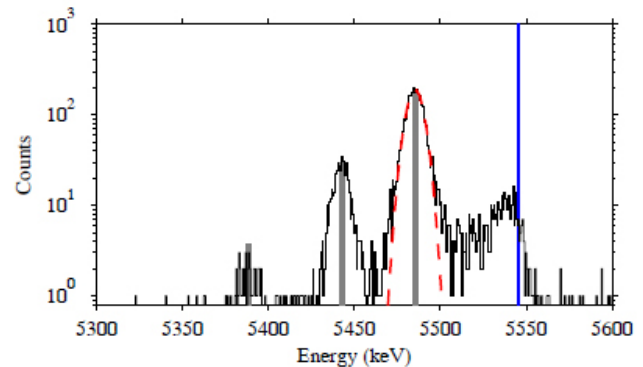


Fig. 2. The  $^{241}\text{Am}$  alpha spectrum. The three thick grey lines correspond to three major alpha lines and have appropriate relative intensities. The dashed curve is a Gaussian fit with  $\text{FWHM} = 11.2$  keV. The long vertical line indicates the energy 60 keV higher than the most probable alpha line.

An international collaboration AMORE (Advanced MO-based Rare process Experiment) was recently formed. A final goal is massive cryogenic detectors using  $\text{CaMoO}_4$  crystals to be constructed at Yangyang Underground Laboratory (Korea).

The work at KRISS was supported by Internal Creative Research Funds at KRISS and the NRF Radiation Technology Development Program. The work at Seoul National University was supported by World Class University Project of National Research Foundation of Korea. S.J. Lee acknowledges support from Seoul Fellowship. The support of the group from the Institute for Nuclear Research (Kyiv, Ukraine) by the project “Kosmomikrofizyka-2” (Astroparticle Physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine is acknowledged.

A paper describing the results of this work is submitted to Astroparticle Physics [2].

1. H.J. Kim *et al.*, in *Proc. of New View in Particle Physics (VIETNAM'2004)*, August 5 - 11, 2004, p. 449.
2. S.J. Lee *et al.*, *Astropart. Phys.* doi:10.1016/j.astropartphys.2011.01.004

ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІАЦІЙНОГО РОЗПАДУ  $B_s^0$  МЕЗОНА В ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCb

В. М. Яковенко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Лабораторія лінійного прискорювача, Паризький університет, Орсе, Франція

<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

LHCb (Large Hadron Collider beauty) є одним з чотирьох основних експериментів (1), що побудовані на прискорювальному комплексі LHC (Large Hadron Collider), де запланованої протон-протонні зіткнення при енергії 14 TeV у системі центра мас, а також важкоіонні зіткнення. Комплекс вдало розпочав свою роботу в грудні 2009 р. Головна мета експерименту LHCb – точне дослідження порушення CP-симетрії в розпадах B-мезонів, дослідження їхніх рідких каналів розпадів і пошук нової фізики (НФ) у B секторі.

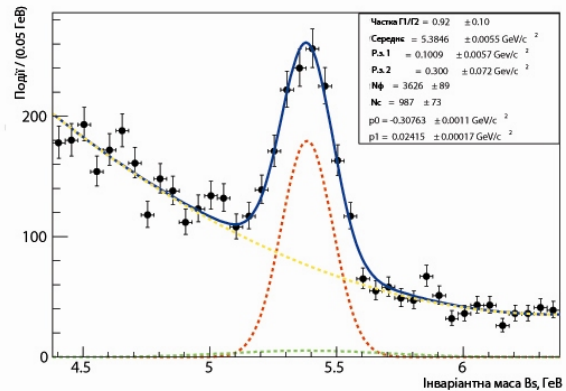
Вивчення радіаційних розпадів дає багатообіцяючі перспективи до пошуку фізики за рамками стандартної моделі (СМ). Свідчення НФ можуть проявлятися через переходи в петлях пінгвінних діаграм, де можливі взаємодії за участю нових важких віртуальних частинок. Ретельні дослідження цих розпадів здатні значно обмежити кількість теоретичних припущень щодо тих чи інших сценаріїв НФ, включаючи суперсиметричні моделі.

Розпади B-мезонів – події з дуже малою ймовірністю ( $10^{-3}$ – $10^{-10}$ ). Тому потрібен ефективний алгоритм відбору подій для подальшого їхнього аналізу. Для найкращого відбору подій обрано ряд обмежень та проведена оптимізація, результати якої наведено в таблиці.

**Оптимізовані значення для обмежень:**  
 поперечна енергія фотона,  $E_T^\gamma$ ; ідентифікація каонів,  $\Delta \ln L_{K\pi}$ ; прицільний параметр каонів,  $\chi^2_{IPK}$ ; якість реконструкції вершини  $\phi$ -мезона,  $\chi^2_{\phi vertex}$ ; масове вікно  $\phi$ -мезона,  $\Delta m_\phi$ ; кут вильоту  $B_s$ -мезона,  $\Theta_{B_s}$ ; прицільний параметр  $B_s$ -мезона,  $\chi^2_{IPB_s}$  та кут спіральності,  $|\Theta_{helicity}|$  (детальніше див. [2]).

$E_T^\gamma$ , GeV	> 2,8
$\Delta \ln L_{K\pi}$	> 2
$\chi^2_{IPK}$	> 25
$\chi^2_{\phi vertex}$	> 6
$\Delta m_\phi$ , MeV	< 8
$\Theta_{B_s}$ , мрад	> 10
$\chi^2_{IPB_s}$	< 16
$ \Theta_{спіральності} $	< 0,75

Обраховано річний вихід сигналу  $B_s \rightarrow \phi\gamma$  при номінальній світимості LHCb, який становить близько  $10^4$  відібраних та тригерованих подій. Роздільна здатність по реконструкції інваріантної маси  $B_s$  становить близько 120 MeV/c<sup>2</sup>. Обчислене відношення сигнал-до-шуму ( $B/S \ll 1.9 @ 90\% CL$ ) дає змогу позитивно оцінювати перспективи прецизійного дослідження рідкої моди розпаду мезонів  $B_s \rightarrow \phi\gamma$ .



Розподіл інваріантної маси  $B_s^0$  для  $200 \text{ pb}^{-1}$ .

На рисунку наведено результати Монте-Карло симуляції розподілу інваріантної маси  $B_s^0$  для інтегральної світимості  $200 \text{ pb}^{-1}$  при енергії 7 TeV.

Оцінено величину сигналу при світимості  $200 \text{ pb}^{-1}$  – при енергії 7 TeV – близько  $10^3$  відібраних та тригерованих подій. Проілюстровано, що сигнал  $B_s \rightarrow \phi\gamma$  повинен бути спостережений уже для накопичених даних наприкінці 2010 р. (інтегральна світимість  $37 \text{ pb}^{-1}$ ).

За даною тематикою в 2010 р. була написана дисертаційна робота «Дослідження радіаційного розпаду  $B_s^0$  мезона та система радіаційного моніторингу в експерименті LHCb».

1. LHCb Collaboration, Reoptimized Detector Design and Performance, CERN/LHCC 2003-030.
2. V. Iakovenko, CERN-LHCb-INT-2010-014.

INCLUSIVE-JET CROSS SECTIONS AND  $\alpha_s$  MEASUREMENT AT ZEUS

V. Aushev<sup>1</sup>, I. Kadenko<sup>2</sup>, D. Lontkovskyi<sup>2</sup>, I. Makarenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Science of Ukraine, Kyiv*

<sup>2</sup>*Nuclear Physics Department, Physics Faculty, Taras Shevchenko National University, Kyiv*

Photoproduction of jets is the main source of jets at the  $ep$  collider HERA. Two processes contribute at lowest order of perturbative QCD (pQCD) to the photoproduction of jets. These are the direct process, in which the quasi-real photon directly couples to the partons in the proton; and the resolved process, in which the photon exhibits hadronic structure.

Inclusive-jet cross sections in photoproduction were measured using the ZEUS detector. The measurements were used to make a stringent test of next-to-leading order (NLO)  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$  pQCD predictions. A value of the strong coupling,  $\alpha_s$ , was extracted from the measurements and its energy-scale dependence was determined. In addition, these precise measurements have the potential to constrain the proton and photon PDFs.

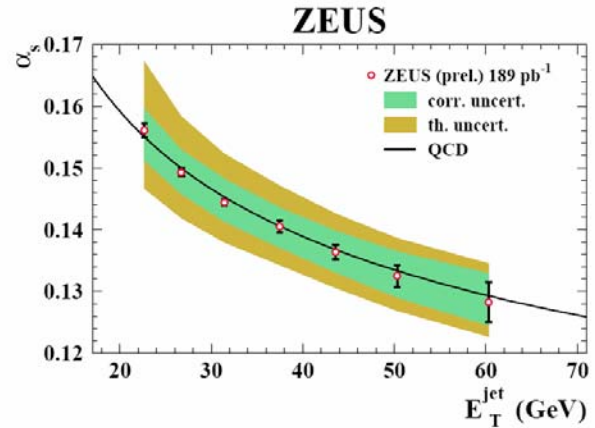
The cross sections were measured using  $189 \text{ pb}^{-1}$  of ZEUS data [1]. The phase space of the measurement is given by the virtuality of the photon  $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$  and the inelasticity  $0.2 < y < 0.85$ . Jets were reconstructed using the  $k_t$  cluster algorithm [2] in the longitudinally invariant inclusive mode [3] in the laboratory frame and required to have  $E_T^{\text{jet}} > 17 \text{ GeV}$  and  $-1 < \eta^{\text{jet}} < 2.5$ .

The measured single-differential cross-section  $d\sigma/dE_T^{\text{jet}}$  was used to determine a value of  $\alpha_s(M_Z)$  using the method presented in [4]. The NLO QCD calculations were performed using the program by Klasen, Kleinwort and Kramer [5] with five sets of ZEUS-S proton PDFs, which were determined from global fits assuming different values of  $\alpha_s(M_Z)$ . The GRV-HO set was used as default for the photon PDFs. The value of  $\alpha_s(M_Z)$  used in each calculation was that associated with corresponding set of proton PDFs. This procedure handles correctly the correlation between  $\alpha_s(M_Z)$  and the PDFs in the NLO calculations.

The energy-scale dependence of  $\alpha_s$  was determined from a NLO QCD fit to the measured  $d\sigma/dE_T^{\text{jet}}$ . Values of  $\alpha_s$  were extracted at each mean value of measured  $E_T^{\text{jet}}$  without assuming the running of  $\alpha_s$ . The extracted values are shown in Figure.

The largest contribution to the experimental uncertainty comes from the jet-energy scale. The dominant theoretical uncertainty is that arising from terms beyond NLO. Theoretical uncertainty is, in

fact, the dominant contribution to the uncertainty of the  $\alpha_s(M_Z)$ .



The  $\alpha_s$  values determined from the measured  $d\sigma/dE_T^{\text{jet}}$  as a function of  $E_T^{\text{jet}}$  (open circles). The error bars represent the uncorrelated uncertainties of the data; the inner shaded area represents the correlated systematic uncertainties and the outer shaded area represents the correlated and theoretical uncertainties added in quadrature. The solid line indicates the renormalisation-group prediction at two loops obtained from the  $\alpha_s(M_Z)$  value determined in this analysis.

The measured cross sections have been used to determine a value of  $\alpha_s(M_Z)$ . A QCD fit of the cross-section  $d\sigma/dE_T^{\text{jet}}$  for  $21 < E_T^{\text{jet}} < 71 \text{ GeV}$  yields  $\alpha_s(M_Z) = 0.1208^{+0.0024}_{-0.0023} (\text{ex.})^{+0.0044}_{-0.0033} (\text{theor.})$ . This value is in good agreement with the world averages. The extracted values of  $\alpha_s$  at different  $E_T^{\text{jet}}$  are in good agreement with the predicted running of the strong coupling over a wide range in  $E_T^{\text{jet}}$ .

1. ZEUS Coll., ZEUS-prel-10-003.
2. S. Catani *et al.*, Nucl. Phys. **B406**, 187 (1993).
3. S.D. Ellis and D.E. Soper, Phys. Rev. D **48**, 3160 (1993).
4. ZEUS Coll., S. Chekanov *et al.*, Phys. Lett. B **547**, 164 (2002).
5. M. Klasen, T. Kleinwort, and G. Kramer, Eur. Phys. J. Direct C **1**, 1 (1998).



## DIJET CROSS SECTIONS IN PHOTOPRODUCTION AT HERA

 V. Aushev<sup>1</sup>, I. Kadenko<sup>2</sup>, D. Lontkovskyi<sup>2</sup>, I. Makarenko<sup>2</sup>
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Science of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Nuclear Physics Department, Physics Faculty, Taras Shevchenko National University, Kyiv

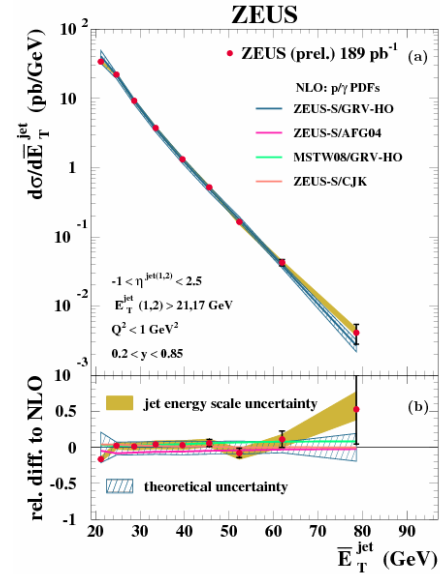
The study of the jet production in  $ep$  collisions at HERA has been well established as a testing ground of perturbative QCD (pQCD). Jet cross sections provided precise determinations of the strong coupling constant,  $\alpha_s$ , and its scale dependence.

Here we present new measurement of dijet cross sections in photoproduction. Two types of processes contribute to jet production in photoproduction at leading order ( $O(\alpha_s)$ ) [1, 2]: either the photon interacts directly with a parton in the proton (the direct process) or the photon acts as a source of partons, one of which interacts with a parton in the proton (the resolved process). The differential dijet cross section as a function of the average jet-transverse energy is presented.

The data were collected during the running period 2005 - 2006, when HERA operated with protons of energy  $E_p = 920$  GeV and electrons of energy  $E_e = 27.5$  GeV, and correspond to an integrated luminosity of  $188.5 \pm 4.9$  pb<sup>-1</sup>. This analysis differs from previous [3] by about two-fold increase statistics and availability of micro-vertex detector close to the beam line. Events from collisions between quasi-real photons and protons were selected offline using similar criteria to those reported in a previous publication [3]. The longitudinally invariant  $k_t$  cluster algorithm [4] was used in the inclusive mode [5] to reconstruct jets in the hadronic final state from the energy deposits in the CAL cells. The jet search was performed in the pseudorapidity-azimuth ( $\eta$ - $\phi$ ) plane of the laboratory frame. The jet variables were defined according to the Snowmass convention. The selection cuts restrict the phase space of the measurement to  $Q^2 < 1$  GeV<sup>2</sup>, where  $Q^2$  is the virtuality of the exchanged photon. Also the events were restricted to  $\gamma\gamma$  centre-of-mass energies in the range  $142 < W < 293$  GeV. The events must have at least two jets with transverse energies above 21 GeV and 17 GeV for the first and second jet, respectively, and pseudorapidity in range  $-1 < \eta^{\text{jet}} < 2.5$ .

Figure shows the measured cross section as a function of average jet-transverse energy. The cross sections decrease as  $\overline{E}_T^{\text{jet}}$  increases. The NLO QCD calculations based on the ZEUS-S/GRV-HO proton/photon PDF sets are compared to the measurements. The calculations were obtained using the program by Klasen, Kleinwort and Kramer [6]. The prediction gives good description of the data in shape and normalization. Predictions based on dif-

ferent proton and photon PDFs are also included in Figure to ascertain the sensitivity of the dijet cross section to parton densities.



*a* - The measured differential cross section as a function of average jet-transverse energy for dijet photoproduction. The NLO QCD calculations with renormalization scale  $\mu = E_T^{\text{jet}}$  (solid lines), corrected to include hadronisation effects and using different parametrisations of the proton (photon) PDFs, are also shown. *b* - The relative difference between measured cross section and NLO QCD calculations based on ZEUS-S/GRV-HO.

The prediction based on the MSTW08 [7] proton PDF sets is higher than the ZEUS-S prediction at high- $\overline{E}_T^{\text{jet}}$ . The prediction based on the CJK [8] photon PDF sets is very similar to that of GRV-HO, whereas the prediction based on AFG04 is lower, especially at low- $\overline{E}_T^{\text{jet}}$ .

1. C.H. Llewellyn Smith, Phys. Lett. B **79**, 83 (1978); I. Kang and C.H. Llewellyn Smith, Nucl. Phys. **B166**, 413 (1980); J.F. Owens, Phys. Rev. D **21**, 54 (1980); M. Fontannaz, A. Mantrach, and D. Schiff, Z. Phys. C **6**, 241 (1980).
2. M. Drees and F. Halzen, Phys. Rev. Lett. **61**, 275 (1988).
3. ZEUS Coll., S. Chekanov *et al.*, Phys. Lett. B **560**, 7 (2003).
4. S. Catani *et al.*, Nucl. Phys. B **406**, 187 (1993).
5. S.D. Ellis and D.E. Soper, Phys. Rev. D **48**, 3160 (1993).
6. M. Klasen, T. Kleinwort, and G. Kramer, Eur. Phys. J. Direct C **1**, 1 (1998).
7. A.D. Martin *et al.*, Eur. Phys. J. C **63**, 189 (2009).
8. F. Cornet, P. Jankowski, and M. Krawczyk, Phys. Rev. D **70**, 093004 (2004).

THE FIRST LHCb PHYSICS RESULTS AT 42 pb<sup>-1</sup> DURING 2010

O. Y. Okhrimenko<sup>1</sup>, V. M. Pugatch<sup>1</sup>, V. M. Iakovenko<sup>1,2</sup>  
(on behalf of the LHCb Collaboration)

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Science of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup>Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Université Paris-Sud, Orsay, France

The LHCb experiment is the forward spectrometer and one of the four huge experiments located at the LHC. The main aim of the LHCb is precise measurement of the CP-violation and researching of the B-meson rare decays.

The LHCb, as high energy physics detector, consists of following parts: Vertex Locator (VELO), Inner and Trigger Trackers (IT, TT) and Outer Tracker to reconstruct tracks of charge particles and they decay vertexes and to separate Primary (proton-proton collisions) and Secondary (B-mesons decay) Vertexes (PV, SV); Magnet to measure charge particle momentum; Cherenkov Detectors (RICH1, RICH2) to separate kaons and pions; Hadronic and Electromagnet Calorimeters (HCAL, ECAL) to measure the particles energy; Muon detector to detect the muons (Fig. 1) [1].

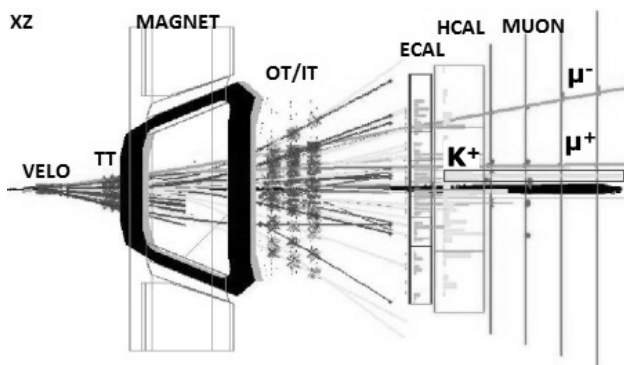


Fig. 1. The LHCb detector: first B<sup>+</sup>→J/ψ(μ<sup>+</sup>μ<sup>-</sup>)K<sup>+</sup> candidate, Apr. 5, 2010.

The first proton-proton collisions ( $\sqrt{s} = 7$  TeV) at the LHCb have occurred on Mar. 30, 2010 at 13:00 o'clock. During 2010 LHC operational period ~37 pb<sup>-1</sup> of Integral Luminosity were recorded out of total ~42 pb<sup>-1</sup> delivered one (~90 % eff.).

Data recorded out during 2010 at LHCb allowed to obtain first physics results: the bb-bar production cross section ( $\sigma = 75.3 \pm 5.4 \pm 13 \mu\text{b}$ ) in the pseudorapidity interval  $2 < \eta < 6$  [2]; evaluation of the direct CP-violation in B→Kπ decay mode (Fig. 2) – small correction from production and detector asymmetry still to be done; observation of the first signal from B<sup>0</sup>B<sup>0</sup>-bar oscillation in B<sup>0</sup>→D\*(D<sup>0</sup>π)μ<sup>+</sup>ν<sub>μ</sub> decay mode.

In summary, the LHCb experiment is working fine and first physics results obtained in 2010 illustrated high potential of the LHCb.

In 2011 LHCb has a nice chance of seeing a new physics (if it is there) in following fields of research: measuring of the mixing phase φ<sub>S</sub> from B<sub>S</sub>→J/ψφ which is small in Standard Model (SM) – way to New Physics (NP); measuring of the Branching Ratio of the B<sub>S</sub>→μ<sup>+</sup>μ<sup>-</sup> decay mode which is very suppressed in SM and corresponds to Flavor Changing Neutral Current process; measuring Forward-Backward Asymmetry in B<sup>0</sup>→K\*μ<sup>+</sup>μ<sup>-</sup> decay mode which can be affected by NP. More will be in reality, hopefully.

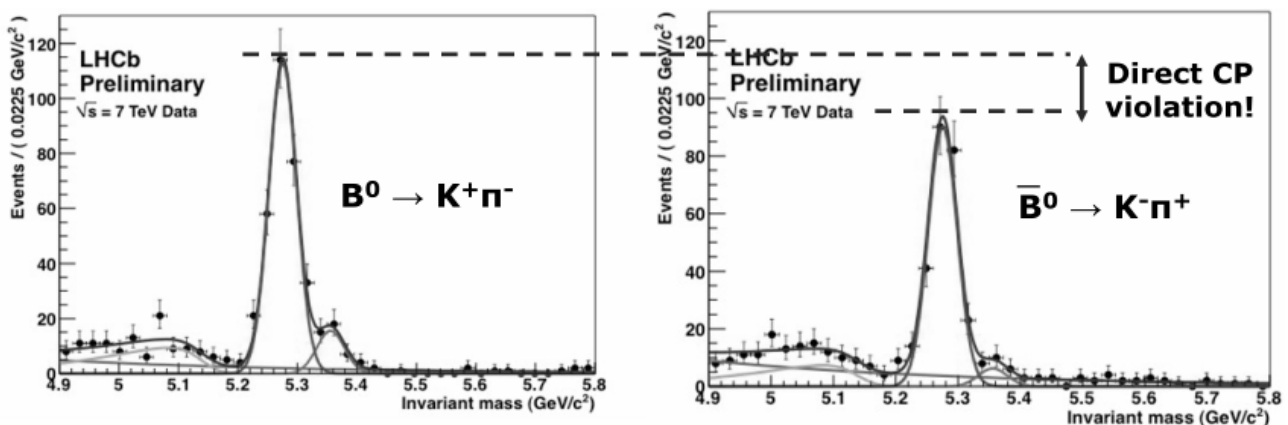


Fig. 2. The LHCb preliminary results of the searching of the CP-violation in B→Kπ decay mode at  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

1. LHCb Collaboration, JINST S08005 (2008).

2. LHCb Collaboration, Phys. Lett. B 694, 209 (2010).

THE LHCb RADIATION MONITORING SYSTEM. PERFORMANCE AT 7 TeV

O. Y. Okhrimenko<sup>1</sup>, V. M. Pugatch<sup>1</sup>, V. M. Iakovenko<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Science of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Université Paris-Sud, Orsay, France

The Radiation Monitoring System (RMS) for the LHCb Inner Tracker (IT) has been built at CERN exploring Metal Foil Detector (MFD) technology developed at KINR [1, 2]. The main RMS function is to monitor the radiation load on the IT silicon sensors. The principle of operation of the RMS is based on the secondary electron emission (SEE) from a metal foil surface initiated by impinging charged particles. The positive charge caused by SEE is read out by sensitive Charge Integrator (ChI) equipped by voltage-to-frequency convertor with a dynamical range up to  $10^6$ . The RMS output frequency is proportional the foil charge (1 Hz corresponds to 10 fC). Calibrations and tests have shown that charged particle fluxes exceeding  $100 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  will evoke signal sufficient to be fixed by the RMS.

The RMS consists of 4 modules (Top, Bottom, Access and Cryo) each containing 7 sensors; the size of an each sensor is  $(11 \times 7.5) \text{ cm}^2$ . These modules are located at the IT-2 station around the beryllium Beam Pipe. The distance from the LHCb Interaction Point (IP-8) to IT-2 station is  $\sim 8.2 \text{ m}$ .

During the 2010 LHC has provided colliding proton beams at 7 TeV (c.m. energy) delivering  $42 \text{ pb}^{-1}$  at IP8, in total. The charged particle fluxes high enough to evoke a signal in the RMS were during high intensity beams (starting from the 20<sup>th</sup> of September 2010) which contributed  $29 \text{ pb}^{-1}$  into the total delivered luminosity. As it is shown in Fig. 1 RMS response is linear correlated with the LHCb measured Luminosity. This has been used to calibrate the RMS for measuring luminosity in future as well as to extrapolate RMS measured data for the luminosity of  $42 \text{ pb}^{-1}$ .

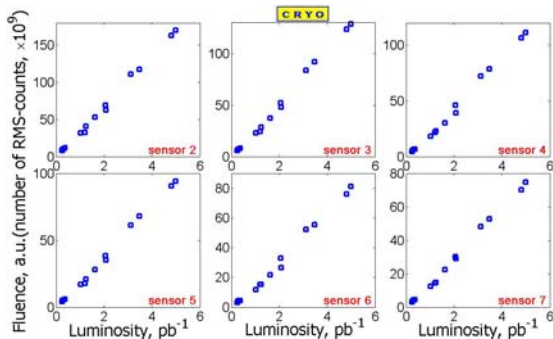


Fig. 1. Correlation between the RMS response and the LHCb measured Luminosity.

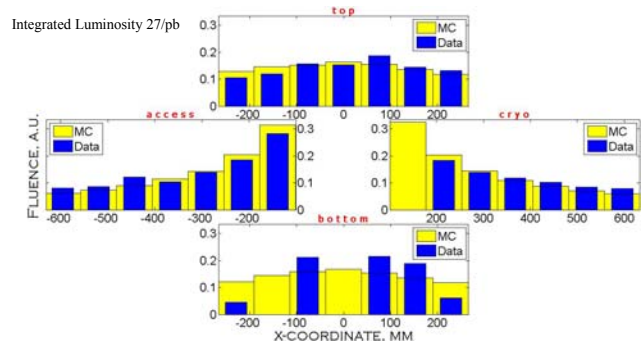


Fig. 2. Comparison of the RMS measured data with the simulated one. Yellow bars – MC data, blue bars – RMS data.

Using standard LHCb software (Gauss v38r9), 10 k events of 3.5 TeV energy proton beam were generated. Charged particles, only, were included in the simulation. The resulting particle fluxes distribution over sensors in comparison with the data measured by the RMS is shown in Fig. 2. Good agreement is observed for all modules except the 'Bottom' one. This disagreement is under study and might be caused by the Beam Pipe supporting tools located just in front of the RMS not included in the MC simulations.

During 2010 the RMS has been able to perform its main function – monitoring of the radiation loads on Si-sensors of the LHCb IT. The absorbed dose extracted from the RMS data (for  $42 \text{ pb}^{-1}$ ) varies from 2 to 16 Gy and depends on sensor location. The distribution of the dose over the RMS sensors is shown in Fig. 2 (blue bars).

In summary, 25 out of 28 RMS sensors are operational, currently, providing the main RMS functionality. The first evaluation of the absorbed dose by IT Si-sensors is done. Data measured by the RMS are in a good agreement with the simulated ones.

As future plans Cryo 1 non-operational sensor will be fixed. Monte Carlo data with proton beam energy up to 7 TeV and different magnet field direction will be simulated. A read-out electronics upgrade with the TERA08 microchip is foreseen.

We would like to thank ST and B&B groups and the LHCb Collaboration for exciting studies this year. Special thanks to Fred, Helge, Jeroen, Matt, Gloria, Federico and Richard.

1. V. Pugatch *et al.*, *Radiation Monitoring System for the LHCb Inner Tracker*, LHCb Note 2007-062.
2. V. Pugatch *et al.*, *Ukr. J. Phys.* **54** (4), 418 (2009).



THE UNIFORMITY OF RESPONSE OF TIMEPIX DETECTOR FOR LOW ENERGY IONS

V. M. Pugatch<sup>1</sup>, A. V. Chaus<sup>1</sup>, O. S. Kovalchuk<sup>1</sup>, O. Yu. Okhrimenko<sup>1</sup>, M. Campbell<sup>2</sup>, X. Llopart<sup>2</sup>, L. Tlustos<sup>2</sup>, S. Pospisil<sup>3</sup>, V. M. Eremenko<sup>4</sup>, V. Yu. Storizhko<sup>4</sup>, S. M. Homenko<sup>4</sup>, A. V. Shelekhov<sup>4</sup>

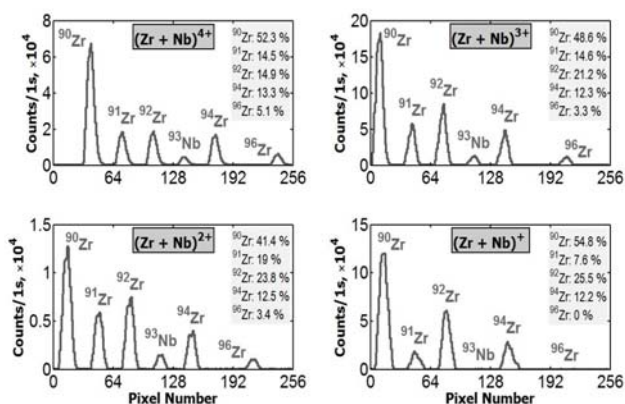
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> CERN, Geneva, Switzerland

<sup>3</sup> Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University, Prague, Czech Republic

<sup>4</sup> Institute of Applied Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Sumy

In any of applications of mass-spectrometry the uniformity of response on different parts of detector are very important. We studied uniformity of pixels response for detector TimePix [1]. The data similar to those presented in Figure were obtained to characterize the uniformity as a function of the ion mass, charge and energy as well as beam position. For the first sample of the hybrid detector strong non-uniformity has been observed for different position of the ion beams (from hydrogen to lead isotopes) at the detector surface (up to an order of magnitude response variation). As an example Figure illustrates this for the data measured with the TimePix (Hybrid 1) detector for Zr and Nb ions (charge from 1<sup>+</sup> to 4<sup>+</sup>). As one may see the isotopes abundance varies significantly from case to case demonstrating inhomogeneous response of pixels in the studied sample of the TimePix (Hybrid-1).



Mass-spectra of Zr and Nb ions with different charges obtained by projecting corresponding two dimensional distributions measured by TimePix (Hybrid-1).

Keeping in mind the low energy of the impinging ions (range in silicon does not exceed 100 nm) that has been treated as a result of the non-uniformity of the surface dead layer of the silicon sensor [2] and it was decided to study another sample, preliminary selected as a candidate with lower thickness of the dead layer.

In contrast to the first sample of the TimePix hybrid detector the second one has demonstrated much better uniformity of the response. To get this value in terms of quantity we have chosen a method of measuring the chemical and isotopic composition of target-samples with their well known relative contribution. Positioning the ion beams at different parts of the detector surface (as at the Figure) one may evaluate the quality of the response uniformity by comparing measured and tabulated data. This method allows avoiding uncertainties related to the instabilities of the experimental setup of the mass-spectrometer (laser intensity, stability of the magnetic and electric field etc.). The data on the uniformity response obtained in this way for the Time-Pix (Hybrid-2) detector are presented in the Table.

Relative contribution of Zr<sup>++</sup> isotopes into the mass-spectrum measured by the TimePix (Hybrid-2) detector for different ion beam positions at the detector surface (top – 1, middle – 2, bottom – 3)

Beam Position	Abundance, %				
	<sup>90</sup> Zr	<sup>91</sup> Zr	<sup>92</sup> Zr	<sup>94</sup> Zr	<sup>96</sup> Zr
1	51.9	10.1	17.1	18.2	2.9
2	51.3	10.5	17.3	17.7	3.2
3	47.3	11.2	18.0	19.8	3.8
Table data [3]	51.5	11.2	17.1	17.4	2.8

As one may see it the relative contribution of Zr<sup>++</sup> isotopes into the mass-spectrum measured at different ion beam positions at the detector surface (top – 1, middle – 2, bottom – 3) are very close to each other as well as to the data published [3]. Thus, the impact of the dead layer of this sample of the hybrid detector is nearly negligible indicating it's usability as an element for the electronic focal plane of the mass-spectrometer.

1. X. Llopart, R. Ballabriga, M. Campbell *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **581**, 485 (2007).
2. M. Campbell, L. Tlustos, D. Maneuski *et al.*, Nuclear Physics and Atomic Energy, **10**, No. 4, 424 (2009).
3. [http://en.wikipedia.org/wiki/Isotopes\\_of\\_zirconium](http://en.wikipedia.org/wiki/Isotopes_of_zirconium)

**AMPLITUDE RESPONSE OF THE PROTOTYPE SILICON STRIP TRACKING DETECTORS FOR THE CBM EXPERIMENT**

**J. Heuser<sup>1</sup>, A. O. Lymanets<sup>2,3</sup>, V. M. Pugatch<sup>3</sup>, Iu. E. Sorokin<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup> *GSI Helmholtz Center for Heavy Ion Research, Darmstadt, Germany*

<sup>2</sup> *Goethe University Frankfurt, Frankfurt/Main, Germany*

<sup>3</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The CBM experiment aims at exploring the phase diagram of nuclear matter at high net baryon densities and moderate temperatures, including a clarification of the existence of Quark-Gluon Plasma and the corresponding phase transition. It's a fixed-target experiment using heavy-ion beams with energies up to 35A GeV. The CBM Silicon Tracking System is required to cope with up to 800 charged products per central collision, to measure their momenta with 1 % resolution and to stand up to  $10^{15}$  cm<sup>-2</sup> neutron equivalent dose.

Two similar prototype detector stations based on double-sided n-type silicon strip sensors with 50 μm pitch and 256 strips per side have been built and tested in a 3 GeV/c proton beam at COSY synchrotron (Jülich, Germany). Self-triggering front-end electronics based on the nXYTER chip was used for their readout.

In comparison to the in-beam test in 2009, now the stations showed stable and reliable operation on tens of hours time scale. Low noise level of about 600 e<sup>-</sup> (factor 2 decrease w.r.t. 2009) has been achieved and now is dominated by the preamplifier noise. In the new stations the temperature of the nXYTER chips was stabilized with water cooling, which allowed to reduce the baseline drift considerably. In addition, a continual calibration of the baseline positions was implemented and performed between the beam spills.

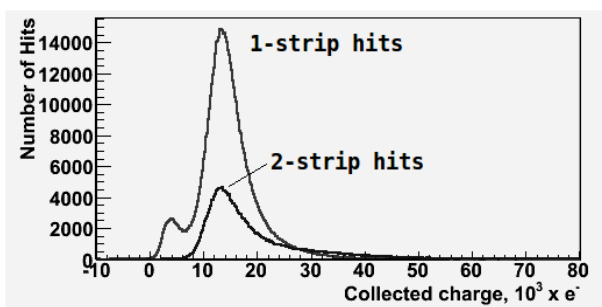


Fig. 1. Typical amplitude response spectra measured with the 3 GeV/c protons. On this figure: the response on the n-side of one of the detectors at 80 V bias. 1 - strip hits were required to be isolated in space and time. 2 - strip hits were reconstructed on adjacent strips by requiring 50 ns coincidence in time. Correlation with a reference scintillator signal within a 50 ns time window was always required.

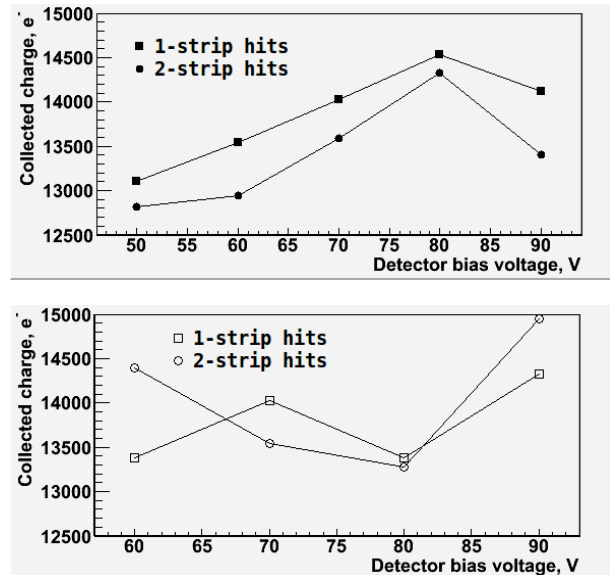


Fig. 2. Most probable collected charge vs. the detector bias voltage on the p- (top) and the n- (bottom) sides.

The amplitude response of the detector system to the 3 GeV protons has been measured as a function of the detector bias voltage (Fig. 1) and the most probable values of the collected charge were extracted (Fig. 2).

Clear landau-like spectra were seen on the p-side at all bias voltages (50 - 90 V) and on the n-side starting from 60 V. The signal to noise ratio varied between 21 and 23 (considering the most probable amplitude as the signal value). However the charge collection efficiency on both sides was between 55 and 65 %.

The reason for the low charge collection efficiency is to be investigated. The developed tools and techniques open a way to systematic and accurate detector characterization in future.

The work is supported by GSI, HIC for FAIR, EU FP7 Hadronphysics2.

## PRODUCTION AND CHARACTERIZATION OF DOUBLE-SIDED MICROSTRIP SENSORS FOR THE SILICON TRACKING SYSTEM OF THE CBM EXPERIMENT

A. O. Lymanets<sup>1,2</sup> on behalf of the CBM collaboration

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Frankfurt Institute for Advanced Studies, Frankfurt/Main, Germany

CBM experiment [1] at future Facility for Anti-proton and Ion Research (FAIR) will study the properties of the phase diagram of nuclear matter in ultrarelativistic collisions of heavy ions with nuclear target. Its key detector – Silicon Tracking System (STS) – will reconstruct the trajectories of up to 1000 charged particles created in each collision and measure their momenta with  $\sim 1.5\%$  resolution [2]. Inelastic collisions at 10 MHz interaction rate lead to high radiation load on the detector, that will reach about  $10^{15}$  1-MeV  $n_{eq}\cdot\text{cm}^{-2}$  in six years of operation. Current STS layout comprises 8 stations with total area of  $\sim 3.2\text{ m}^2$ . Thus, a set of characterization procedures is required for the quality assessment of large number of sensors that will be used for the STS construction.

Large-area detector prototypes of  $(6.2 \times 6.2)\text{ cm}^2$  size with 1024 strips at each side and  $\pm 7.5^\circ$  stereo angle have been produced in cooperation between GSI (Darmstadt, Germany) and CiS (Erfurt, Germany). Sensors are compatible with ladder type detector module design where sensors can be daisy chained. For this, short strips in the detector corners are interconnected using second metallization layer.

Primary characterization of the sensors requires measurement of the leakage current and capacitance as a function of bias voltage. For this purpose, a simple fixture consisting of two printed circuit boards, each with a hole and balcony, to hold the sensor has been developed. Thus, a sensor nested between two PCBs is reliably fixed without the need of using glue. Wire bonds made between bias pads of the sensor and metal traces on the PCB can be removed later on in order to reuse the sensors.

LabVIEW software has been developed to perform bias scan with simultaneous measurement of leakage current and capacitance using Keithley 6487 picoammeter and QuadTech 7600 LCR-meter. Obtained current-voltage curves are shown in Fig. 1. Bulk current is proportional to the depleted volume and therefore follows square-root dependence on bias voltage. After detector volume is fully depleted leakage current saturates or shows a slow linear rise that is explained by surface current.

Although IV-curve can be used for determination of full depletion voltage ( $V_{FD}$ ), transition between the region where the current is proportional to the square root of voltage and saturation region is not always precisely measurable. For this purpose ca-

pacitance-voltage curve is often used. Total back-plane capacitance of the detector depends on the voltage as  $\sim V^{-1/2}$  before full depletion and stays constant after full depletion. Therefore, plotting  $1/C^2$  versus bias voltage gives two straight lines. Intersection of these lines is referred to as full depletion voltage.

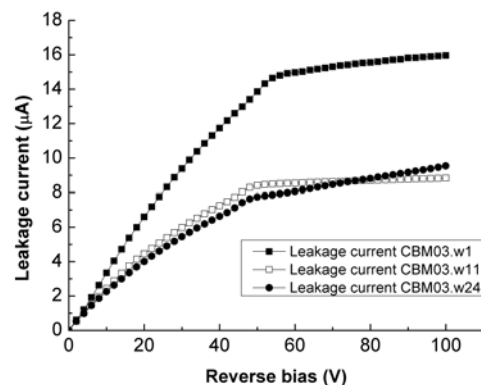


Fig. 1. Current-voltage characteristic of microstrip sensors from three different wafers. All curves exhibit a kink at full depletion voltage after which current saturates or slowly increases.

Fig. 2 shows CV-characteristics for three detectors. Plotted curves have similar shape and indicate that  $V_{FD}$  is equal to about 50 V for all three sensors. This result is in agreement with current-voltage behavior shown in Fig. 1.

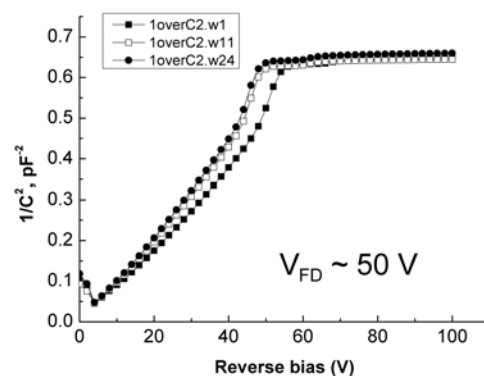


Fig. 2. Reciprocal detector capacitance squared as a function of bias. Full depletion voltage is extracted from the intersection of two linear regions.

1. P. Senger, CBM Collaboration, Phys. Part. Nucl. Lett (2007).
2. J.M. Heuser *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **568**, 258 (2006).

## МІКРОСТРІПОВІ МЕТАЛЕВІ ДЕТЕКТОРИ

О. С. Ковальчук, В. М. Пугач, А. В. Чаус, Д. І. Сторожик,  
В. О. Кива, О. А. Федорович

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У відділі фізики високих енергій ведуться роботи по створенню нового типу детекторів для реєстрації заряджених частинок та рентгеновського випромінювання. Ці детектори, названі металевими за рахунок своєї конструкції (сенсори з металевих фольг), спроможні реєструвати потоки іонізуючого випромінювання у широкому діапазоні енергій та інтенсивності.

Одним із напрямків розвитку металевих детекторів є створення мікροстріпових металевих детекторів (ММД) для моніторингу пучків синхротронного випромінювання [1]. Особливостями ММД детекторів є: мала товщина детекторного матеріалу (1 - 2 мкм), висока радіаційна стійкість (10 - 100 МГр), висока просторова роздільна здатність (20 мкм зараз та до 1 мкм у майбутньому), унікальна технологія виробництва, низька робоча напруга (до 20 В), комерційно доступна зчитувальна електроніка. Передбачаються такі області застосування цих детекторів: моніторинг профілю мікропучків заряджених частинок та синхротронного випромінювання; система реєстрації подій у мас-спектрометрах та електронних мікроскопах (електронна фокальна площина); датчики рентгеновського та гамма-випромінювання; прецизійні вимірювання розподілу дози випромінювання (мікробіологія, медицина, та ін.); застосування у мікрометалургії, мікробіології та ін.

За підтримкою програми CNCP (проект УНТЦ Р396) у 2010 р. було розроблено та виготовлено такі детектори:

1) "ММД64": 64 стріпи з кроком 100 мкм – для XY-позиціонування міні- та мікро-пучків рентгеновського випромінювання;

2) "ММД16-sectors": 16-секторний металевий детектор для позиціонування мікропучка (50 мкм в діаметрі) на синхротроні Diamond Light Source (Великобританія) (рис. 1);

3) "ММД128": 128 стріпів з кроком 30 мкм для профілювання пучків синхротронного випромінювання на синхротроні ESRF (Гренобль, Франція).

У рамках програми створення електронної фокальної площини мас-спектрометра розроблено та виготовлено прототип детектора "ММД1024" (1024 стріпи з кроком 60 мкм) (рис. 2) та системи зчитування на основі 128-каналних

зарядово-чутливих попередніх підсилювачів VA-SCM3 із паралельно-последовним зчитуванням даних через мікро-контролер VIRTEX-II та USB порт[2].



Рис. 1. Фото кристалів "ММД16-sectors" та "ММД64".

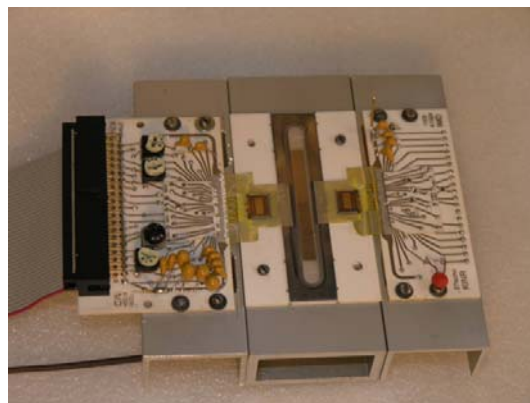


Рис. 2. Прототип "ММД1024".

У листопаді 2010 р. виконано дослідження мікροстріпових металевих детекторів на європейському синхротроні ESRF (Гренобль, Франція) на базі медичної лабораторії ID-17. Параметри пучка:  $E = 100$  кеВ,  $I = 2,7 \cdot 10^9$  фотонів/см  $\cdot$  м<sup>2</sup>; фракціонування пучка: крок 1,2 мм, ширина 0,6 мм. Попередні оцінки одержаних даних свідчать про необхідність удосконалення конструкції ММД для зменшення взаємного впливу сигналів із сусідніх стріпів. Для оперативної оцінки якості ММД на початку 2011 р. планується введення в дію високочутливої багатоканальної системи зчитування.

1. V. Pugatch *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **581**, 531 (2007).
2. V.M. Pugatch, O.V. Mykhailenko, and O.M. Kovalchuk, in *Proc. of the NPAE-Kyiv2008, Kyiv, June 9 - 15, 2008* (Kyiv, 2009), p. 796.



## МЕТАЛЕВИЙ МІКРОПІКСЕЛЬНИЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ МОНІТОРИНГУ РОЗПОДІЛУ ДОЗИ НА БАГАТОПУЧКОВІЙ БІОМЕДИЧНІЙ ЛІНІЇ (ID17, ESRF) СИНХРОТРОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

В. М. Пугач<sup>1</sup>, А. В. Чаус<sup>1</sup>, О. С. Ковальчук<sup>1</sup>, О. Ю. Охріменко<sup>1</sup>  
М. Кемпбел<sup>3</sup>, К. Ллопарт<sup>3</sup>, Л. Тлустос<sup>3</sup>, С. Поспішил<sup>4</sup>, Й. Презадо<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>ЦЕРН, Женева, Швейцарія

<sup>3</sup>Інститут експериментальної та прикладної фізики, Прага, Чеська Республіка

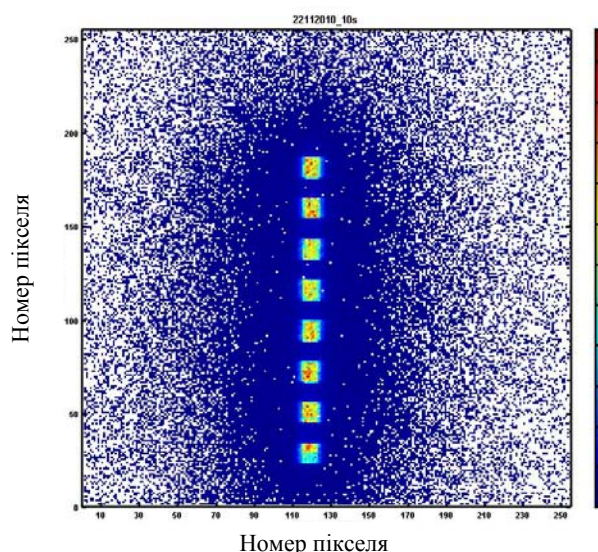
<sup>4</sup>Європейський центр синхротронного випромінювання, Гренобль, Франція

Для цілей фракціонованої радіаційної терапії на медико-біологічній лінії ID17 [1] синхротрона ESRF (Гренобль) створено установку з багатопучковим режимом опромінення. Розроблений режим терапії вимагає потужних доз, до кількох кГр/с. Фактор надвисокого радіаційного навантаження виключає використання будь-яких традиційних детекторів для вимірювання розподілу дози по багатьох пучках у режимі реального часу. Розподіл дози вимірюють лише за допомогою спеціальних рентгенівських плівок, обробка інформації з яких займає 1 - 2 дні.

Розроблені в ІЯД НАН України металеві детектори [2] придатні для використання за вищезначених умов у режимі 'on-line'. Для моніторингу розподілу дози від індивідуальних пучків синхротронного випромінювання на медико-біологічній лінії ID17 (ESRF) нами було запропоновано та випробувано в експерименті MI-1056 (22.11.2010) систему вимірювання на основі металевого режиму мікро-пиксельного детектора TimePix [2]. Пучок синхротронного випромінювання мав такі характеристики: енергія від 20 до 500 кеВ з максимумом близько 150 кеВ, інтенсивність  $2 \cdot 10^9$  фотонів/(с · мм<sup>2</sup>), розподілена між вісьма або 16 пучками з розмірами 600 мкм та відстанню між ними 600 мкм при ширині пучків від 1 до 16 мм.

Металевий режим роботи TimePix був реалізований нами раніше в дослідженнях з іонами низької енергії. Конструктивно в даному експерименті він полягає в тому, що реєстрація фотонів відбувається безпосередньо металевими електродами польового транзистора вхідного каскаду зарядочутливого підсилювача. Для підвищення ефективності збирання вторинних електронів над поверхнею усієї (256 × 256) матриці електродів (діаметр близько 50 мк кожний) за допомогою металевої сітки створено прискорююче електричне поле.

На рисунку наведено приклад одного із зображень у реальному часі розподілу інтенсивності вісьмох пучків синхротронного випромінювання. Ширина та висота пучків 600 мкм, відстань між пучками 1,2 мм.



TimePix-Metal. Зображення восьми пучків синхротронного випромінювання ID17 (ESRF).

Важливою характеристикою цього розподілу для медико-біологічних цілей є відношення максимально інтенсивності в області пучків до інтенсивності радіації між ними. Попередня оцінка "peak-to-valley ratio" (PVR) становить величину близько 5, що майже вдвічі перевищує попередні вимірювання PVR за допомогою радіохромних плівок. Одержано значну кількість даних для різних модифікацій багатопучкової конфігурації.

Матеріали будуть опубліковані найближчим часом.

1. <http://www.esrf.eu/UsersAndScience/Experiments/Imaging/ID17>
2. V. Pugatch *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **581**, 531 (2007).
3. X. Llopart *et al.*, *Ibid.* p. 485

**МАТЕМАТИЧЕСКИЙ УЧЕТ ВЛИЯНИЯ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ**

**А. М. Соколов**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Регистрация экспериментальных данных аппаратурой, (если она линейна), описывается интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода

$$\int_a^b K(t, s)x(s)ds = y(t), \quad t \in [c, d],$$

(в операторном виде  $Kx = y$ ), (1)

где  $x(s)$  – интересующая нас исходная зависимость;  $y(t)$  – зарегистрированная аппаратурой зависимость;  $K(t, s)$  – аппаратная функция, предполагаемая заданной.

Известно, что решение уравнения (1) неустойчиво к изменениям в правой части [1]. На практике, вместо  $y(t)$  бывает получена  $y_\delta(t)$  – правая часть с погрешностью, уровень которой  $\delta$ :

$$\|y(t) - y_\delta(t)\|_{L_2} \leq \delta. \quad (2)$$

Поэтому в этих условиях для решения уравнения (1) приходится применять специальные устойчивые методы, например метод регуляризации [1], когда решение уравнения (1) с правой частью  $y_\delta(t)$  заменяется задачей на минимум стабилизирующего функционала Тихонова  $\|Kx - y_\delta\|_{L_2}^2 + \alpha \|x\|_{W_2^1}^2$ , которая, в свою очередь, приводит к решению соответствующего уравнения Эйлера

$$K^* Kx + \alpha(x - x'') = K^* y_\delta. \quad (3)$$

Выбор параметра регуляризации  $\alpha$  имеет решающее значение в методе регуляризации. Выбор по принципу невязки [2] желательно дополнить анализом свойств решения с использованием априорной информации о нем. Например, если известно, что регистрируется дискретный сигнал вида

$$x(s) = \sum c_i \delta(s - p_i), \quad (4)$$

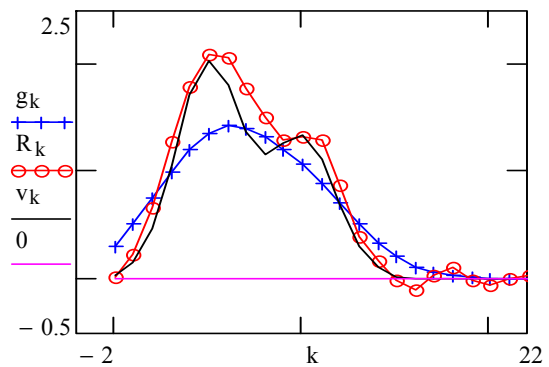
то, решая уравнение (3), можно определить

число и примерное положение компонент  $x(s)$ , а после этого перейти к задаче, решение которой устойчиво

$$\min_{c_i, p_i} \left\| \sum_{i=1}^N c_i K(t, p_i) - y_\delta(t) \right\|_{L_2}^2. \quad (5)$$

При решении уравнения (3) производится конечно-разностная аппроксимация интегральных и дифференциальных операторов, и задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений.

В важном частном случае  $K(t, s) = K(t - s)$  при решении уравнения (3) удобно применить преобразование Фурье и свести задачу к алгебраическому уравнению для преобразованных функций. Разрешив его относительно преобразования Фурье для регуляризованного решения, применяют к нему обратное преобразование Фурье. На рисунке показан пример обработки непрерывного спектра по методу регуляризации с применением быстрого преобразования Фурье.



Исходный спектр (линия —), зарегистрированный спектр (—+—) и результат регуляризации (—o—).

1. А.Н. Тихонов и В.Я. Арсенин. *Методы решения некорректных задач* (Наука, М., 1979).
2. В.А. Морозов. *Регулярные методы решения некорректно поставленных задач* (Изд-во МГУ, М., 1974).

## БАГАТОКАНАЛЬНИЙ АНАЛІЗАТОР ДЛЯ НЕЙТРОННОГО СПЕКТРОМЕТРА ЗА ЧАСОМ ПРОЛЬОТУ

**А. П. Войтер, В. І. Слісенко, М. І. Доронін, І. О. Мазний, О. А. Василькевич,  
В. В. Голік, О. М. Ковальов, В. І. Копачов, В. Г. Савчук**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Розроблено новий багатоканальний аналізатор нейтронного спектрометра за часом прольоту для вимірювання енергетичних і кутових розподілів нейтронів на реакторі ВВР-М [1].

Аналізатор має 16 вимірювальних каналів з двома додатковими моніторними каналами, які інтегровані системною шиною ISA. Канали об'єднані через аналогові комутатори з номером детектора (АКНД) у два кластери з одного моніторного та восьми вимірювальних каналів.

У кожному кластері сигнали від каналів через відповідні програмовані підсилювачі (ПП) надходять до АКНД, який має дві групи вихідних сигналів. Перша група у складі скомутованого вхідного сигналу та трирозрядного коду номера детектора надходить на вхід амплітудно-цифрового перетворювача (АЦП) для амплітудної фільтрації, друга група з восьми сформованих та селектованих за амплітудою імпульсів з детекторів – на вхід вимірювача часових інтервалів (ВЧІ). На два інших входи ВЧІ подаються сигнал початку відліку інтервалу часу від формування імпульсу часової прив'язки (ФЧП) та сигнал з дискримінатора нижнього рівня АЦП моніторного каналу.

ПП, АКНД, АЦП та ВЧІ є пристроями з програмним управлінням від системного комп'ютера (СК). У ПП програмно встановлюється коефіцієнт підсилення, що необхідно при амплітудній фільтрації сигналів з каналів та поточній їхній корекції. В АКНД програмно встановлюються значення нижніх порогів дискримінації. АЦП та ВЧІ крім можливості програмної установки їхніх робочих параметрів є активними пристроями, що формують сигнали переривання при наявності даних вимірюваної амплітуди імпульсу (в АЦП) або відповідного заповнення буферної пам'яті значеннями інтервалів часу (у ВЧІ).

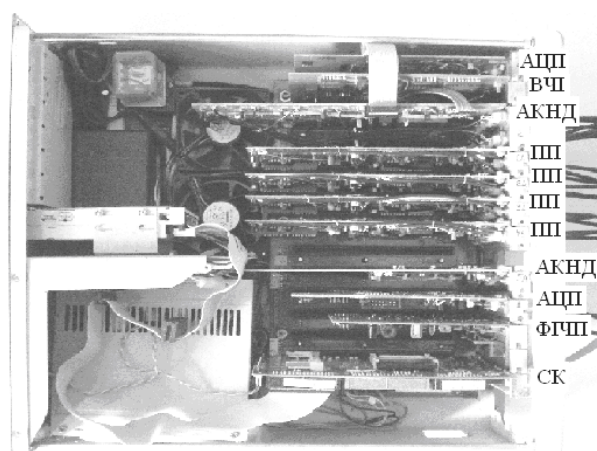
Управління роботою аналізатора здійснюється системними комп'ютерами, причому з конструктивних міркувань кожен з кластерів обслуговується окремим комп'ютером, які через локальну мережу об'єднані з сервером.

Програмне забезпечення аналізатора складається з трьох програм, які синхронно функціонують у кожному з кластерів: програми на-

лагодження апаратно-залежної частини методики вимірювань, програми набору часових розподілів та програми обробки даних.

Аналізатор побудовано на основі розширювача шини ISA BP-14S-RS-R30. З урахуванням наявності 14 доступних місць для установки плат у розширювачі аналізатор виконано у двох блоках, кожен з яких реалізує окремий кластер. Один з блоків є головним і відрізняється від іншого (підпорядкованого) наявністю моніторного каналу та плати ФДМІ, що здійснює синхронізацію. Такий підхід доцільний також з огляду можливого нарощування кількості кластерів в архітектурі аналізатора шляхом підключення відповідної кількості підпорядкованих блоків. Головний блок може використовуватися також як окремий аналізатор з довільною кількістю каналів у межах восьми.

Конструкцію головного блока аналізатора та його складові показано на рисунку.



Аналізатор призначений для заміни фізично та функціонально застарілого діючого аналізатора з метою розширення кількості вимірювальних каналів, підвищення точності вимірювань, скорочення часу налагодження каналів та забезпечення їхнього автоматичного моніторингу протягом експерименту.

1. А. П. Войтер, В.І. Слісенко, М.І. Доронін *та ін.*, Ядерна фізика та енергетика. **11**, № 1, 90 (2010).

**МОДЕЛЬ ДЛЯ АНАЛІЗУ ЗАТРИМКИ ПЕРЕДАЧІ  
В МОНОКАНАЛЬНИХ КОМП'ЮТЕРНИХ МЕРЕЖАХ**

**А. П. Войтер**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У моноканальних комп'ютерних мережах використовують протоколи управління передачею в моноканалі, які базуються на гнучкій або жорсткій стратегії множинного доступу з контролем сигналу несучої (МДКН). При гнучкій стратегії затримка передачі має дві складові. Перша, яку будемо називати затримкою відкладеної передачі, обумовлена необхідністю повторної передачі через інтервал випадкової тривалості в разі виявлення зайнятого стану моноканалу. Друга, іменована постконфліктною затримкою передачі, виникає в результаті конфлікту та взаємного пошкодження пакетів даних. Для жорсткої стратегії характерним є відсутність першої із зазначених складових.

Метою роботи є визначення взаємного співвідношення гнучкого та жорсткого протоколів МДКН по затримці передачі, а також визначення для гнучкого протоколу МДКН вкладу в сумарну затримку передачі кожної з її складових.

Для протоколу з гнучкою стратегією (гнучкого МДКН) отримано рівняння ймовірності повторної передачі пакетів

$$P_n = 1 - \frac{e^{-aG}}{(1+2a)G + e^{-aG}},$$

де  $G$  – нормована інтенсивність передачі пакетів даних;  $a$  – нормована величина інтервалу вразливості. Для цього ж протоколу ймовірність від-

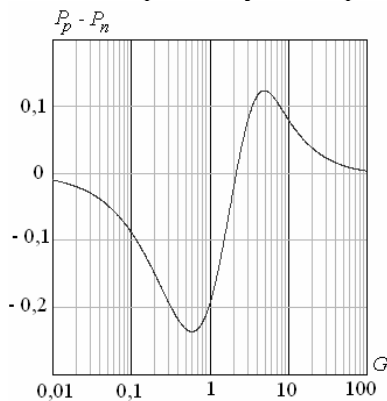


Рис. 1. Співвідношення ймовірностей повторної передачі.

Результати аналізу дозволяють при організації адаптивного управління множинним доступом до моноканалу здійснювати обґрунтоване застосування гнучкої або жорсткої стратегії залежно від діапазону зміни інтенсивності трафіку,

кладеної передачі дорівнює  $P_d = 1 - P_l$ , а ймовірність постконфліктній передачі визначається рівнянням

$$P_r = (1 - e^{-aG})P_l,$$

де  $P_l = ((1+2a)G + e^{-aG})^{-1}$ .

Ймовірність повторної передачі для протоколу з жорсткою стратегією (жорсткого МДКН) визначається рівнянням

$$P_p = 1 - \frac{IP_i + BP_b}{B + I},$$

де  $I = \frac{a}{1 - e^{-aG}}$ ,  $B = (1+a)e^{(1+a)G}$ ,  $P_i = \frac{aG}{1 - e^{-aG}}$ ,  $P_b = \frac{(1+a)G}{1 - e^{-(1+a)G}}$ .

На підставі цих ймовірностей можна визначити затримку передачі пакетів  $D$  у вигляді середнього числа спроб, використовуваних для успішної передачі кожного пакета в умовах конкурентного доступу до моноканалу  $D_i = \frac{1}{1 - P_i}$ , де  $i = \{n, p\}$ .

На рис. 1 представлено співвідношення ймовірностей повторної передачі жорсткого і гнучкого протоколів МДКН, а на рис. 2 – затримка передачі для цих протоколів.

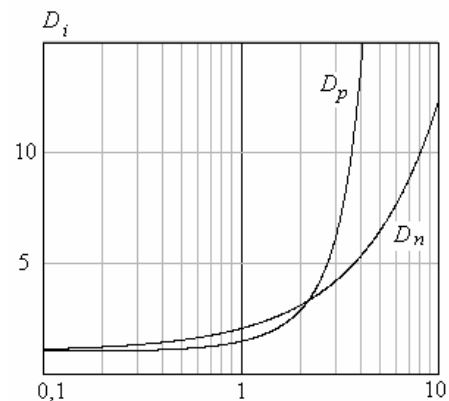


Рис. 2. Затримка передачі.

а також обчислювати середнє значення затримки передачі. Крім того, показано, що для гнучкої стратегії затримка передачі визначається в основному затримкою відкладеної передачі, а внесок постконфліктній затримки незначний.



## МОДУЛЬ УДАЛЕННОЙ КОММУТАЦИИ И УПРАВЛЕНИЯ БУК-1

А. Н. Ковалев

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Разработан цифровой модуль (далее по тексту модуль) для использования в системах автоматизированного управления и контроля физическими установками. Он позволяет удаленно коммутировать силовые цепи (8 реле, 235 В/10 А) и осуществляет дистанционный съем ТТЛ уровней по 16 точкам. Все 16 линий контроля по сути своей являются портами ввода/вывода микроконтроллера ATmega32, поэтому могут быть легко перепрограммированы под конкретные задачи.

Конструктивное исполнение модуля предусматривает исключение механических силовых цепей. В таком случае задействуются транзисторные ключи с открытым коллектором. Ключи реализованы на микросхеме ULN2803A (выходное напряжение 50 В, ток коммутации 500 мА, количество ключей 8). Структурная схема модуля показана на рис. 1.

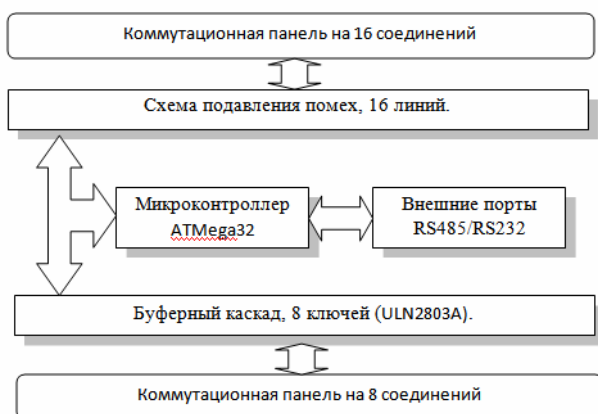


Рис. 1.

На физическом уровне модуль использует протокол связи RS-485. Данный протокол является наиболее широко используемым промышленным стандартом, использующим двунаправленную сбалансированную линию передачи. Протокол поддерживает многоточечные соединения, обеспечивая создание сетей с количеством узлов до 32 и передачу на расстояние до 1200 м.

Управление и программирование модуля осуществляется через порт RS-485 или RS-232. Соединение по RS-232 целесообразно использовать на расстояниях до 15 м.

Кодировка команд - АТ подобная (ASCII), применяющаяся в модемных (терминальных) устройствах. Переключения в режим данных (BIN) не поддерживается в связи с отсутствием необходимости передавать (принимать) большие объемы информации.

Каждый модуль БУК-1 имеет свой уникальный номер, что позволяет использовать его в сетях RS-485. Максимальная скорость обмена модуля БУК-1 составляет 1 Мбит/с. Конструкция модуля показана на рис. 2.

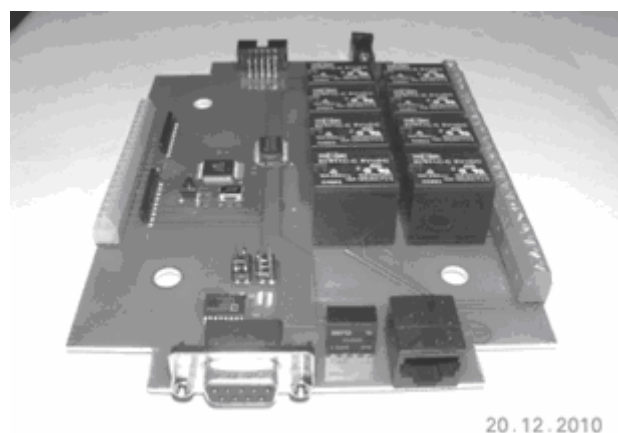


Рис. 2.

Поскольку большинство персональных компьютеров не содержат интерфейс RS-485, был разработан и реализован блок сопряжения портов RS-232 и RS-485. Конструкция блока показана на рис. 3.

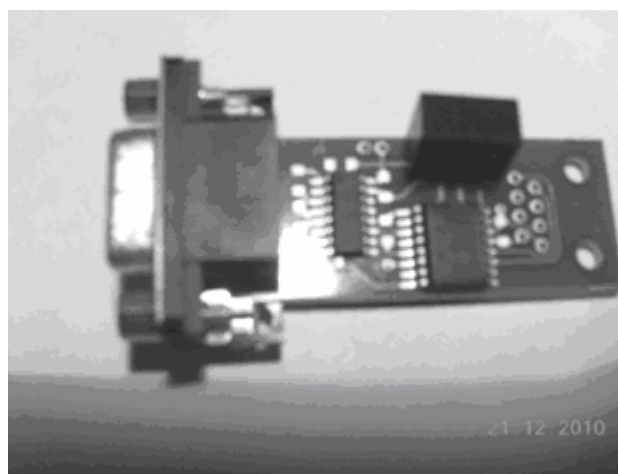


Рис. 3.

## Анотації робіт з атомної енергетики

### ДОСЛІДЖЕННЯ ПО ОПТИМІЗАЦІЇ ТЕХНОЛОГІЇ НАПРАЦЮВАННЯ РАДІОНУКЛІДА $^{99}\text{Mo}$ В ДОСЛІДНИЦЬКОМУ РЕАКТОРІ ВВР-М ІЯД НАН УКРАЇНИ

П. М. Ворона, В. Ф. Разбудей

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Прикладне значення радіоізоотопу  $^{99}\text{Mo}$  обумовлено використанням його в радіофармацевтичній промисловості як вихідної сировини для одержання (в результаті радіоактивного розпаду) радіоактивного  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ , який є найбільш затребуваним в ядерній медицині радіонуклідом.

На реакторі ВВР-М впроваджено метод виробництва радіофармпрепарату  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -пертехнетат (розчин  $\text{Na}^{99\text{m}}\text{TcO}_4$ ) на централізованому екстракційному генераторі [1]. Одержання  $^{99}\text{Mo}$  для забезпечення роботи генератора здійснюється в

реакторі за рахунок ядерної реакції  $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99\text{m}}\text{Tc}$  у мішені з  $^{98}\text{MoO}_3$  (збагачення по  $^{98}\text{Mo}$  до 98,5 %). Оптимізація процесу накопичення нуклідів полягає у виборі енергетичного інтервалу (n,  $\gamma$ )-реакцій (теплові, резонансні чи швидкі нейтрони) та створенні в активній зоні реактора технологічних пристроїв з відповідним спектральним складом нейтронного поля. Спектральні характеристики нейтронного поля в різних середовищах у реакторі розраховано в [2] (див. таблицю).

#### Характеристики нейтронного поля в різних середовищах реактора ВВР-М

Середовище в реакторі: АКЗ – активна зона; ТВЕ – тепловиділяючий елемент; ТВЗ – тепловиділяюча збірка	Щільність нейтронного потоку, $10^{13}$ нейтрон/( $\text{cm}^2 \cdot \text{c}$ )	Доля нейтронів у різних інтервалах енергетичного спектра		
		20 - 0,5 МеВ	0,5 МеВ - 0,5 еВ	E < 0,5 еВ
		Швидкі нейтрони	Резонансні нейтрони	Теплові нейтрони
Паливо (в ТВЕ)	10,02	0,31	0,45	0,24
Вода в АКЗ (між ТВЕ)	10,00	0,29	0,45	0,26
Берилієвий відбивач	3,59	0,08	0,32	0,60
Водна порожнина на 7 ТВЗ	6,93	0,07	0,19	0,74
Водна порожнина на 19 ТВЗ	3,89	0,06	0,16	0,78

Для вибору оптимального спектра запропоновано та використано метод розрахунку накопичення радіонуклідів [3], в якому враховується внесок усього енергетичного спектра нейтронів у діапазоні від  $10^{-10}$  до 20 МеВ.

Розрахунки для  $^{99}\text{Mo}$  показують, що внесок нейтронів різних енергій в його накопичення становить: 10 % - теплові, 85 % - резонансні та 5 % швидкі нейтрони [3]. Отже, опромінення молібденових мішеней рекомендовано проводити в середовищі з більш жорстким спектром нейтронів: 4 5% резонансних та 26 % теплових нейтронів (див. другий рядок таблиці). Опромінювальні об'єми з такими спектрами можуть формуватись в АКЗ реактора у вигляді локальних ампул та вертикальних каналів на місці вийнятої ТВЗ [4].

Для подальшого переформування нейтронних спектрів в опромінювальних об'ємах розглянуто варіанти їхнього оточення шаром берилієвих витискувачів та ТВЗ зі свіжим паливом. Це дає біля 20 % додаткового збільшення виходу  $^{99}\text{Mo}$ .

Робота підтримана УНТЦ, проєкт № Uz-25.

1. P.M. Vorona and V.M. Shevel, у *Щорічник-2009 ІЯД НАН України* (Київ, 2010), с. 95; in *Proc. of the 3-rd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"*, Kyiv, 7-12 June, 2010 (Kyiv, 2011), p. 581.
2. П.М. Ворона та В.Ф. Разбудей, у *Щорічник-2007 ІЯД НАН України* (Київ, 2008), с. 109; *Ядерна фізика та енергетика*, **11**, № 1, 57 (2010).
3. P.M. Vorona and V.F. Razbudey, in *Proc. of the 3-rd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* Kyiv, 7-12 June, 2010 (Kyiv, 2011), p. 576.
4. П.М. Ворона, І.Е. Ісакас та В.О. Шустов, *Ядерні та радіаційні технології*, **6**, № 3 - 4, 67 (2006).

**РОЗРОБКИ З ЯДЕРНИХ ТА РАДІАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ В ІЯД НАН УКРАЇНИ****І. М. Вишневський, В. І. Сахно***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Наведено результати Інституту ядерних досліджень НАН України (ІЯД) щодо розробок та використання ядерних і радіаційних технологій, реалізованих у низці науково-технічних і технологічних проектів при виконанні держбюджетних тем, науково-технічних програм, інноваційних і науково-технологічних національних та міжнародних програм і проектів.

Серед них більш детально описані:

1. радіаційні технології для виробництва продуктів харчування;
2. радіаційні технології для сільського господарства;
3. ядерні та радіаційні технології для медицини;
4. радіаційні технології для будівельної інду-

стрії;

5. радіаційні технології для утилізації промислових відходів;

6. створена в ІЯД багатоцільова промислова радіаційна установка;

7. новітні технології ІЯД з використанням заряджених частинок наднизької енергії;

8. технології випробувань обладнання АЕС.

Показано важливі для виробництва економічні, енергетичні та екологічні показники радіаційних технологій, недосяжні для інших методів. Обґрунтовуються найбільш перспективні галузі застосування нових радіаційних технологій з урахуванням економічної доцільності та можливості позитивно впливати на ефективність виробництва й рівень безпеки.

**ПРОБЛЕМИ РОЗВИТКУ ТЕХНІЧНОЇ БАЗИ РАДІАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ ІЯД НАН УКРАЇНИ****А. Г. Зелінський, Т. В. Ковалінська, В. І. Сахно, Н. В. Халова***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Викладено результати досліджень і розробок у ключових напрямках удосконалення радіаційної техніки Інституту ядерних досліджень НАН України (ІЯД) для розширення сфери її застосування в наукових дослідженнях і практичних технологіях для атомної енергетики. Розглянуто перспективні структури радіаційних установок такого багатоцільового призначення, шляхи адаптації існуючих установок до вимог нових актуальних напрямків використання. Наводяться технічні розробки нових технічних засобів для доукомплектування радіаційної техніки при здійсненні фундаментальних наукових досліджень і прикладних технологічних процесів.

Наведено перелік системних заходів удосконалення експериментальної радіаційної установки ІЯД, який охоплює широке коло структурних і технічних питань її розвитку. В їх перелік входять технічні розробки засобів забезпечення вхідних параметрів установки та їхня стабілізація, системи терморегулювання режимів силового обладнання прискорювача, системи підготовки

та здійснення експериментів.

Показано важливість підвищення технічних характеристик систем силового живлення прискорювача і доцільність введення елементів автоматизації управління безпосередньо в склад структур цих технічних засобів. Наведено результати практичної реалізації таких засобів і досвіду їхньої експлуатації в різноманітних експериментах.

Обговорюються перспективи вдосконалення капітальних споруд установки для розширення обсягів її використання в ядерно-фізичних дослідженнях та випробуваннях обладнання АЕС. Наведено результати експериментів по здійсненню таких досліджень і перелік проблем, вирішення яких сприятиме вдосконаленню установки.

Викладено результати досліджень проблем метрології потужних радіаційних полів, у тому числі й за допомогою різноманітних нестандартних методів і засобів вимірювання інтенсивності потоків іонізуючих випромінювань.

## РАДІАЦІЙНІ ТЕХНОЛОГІЇ КОРОЗІЙНО СТІЙКОГО БЕТОНУ ДЛЯ АЕС

А. Г. Зелінський<sup>1</sup>, Т. В. Ковалінська<sup>1</sup>, В. І. Сахно<sup>1</sup>,  
Н. В. Халова<sup>1</sup>, О. М. Файнлейб<sup>2</sup>, Ю. Р. Колесник<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Інститут хімії високомолекулярних сполук НАН України, Київ

Наведено методи використання радіаційних технологій для створення нового типу високоякісного корозійно стійкого бетону для об'єктів атомної енергетики.

Викладено методику підвищення стійкості бетону до вологи та агресивних речовин шляхом уведення в його склад радіаційно-чутливих компонентів.

Для цього на етапі виробництва пропонується включати до бетону спеціальні органічні добавки, які потім полімеризують шляхом зовнішнього опромінення гамма-випромінюванням чи електронами відповідної енергії. Тверднення цих полімерів здійснюється безпосередньо в товщі виробів, завдяки чому закупорюються всі капілярні шляхи проникнення вологи. Тому новий матеріал не піддається шкідливому впливу кліматичних та експлуатаційних факторів.

Наведено результати досліджень усіх складових матеріалів і технологічного процесу, здій-

снені при розробці нового бетону. Досліджено широкий перелік органічних сполук, здатних полімеризуватися під дією іонізуючих випромінювань. Викладено методи відбору найбільш радіаційно-чутливих компонентів, механізмів їхнього введення в бетон. Обговорюються результати досліджень процесів радіаційної модифікації таких систем, комплексних досліджень і кваліфікації нового бетону та виробів з нього на стійкість до агресивних факторів.

Представлено нетрадиційні методи контролю за радіаційними показниками процесу формування структури матеріалу та його полімеризації, розроблені для реалізації цієї технології. Показано переваги нового бетону та виробів з нього перед усіма існуючими типами аналогічних матеріалів. Підтверджено практичну можливість реалізації нової технології, яка може бути рекомендована для споруд підвищеної стійкості атомних енергоблоків.

## ТЕХНІЧНА МОДЕРНІЗАЦІЯ СИЛОВИХ ВУЗЛІВ РАДІАЦІЙНОЇ УСТАНОВКИ

А. Г. Зелінський, В. І. Сахно

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Наведено результати удосконалення комплексу систем силового живлення лінійного прискорювача, здійсненого з метою подальшого розвитку експериментальної бази Інституту ядерних досліджень НАН України (ІЯД). Описуються принципи вибору шляхів модернізації та реально створені технічні засоби, які забезпечили покращення характеристики радіаційної установки.

Метою модернізації є усунення спотворень характеристик радіаційного поля в реакційній камері експериментальної установки. Було передбачено модернізацію здійснювати шляхом технічного вдосконалення основних елементів установки та засобів їхнього керування. Такими елементами є системи силового живлення лінійного прискорювача. Флуктуації їхніх параметрів призводять до погіршення роботи цього джерела іонізуючого випромінювання. Для радіаційної

установки ІЯД розроблено комбінований шлях модернізації її технічних засобів.

Експлуатація описаних технічних засобів у складі експериментальної установки ІЯД показала, що покращання характеристик систем силового живлення основних вузлів прискорювача дали змогу зменшити вплив синхронних перешкод на пучок електронів і забезпечили стабільну роботу імпульсного прискорювача.

1. В.І. Сахно, И.Н. Вишневський, А.Г. Зелинский *и др.*, Атомная энергия. **94**, вып. 2, 163 (2003).
2. А.А. Красовский, *Справочник по теории автоматического управления*, под ред. А.А. Красовского (Наука, М., 1987). 712 с.
3. В.И. Сахно, А.И. Аристов, Ю.В. Иванов, А.А. Ключников, *Препринт КИЯИ-89-11К* (Ин-т ядерных исслед. АН УССР, 1989), 12 с.

SOME ASPECTS OF OPTIMIZATION OF ACCELERATOR-DRIVEN SYSTEMS

V. O. Babenko<sup>1</sup>, V. I. Gulik<sup>2</sup>, V. M. Pavlovych<sup>2</sup>

<sup>1</sup>M. M. Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

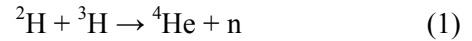
<sup>2</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

The long-term hazard of radioactive wastes arising from nuclear energy production is a matter of continued public discussion in many countries. Using the transmutation of the actinides and some long-lived fission products, the radiotoxicity of the high-level waste and, possibly, the safety requirements for its geologic disposal, can be reduced. Studies of different authors [1 - 3] show that the construction of accelerator-driven sub-critical systems (ADS) is a very promising field in nuclear power engineering. Such systems provide a possibility to improve the safety level and to develop effective methods of transmutation of long-lived radioactive waste. Active projects for ADS exist in USA, Japan, France, Spain, Belgium, Italy, Russia and Belarus. The research in these countries mainly comprises the basic studies of the different aspects of ADS, although some of these projects are directed towards a pre-engineering design phase within the next few years. An operating research assembly has been created in Belarus (Yalina).

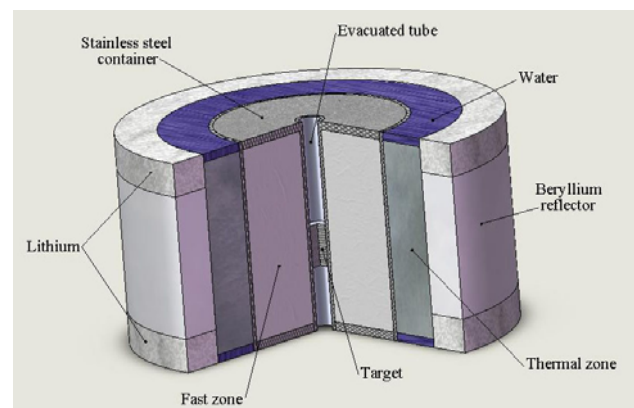
We consider some aspects of optimization of accelerator-driven sub-critical systems and problems on choice of an external neutron source for such systems for this year.

Optimal geometric and material characteristics of two-zone sub-critical heterogeneous accelerator-driven system are found from neutronic model analysis and calculations. The two-zone model of sub-critical system was proposed (see Figure).

Our assembly was designed as a two-zone multiplying sub-critical system with fast (inner zone) and thermal (outer zone) neutron spectra, which are also necessary for effective transmutation of nuclear wastes. These two zones were arranged in such a way that the effective multiplication factor in the assembly is equal to 0.97, i.e. the assembly is slightly sub-critical. The multiplication fission reaction in the assembly is supported by the external neutron source which is a neutron generator. This neutron generator creates the flow of deuterons directed to the titanium target saturated by tritium which is located at the centre of sub-critical assembly. The D-T reaction is originated in the target:



As a result we have a neutron flow with mean energy about 14 MeV. In the evacuated tube the flow of deuterons is moved from top to bottom toward the target. The target is a thin plate made of titanium saturated by tritium. The reaction (1) is originated inside this zone and neutrons are created. The fast zone is located in the stainless steel container. The fast zone is the fast assembly collected from the shortened pins of energy reactor VVER-1000. This zone is cooled by a helium heat carrier. The thermal zone is collected from the shortened pins of energy reactor VVER-1000, which are cooled by a water heat carrier.



The two-zone model of sub-critical reactor with lithium blocks for the technique of tritium recovery.

Effective technique of tritium recovery in the subcritical reactor core (lithium blocks) is proposed for the external neutron source requirements.

1. C. Rubia *et al.*, Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Energy Amplifier, CERN/AT/95-44(ET), 1995.
2. C.D. Bowman, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **48**, 505 (1998).
3. S. Shiroya, H. Unesaki, Y. Kawase *et al.* Basic Study on Nuclear Characteristics of Accelerator Driven Sub-critical Reactor as Future Neutron Source, Research Reactor University. 2001.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНОВ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

В. В. Рязанов

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

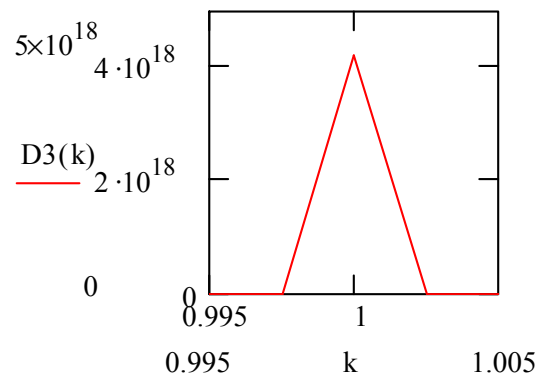
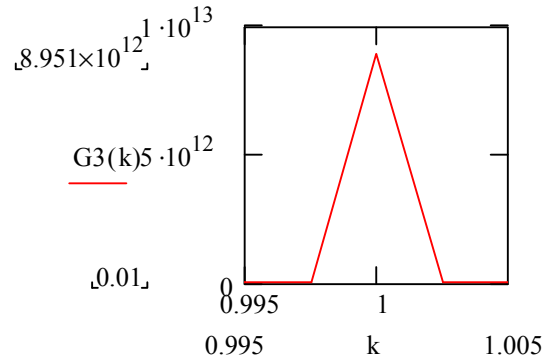
В теории ядерных реакторов важной характеристикой их поведения служит период реактора. В существующих подходах эта величина описывается детерминированным образом, хотя природа ее случайна. В настоящей работе стохастическим образом рассмотрена величина, близкая к периоду реактора – время жизни нейтронов в реакторе. Используется термодинамика, содержащая время жизни системы, как термодинамический параметр [1, 2]. Такой подход применялся к описанию энергетического спектра нейтронов в реакторе и показал соответствие с экспериментально наблюдаемыми результатами [3]. В работах [4 - 6] период реактора определяется из кинетических уравнений как динамическая величина.

В настоящей работе исследуется время жизни нейтронов в реакторе при помощи неравновесного стационарного распределения полученного в работах [1, 2]. Если для учета только мгновенных нейтронов среднее время жизни совпадает с периодом реактора, то при учете запаздывающих нейтронов эти величины различны. Находится распределение для времени жизни нейтронов в реакторе. Из него можно получить средние значения времени жизни, моменты произвольного порядка, например дисперсию, и вероятности того, что время жизни лежит в некоторых заданных пределах. Период реактора – динамическая величина, а среднее время жизни – стохастическая, полученная из стационарного распределения времени первого достижения уровня. Поведение среднего времени жизни нейтронов указывает на точки потери устойчивости системы. Реальные времена жизни нейтронов ограничены. Поэтому верхний предел интегрирования в выражениях для статистической суммы и моментов надо выбирать не бесконечным, а равным максимально возможному времени жизни нейтронов.

На рисунке показано поведение среднего времени жизни нейтронов в реакторе и дисперсии времени жизни нейтронов в зависимости от эффективного коэффициента размножения нейтронов в окрестности особой точки – единичного значения коэффициента размножения нейтронов.

Кроме результатов, показанных на рисунке, получены и другие характеристики поведения времени жизни нейтронов в ядерном реакторе и

связь этой величины с точками потери устойчивости нейтронной системы реактора.



Поведение среднего значения времени жизни  $\langle \Gamma \rangle = G_3(k)$  и дисперсии времени жизни  $D_\Gamma = D_3(k)$  в зависимости от эффективного коэффициента размножения нейтронов  $k$  для случая учета одной группы запаздывающих нейтронов и конечных значений верхнего предела интегрирования.

1. V.V. Ryazanov and S.G. Shpyrko, *Condensed Matter Physics*, **9**, No. 1(45), 71 (2006).
2. V.V. Ryazanov, *Eur. Phys. J. B*, **72**, No. 4, 629 (2009).
3. В.В. Рязанов, *Атомная энергия*, **99**, вып. 5, 348 (2005).
4. П. Цвайфель, *Физика реакторов*, пер. с англ. (Атомиздат, М., 1977), 280 с.
5. Ф. Кап, *Физика и техника ядерных реакторов*, пер. с нем. (Изд-во иностр. лит-ры, М., 1960), 515 с.
6. Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков, М.С. Алтухов, *Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов*, под ред. Г.А. Батя (Энергоиздат, М., 1982), 512 с.



## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНОВ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ. УЧЕТ ДИНАМИКИ И ИСТОРИИ СИСТЕМЫ

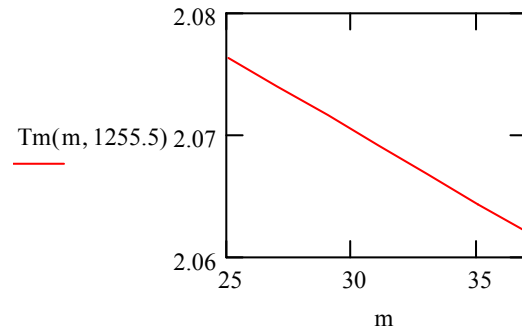
В. В. Рязанов

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Период реактора определяется динамикой системы. Время жизни нейтронов в реакторе связано с периодом реактора. Распределение величины времени жизни нейтронов в реакторе описывается таким образом, что в рассмотрение включается динамика системы на протяжении всей ее истории.

Как в работе [1], вводится кусочно-непрерывное описание вероятностей в зависимости от интервала времени. При таком подходе учитывается история системы, каждое изменение реактивности, соответствующее каким-то динамическим процессам в системе, вносит вклад в характеристики системы. Каждый момент существования системы вносит вклад в полученные выражения. Прделан переход от дискретного к непрерывному описанию. Рассмотрены зависимости среднего времени жизни и дисперсии времени жизни от верхнего предела интегрирования и от значений реактивности. Получены также выражения для вероятностей времени жизни находиться в некоторых заданных пределах. В качестве примера рассмотрена кинетика реактора в энергетических режимах работы, процесс саморегулирования, благодаря обратным связям, поведение переходного процесса при положительном возмущении по реактивности [2]. Проведены оценки верхнего предела интегрирования  $R$ , максимально возможного времени жизни нейтронов для данного процесса. Получены зависимости среднего времени жизни от теплоемкости реактора и времени транспортного запаздывания. Пример такого рода зависимости показан на рисунке.

Получены также зависимости среднего и дисперсии времени жизни нейтронов от максимально возможного времени жизни. Аналогичным образом можно рассчитать времена жизни нейтронов при процессах изменения реактивности, происходящих при изменении состава активной зоны, выгорании и ошлаковании ядерного топлива, при отравлении реактора, ксеноновых колебаниях, при управлении реактором, выгорающих поглотителях, изменении запаса реактивности и других явлениях и процессах, сопутствующих работе реактора.



Зависимость среднего значения времени жизни нейтронов в реакторе  $\langle T \rangle = T_m(m, 1255,5)$ ,  $R = 1255,5$ , от значения точки  $m$  в энергетическом режиме работы реактора, при внешнем возмущении реактивности  $\rho_{\text{возм}} = 2 \cdot 10^{-3}$ . Переход от интегральной теплоемкости  $C_p = 11400$  КДж/°С к  $C_p = 224800$  КДж/°С и времен транспортного запаздывания  $t_{\text{т.з.}} = 5$  с к  $t_{\text{т.з.}} = 30$ ;  $R = 1255,5$ . Переходу сопоставляется изменение величины  $m$  (рис. 3.16-3.18 [2]) от 25 до 37;  $m$  – точка перехода от параболического режима изменения реактивности во времени к степенному.

Периоды реактора – динамические величины, полученные из кинетических уравнений для числа нейтронов в реакторе. Среднее время жизни нейтронов в реакторе – статистическая стационарная величина. Предлагаемый подход дает возможность включать в описание историю системы и динамические изменения во времени. Видимо, возможны ситуации, когда время жизни коллектива нейтронов более полно характеризует поведение системы, чем периоды реактора. Проверить полученные результаты лучше всего, видимо, при помощи компьютерного эксперимента с применением комплексов программ для моделирования активной зоны реакторов.

Отмечена аналогия с термодинамическим подходом, который дает точки фазовых переходов, неустойчивости реактора.

1. V.V. Ryazanov, Eur. Phys. J. B. **72**, No. 4, 629 (2009).
2. А.А. Саркисов и В.Н. Пучков, *Физические основы эксплуатации ядерных энергопроизводящих установок* (Энергоатомиздат, М., 1989), 504 с.

## ВПЛИВ ЗВОРОТНОГО ЗВ'ЯЗКУ НА ШВИДКІСТЬ ХВИЛІ В РЕАКТОРІ НА ХВИЛІ ЯДЕРНОГО ГОРІННЯ

О. М. Хотяїнцев<sup>1</sup>, В. М. Павлович<sup>1</sup>, В. М. Хотяїнцев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Ідея про безпечний швидкий реактор, який працює на хвилі ядерних поділів, була висунута Л. Феоктистовим [1] і отримала подальший розвиток у багатьох дослідженнях.

У попередніх роботах (наприклад, [2]) було показано, що швидкість хвилі ядерного горіння (ХЯГ) не є наперед заданою величиною і що за рахунок підбору концентрації поглинача нею можна управляти в широких межах та забезпечити необхідний рівень потужності. Було доведено, що вигорання нукліда  $^{239}\text{Np}$ , незважаючи на його малу ефективність у швидких реакторах, має значний вплив на швидкість хвилі. Мета цієї роботи – з'ясувати, як впливає на швидкість ХЯГ зворотний зв'язок по потужності реактора. Зворотний зв'язок вважається миттєвим і квадратичним за потоком:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + (v\Sigma_f - \Sigma_a + \gamma\varphi\Sigma_a)\varphi, \quad (1)$$

де  $\gamma$  - коефіцієнт реактивності у відповідних одиницях;  $\varphi$  - потік нейтронів. Досліджуються властивості стаціонарної хвилі, що розповсюджується в середовищі із  $^{238}\text{U}$ . Реактор вважається необмеженим по довжині. Модель аналізується на основі розвиненої раніше аналітичної теорії стаціонарної ХЯГ малої швидкості [2]. Як і за відсутності зворотного зв'язку, при збільшенні ефективної концентрації поглинача  $p$  швидкість хвилі  $W$  (а отже, і потужність реактора) спадає лінійно  $W = (p_0 - p)/b$ , поки не починає проявлятися вплив розпаду  $^{241}\text{Pu}$  [2]. Показано, що поряд з іншими процесами, у тому числі вигоранням  $^{239}\text{Np}$ , зворотний зв'язок дає адитивний вклад у кутовий коефіцієнт швидкісної характеристики  $b$ , пропорційний коефіцієнту зворотного зв'язку  $\gamma$  (рис. 1). Його величина залежить від складу реактора, виду охолоджувача та ін. Лінійність втрачається при додатних  $\gamma > 10^{-19} \text{ см}^2/\text{с}$ , коли швидкість хвилі уже не можна вважати малою, і теорія збурень у лінійному наближенні за швидкістю незастосовна.

На рис. 2 представлено дві швидкісні характеристики: крива 1 побудована без урахування зворотного зв'язку; для кривої 2 коефіцієнт зворотного зв'язку  $\gamma = -5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{с}$ .

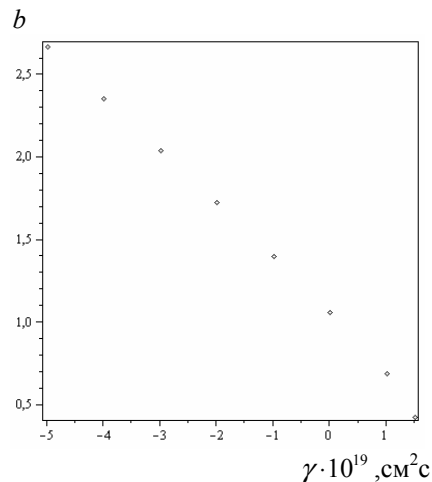


Рис. 1. Залежність кутового коефіцієнта  $b$  від коефіцієнта зворотного зв'язку  $\gamma$ .

При вибраному значенні  $\gamma$  вплив зворотного зв'язку на швидкісну характеристику є порівняним із впливом проміжного нукліда  $^{239}\text{Np}$ .

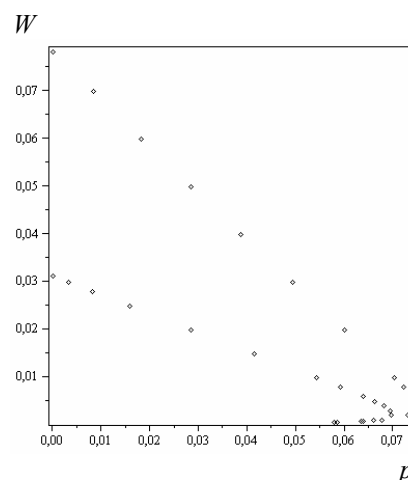


Рис. 2. Вплив зворотного зв'язку на швидкісну характеристику.

При більших значеннях  $\gamma$  саме механізм зворотного зв'язку має вирішальний вплив на швидкість хвилі. Видно, що зворотний зв'язок приводить до зменшення швидкості хвилі, а в області завороту, зумовленого розпадом  $^{241}\text{Pu}$ , швидкісна характеристика зміщується ліворуч, область існування хвилі по концентрації поглинача звужується.

1. Л.П. Феоктистов, Докл. Акад. наук СССР. **309**, 864 (1989).
2. V.M. Khotyayintsev, V.M. Pavlovyeh, O.M. Khotyayintseva, in *PHYSOR 2010*, CD.



## EVOLUTION OF THE STRUCTURES OF THE EXCITON CONDENSED PHASES IN SEMICONDUCTOR QUANTUM WELLS AT CHANGING THE PUMPING

A. A. Chernyuk<sup>1</sup>, V.I. Sugakov<sup>1</sup>, V.V. Tomylko<sup>2</sup>

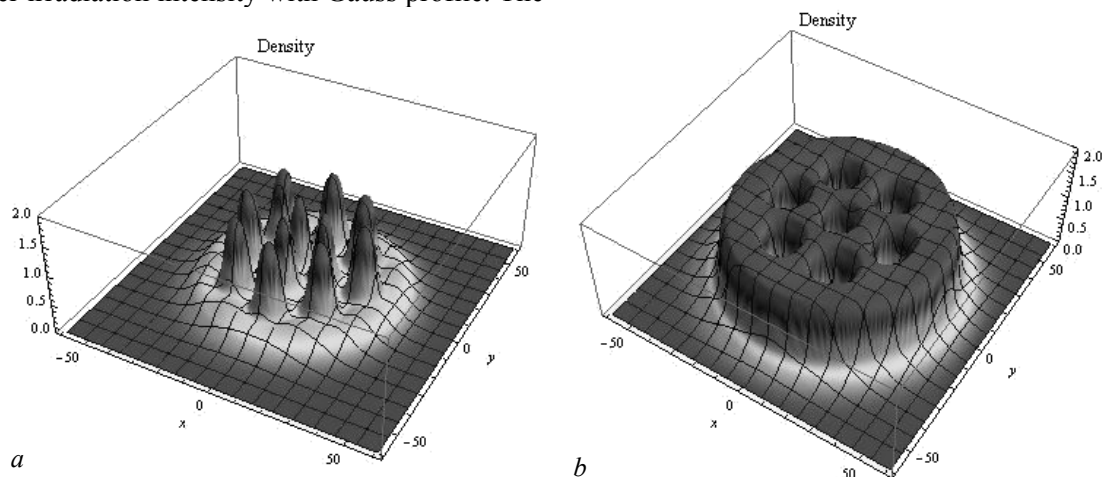
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Taras Shevchenko National University, Kyiv

Last years many significant achievements have been made in experimental study of excitons in double quantum wells, in which the exciton lifetime is very long [1]. To increase the exciton density, the systems with a potential trap, in which excitons are accumulated, are often build [2].

In the present paper, double quantum wells are studied in semiconductor, which is located between two electrodes, one of which has the form of a disk. The shape of the potential of this electrode is close to the harmonic one. A similar system with the external harmonic potential was realized in the experiment [3]. We investigated the exciton density distribution in the quantum well plane depending on the laser irradiation intensity with Gauss profile. The

density was calculated using the method of the papers [4], in which the given system was described by the Landau model, generalized for the case of the finite exciton lifetime and the presence of external pumping. The calculations showed the following results. Formation of the condensed phase islands occurs, when the pumping exceeds a threshold value (see Figure, *a*). With enlarging the pumping, some islands merge into a solid ring. At further increasing the intensity of the excitation, the system is the condensed phase with the inclusions of the islands of the exciton gaseous phase (see Figure, *b*). Finally, at large intensities, the exciton condensed phase appears only.



Structure of the exciton phases with increasing the pumping intensity.

The created structures are the consequence of the non-equilibrium of the system and they are a sample of self-organization phenomena in non-equilibrium conditions.

Study of such systems can be important for making a microscopic theory of the exciton condensed phase and for optoelectronics device development.

1. L.V. Butov, J. Phys.: Condens. Matter **16**, 1577 (2004); V.B. Timofeev, A.V. Gorbunov, and A.V. Larionov, J. Phys.: Condens. Matter **19**, 295209 (2007).
2. A.T. Hammack, M. Griswold, L.V. Butov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 227402 (2006); Z. Voros, D.W. Snoke, L. Pfeiffer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 016803 (2006).
3. Gang Chen, Ronen Rapaport, L.N. Pfeiffer *et al.*, Phys. Rev. B **74**, 045309 (2006).
4. V.I. Sugakov, Solid State Commun. **63**, 134 (2005); A.A. Chernyuk, V.I. Sugakov, Phys. Rev. B **74**, 085303 (2006).

CHARGE-CARRIER HOPPING MOBILITY IN DISORDERED ORGANIC SOLIDS:  
 CARRIER-CONCENTRATION AND ELECTRIC-FIELD EFFECTS

 I. I. Fishchuk<sup>1</sup>, A. K. Kadashchuk<sup>2</sup>, V. N. Poroshin<sup>2</sup>, H. Bässler<sup>3</sup>
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>3</sup> Chemistry Department, Philipps-Universität Marburg, Marburg, Germany

The effective-medium approach (EMA) analytical theory is advanced to describe charge hopping transport at arbitrary charge-carrier concentration and electrical field in disordered organic semiconductors [1]. The transport energy (TE) concept is used [2].

The effective hopping drift mobility  $\mu_e$  can be obtain by the expression

$$\mu_e = a \frac{W_e^+ - W_e^-}{E}, \quad (1)$$

where  $a = N^{-1/3}$  ( $N$  is the concentration of the localized states);  $W_e^+ = \langle W_{12} \rangle$  and  $W_e^- = \langle W_{21} \rangle$  are the effective jump rates in directions along and against of the electric field  $\mathbf{E}$ . The angular brackets denote energetic configuration averaging with Gaussian disorder distribution  $g(\varepsilon)$  of width  $\sigma$ . We use the Miller - Abrahams (MA) model, where

$$W_{ij} = \nu_0 \exp\left(-\frac{a}{b}\right) \times \exp\left[-\frac{|\bar{\varepsilon}_j - \bar{\varepsilon}_i| + (\bar{\varepsilon}_j - \bar{\varepsilon}_i)}{2k_B T}\right]. \quad (2)$$

Here  $\nu_0$  is a frequency factor,  $b$  is the localization radius of state and  $\bar{\varepsilon}_j - \bar{\varepsilon}_i = \varepsilon_j - \varepsilon_i - e(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{E}$ .

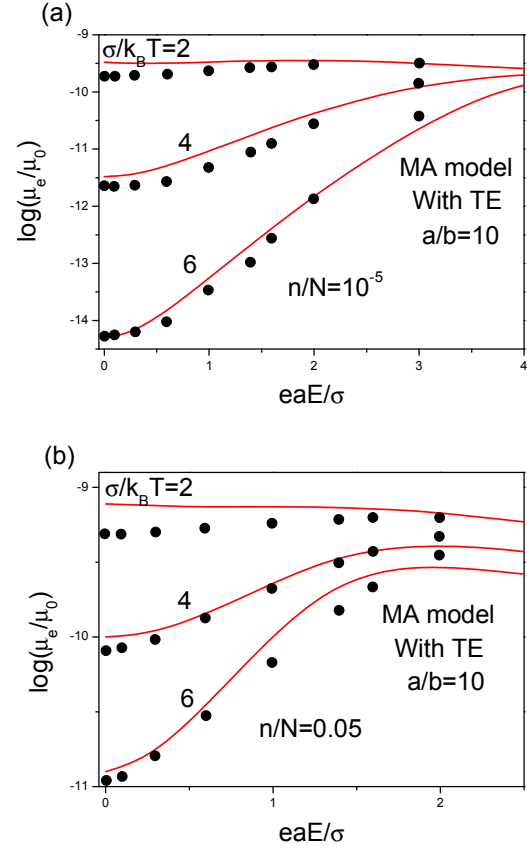
The carrier-concentration  $n$  has the form

$$n = \int d\varepsilon g(\varepsilon) f(\varepsilon, \varepsilon_F), \quad (3)$$

where  $f(\varepsilon, \varepsilon_F)$  is the Fermi - Dirac distribution,  $\varepsilon_F$  is the Fermi level.

Figure (solids curves) shows the calculated electric field dependences of  $\log(\mu_e/\mu_0)$  ( $\mu_0 = ea^2\nu_0/\sigma$ ) for small ratio  $n/N = 10^{-5}$  (a) and large ratio  $n/N = 0,05$  (b).

Our results are in good agreement with numerical data from [3] (symbols) at both small and large charge-carrier concentrations.



Field dependences of mobility at various temperatures for small  $n/N = 10^{-5}$  (a) and large carrier-concentration  $n/N = 0.05$  (b) (solids curves). Symbols are numerical results from [3].

This study in the framework of the EMA and TE approaches and the MA model confirms that a strong dependence of carrier mobility upon increasing carrier density and electrical field, which has conventionally been observed in experiment for numerous organic semiconducting materials implying that the energetic disorder plays a dominant role.

1. I.I. Fishchuk, A. Kadashchuk, V.N. Poroshin, and H. Bässler, *Philos. Mag.* **90**, 1229 (2010).
2. S.D. Baranovskii, H. Cordes, F. Hensel, and G. Leising, *Phys. Rev. B* **62**, 7934 (2000).
3. W.F. Pasveer, J. Cottaar, C. Tanase *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 206601 (2005).

## PROTON FIELDS DIAGNOSTICS WITH SILICON P-I-N STRUCTURES

I. E. Anokhin, O. S. Zinets

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

**Introduction.** Now many particle accelerators are used for medical purposes particularly for proton radiation therapy [1]. Detectors of various types are needed to control absorbed doses delivered to a patient under irradiation and to study spatial distributions of doses. Solid state dosimeters, particularly silicon p-i-n structures, have advantages of small sizes, simple planar technology, real time readout etc., in comparison with usually used ionization chambers.

In the present work the p-i-n diode response in proton field in a water phantom has been investigated theoretically aiming future use for measurement of proton absorbed doses and spatial distribution of proton doses in tissue.

As convenient proton sensor can be used a silicon p-i-n diode, particularly, planar structures studied previously [2] for neutron-gamma radiation fields.

**Response of the silicon p-i-n diode.** In the case when the size of the thickness of sensitive volume is less than particle ranges ( $w \ll R(E_p(x))$ , the  $dE$ -mode) the response of a reverse biased diode placed at the position  $x$  along a proton beam can be written as follows

$$I_r = C_{rp} \dot{D}_p, \quad (1)$$

where  $\dot{D}_p$  is the proton dose rate;  $C_{rp}$  is the sensitivity of a diode to proton irradiation.

For example, in the case  $R_p \gg w$  ( $R_p$  is the proton range,  $w = 300 \mu\text{m}$  is the thickness of the diode depletion region) one can obtain

$$C_{rp} = e\rho wS / E_{eh} = 1.97 \cdot 10^{-7} \text{ A} \cdot \text{s}/\text{Gy}, \quad (2)$$

where  $E_{eh} = 3.55 \text{ eV}$  is energy of the electron-hole pair creation;  $\rho = 2.33 \text{ g}/\text{cm}^3$  is the silicon density;  $S = 10^{-2} \text{ cm}^2$  is the detector area.

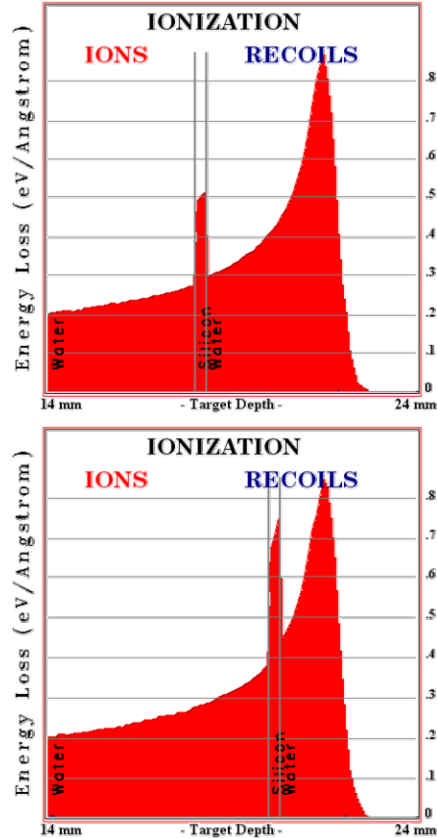
**Spatial distribution of the proton dose.** Figure shows the relative absorbed dose for 50 MeV protons in the silicon p-i-n diode (the thickness  $300 \mu\text{m}$ ) placed at the depth of 18 and 20 mm in a water phantom obtained by the SRIM simulation program [3].

Absorbed doses in tissue can be calculated from the dose measured by the silicon p-i-n detector placed in water phantom using the formula

$$D_p^{\text{tissue}}(x) = k(x) D_p^{\text{detector}}(x), \quad (3)$$

where  $D_p^{\text{detector}}$  is the measured dose,  $k(x)$  is the ratio of the stopping power in water and silicon.

The coefficient  $k(x)$  calculated from Bethe-Bloch formula, obtained from simulation by SRIM and TRIM programs is the 0.475, 0.54 and 0.59 respectively in the range up to 21 mm for 50 MeV protons.



The energy losses distribution for 50 MeV protons in the silicon p-i-n diode inside a water phantom at the depth of 18 mm and 21 mm (the diode thickness is  $300 \mu\text{m}$ ).

The small size of planar silicon structures allows obtaining a good spatial resolution. Along a proton beam the resolution is about the thickness of the sensitive volume of the structure. For the fabricated structures [4] the longitudinal resolution is about  $300 \mu\text{m}$  and the lateral resolution is about 3 mm.

Obtained results can be used for studying the spatial distribution of absorbed proton doses in experiments on proton beams for radiation therapy [5].

1. A. Rosenfeld *et al.*, *Med. Phys.* **34**(9), 3449 (2007).
2. I.E. Anokhin, O.S Zinets, A. Rosenfeld *et al.*, *Nucl. Phys. At. Energy.* **1**(19), 103 (2007).
3. <http://www.srim.org/>.
4. I.E. Anokhin, O.S Zinets, A. Rosenfeld *et al.*, *IEEE Tran. on Nucl. Sc.* **NS-56**(4), 2290 (2009).
5. A. Ziebell *et al.*, in *Solid State Dosimetry Conference SDS-16*, 2010, p. 106.

## НАБЛИЖЕННЯ ДЛЯ ГІГАНТСЬКОГО ВИХОРА В МЕЗОСКОПІЧНИХ НАДПРОВІДНИКАХ

О. М. Шевцова

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Мезоскопічні явища є зараз дуже популярними не тільки в області надпровідності, але і в багатьох інших областях, оскільки вони демонструють особливості переходу від мікроскопічних закономірностей до макроскопічних.

Мезоскопічні надпровідники, розміри яких по порядку величини збігаються з довжиною когерентності або глибиною проникнення магнітного поля в надпровідник, є результатом бурхливого розвитку нанотехнологій, які стимулюють експериментальні та теоретичні дослідження фундаментальних властивостей мезоскопічних надпровідників. Саме завдяки своїм електронним та магнітним властивостям мезоскопічні надпровідники виглядають достатньо перспективними претендентами для вирішення проблеми мініатюризації електронних схем.

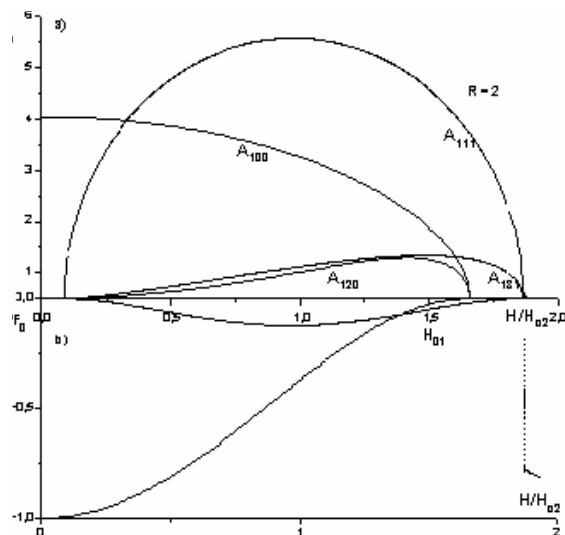
Дослідження показали, що магнітні властивості мезоскопічних надпровідників суттєво відрізняються від властивостей класичних об'ємних надпровідників [1 - 3], і одним із основних параметрів є геометричні розміри, які визначають типи вихрових структур, що можуть бути реалізовані в мезоскопічних надпровідниках. Експерименти підтвердили, що існує два типи вихрових структур, які можуть бути реалізовані в мезоскопічних надпровідниках: а) багатовихрові структури з просторово розміщеним одноквантовими вихровими станами та б) аксіально-симетричні гігантські вихрові стани.

Для опису гігантських вихрових станів у сферичному мезоскопічному надпровіднику була розроблена теорія, яка ґрунтується на представленні параметра порядку у вигляді розкладу по сферичних функціях  $A_{jlm}$  [4], де індекс  $j$  описує номер радіального стану, індекс  $m$  – число станів гігантського вихора, а  $l = 0 \div m$ . Запропонований метод дозволяє отримати правильний розв'язок для гігантського вихора та дослідити його еволюцію залежно від типу граничних умов, що відповідають різним типам матеріалів, які оточують надпровідне включення.

Процедура мінімізації вільної енергії Гінзбурґа - Ландау по відношенню до коефіцієнтів  $A_{jlm}$  приводить до нескінченної системи нелінійних рівнянь. Для розв'язання такої системи необхідно зменшити число коефіцієнтів  $A_{jlm}$  і, відповід-

но, число рівнянь. На прикладі гігантського вихора, який виникає в надпровіднику  $R = 2\xi$ , та характеризується двома можливими вихровими станами з  $m = 0$  ( $H < H_{01}$ ) та  $m = 1$  ( $H > H_{01}$ ), видно (рисунок, б), що достатньо обмежитись набором:  $A_{jlm}$ ,  $A_{j,l+2,m}$  (рисунок, а). Обчислення з врахування збуджених вихрових станів показали, що коефіцієнти, які описують перший збуджений стан ( $j = 2$ ), є малими і їхній вплив на отриманий розв'язок є несуттєвим (на рисунку їх неможливо розрізнити).

Але у випадку великих надпровідних включень, у яких можуть реалізуватись гігантські вихори з великим числом квантів потоку, ситуація може змінюватись, тому числові розрахунки будуть значно складнішими.



Коефіцієнти  $A_{jlm}$  (а) та вільна енергія  $F$  (б) залежно від прикладеного магнітного поля  $H$  для гігантського вихора, розміщеного у сферичному надпровіднику з радіусом  $R = 2\xi$ .

1. A.K. Geim, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos et al., Nature (London), **390**, 259 (1997).
2. A. Schweigert, F.M. Peeters, and P. S.Deo, Phys. Rev. Lett., **81**, 2783 (1998).
3. A. Kanda, B.J. Baelus, F.M. Peeters et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 257002 (2004).
4. O.N. Shevtsova, Supercond. Sci. Technol., **21**, 065010 (2008).

## ДЕГРАДАЦІЯ КВАНТОВИХ ТОЧОК ТА ЗМІНА ЇХНІХ ЕНЕРГЕТИЧНИХ СПЕКТРІВ У НАПІВПРОВІДНИКАХ ПІД ДІЄЮ ОПРОМІНЕННЯ

Г. В. Верцімаха, В. В. Михайловський, В. Й. Сугаков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Перспективи широкого застосування напівпровідникових структур з квантовими точками вимагають проведення досліджень впливу на системи різноманітних зовнішніх факторів, зокрема ядерного опромінення. Багато дослідити вплив опромінення на ефекти, чутливі до зміни структури та розподілу елементів в кристалі. Прикладом такої системи є напівмагнітні напівпровідники, в яких існує ефект гігантського магнітного розщеплення магнітних рівнів, і перерозподіл іонів марганцю під дією опромінення призводить до суттєвого збільшення розщеплення електронних рівнів в магнітному полі.

У роботі розглядається вплив зовнішнього опромінення на енергетичні спектри електронів, дірок та екситонів у квантових точках напівмагнітних напівпровідників. Конкретні розрахунки проведені для квантових точок у системі  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ . Квантова точка формується внаслідок неоднорідного розподілу марганцю: усередині квантової точки марганець відсутній або його концентрація є малою, зовні частина атомів кадмію заміщуються атомами марганцю.

Основним серед процесів у кристалах під опроміненням, що призводять до просторового перерозподілу магнітних іонів, є радіаційно-прискорена дифузія. Тому задача про розподіл магнітних іонів приводиться до розв'язання рівняння дифузії, в якому коефіцієнт дифузії залежить не лише від температури, а й від опромінення.

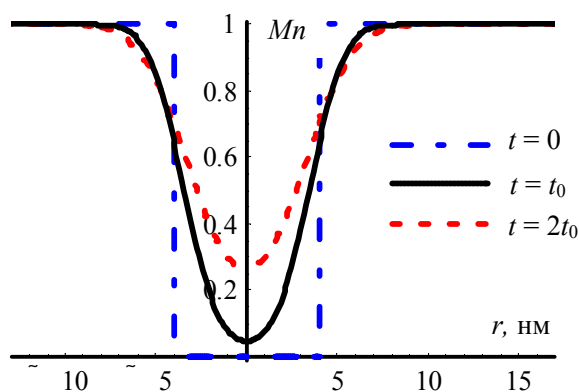
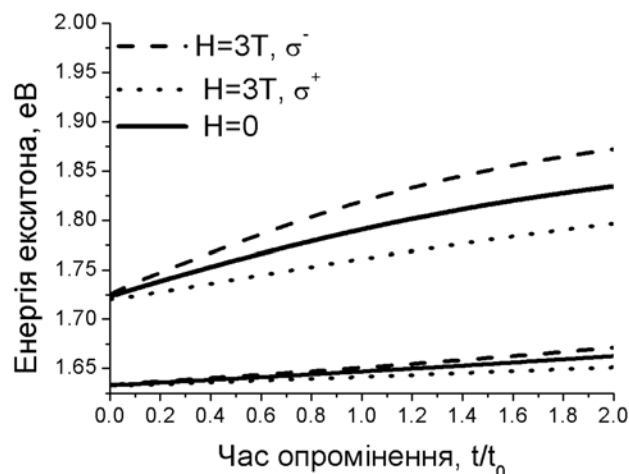


Рис. 1. Профіль квантової точки у різні моменти часу.

Отриманий профіль квантової точки при різних часах опромінення наведено на рис. 1. Результати виражені через характерний час  $t_0$ , величина якого залежить від інтенсивності опромі-

нення, температури й може змінюватися в широких межах: від декількох секунд при інтенсивності опромінення  $10^{-4}$  зміщень на атом в секунду (типове опромінення електронами) та температурі 250 - 300°C, до десятків діб при інтенсивності опромінення  $10^{-7}$  зміщень на атом в секунду (типове реакторне опромінення) та температурі 50 - 100 °C.

Рис. 2. Залежність енергії екситонних смуг для точок радіусом  $R=4$  нм,  $8$  нм від часу опромінення. Відносна концентрація іонів марганцю поза квантовою точкою  $C_{Mn0} = 0.2$ .

Для розрахунків енергії зв'язку сферичної квантової точки використовувався варіаційний метод.

При опроміненні магнітні іони проникають у шар квантової ями, і з часом зростає розщеплення  $\sigma^+$ - та  $\sigma^-$ - компонент екситонного переходу (рис. 2), оскільки всередині квантової ями домішки ефективніше взаємодіють з носіями заряду. При достатньо тривалому опроміненні концентрація магнітних іонів стає відмінною від нуля у всьому шарі квантової ями, при цьому розщеплення смуг в ямах може перевищувати розщеплення в бар'єрному магнітному шарі внаслідок нелінійної залежності намагніченості від концентрації магнітних іонів.

Таким чином, у роботі показано, що пришвидшення дифузії марганцю внаслідок опромінення та утворення точкових дефектів призводить до розмиття профілю квантової ями. Проникнення магнітних іонів всередину квантової точки суттєво збільшує розщеплення екситонних рівнів у зовнішньому магнітному полі.

**MÖSSBAUER SPECTROSCOPY OF FERROMAGNETS  
IN RADIO-FREQUENCY MAGNETIC FIELD**

**A. Ya. Dzyublik<sup>1</sup>, E. K. Sadykov<sup>2</sup>, G. Petrov<sup>2</sup>, V. Yu. Spivak<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>2</sup>*Kazan State University, Kazan, Russia*

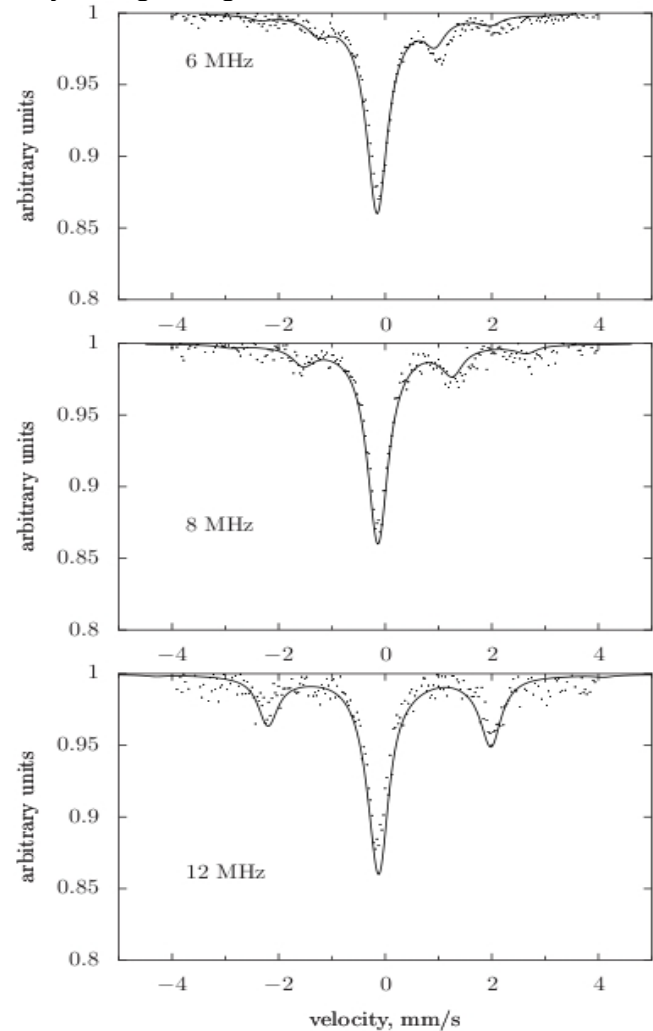
Ferromagnetic nanoparticles and thin films are widely used as the memory elements in electronics. Therefore intensive investigations are carried out of their magnetization dynamics and especially of the mechanism of their re-magnetization under the influence of external magnetic fields. The Mössbauer spectroscopy provides unique information about such a dynamics in the vicinity of the Mössbauer isotope <sup>57</sup>Fe.

A lot of papers were devoted to the Mössbauer spectroscopy of soft ferromagnets subject to an external alternating magnetic field. When the crystal is placed in the radio-frequency (rf) magnetic field with frequency  $\Omega$  the Mössbauer spectrum consists of a set of equidistant lines spaced by  $\Omega$ . Such spectrum collapses to single line (doublet) at high frequencies. Pfeiffer assumed that such structure of the spectrum is caused by periodical reversals of the crystal magnetization in the rf field which in turn ensure the reversals of the magnetic field at the nucleus between two values  $\mathbf{h}_0$  and  $-\mathbf{h}_0$ . The corresponding step-wise reversals model has been built in. A dynamical scattering theory has been developed for transmission of the Mössbauer rays through a ferromagnet in the rf field, taking into account multiple scattering of  $\gamma$ -quanta [1].

In [2] we considered the transmission of Mössbauer radiation through a soft ferromagnetic crystal placed in the rf magnetic field, which gives rise to periodical reversals of the magnetization of the crystal.

In contrast to familiar absorption spectra of ferromagnets in the rf field with lines spaced by  $\Omega$ , our spectra presented in Figure contain only lines, spaced by  $2\Omega$ . The reason is that the scattered  $\gamma$ -quanta absorb or emit only even number of photons of the rf field. Note once more that this is interference effect of the amplitudes of transitions  $M_g \rightarrow M_e$  and  $-M_g \rightarrow -M_e$  for the scattering to forward direction perpendicularly to the oscillating magnetic field. It is worth noting also that the intensity of satellite waves falls down with increasing of the rf frequency since the nucleus at high frequencies feels

only averaged magnetic field, which becomes zero.



Energy distribution of transmitted radiation for different rf frequencies. The experimental data are represented by dots and calculations by solid line.

1. A.Ya. Dzyublik, V.Yu. Spivak, *Ukr. J. Phys.* **48**, 390 (2002).
2. Э.К. Садыков, А.Я. Дзюблик, Г.И. Петров и др., *Письма в ЖЭТФ.* **92**, вып 4, 279 (2010).



## ВЛИЯНИЕ ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ SI-GE

П. Г. Литовченко<sup>1</sup>, А. О. Дружинин<sup>2</sup>, И. П. Островский<sup>2</sup>, Ю. М. Ховерко<sup>2</sup>,  
А. Я. Карпенко<sup>1</sup>, Н. Т. Павловская<sup>1,3</sup>, В. М. Цмоць<sup>3</sup>, Ю. В. Павловский<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

<sup>2</sup> *Национальный университет "Львівська політехніка, Львов"*

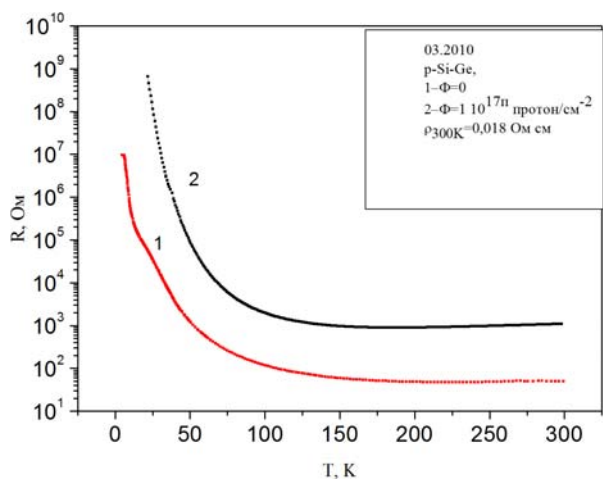
<sup>3</sup> *Дрогобычский государственный педагогический университет им. И. Франко, Дрогобыч*

На сегодня существует достаточно работ, посвященных влиянию ядерного облучения на монокристаллический кремний и твердый раствор Si-Ge, однако такие исследования проводились, в основном, на высокоомных монокристаллах. В отличие от них данная работа направлена на исследование влияния протонного облучения на свойства легированных нитевидных кристаллов (НК) микронных размеров твердых растворов Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> с концентрацией примеси, которая отвечает области перехода "металл - диэлектрик" (ПМД).

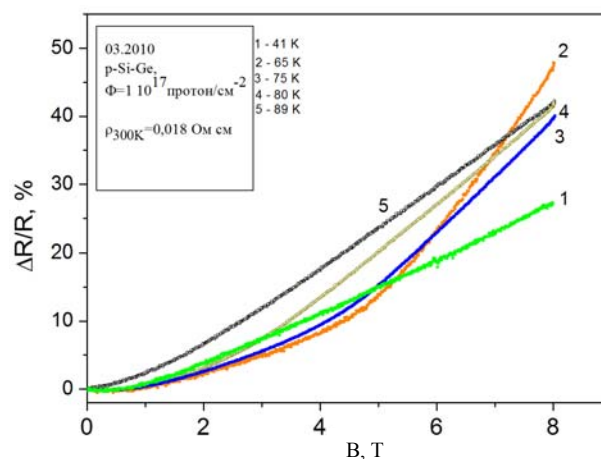
Исследовано влияние магнитного поля с индукцией до 14 Тл и облучение протонами флю-

энсом  $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  (температура образцов при облучении  $\leq 40 \text{ }^\circ\text{C}$ ) на электропроводность НК Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> ( $x = 0,03$ ) с удельным сопротивлением  $\rho = 0,018 \text{ Ом см}$  в интервале температур  $4,2 \div 300 \text{ К}$ .

Типичная температурная зависимость сопротивления облученного протонами (6 МэВ) флюэнсом  $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  НК Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>, показана на рисунке, а. Результаты экспериментальных исследований указывают на то, что температурная зависимость сопротивления кристаллов существенным образом меняется после облучения.



а



б

Температурные зависимости сопротивления (а) и полевая зависимость магнетосопротивления (б) микрокристаллов Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> ( $x = 0,03$ ) с удельным сопротивлением  $\rho = 0,018 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , облученных протонами (6 МэВ) флюэнсом  $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

Результаты исследования магнетосопротивления НК Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> ( $x = 0,03$ ) приведены на рисунке, б. Для образцов с диэлектрической стороны ПМД с  $\rho = 0,018 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  магнетосопротивление

облученных НК возрастает в сильных магнитных полях.

Обсуждается природа выявленных эффектов.

**OPTICAL AND SENSITIVE PROPERTIES OF NANOSTRUCTURAL SILICON IRRADIATED WITH HIGH-ENERGY PARTICLES (PROTONS,  $\alpha$ -PARTICLES, AND HEAVY IONS)**

**N. Dmytruk,<sup>1</sup> O. Kondratenko<sup>1</sup>, V. Khivrych<sup>2</sup>, M. Pinkovska<sup>2</sup>, P. Kuchynsky<sup>3</sup>, L. Vlasukova<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>2</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>3</sup>*Belarussian State University, Minsk, Belarus*

Nowadays a lot of attention is paid to the creation of a new class of gas sensors with high sensitivity, small size, low energy consumption and low cost. Nanoporous silicon due to high surface area to volume ratio, simple and inexpensive technologies and suitable integration with silicon microelectronics is very attractive for such needs. The films of porous Si for a long time were received by electrochemical etching, and an alternative method of high particles' irradiation was proposed.

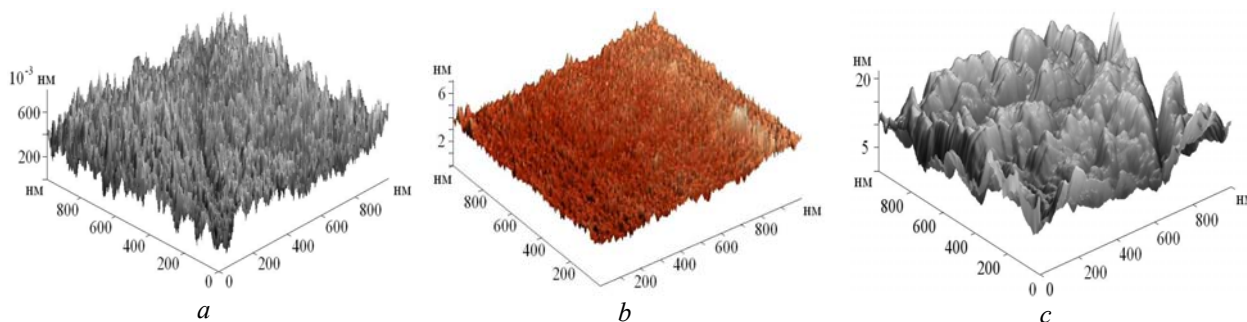
In our work an attempt has been made to modify a silicon surface by accelerated charged particles which form tracks [1]. Silicon with natural thin oxide and especially thermogrown amorphous oxide were used. Si samples were irradiated by 6.8 MeV protons and 27.2 MeV alpha particles. SiO<sub>2</sub>/Si structures were irradiated by accelerated Ar(290 MeV), Xe(372 MeV), Bi(710 MeV) ions followed by the chemical etching of latent tracks to reveal nanopores. Optical characteristics of samples were studied by the method of multiangular monochromatic ellipsometry. The reflection indexes *n*, absorption coefficient *k* and thickness *d* of near-surface region were found before and after irradiation. Scan-

ning electron microscope and atomic force microscope were used to analyze the surface morphology.

To study the gas sensor properties experiment was carried out in especially created camera in ethyl alcohol, ammonia and acetone.

The modification of optical parameters of Si specimens subjected to the protons or alpha particles was found to be caused by the destruction of near-surface layer of the material and to be accompanied by an enhancement of the surface roughness (see Figure). But despite of the nearly the same free run length (360 mkm) for both types of particles irradiation modify the surface different ways: protons lead to the surface loosening; the same helium ions' fluence provoke surface compression. Complex absorption index value has become close to amorphous silicon. We suppose the surface loosening is due to preferable vacancy clusters, created by protons. For alpha-particles radiation defects are more complicated and may engage interstitial atoms.

The irradiated samples revealed a higher sensitivity to the absorption of ammonia and acetone molecules.



ACM images of the silicon surface: *a* – initial sample; *b* – proton irradiated; *c* –  $\alpha$ - particles.

Optical properties of Si/SiO<sub>2</sub> structures depend on the dimensions and the depths of nanopores, created by etching of the hidden tracks in dioxide after irradiation. The greatest optical constant changes occurred in structures, irradiated by <sup>209</sup>Bi, where tracks penetrated the whole oxide. Accordingly, bismuth-irradiated structures have the best gas sensitivity.

Ultrasound treatment influences on the optical characteristics as well, but these changes are unsta-

ble and optical parameters relax to the initial value in time. An interesting result have been received for Si/SiO<sub>2</sub>, where nanopores, created after etching of the hidden tracks in Xe irradiated structures, were filled by thin Sn films. In this case pores are nearly the same by dimension.

1. М.Л. Дмитрук, О.С. Кондратенко та ін., УФЖ, **55**, 7 (2010).



## ЗМІНИ СТРУКТУРИ МОНОКРИСТАЛІЧНОГО КРЕМНІЮ ПІСЛЯ ОПРОМІНЕННЯ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИМИ ПРОТОНАМИ ТА $\alpha$ -ЧАСТИНКАМИ

В. І. Варніна, А. А. Гроза, П. Г. Литовченко, Л. С. Марченко,  
М. І. Старчик, Г. Г. Шматко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

На спектрометрах останнього покоління IFS-113V та FTIR Spectrum BXII Perkin Elmer досліджено ІЧ-спектри поглинання монокристалів кремнію опроміненних протонами з  $E = 6,8$  MeV флюенсами  $(1; 1,9; 3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  та  $\alpha$ -частинками з  $E = 27,2$  MeV флюенсом  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  на циклотроні У-120 ІЯД НАН України. Температура зразків під час опромінення не перевищувала  $100^\circ\text{C}$ . Кремній, вирощений методом Чохральського, пройшов попередню високотемпературну обробку для розчинення кисневмісних ростових мікропреципітатів ( $1250^\circ\text{C}$  протягом 2 год).

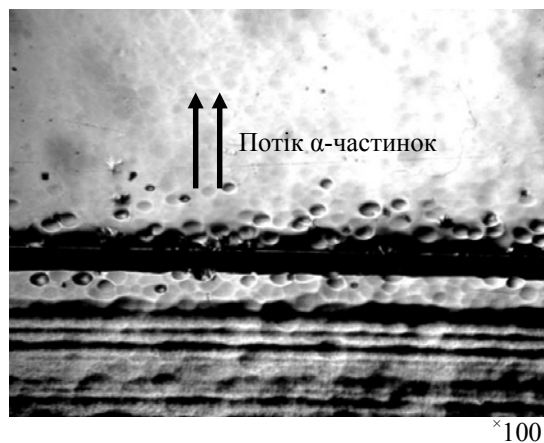
Виявлено залежність від флюенсу опромінення протонами утворення центрів, до складу яких входить водень, локалізований на розірваних зв'язках радіаційних дефектів в кремнії та розупорядкування монокристалів. Si-H зв'язки виникали при утворенні областей розупорядкування дивакансійного типу в монокристалах кремнію. Особливо значне розупорядкування виявлялось в кремнії при флюенсі опромінення  $1,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ , про що свідчила поява однофононного поглинання, яке заборонено в гомеоплярних кристалах типу кремнію умовами симетрії.

У кремнії, опроміненому протонами флюенсом  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ , не спостерігалось ні розупорядкування кристала, ні утворення Si-H зв'язків. А в кремнії, опроміненому  $\alpha$ -частинками, за даними спектрів розупорядкування кристала також не виявлено. Імовірно, в останніх двох випадках іонного опромінення при певному енерговиділенні (та перевищенні межі розупорядкування) створились умови для самоорганізації власних радіаційних дефектів у кристалі.

Проведено металографічні дослідження структури кремнію, опроміненого  $\alpha$ -частинками. Установлено розподіл дефектів уздовж напрямку опромінення: в області гальмування  $\alpha$ -частинок спостерігаються найбільші напруги ґратки кремнію. Навколо цієї області методом вибіркового травлення виявлено ямки, які, можливо пов'язані з накопиченим гелієм (рисунок).

У пробірній для  $\alpha$ -частинок частині кремнію спостерігаються "стінки дефектів", розташовані

паралельно площині гальмування  $\alpha$ -частинок. "Стінки" чіткіші в центрі опроміненої частини зразка, тобто проявляється залежність їхнього утворення від величини енерговиділення в певній частині зразка під час опромінення.



Картина вибіркового травлення кремнію, опроміненого  $\alpha$ -частинками ( $E = 27,2$  MeV,  $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ).

Структура кремнію в запробіжній для  $\alpha$ -частинок і неопроміненій частині кристала не відрізнялася.

Комплексні дослідження дії високоенергетичного опромінення легкими іонами показують, що при великому енерговиділенні в тонкому шарі кристала під час опромінення можуть створюватись умови для самоорганізації власних радіаційних дефектів, наслідком яких може бути утворення в дефектній підсистемі кристала надґратки у вигляді "стінок дефектів" розташованих перпендикулярно напрямку опромінення.

1. А.А. Гроза, П. Г. Литовченко, М. І. Старчик *та ін.*, Ядерна фізика та енергетика. **11**, № 1, 66 (2010).
2. А.А. Гроза, П.Г. Литовченко, М.І. Старчик *та ін.*, Український фізичний журнал. **55**, № 6, 699 (2010).
3. А.А. Гроза, П.Г. Литовченко, М.І. Старчик *та ін.*, у Тези доповідей. VII Міжнар. школа-конф. "Актуальні проблеми фізики напівпровідників", Дрогобич, 28 вересня - 1 жовтня 2010 р., с. 198.

## ЕФЕКТИ САМООРГАНІЗАЦІЇ В ПОВЕРХНЕВИХ ШАРАХ ФОСФІДУ ГАЛІЮ

П. Г. Литовченко, І. В. Петренко, М. Б. Пінковська, В. П. Тартачник

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

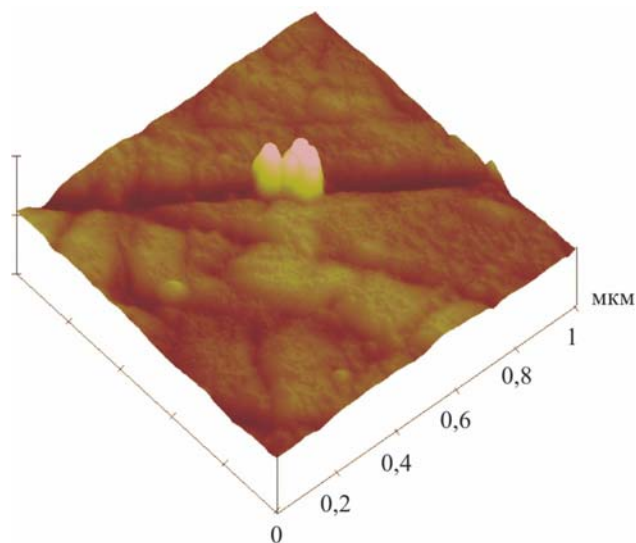
Кристалічні об'єкти, що перебувають у нерівноважному стані, проявляють тенденцію до зниження енергії. Релаксаційний процес, що супроводжує перехід у стан із нижчою енергією, може бути багатоетапним, і кожен з них може описуватись якісно іншими характеристичними параметрами.

Прояви такого ефекту ми спостерігали при відпаді кристалів GaP, опромінених значними дозами заряджених частинок різного типу та енергії. Поглинання енергії пучка швидких часток підвищує енергію кристала. Її зниження можливе шляхом формування з первинних радіаційних пошкоджень типу вакансій та міжвузлових атомів дефектів складнішого виду – полівакансій, комплексів, скупчень і т.д. Мігруючи до приповерхневої області зразка, вони можуть проявлятися у вигляді видимих утворень різноманітної форми. Важливим фактором трансформації радіаційних дефектів є температура відпаду.

Досліджувались зразки фосфіду галію (база для одержання світлодіодних структур), опромінені 1 MeV електронами, 80 MeV  $\alpha$ -частинками та 6,8 MeV протонами. Протонне опромінення відбувалось в умовах, коли половина зразка екранована від пучка. За допомогою атомного силового мікроскопа безпосередньо отримано інформацію про макродефекти в приповерхневій області кристала та вивчено вплив різних факторів на видимі порушення структури поверхневого шару. Порівняння рельєфу опроміненого та неопроміненого зразків проводилось співставленням двох поверхонь, що належали одній пластині.

Виявлено, що поверхня вихідного GaP має вигляд хаотично розташованих виступів, впадин, макродефектів, що вводяться при механічній обробці та в процесі травлення. Після опромінення поверхня кристала всіяна характерними нановиступами приблизно однакового конічного профілю, причому рельєф між горбами однорідніший. Очевидно, що мінімізація вільної енергії опроміненого зразка здійснюється за рахунок зменшення концентрації поверхневих дефектів, які на завершальному етапі дифузійного процесу беруть активну участь в утворенні масштабних "nanohills".

Головною відмінністю поверхні зразка, опроміненого  $\alpha$ -частинками і протонами, від опромінення електронами є значно менше число на одиницю площі окремих наногорбів, більший їхній розмір та складніша форма поверхні. Окремі з них мають ускладнену поверхневу структуру.



Опромінення GaP високоенергетичними протонами і  $\alpha$ -частинками супроводжується виникненням областей розупорядкування, що починають руйнуватися при  $T > 500$  °C. Ці великомасштабні утворення ( $R \approx 600$  Å) не можуть служити джерелом точкових дефектів. Тому число новоутворень виду "nanohills" у зразках, опромінених  $\alpha$ -частинками та протонами, незначне. Вони можуть існувати лише як наслідок міграційного процесу невеликого числа точкових порушень структури до розупорядкованих областей або в результаті взаємної коагуляції. Можливо, що виступи складної конфігурації якраз і виникають у місцях кристала, де у приповерхневому шарі виникали розупорядковані області.

Висновок: формування специфічного рельєфу поверхні може бути обумовлене дифузійною найпростіших порушень структури та їхнім накопиченням у приповерхневому шарі напівпровідника. Основні ж масиви "nanohills" формуються в опромінених зразках із великою концентрацією нерівноважних точкових дефектів, тому опромінення GaP важкими високоенергетичними частками, які створюють області розупорядкування, приводить до незначної кількості "nanohills" на поверхні, виявлених АСМ.

## APPLICATION OF RECONSTITUTION TECHNIQUE TO WWER-1000 REACTOR PRESSURE VESSEL MATERIALS IN UKRAINE

L. I. Chyrko, V. M. Revka, Yu. V. Chaikovsky, Yu. S. Gulchuk, V. D. Otsaluk, R. V. Frankov

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The reconstitution technique is being applied in the material science labs for more than 20 yr. However, over the last ten years the higher safety requirements for nuclear power plants under operation have led to the increased demands for the reconstitution [1]. Furthermore the direct fracture toughness estimation using small pre-cracked Charpy specimens to reliably predict the state of RPV materials has also increased the necessity of the reconstitution.

Using the reconstitution technique it is possible to select the appropriate specimen sets for the reliable estimation of radiation embrittlement rate according to the regulatory requirements. Another important advantage for reconstitution is the possibility to estimate the DBTT radiation shift for the higher neutron fluence using the reconstituted specimens in comparison to the standard specimen test data for the same surveillance set.

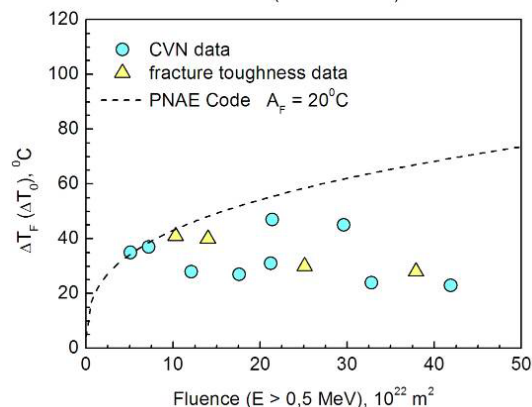
In this paper the application of the reconstitution technique for the WWER-1000 RPV weld metal is considered using Charpy V-notch and pre-cracked Charpy specimens.

The material under study is WWER-1000 RPV weld metal (Cv-08KhGMNTA wire and 48-NF-18M welding compound) from Zaporozhye NPP unit 1. The chemical composition of weld metal in % wt is as follows: C – 0.05; Si – 0.34; Mn – 0.78; Cr – 1.41; Ni – 1.1; Mo – 0.59; Cu – 0.03; S – 0.01; P – 0.005.

The neutron fluence dependencies of  $\Delta T_F$  (Charpy V-notch) and  $\Delta T_0$  (fracture mechanics specimens) shifts are shown in Figure.

The comparison has shown the irradiation embrittlement rate based on the Charpy impact test results is in a good agreement with the fracture toughness data. Similar to impact test data the highest reference temperature  $T_0$  shift is related to the initial period of irradiation and the irradiation embrittlement rate does not exceed the  $A_F$  value predicted by the PNAE Code for WWER-1000 RPV welds ( $A_F = 20^\circ\text{C}$ ). So, the irradiation embrittlement

of weld metal does not limit a ZNPP-1 RPV design life and there will be most likely no restrictions for the license renewal.



Irradiation embrittlement rate for ZNPP-1 RPV weld metal (based on Charpy impact and fracture toughness test data) [2].

The conclusions can be made as follows:

1. The consistency between different data sets (standard and reconstituted specimens) is observed though a relatively low irradiation embrittlement rate based on reconstituted Charpy V-notch specimen data is revealed for the high fluence in comparison with the standard specimens.

2. The irradiation embrittlement rate based on the Charpy impact test results is in a good agreement with the fracture toughness data.

1. E. van Walle *et al.*, "RESQUE: Reconstitution Techniques Qualification & Evaluation to Study Ageing Phenomena of Nuclear Pressure Vessel Materials", Small Specimen Test Techniques: Fourth Volume, ASTM STP 1418, 2002.
2. L. Chyrko *et al.*, in *Proc. of the IAEA Technical Meeting on Irradiation Embrittlement and Life Management of Reactor Pressure Vessels in Nuclear Power Plants, Znojmo, Czech Republic, 18 - 22 October 2010*.

## МІЖКОНФОРМАЦІЙНІ ПЕРЕХОДИ В СТАБІЛЬНОМУ АНІОННОМУ РАДІАЦІЙНОМУ ДЕФЕКТІ В L-АЛАНІНІ

В. А. Онищук<sup>1</sup>, В. Р. Зайтов<sup>2</sup>, О. І. Левон<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Інститут підтримки експлуатації АЕС, Київ

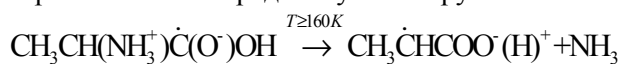
В ЕПР-аланіновій дозиметрії поглинута доза іонізуючого випромінювання визначається по амплітуді центральної лінії спектру ЕПР вільного радикалу  $\text{CH}_3\dot{\text{C}}\text{HCOOH}$ , який реєструється при кімнатній температурі. Було виявлено, що не тільки інтенсивність цієї лінії, але і спектр в цілому залежать від температури зразка і не можуть бути обумовлені лише температурною залежністю амплітуди коливань та часів релаксації. Вказана температурна залежність була інтерпретована як прояв міжконформаційних переходів радикалу  $\text{CH}_3\dot{\text{C}}\text{HCOOH}$  між двома станами, позначеними індексами А і В [1]. Проте, знайдені значення енергій активації  $E^A = 24.3$  кДж/моль і  $E^B = 3.8$  кДж/моль, та передекспоненційних множників  $\tau_0^A = 1.7 \cdot 10^{-12}$  с and  $\tau_0^B = 2.5 \cdot 10^{-10}$  с, що визначають час життя конформерів  $\tau^A$  і  $\tau^B$  згідно закону Арреніуса

$$\tau^C = \tau_0^C \exp(E^C / RT), \text{ де } C=A,B,$$

суттєво відрізняються. Ця обставина, а також збіг просторової структури та орієнтації в кристалічній ґратці одного з конформерів (В) зі структурою та орієнтацією нестабільного радикала потребує пояснення.

В даній роботі розглядаються внутрішні та міжмолекулярні взаємодії в радіаційному дефекті, що можуть обумовити вказані властивості стабільного радикалу.

Нестабільний радикал виникає при відриві від первинного аніон-радикалу аміногрупи:



Цей процес можна спостерігати при нагріві зразка,  $\gamma$ -опроміненого при температурі рідкого азоту, до  $\approx 160$  К. При подальшому нагріві зразка до 220 К нестабільний радикал переходить в стабільну форму, яка відрізняється просторовою структурою, орієнтацією в кристалічній ґратці і загальмованим внутрішнім обертанням метильної групи. Молекулярні кристали будуються за принципом «щільної упаковки», тому молекула аміаку залишається в елементарній комірниці.

Були проведені розрахунки рівноважної відстані між атомами  $\text{C}_\alpha$  радикалу і N аміаку. Вона виявилась рівною 2,87 Å, що близько до відстані, в нестабільному радіаційному дефекті 2,37 Å, та максимально можливій відстані 2,91 Å в стабіль-

ному, що можуть бути розраховані з даних подвійного електронно-ядерного резонансу [2,3]. Забезпечити відстань між  $\text{C}_\alpha$  і N близькою до рівноважної можна двома шляхами: 1 – за рахунок паралельного зсуву атомів радикалу і аміаку у протилежних напрямках (нестабільний радикал і конформер В стабільного радикалу); 2 – розворотом радикалу в елементарній комірниці (конформер А стабільного радикалу). Одночасно, кут між площинами O,C, $\text{C}_\alpha$  і C, $\text{C}_\alpha$ C $\beta$  збільшується з 103° до 161°. Згідно розрахунком, при цьому внутрішня енергія радикалу  $\Delta E_{\text{int}}$  зменшується на 7.8 кДж/моль і встановлюється водневий зв'язок між метильною групою радикалу та атомом азоту молекули аміаку. Енергію цього зв'язку  $E_{\text{H}}$  можна визначити віднявши від енергії активації внутрішнього обертання метильної групи (15.1 кДж/моль [4]) розраховану внутрішньомолекулярну складову 1.2 кДж/моль:

$$E_{\text{H}} = 15.1 - 1.2 = 13.9 \text{ (кДж/моль)}.$$

Таким чином, різниця внутрішніх енергій радіаційного дефекту в станах А і В становить:

$$\Delta E = E_{\text{H}} + \Delta E_{\text{int}} = 21.7 \text{ кДж/моль}.$$

Ця величина добре співпадає із знайденою:

$$E^A - E^B = 24.3 - 3.8 = 20.5 \text{ (кДж/моль)}.$$

Значення  $\tau^C$  визначаються різницею ентропій  $S^\ddagger - S^C$  радіаційного дефекту в перехідному стані і в станах А і В [5]:

$$1 / \tau_0^C = \zeta (kT / h) \exp[(S^\ddagger - S^C) / R],$$

де  $R$  – газова постійна,  $\zeta = 1$ ,  $S^\ddagger$  і  $S^C$  – ентропії радіаційного дефекту в сідловій точці та в станах  $C=A, B$ . Для обчислення ентропій, а також ентальпій, необхідно дослідити поверхню потенційної енергії аніонного радіаційного дефекту та визначити структуру коливальних рівнів. Наразі така робота проводиться із застосуванням пакету програм ORCA [6].

1. В.Р. Зайтов, С.З. Шульга, В.А. Онищук, УФЖ **32**, 459 (1987).
2. S. Kuroda, I. Miyagawa, J. Chem. Phys. **76**, 3933 (1982).
3. K. Matsuki, I. Miyagawa, J. Chem. Phys. **76**, 3945 (1982).
4. I. Miyagawa, K. Itoh, J. Phys. Chem. **36**, 2157 (1962).
5. H. Eyring, S. H. Lin, and S. M. Lin, *Basic Chemical Kinetics*, John Wiley and Sons, New York, 1980.
6. F. Neese *et al*, ORCA, available at <http://www.thch.uni-bonn.de/tc/orca/>.

## КОНЦЕНТРАЦІЙНІ ОСОБЛИВОСТІ ДИНАМІКИ МОЛЕКУЛ РОЗЧИНІВ “ВОДА – ПРОПИЛОВИЙ СПИРТ”

Л. А. Булавін<sup>1</sup>, Н. О. Атамась<sup>1</sup>, О. А. Василькевич<sup>2</sup>, Г. М. Вербінська<sup>1</sup>,  
В. І. Слісенко<sup>2</sup>, О. В. Ковальов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Методом квазіпружного розсіяння повільних нейтронів проведено дослідження динаміки молекул розчинів “вода - пропиловий спирт” різної концентрації при температурі 281 К. У концентраційній залежності ефективного коефіцієнта самодифузії  $D$  молекул розчину та його одночастинкової складової  $D_F$  виявлено два мінімуми при концентраціях спирту  $x = (0,04 \div 0,05)$  м.д. та  $x = (0,18 \div 0,22)$  м.д. відповідно, що свідчить про значне сповільнення дифузійних рухів і зменшення одночастинкового внеску при вказаних концентраціях. На концентраційній залежності часу осілого життя молекул  $\tau_0$  в положенні рівноваги спостерігається вузький максимум в області концентрацій спирту  $x = (0,04 \div 0,05)$  м.д. і широкий при  $x = (0,18 \div 0,22)$  м.д. Збільшення часу осілого життя вказує на локальну структурну перебудову розчинів при вказаних концентраціях, а різна інтенсивність і півширина максимумів – на принципову різницю природи цих процесів для двох наведених концентрацій. Поява вказаних особливостей стає зрозумілою, якщо порівняти результати нейтронного експерименту з проведеними нами методом Монте-Карло розрахунками структури розчинів “вода - пропиловий спирт”. Згідно з розрахунками можна виділити декілька областей концентрацій водно-спиртових розчинів з характерною для кожної області локальною структурою.

**1. Концентрація пропилового спирту у водному розчині  $x < 0,04$  м.д.** Уведення молекул пропанолу у воду в межах цієї області концентрацій не призводить до розриву сітки водневих зв'язків, яка утворена молекулами води. Навколо введеної у розчин молекули пропанолу знаходиться (7 - 8) молекул води, а взаємодія між молекулами пропанолу на великих відстанях не приводить до утворення комплексів з молекул спирту. Кластери води складаються у цій області концентрацій із шести молекул води. При цьому коефіцієнт самодифузії молекул води у спиртовому розчині близький до коефіцієнта самодифузії чистої води.

**2. Концентрація пропилового спирту у водному розчині  $x \sim (0,04 \div 0,1)$  м.д.** У межах цієї області концентрацій відбувається перебудова водних кластерів та зменшення числа молекул в них до п'яти. Утворення комплексів з молекул води і спирту призводить до значного сповільнення дифузійних рухів та збільшення часу осілого життя молекул у положенні рівноваги.

**3. Концентрація пропилового спирту у водному розчині  $x \sim (0,1 \div 0,25)$  м.д.** У даній області концентрацій відбувається подальша перебудова водних кластерів та зменшення числа молекул, що їх утворюють, до чотирьох. За рахунок цього утворюються системи, що складаються з двох молекул води та, як мінімум, однієї молекули пропанолу. При досягненні концентрації  $x = (0,18 \div 0,22)$  м.д. за рахунок гідрофобної взаємодії молекул пропанолу між собою та взаємодії між молекулами води та пропанолу відбувається формування кластерів з шести молекул пропанолу, оточених 18 - 20 молекулами води.

**4. Концентрація пропилового спирту у водному розчині  $x \sim (0,25 \div 0,4)$  м.д.** У межах цієї області концентрацій відбувається формування структури кластерів з молекул пропанолу, які в околі концентрацій, більших за  $x \sim 0,3$  м.д., складаються з п'яти молекул пропанолу, що оточені вісьма молекулами води. Кластери з молекул пропанолу нагадують за будовою міцели, всередині яких знаходяться гідроксильні, а ззовні – алкільні групи молекул пропилового спирту.

**5. Концентрація пропилового спирту у водному розчині  $x > 0,4$  м.д.** У наведеній області концентрацій спостерігається монотонне зростання коефіцієнта самодифузії та його складових і монотонне зменшення часу осілого життя з ростом концентрації спирту у воді. Це відповідає неперервному характеру самодифузії центрів коливань, оточених гідратними оболонками. Центрами коливань є міцелоподібні комплекси з молекул спирту, що оточені первинною та вторинною гідратними оболонками.

## Анотації робіт з фізики плазми

### ПОДІБНОСТІ ТА ВІДМІННОСТІ МІЖ НЕСТІЙКОСТЯМИ, ЗБУДЖУВАНИМИ ЕНЕРГІЙНИМИ ІОНАМИ У ТОКАМАКАХ ТА СТЕЛАРАТОРАХ

Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, А. Кеніс<sup>2</sup>, В. В. Луценко<sup>1</sup>, Ю. В. Яковенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Інститут фізики плазми Макса Планка, Грайфсвальд, Німеччина

Енергійні (надтеплові) іони є зазвичай наявними в тороїдних пристроях для утримання плазми всіх типів. Вони створюються інжекцією нейтральних струменів, радіочастотним нагріванням та реакціями синтезу. Енергійні іони можуть вести до різноманітних нестійкостей плазми, зокрема до різноманітних альфвенових нестійкостей. Ці нестійкості можуть значно впливати на енергетичний баланс плазми, виштовхуючи енергійні іони з центральної частини плазми. Більш того, у деяких експериментах під час цих нестійкостей спостерігалось погіршення утримання енергії в основній плазмі. У той же час деякі нестійкості цього типу не впливають помітним чином ані на енергійні іони, ані на плазму в цілому; такі нестійкості можна використовувати для діагностики плазми.

Позаяк більшість робіт, в яких вивчалися нестійкості, збуджувані енергійними іонами, стосувалися токамаків, важливо зрозуміти те, коли результатами цих робіт, особливо, теоретичних, можна користатись для опису подібних явищ у стелараторах. З іншого боку, стелараторна теорія, що включає ефекти тривимірної геометрії, може бути корисною для розуміння нестійкостей у токамаках, бо осьова симетрія в останніх по-

рушується, наприклад магнітними островами. Тому порівняльний аналіз нестійкостей у тороїдних системах різних типів становить інтерес і для стелараторної, і для токамачної спільноти. Саме такий аналіз, що ґрунтується на огляді нестійкостей, збуджуваних енергійними іонами в токамаках та стелараторах, проводиться в цій роботі. Розглядаються нестійкості в широкому частотному діапазоні, від іонної/електронної діаманітної частоти до високих частот специфічних стелараторних мод. Описується вплив нестійкостей на утримання як енергійних іонів, так і основної плазми. Робиться огляд числових засобів для моделювання нестійкостей, збуджуваних енергійними іонами в токамаках і стелараторах.

Роботу виконано в рамках проекту УНТЦ № 4588. Її прийнято до друку як статтю на запрошення в тематичному випуску журналу *Plasma Physics and Controlled Fusion*, присвяченому співставленню фізики токамаків і стелараторів. Вона також доповідалася на Міжнародній конференції і школі з фізики плазми та керованого синтезу «Алушта-2010» (Алушта, 13 - 18 вересня 2010 р.).



## ТРАНСФОРМАЦІЇ КІНЕТИЧНИХ АЛЬФВЕНОВИХ ХВИЛЬ У ТОРОЇДАЛЬНІЙ ПЛАЗМІ

М. Г. Тищенко, Ю. В. Яковенко

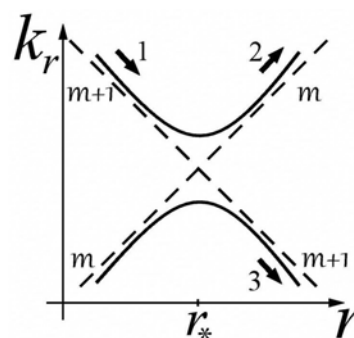
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Кінетичні альфвенові хвилі (КАХ) часто виникають у токамаках та стеллараторах у результаті континуумного [1] та випромінного загасання [2] альфвенових нестійкостей. У деяких випадках ці хвилі можуть поширюватися в плазмі на значну відстань, впливаючи на транспортні процеси [3]. Метою роботи є показати, що тороїдальність (а також еліптичність чи будь-які інші відхилення магнітної конфігурації від циліндричної геометрії) може викликати трансформацію вихідної КАХ у КАХ з іншими номерами мод. Цей ефект має місце, якщо частота хвилі є вищою за частоту відповідної щілини в альфвеновому континуумі.

Для опису поширення КАХ у випадку тороїдальної геометрії використовується рівняння [4]. Розглядаються дві гілки КАХ з різними номерами мод. Зачеплення між гілками веде до появи щілини ("явище уникнення перетину" – avoided crossing phenomenon) на графіку  $k(r)$  у точці, де  $k_{\parallel}$  гілок однакові ( $r$  – це радіальна координата,  $k_r$  – радіальне хвильове число,  $k_{\parallel}$  – хвильове число вздовж магнітного поля), див. рисунок. Перетворенням Фур'є система рівнянь восьмого порядку, що описує дві зачеплені гармоніки КАХ, зводиться до двох рівнянь Шредінгера в  $k_r$ -просторі, з потенціальним бар'єром, ширина якого відповідає ширині щілини на графіку  $k(r)$ . До цих рівнянь було застосовано метод ВКБ. Таким чином, було знайдено безрозмірну комбінацію параметрів, залежно від якої переважає трансформація хвилі або тунелювання.

У роботі отримано аналітичні вирази для амплітуди трансформованої та нетрансформованої хвиль. Також знайдено залежність коефіцієнта трансформації від ширини щілини. Показано, що трансформація може бути сильною в реальних умовах термоядерних пристроїв (NSTX, ITER).

Трансформація підсилюється зі зменшенням аспектного відношення, зі збільшенням відношення радіуса плазми до ларморового радіуса (зокрема, при збільшенні магнітного поля і зниженні температури плазми).



Дві гілки дисперсії альфвенової хвилі за наявності тороїдальності. Пунктирною лінією показано дисперсію в циліндричній геометрії, суцільною лінією – дисперсію у випадку тороїдальності; гілки позначені відповідними модовими номерами; стрілки показують напрям поширення КАХ; 1 – падаюча хвиля; 2 – трансформована хвиля; 3 – хвиля, яка не трансформувалась, внаслідок тунелювання через щілину.

Знайдений ефект може мати практично важливі наслідки, оскільки може вплинути на модовий склад нестійкості, ресстрований зовнішніми магнітними зондами, та на інтенсивність поглинання хвилі плазмою.

Роботу виконано в рамках Проекту УНТЦ № 4588.

1. H.L. Berk *et al.*, Phys. Fluids B **4**, 1806 (1992).
2. R.R. Mett and S.M. Mahajan, Phys. Fluids B **4**, 2885 (1992).
3. Ya.I. Kolesnichenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 165004 (2005).
4. O.P. Fesenyuk *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 89 (2004).



## МЕХАНІЗМ УТВОРЕННЯ НЕМОНОТОННОГО ЕНЕРГЕТИЧНОГО РОЗПОДІЛУ ЕНЕРГІЙНИХ ІОНІВ У СФЕРИЧНОМУ ТОРІ NSTX

Я. І. Колесниченко, Ю. В. Яковенко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Почато вивчення «high-energy feature» (HEF) – формування пагорба на функції розподілу пучка при збудженні високочастотних альфвенових нестійкостей – явища, яке спостерігалось у багатьох розрядах сферичного тору NSTX [1]. Запропоновано концепцію, яка, імовірно, здатна пояснити це явище. Її було включено до презентації [S. S. Medley et al. “Transient Enhancement (‘Spike-on-Tail’) Observed on NBI Energetic Ion

Spectra Using NPA on NSTX”, 52nd Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, November 8–12, 2010, Chicago, USA]. Згідно з цією концепцією, підтвердженою числовими розрахунками, HEF утворюється внаслідок спільної дії кулонівських зіткнень і альфвенових мод, дестабілізованих пучком інжекттованих іонів (див. рис. 1 і 2).

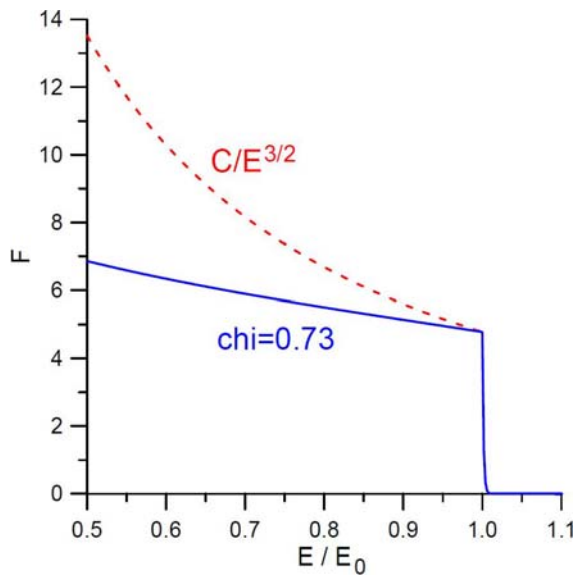


Рис. 1. Фоккер-планківське обчислення функції розподілу енергійних іонів  $F(E)$  (суцільна лінія), що демонструє сплюснення  $F(E)$  за рахунок пітч-кутового розсіювання в порівнянні з гальмівним розподілом (пунктирна лінія).  $E$  – енергія частинки;  $\chi$  – косинус пітч-кута;  $E_0 = 90$  кеВ – енергія інжекції.

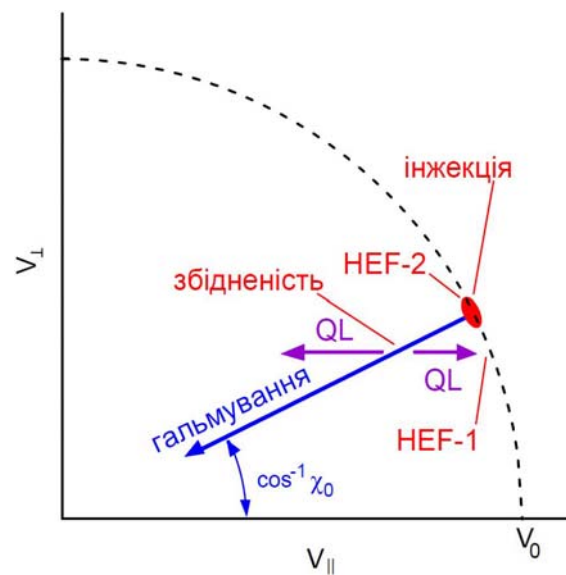


Рис. 2. Утворення пагорба в області  $V \sim V_0$  і  $\chi \sim \chi_0$  завдяки квазілінійній дифузії у просторі швидкостей.  $V = \sqrt{2E/M}$ ;  $M$  – маса частинки; індекс «0» відповідає параметрам частинки в момент народження.

Роботу виконано в рамках проекту УНТЦ № 4588.

1. S.S. Medley et al., Report PPPL-4528 (Princeton Plasma Physics Laboratory, 2010).

**НЕЛІНІЙНІ АЛЬФВЕНОВІ ВЛАСНІ КОЛИВАННЯ  
З ЧАСТОТАМИ У КОНТИНУУМНІЙ ОБЛАСТІ**

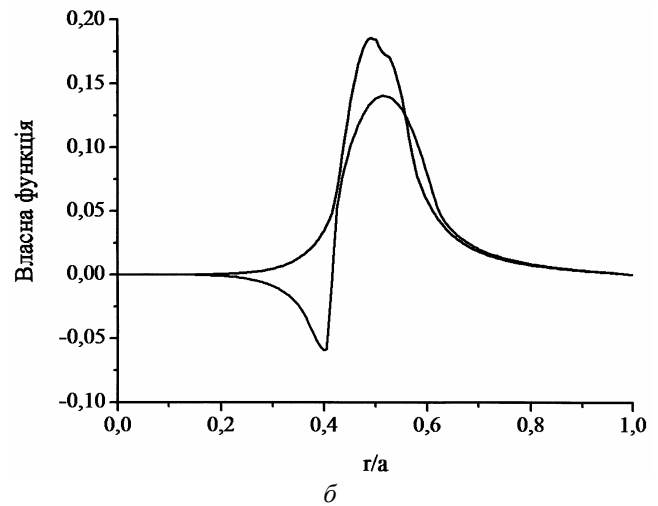
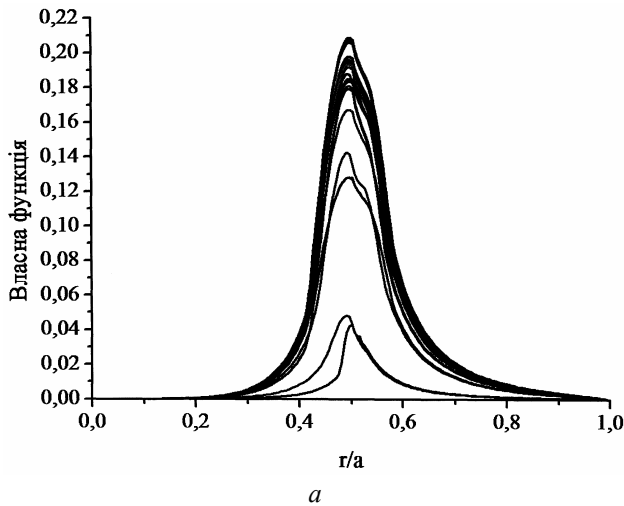
**Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

З метою вивчення властивостей альфвенових власних мод скінченої амплітуди, зокрема NGAE-мод (Non-conventional Global Alfvén Eigenmode), виведено нелінійні рівняння, подібні до редукованих рівнянь магнітної гідродинаміки [Kadomtsev and Pogutse (1973), Strauss(1976)]. Щоб урахувати нелінійні ефекти, хвильові параметри (скалярний потенціал та поздовжню компоненту векторного потенціалу електромагнітного поля) було представлено як суму основної гармоніки та двох сателітних гармонік. Отримане нелінійне рівняння для основної гармоніки було проаналізовано якісно й розв’язано чисельно для NGAE-моди у конфігурації типу

«Вендельштайн». Зроблено висновок, що нелінійні члени усувають сингулярність (локальний альфвенів резонанс), що може забезпечити існування дискретних власних мод у області континуума. Зроблені оцінки показують, що ефект може бути значним для реалістичних величин збуреного магнітного поля. Отримані чисельно розв’язки підтверджують, що власні моди в області континууму є справді можливими, див. рисунок.

Роботу виконано в рамках проекту УНТЦ 4588.



Власні моди з частотами в континуумній області ( $\omega \leq \omega_{AC}^{MAX}$ , де  $\omega$  - частота моди,  $\omega_{AC}^{MAX}$  - частота альфвенового континуума в максимумі): *a* – мода з частотою на краю континуума,  $\omega = \omega_{AC}^{MAX}$ ; *b* – мода з частотою нижче максимуму континуума,  $\omega < \omega_{AC}^{MAX}$ . Різні криві відповідають різним амплітудам альфвенових збурень.

## РІВНЯННЯ ДЛЯ ДРЕЙФОВО-АЛЬФВЕНОВИХ ТА ДРЕЙФОВО-ЗВУКОВИХ ВЛАСНИХ МОД У ТОРОЇДАЛЬНІЙ ПЛАЗМІ

Я. І. Колесниченко, Б. С. Лепявко, Ю. В. Яковенко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Нещодавно теоретично було передбачено існування дрейфово-звуконних власних мод (DSE – drift-sound eigenmodes), а також нового типу дрейфово-альфвенонних власних мод (DAE – drift-Alfvén eigenmodes) – мод, для яких виконується умова  $\omega \sim \omega_{*i,e}$  (де  $\omega$  – частота моди,  $\omega_{*i,e}$  – іонна/електронна діаманітна дрейфова частота) [1]. Моделювання окремих розрядів стеларатора Wendelstein 7-AS значною мірою підтверджує існування цих мод [1]. Важливим фактом є те, що іонне загасання Ландау DSE-мод є слабким навіть при дуже малому поздовжньому хвильовому числі ( $k_{\parallel}$ ), що сприяє дестабілізації цих мод енергійними частинками – на відміну від відомих раніше ВААЕ-мод ( $\beta$ -induced Alfvén-acoustic eigenmodes), для яких характерне сильне затухання в ізотермічній плазмі (проте, ймовірно, ВААЕ-моди спостерігалися в експериментах з великою густиною іонного пучка на сферичному торі NSTX [2]).

Рівняння для DSE та DAE, наведені в роботі [1], строго кажучи, є справедливими лише у випадку, коли  $\omega_G > \omega_{*i,e}$  ( $\omega_G$  – частота геодезичної акустичної моди [3]). Однак ця умова може порушуватися в реальних експериментах; зокрема, вона не виконувалася в деяких областях плазми розрядів, розглянутих у роботі [1]. З іншого бо-

ку, у згаданій роботі, виведення базових рівнянь для опису DSE та DAE-мод було, фактично, відсутнім, а неоднорідністю температури плазми було знехтувано. Ці обставини спонукали авторів до виконання нової роботи, в якій рівняння з [1] було узагальнено для випадку довільного співвідношення  $\omega_G / \omega_{*i,e}$  з урахуванням неоднорідності температури плазми, а також детально описаний шлях їхнього отримання.

Виведені рівняння є придатними для опису DSE-мод і DAE-мод як у токамаках, так і в стелараторах. Вони можуть бути використані також для опису низькочастотних хвильових явищ з  $\omega \sim \omega_*$  в інших лабораторних пристроях і в космічній плазмі, для яких неоднорідність магнітного поля є істотною.

Роботу виконано в рамках проекту УНТЦ № 4588.

1. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A. Weller *et al.*, *Europhys. Lett.* **85**, 25004 (2009).
2. N.N. Gorelenkov *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, B371 (2007).
3. N. Winsor, J.L. Johnson, and J.M. Dawson, *Phys. Fluids* **11**, 2448 (1968).

ПЕРШІ РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ ТРАНСПОРТУ ІНЖЕКТОВАНИХ ІОНІВ У ТОКАМАЦІ DIII-D\*

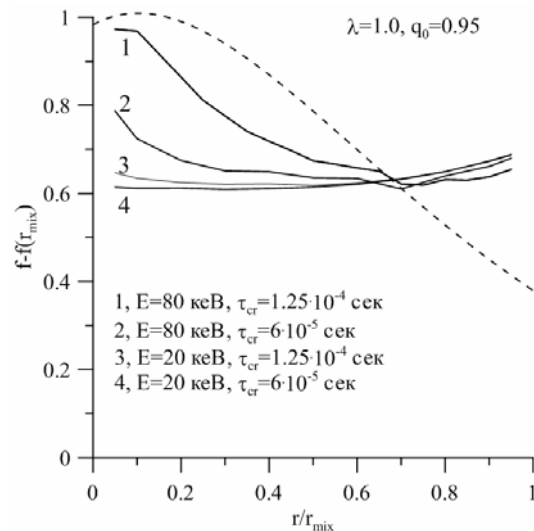
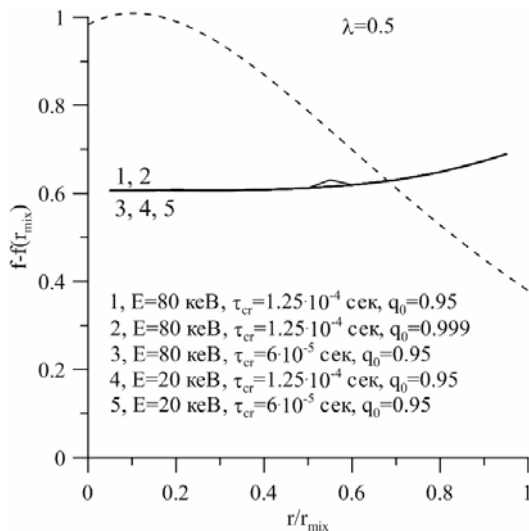
Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, Ю. В. Яковенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

На пропозицію нашого партнера по проекту УНТЦ проф. В. Гейдбрінка (Університет Каліфорнії – Ірвайн, США), почато вивчення перерозподілу інжекттованих швидких іонів під час пилчастих коливань на токамаці DIII-D (США). Це вивчення включає як експериментальні, так і теоретичні дослідження. Експериментальні дослідження проводяться з використанням нової удосконаленої діагностики енергійних іонів, зокрема двовимірної діагностики швидких іонів дейтерію та альфа-частинок (FIDA) і нового детектора втрат швидких іонів. Теоретичні дослідження проводяться в ІЯД НАН України на базі раніше створеної теорії [1] та розробленого коду

OFSEF [2]. Анотацію робіт, виконаних в інституті, подано нижче.

Використовуючи код OFSEF, проведено перші розрахунки для розрядів з бібчастим перерізом плазми. Знайдено, що колапси пилчастих коливань слабо впливають на захоплені частинки з високими енергіями (близькими до енергії інжекції – 80 кеВ), у той час як пролітні частинки та захоплені частинки з малими енергіями сильно перерозподіляються під час колапсів (рисунок). Ці висновки узгоджуються з нашою теорією, розвинутою раніше [1], а також із нещодавніми експериментами на токамаці DIII-D.



Перерозподіл захоплених частинок (справа) та пролітних частинок (зліва) унаслідок колапсу пилчастих коливань DIII-D. Штриховою лінією позначено розподіл швидких іонів до колапсу, суцільними лініями – розподіл швидких іонів після колапсу.  $f(r, E, \lambda)$  – функція розподілу швидких іонів;  $r, E, \lambda$  – радіальна координата, енергія, та пітч-кутовий параметр частинок відповідно;  $\tau_{cr}$  – тривалість колапсу;  $r_{mix}$  – радіус перемішування плазми;  $q_0$  – коефіцієнт запасу стійкості на магнітній осі.

Роботу виконано в рамках проекту УНТЦ № 4588.

1. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, R.B. White, and Yu.V. Yakovenko, Nucl. Fusion **40**, 1325 (2000).

2. Ya.I. Kolesnichenko et al., in Fusion Energy 1998, Proc. of the 17<sup>th</sup> IAEA Conf., Yokohama, 1998 (IAEA, Vienna, 1999), CD-ROM file THP2/25.

\* Ця робота є складовою доповіді на щорічній конференції Відділення фізики плазми Американського фізичного товариства: С. М. Muscatello, W. W. Heidbrink, D. C. Pace, Y. B. Zhu (all - UC-Irvine), Ya. I. Kolesnichenko, V. V. Lutsenko, Yu. V. Yakovenko (all - KINR), M. A. Van Zeeland, R. K. Fisher (all - General Atomics), and B. J. Tobias (UC-Davis), "Sawtooth-induced Fast-ion Transport in the DIII-D Tokamak: Observations and Comparison to Theory", Bulletin of the American Physical Society: 52nd Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics **55**, No. 15, Abstract UP9.00056 (2010)].

**РЕЗУЛЬТАТИ ФОККЕР-ПЛАНКІВСЬКОГО МОДЕЛЮВАННЯ СТРУМУ ІОНІВ ІНЖЕКЦІЇ В ITER**

**В. О. Яворський<sup>1,2</sup>, В. Я. Голобородько<sup>1,2</sup>, К. Шопф<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

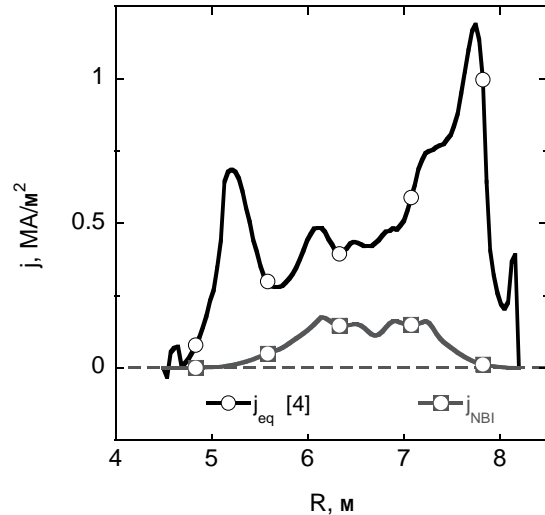
<sup>2</sup>Інститут теоретичної фізики Інсбруцького університету, Інсбрук, Австрія

Іони високих енергій що утворюються внаслідок інжекції нейтралів відіграють важливу роль у виборі та контролі оптимальних режимів роботи токамака ITER завдяки значному вкладу таких іонів в нагрівання плазми та в генерацію струму в плазмі [1].

Метою даної роботи є розрахунок ефективності генерації струму іонами інжекції в ITER. Обчислення проведено з використанням функцій розподілу іонів інжекції для базових сценаріїв ITER, отриманих у результаті тривимірного у просторі інваріантів руху фоккер-планківського моделювання [2]. На рисунку наведено розрахований профіль густини струму іонів інжекції в екваторіальній площині для 4-го сценарію [2]. Знання цієї густини дає змогу порахувати повний струм  $I_{NBI}$  що генерується іонами інжекції, а також ефективність генерації такого струму,  $\eta_{NBI}$ . Дотримуючись [3], будемо користуватись визначення для  $\eta_{NBI}$

$$\eta_{NBI} = \frac{\bar{n}_e R_p I_{NBI}}{P_{NBI} (1 - \eta_{SHT})}, \quad (1)$$

де  $\bar{n}_e$  електронна густина, усереднена вздовж лінії інжекції,  $R_p$  та  $\eta_{SHT}$  відповідно великий



Профілі густини струму іонів інжекції  $j_{NBI}$  в екваторіальній площині ITER для 4-го сценарію.  $j_{NBI}$  враховує зворотний струм електронів.

радіус плазми та доля нейтралів пучка, що не зазнають іонізації в плазмі. У таблиці наведено основні параметри плазми та нейтральної інжекції, а також пороховано величини ефективності генерації струму  $\eta_{NBI}$  для 2-го та 4-го сценаріїв роботи ITER.

**Ефективність генерації струму іонами інжекції в токамаці ITER**

Основні параметри	Сценарій 2, $a = 2$ м, $R = 6,2$ м			Сценарій 4, $a = 1,85$ м, $R = 6,35$ м		
	on-axis	off-axis	(on + off)-axis	on-axis	off-axis	(on + off)-axis
$P_{NBI}$ , МВт	16,5	16,5	33	16,5	16,5	33
$I_{NBI}$ , МА	0,647	0,582	1,23	1,08	0,924	2,0
$\bar{n}_e$ , $M^{-3}$	$1,015 \cdot 10^{20}$	$1,01 \cdot 10^{20}$	$1,01 \cdot 10^{20}$	$0,69 \cdot 10^{20}$	$0,68 \cdot 10^{20}$	$0,69 \cdot 10^{20}$
$\eta_{SHT}$	$4,63 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$1,49 \cdot 10^{-3}$	$1,53 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
$\eta_{NBI}$ , $A \cdot BT^{-1} \cdot M^{-2}$	$2,47 \cdot 10^{19}$	$2,21 \cdot 10^{19}$	$2,4 \cdot 10^{19}$	$2,87 \cdot 10^{19}$	$2,42 \cdot 10^{19}$	$2,65 \cdot 10^{19}$

На завершення сформулюємо основні висновки проведеного в даній роботі моделювання.

1. У стаціонарному сценарії роботи ITER густина струму, що генерується іонами інжекції, може досягати 30 - 40 % значення величини повного струму в центральній області плазми.

2. Згідно з розрахунками ефективність генерації струму іонами інжектваного дейтерію у випадку базових сценаріїв на ITER досягатиме

$2,2 - 2,9 A \cdot BT^{-1} \cdot M^{-2}$  що в 1,4 - 1,8 разів перевищує рекордне значення ефективності на сучасних токамаках (JT-60, 1999 [3]).

1. A. Fasoli *et al.*, Nucl. Fusion **47**, S264-S284 (2007).
2. V. Yavorskij *et al.*, 22<sup>nd</sup> IAEA FEC 2008, Geneva, Switzerland, TH/P3-2.
3. T. Oikawa *et al.*, Nucl. Fusion **40**, Y435 (2000).
4. A.P. Polevoi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Series **5**, 82 (2002).

**ПРЕЦЕСІЯ ПРОЛІТНИХ ІОНІВ У ТОКАМАКАХ  
З НЕКРУГЛИМ ПЕРЕРІЗОМ І МАГНІТНИМ ШИРОМ**

**О. С. Бурдо<sup>1</sup>, Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, С. Сіпіля<sup>2</sup>, Ю. В. Яковенко<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Університет Аальто, Аальто, Фінляндія

Тороїдальна прецесія в осесиметричній тороїдальній плазмі є баунс-усередненим дрейфовим рухом у тороїдальному напрямку. Вона здатна сильно впливати як на утримання частинок, так і на стійкість плазми. Тороїдальна прецесія захоплених частинок вивчена достатньо повно [1]. Прецесію ж пролітних частинок, яка може також відігравати важливу роль [2], досліджувати значно важче, оскільки тороїдальний дрейф частинок має різні напрямки в різних частинах їхніх траєкторій. Тому не тільки величина швидкості прецесії, а навіть її напрямок є дуже чутливими до параметрів, що визначають рівновагу плазми. Цими параметрами є видовженість  $k$  перерізу плазми, величини її профілі запасу стійкості  $q$  (і, відповідно, магнітного ширину  $\hat{s}$ ) і тиску  $p$  та величина  $\beta$  [3]. Крім того, швидкість прецесії частинки зростає з її енергією  $E$ .

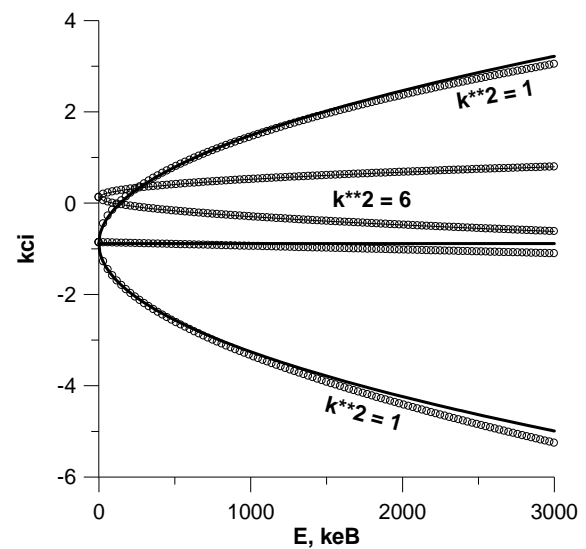
Теорія, викладена в роботі [3], побудована для двох граничних випадків: для частинок з тонкими орбітами в токамаках з круглим перерізом і ненульовим магнітним широм і для безширових видовжених конфігурацій. Виявилось, що теоретичні уявлення цілком задовільно узгоджуються з результатами числового моделювання, проведеного із застосуванням кодів GYROXY [4] та ASCOT [5].

Вивчення прецесії у загальному випадку, тобто для конфігурацій з видовженим перерізом і скінченим магнітним широм, було здійснено чисельно.

Характерну залежність обчисленої знерозміреної швидкості прецесії  $\xi$  від енергії  $E$  показано на рисунку.

Вона має вигляд параболи, як і передбачає теорія [3] для конфігурацій з круглим перерізом, з майже горизонтальною віссю, дещо нахиленою донизу у випадку додатного ширину  $\hat{s}$  і догори у випадку від'ємного, причому верхні гілки параболи відповідають частинкам, інжекттованим у напрямку електричного струму, а нижні – проти струму (при ширі  $\hat{s} < 0$  навпаки). При зростанні видовженості  $k$ , по-перше, товщина параболи зменшується у  $k^2$  разів, по-друге, уся парабола зсувається догори, що якісно відповідає передба-

ченням теорії [3] для видовжених безширових конфігурацій. Цей зсув, величина якого залежить від усіх параметрів, що визначають рівновагу плазми, було обраховано для досить широкого набору рівноважних конфігурацій; для нього побудовані інтерполяційні формули, що дає змогу обчислювати його, а також і швидкість прецесії в цілому для різноманітних осесиметричних конфігурацій в околі радіальної координати із запасом стійкості  $q=1$ .



Залежність знерозміреної швидкості прецесії  $\xi$  від енергії  $E$ . Жирні лінії відповідають теорії [3] для випадку круглого перерізу, жирні точки – обчисленням для цього ж перерізу ( $k = 1$ ) і для перерізу з видовженістю  $k = \sqrt{6}$ .

1. А.А. Галеев, Р.З. Сагдеев, Вопросы теории плазмы, 7, 205 (1973).
2. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, V.S. Marchenko, and R.B. White, Phys. Plasmas **14**, 012504 (2007).
3. Ya.I. Kolesnichenko, R.B. White, and Yu.V. Yakovenko, Phys. Plasmas **10**, 1449 (2003).
4. M.H. Redi et al., in Proc. 29<sup>th</sup> EPS Conf. Montreux, 2002, Plasma Physics and Controlled Fusion, Europhys. Conf. Abstr. **26B**, CD-ROM file P.1-081 (2002).
5. S. Sipilä, Monte-Carlo simulation of charged particle orbits in the presence of radiofrequency waves in tokamak plasmas (Espoo, Finland, 1997).

SPLITTING OF THE  $m = n = 1$  MODES IN HYBRIDS WITH  $q_{min} < 1$ 

V. S. Marchenko, S. N. Reznik

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

It is well known that long duration of the discharge in fusion relevant plasmas requires high bootstrap fraction, which inevitably leads to the safety factor profiles with a weak or reversed magnetic shear in the central core.

Sometimes in such plasmas the off-axis minimum of the safety factor,  $q_{min}$ , drops below unity, while on axis  $q_0 \sim 1$  (the latter property attributes these plasmas to the broader class of the so called “hybrid” discharges, which have attracted much attention in tokamak research during last years [1]). Appearance of the two  $q = 1$  surfaces is often accompanied by the frequency splitting on different diagnostics of the (1, 1) activity [2, 3]. Such splitting is a manifestation of a simultaneous excitation of the two possible eigenmodes, first noted in Ref. [4]. The purpose of the present work [5] was to calculate the frequency splitting in plasmas with sheared toroidal rotation, and to reveal the doublet instability domain in a parameter space.

The final expression for the frequency splitting is given by

$$\Delta\omega = s_1 s_2 \frac{(\omega_{r1} - \omega_{r2})(X_1^2 - X_2^2)}{(s_1 X_1^2 + s_2)(s_1 X_2^2 + s_2)}, \quad (1)$$

where  $\omega_{r1,2}$  is the toroidal rotation frequency at  $r_{1,2}$  with  $q(r_{1,2}) = 1$  and  $r_2 > r_1$ ,  $s_{1,2} = |r_{1,2} q^2|$ , and  $X = \xi_{01} / \xi_{12} - 1$  with  $\xi_{01}(\xi_{12})$  the amplitude of the “top hat” radial displacement in the interval  $[0, r_1]$  ( $[r_1, r_2]$ ). The eigenmode structure parameters  $X_{1,2}$  for the two possible eigenmodes are determined by extremization of the growth rate with respect to  $X$ .

Frequency splitting normalized to the on-axis rotation frequency is shown in Fig. 1 for parabolic pressure and rotation profiles. For smaller  $r_{min}$  with  $q(r_{min}) = q_{min}$  splitting persists at lower values of  $q_{min}$ , but variation with  $q_{min}$  is stronger for larger  $r_{min}$ . Splitting for various  $q_0$  and  $r_{min}/a = 0.4$ , with  $a$  the minor plasma radius, is shown in Fig. 2. When  $q_0 \rightarrow 1+0$ , the range of the splitting variation is limited due to appearance of the second doublet stability at large  $q_{min}$ .

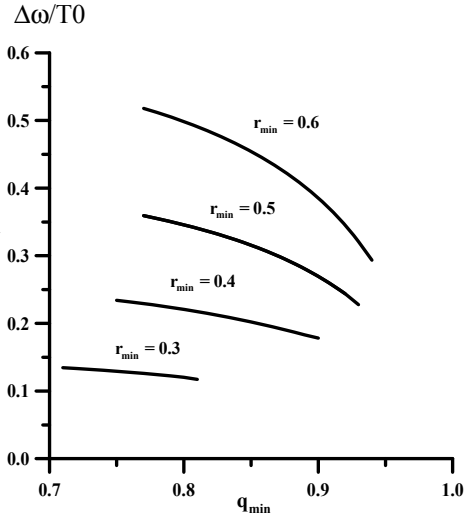


Fig. 1. Frequency splitting versus  $q_{min}$  for various  $r_{min}/\alpha$  and  $q_0 = 1.2$ .

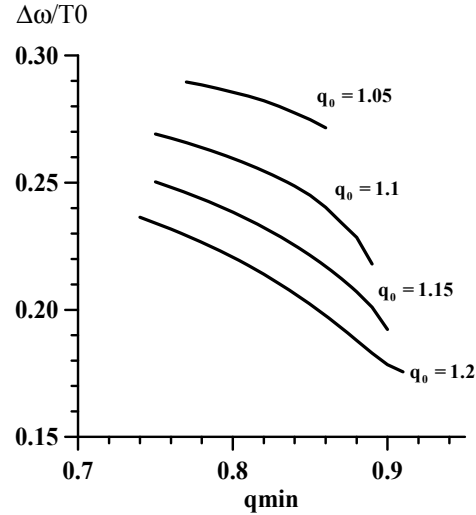


Fig. 2. Frequency splitting versus  $q_{min}$  for various  $q_0$  and  $r_{min}/\alpha = 0.4$ .

In summary, the  $m = n = 1$  double-eigenmode instability in tokamak plasmas with  $q_{min} < 1$  but  $q_0 > 1$  has been investigated. The doublet instability domain in the parameter space has been established under assumption of subsonic rotation, and frequency splitting induced by rotation shear has been calculated. The obtained results can explain splitting in hybrids with reversed magnetic shear, which was observed in real experiments [2, 3].

This work was carried out in the framework of Project No. 4588 of the Science and Technology Center in Ukraine.

1. E. Joffrin, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, B629 (2007).
2. S. Günter *et al.*, Nuclear Fusion **43**, 161 (2003).
3. C.C. Petty *et al.*, Nuclear Fusion **50**, 022002 (2010).
4. R.J. Hastie *et al.*, Phys. Fluids **30**, 1756 (1987).
5. V.S. Marchenko and S.N. Reznik, Phys. Plasmas **17**, 084503 (2010).



SYMPLECTIC SIMULATION OF FAST ALPHA PARTICLE IN TOKAMAK  
IN THE PRESENCE OF TF RIPPLES AND NEOCLASSICAL TEARING MODE

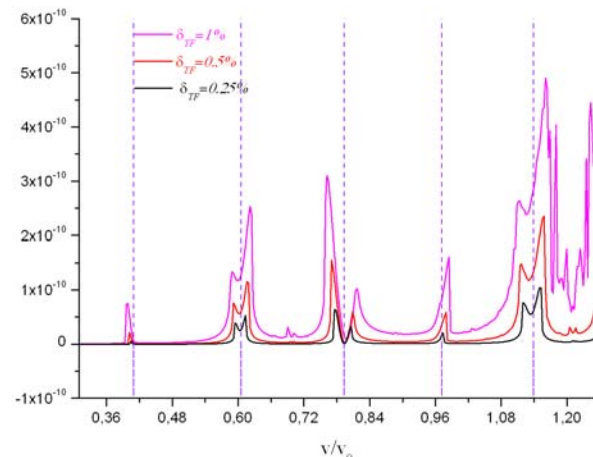
M. Khan<sup>1</sup>, K. Schoepf<sup>1</sup>, V. Ya. Goloborod'ko<sup>1,2</sup>, V. O. Yavorskij<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Theoretical Physics, University of Innsbruck, Association EURATOM-OEAW, Innsbruck, Austria;

<sup>2</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

A Hamiltonian guiding centre drift orbit code based on symplectic integration algorithm; that allows the efficient calculation of particle trajectories and diffusion coefficients  $D_{ij}$  is applied to fast alpha particles in magnetically perturbed tokamak plasma. In particular, fast ion drift motion in the presence of a steady state, low mode-number MHD magnetic perturbation in a toroidally rippled tokamak is examined [1, 2]. The main focus of our study is to investigate dependence of the radial diffusion coefficient  $D_{rr}$ , for energetic ions, on their energy, on the perturbation strength and localization of the perturbation [3, 4]. The radial transport coefficient for a given starting toroidal phase mainly has higher values in the neighborhood of the resonance velocities and local minima in the vicinity of resonances, i.e., it has M-shaped velocity dependence in ripple perturbation as presented in Figure. However the average value of  $D_{rr}$  over the starting toroidal angle does not result in the M-shape structure for the ripple strength less than some characteristic value, which is in agreement with recent studies [Mimata *et al.*, Plasma and Fusion Research **4**, 008 (2009), Yavorskij *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 084022 (2010)]. We found that  $D_{rr}$  is proportional to square of the ripple magnitude in the non-resonance regions, whereas in the vicinity of resonances it has approximately  $\delta^{3/2}$  dependence. The addition of modeled low mode number NTM perturbation causes the modification of the ripple resonance structure for  $D_{rr}$ . It is also found that in the presence of MHD activity the dependence of the

transport coefficient on the velocity is approximately  $v^{-5/4}$ [5]. Depending on the strength and localisation of the MHD mode it can cause the enhancement or degradation of the ripple diffusion coefficient.



Velocity dependence of the diffusion coefficient for rippled plasma without any NTM activity, for different ripple strength, the ripple resonance level shown here are  $l = 2, \dots, 6$ .

1. Hideyuki Mimata *et al.*, Plasma and Fusion Research **4**, 008 (2009).
2. V. Yavorskij, A. Moskvitin, Yu. Moskvitina *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 084022 (2010).
3. R.G. Goldstone, R.B. White, and A.H. Boozer, Phys. Rev. Lett **47**, 647 (1981).
4. S. Putvinski *et al.*, Phil. Trans. Math. Phys. and Engin. Sci. **357**, No. 1752, 493 (1999).
5. S.J. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion, **40**, 91 (2000).

EXCITATION OF AN ANNULAR HELICON PLASMA SOURCE

N. A. Beloshenko, K. P. Shamrai

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Helicon sources can efficiently produce dense plasmas and, thus, are promising for plasma propulsion in space. At the moment, there are several concepts of helicon plasma thrusters. One of them implies a direct usage of the source for producing an emergent ion beam with its acceleration by a thin current-free double layer [1], or by an extended potential drop arising due to magnetic isolation of electrons in the source [2]. Another concept assumes a helicon source as a pre-ionization stage for the Hall-effect thruster (HET) [3]. In the latter case, the helicon source should be geometrically adjusted to the HET; i.e., be annular in shape in the transverse cross-section.

As distinct from conventional (or standard) circular sources, the annular sources were examined only occasionally. In particular, their theoretical examination was hitherto restricted to the eigenmode analysis [3]. We present the computation results on the rf power absorption in the annular helicon plasma excited by the azimuthally symmetric ( $m = 0$ ) antennas of two types.

The conventional and annular sources are shown schematically in Fig. 1. In the first case, the plasma fills up the whole space inside a cylindrical dielectric chamber, and the fields are excited by an outer antenna enveloping the chamber. In the annular source, the plasma is confined between two co-axial dielectric cylinders, and the fields are excited by an antenna which may be located either outside or inside, as shown in Fig. 1.

Electromagnetic fields are described by the Maxwell equations with an external (antenna) current. The plasma permittivity tensor is taken in a cold-plasma approximation but with particles collisions included. The algorithm for solving the problem is similar to that proposed earlier for the conventional source [4]. The antenna current density and the electromagnetic field components are represented as superpositions of the longitudinal normal modes. Solutions to the Maxwell equations are found for each of the normal modes in the three radial regions (i.e., in the inner vacuum region, in the plasma one, and in the outer vacuum one), and are then joined at interfaces of these regions using continuity of all transverse field components, except for the rf  $B_z$  field which is discontinuous across the surface of antenna location. After calculating the fields, the antenna loading resistance and the rf power absorption profiles can be computed.

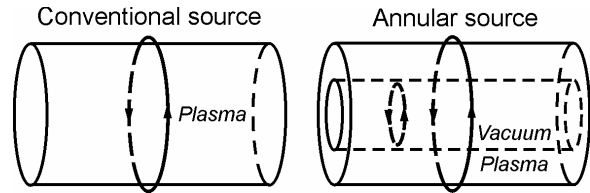


Fig. 1. Schemes of the conventional and annular helicon sources. Antennas are shown as arrowed ellipses.

The electromagnetic fields and rf power absorption were computed for the annular source excited by either outer or inner antenna, and results were compared with the conventional source of the same dimensions. The antenna resistances for the three cases are shown in Fig. 2. In the annular source, the efficiency of power absorption with the outer antenna is higher than with the inner one, and is of the same order as in the conventional source, but smoother. The latter effect results from the fact that the resonance properties of the annular source, as with regard to the excitation of various axial modes, are reduced as compared with those of the conventional source.

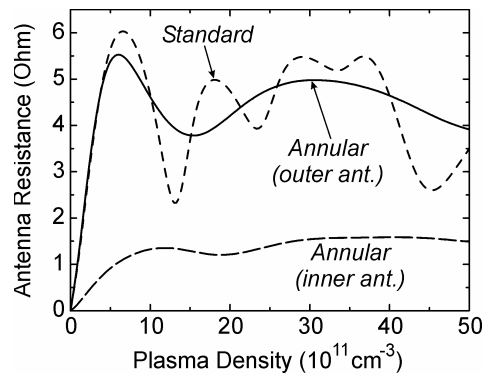


Fig. 2. Antenna resistance as a function of plasma density. Computation parameters: inner and outer plasma radii 5 and 12 cm, respectively; plasma column length 50 cm; antenna distance from the source end 27 cm; driving frequency  $\omega/2\pi = 6$  MHz; magnetic field 500 G; argon pressure 1 mTorr; electron temperature 4 eV.

1. C. Charles, Plasma Sources Sci. Technol. **16**, R1 (2007).
2. V.F. Virko, Yu.V. Virko, V.M. Slobodyan, and K.P. Shamrai, Plasma Sources Sci. Technol. **19**, 015004 (2010).
3. M. Yano and M.L.R. Walker, Phys. Plasmas **14**, 033510 (2007).
4. V.F. Virko, G.S. Kirichenko, and K.P. Shamrai, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, 10 (2002).

## ENHANCED PLASMA PRODUCTION AND THE WEIBEL INSTABILITY IN AN ICP

 A. I. Kobza<sup>1,2</sup>, K. P. Shamrai<sup>1</sup>
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Faculty of Physics, Taras Shevchenko National University, Kyiv

Inductively Coupled Plasmas (ICPs) are efficient tools for dense plasma production and, thus, are extensively used in modern plasma technologies [1]. The rf power is deposited in the ICPs via a skinning electromagnetic field driven by an external planar antenna. This nonuniform skinning field stimulates a stochastic heating of plasma electrons that can even dominate over a conventional Ohmic heating [1, 2]. The distribution function of stochastically heated electrons is apparently nonequilibrium, which can give rise to various instabilities. We have computed the distribution functions under various heating conditions, and evaluated the growth rates of the Weibel-type instability that results from velocity-space anisotropy of the distribution.

We considered a simple model of a semi-bounded plasma. The rf electric field is maximum at the boundary,  $E_0$ , and decays exponentially into plasma over the skin length  $\delta$ . Plasma electrons arrive from the bulk plasma to this layer, interact with the transverse rf electric field, and go back to the plasma bulk being reflected either by the rf field or by the boundary surface. The computer algorithm for finding the electron distribution was the following. An electron, which has certain initial transverse,  $v_{\perp 0}$ , and longitudinal,  $v_{\parallel 0}$ , velocities, and an initial position  $z_0 \gg \delta$ , is launched towards the boundary. The final transverse velocity of the electron,  $v_{\perp}$ , is computed after its passage through the layer, at the instant  $t = 2z_0/v_{\parallel 0}$ . The electron distribution function is determined by an ensemble averaging over both  $v_{\perp 0}$  and initial rf field phases.

A typical distribution of the reflected electrons on transverse velocities is shown in Fig. 1, along with the initial Maxwellian distribution. As seen, the electrons gain substantial transverse energy from the rf field, and their distribution is close to, though not the same as, the Maxwellian, with the mean transverse energy  $\varepsilon_{\perp} > T_{\perp}$ .

Stochastic heating apparently increases the plasma production in the discharge. The ionization frequency,  $\nu_{iz} = n_n < \sigma_{iz} v >$ , was computed for heated electrons and compared with that for the Maxwellian electrons. For an argon plasma of density

$1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , at a neutral pressure of 1 mTorr and the field strength  $E_0 = 10 \text{ V/cm}$ , it was found that stochastic-to-Maxwellian ionization frequency ratio is 5.9.

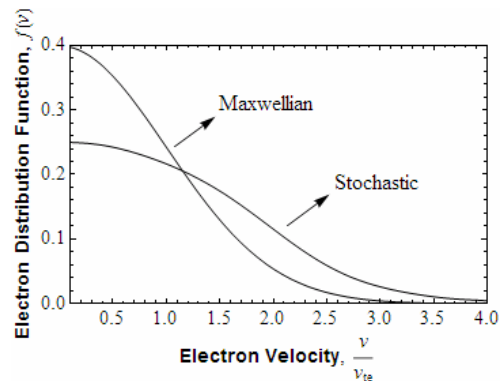


Fig. 1. The velocity distributions of stochastically heated and Maxwellian electrons.

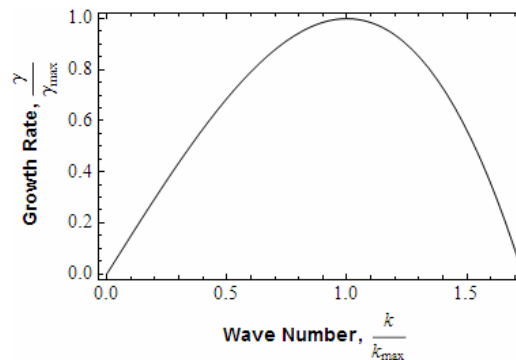


Fig. 2. The growth rate of the Weibel instability as function of the wave number.

Anisotropy of the distribution of stochastically heated electrons in velocity space can give rise to the Weibel instability; its growth rate is shown in Fig. 2. Electron collisions reduce the growth rate and shrink the  $k$ -band of the instability existence. Apparently, this instability can arise provided that its growth rate exceeds the electron-electron collision frequency, so that the electrons have no time to relax to Maxwellian. This is possible if  $E_0$  and, thus, the temperature anisotropy are high enough.

In conclusion, the stochastic electron heating in the ICPs can increase considerably plasma production in the discharge, and give rise to the Weibel instability, if the growth rate of the latter exceeds the electron-electron collision frequency.

1. M.A. Lieberman and A.J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and material processing* (Wiley, New York, 1994).
2. I.D. Kaganovich *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 124003 (2009).

**ВПЛИВ ОБЕРТАННЯ ПЛАЗМИ НА ГВИНТОВІ КОЛИВАННЯ ЦИЛІНДРИЧНОГО ПІНЧА З МАЛИМ ЗАПАСОМ СТІЙКОСТІ**

**А. А. Гурін**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Спектри гвинтових коливань плазми z-пінчів інтенсивно досліджуються протягом усього часу, коли постала проблема утримання гарячої плазми інтенсивних розрядів. Уперше крайова задача для амплітуд гвинтових коливань нерухомої рівноважної ідеальної плазми циліндричного пінча з довільними компонентами магнітної індукції  $(0, B_\theta(r), B_z(r))$ , була сформульована ще в дотокачачну епоху [1]. У рамках фізики тороїдальних розрядів спектральна проблема зазнала розгалужених узагальнень. Зокрема, останніми роками загострилась проблема врахування руху плазми при визначенні її МГД коливань. Відмова від уявлень про нерухомий стан плазми вимагає відповіді на два питання: яким явним чином швидкість гідродинамічної течії позначається на спектральній задачі та яких явних виразів можуть набувати компоненти цієї швидкості. У даній роботі дається загальна відповідь на перше питання щодо врахування довільних швидкостей полоїдального та тороїдального обертань  $(0, V_\theta(r), V_z(r))$  у спектральній теорії циліндричної плазми. Циліндричне наближення прийнятне й для розгляду мод коливань з високими тороїдальними числами в тороїдальній плазмі. Саме такий приклад, що стосується пінчів з високим струмом й малим запасом стійкості (“пінчів з оберненим полем”), розглядається далі на основі узагальненого алгоритму визначення власних гвинтових мод типу “кінків” плазми, що обертається. Для цього випадку ми подаємо модель обертання плазми, генерованого власними коливаннями й підтримуваного зіткненнями.

Диференціальна проблема Хейна - Люста [1] з урахуванням довільного двоконпонентного обертання плазми набуває вигляду:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} \frac{D_A D_p}{D} r \frac{d}{dr} (r\xi) + (D_A + r^2 Q(r)) \xi &= 0, \\ D_A &= N\omega^2 - F^2, \quad F = k_z B_z(r) - m B_\theta(r) / r, \\ D_p &= N\omega^2 (B^2 + \gamma P) - \gamma P F^2, \\ D &= r^2 (N\omega^2)^2 - (k_z^2 r^2 + m^2) D_p, \end{aligned} \quad (1)$$

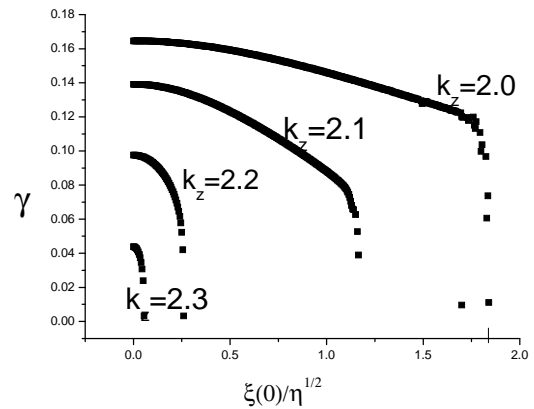
$\xi(r)$  – радіальне зміщення плазми, визначене через доплер-частоту в альфвенівській шкалі,  $\delta V_r(r, \theta, z) = -i\omega' \xi \exp[-i(\omega t - k_z z + m\theta)]$ ,  $\omega'(r) = \omega - k_z V_z(r) + m V_\theta(r) / r$ ,  $N(r)$ .  $P(r) = \beta_0 N^l$  – густина й тиск плазми. Рівняння (1) зберігає структуру [1] в представленні, поданому в [2], і навіть вирази

для всіх коефіцієнтів  $D$  лише з урахуванням доплерівської частоти  $\omega'$ . Головні відмінності стосуються “потенціалу”  $Q$ , який набуває вигляду полінома 4-го порядку по  $V_\theta$  з раціональними щодо  $\omega'$  коефіцієнтами.

Розв'язуючи проблему (1) за умови  $\xi(1) = 0$  для відомої парамагнітної моделі рівноваги дифузійних пінчів,  $\text{rot} B = (\alpha B + \beta B \cdot e_r) / B^2$  ( $\alpha = \alpha_0 B_z$ ,  $\alpha_0 = 4$ ,  $\beta$  пов'язане з тиском звичайним чином), можна обчислити інкременти й радіальні моди кінка  $m = 1$  за відсутності обертання. Далі, фіксуючи амплітуду  $\xi(0)$ , а тим самим  $\delta V_\theta(r)$  та  $\delta V_z(r)$ , можна визначити величини  $V_\theta(r)$  й  $V_z(r)$  на основі рівнянь рівноваги плазми, усереднених по  $\theta$ , у наближенні  $V_r = 0$  та  $\delta N \ll N$ , з урахуванням гальмівної сили внаслідок зіткнень резеносної перезарядки іонів у власному газі (маємо на увазі просту водневу плазму):

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 (N \langle \delta V_r \delta V_\theta \rangle - \langle \delta B_r \delta B_\theta \rangle) &= -v_{ex} N V_\theta, \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r N (\langle \delta V_r \delta V_z \rangle - \langle \delta B_r \delta B_z \rangle) &= -v_{ex} N V_z. \end{aligned}$$

За цією моделлю та алгоритмом розв'язку (1) обраховується вплив обертання на інкременти:



Таким чином, на прикладі парамагнітного пінча з малим запасом стійкості в “квазі-одномодовому режимі”, спостереженому експериментально в пінчі з оберненим полем, запропоновано модель самостабілізації сильної гвинтової нестійкості під впливом обертання плазми, генерованого цими коливаннями.

1. K. Hain, R. Lüst, Z. Naturforce **13**, 936 (1958).
2. J.P. Goedbloed, Phys. Fluids **15**, 1090 (1972).

GENERATION OF AZIMUTHONS BY PHASE IMPRINTING  
IN BOSE-EINSTEIN CONDENSATES

V. M. Lashkin<sup>1</sup>, E. A. Ostrovskaya<sup>2</sup>, A. S. Desyatnikov<sup>2</sup>, Yu. S. Kivshar<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> The Australian National University, Canberra, Australia

We consider a condensate at zero temperature confined in an axisymmetric harmonic trap. The dynamics of the condensate is described by the two-dimensional nonlinear Gross - Pitaevski equation (GPE) for the corresponding wave function. We consider the repulsive interaction. Two well-known examples of nonlinear solutions of the GPE are vortex solitons and fundamental solitons. The link between vortices and soliton clusters was established with the introduction of spiraling solitons called optical azimuthons [1]. Azimuthons appear via continuous azimuthal deformations of a vortex soliton and are characterized by two integer indices: the topological charge  $l$ , and the number of intensity peaks along the vortex ring. It was demonstrated numerically [2 - 4] that the family of nonrotating and rotating BEC azimuthons is continuously parametrized by the angular velocity or, equivalently, by the depth of azimuthal modulation of the condensate density.

In this paper, we introduce a novel class of azimuthons with odd number of peaks and demonstrate how they can be generated by the so called phase imprinting method. One can find a set of various solutions. We will characterize them (in addition to the nonlinear frequency shift and the rotational frequency by two positive integers  $k$  and  $l$  and denote the corresponding structure as  $(-k; l)$  (for definiteness  $l > k$ ). The general rule is: the structure (azimuthon) has  $k+l$  peaks and  $k+l+1$  singularities in the phase with  $k+l$  singularities on the periphery with the charge  $m = 1$  and one singularity at the center with the charge  $m = -k$  so that the total topological charge is  $mtot = k + l - k = l$  (alternatively, the structure can be characterized by the topological charge  $mtot = l$  and the number of peaks  $N = k + l$ ). Existence domains on the plane (nonlinear frequency shift, rotational frequency) for various  $(-k; l)$  azimuthons are presented in Fig. 1. An example of the amplitude of the corresponding solution and the phase is shown in Fig. 2. The bifurcation points (i.e. corner points in Fig. 1) are in

perfect agreement with analytical expressions. The phase imprinting method allows generating the solutions from the fundamental soliton with the step-like phase.

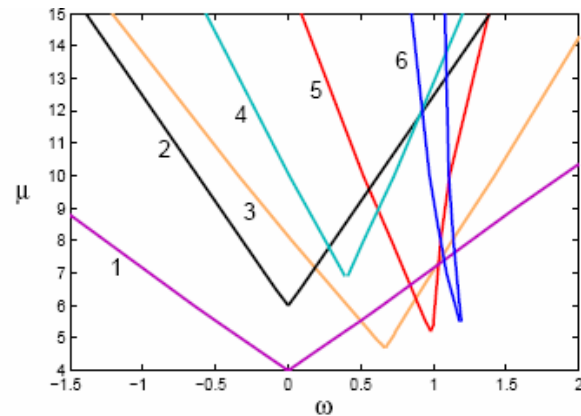


Fig. 1. Existence domains for azimuthons (inside the corresponding curves): 1 – 2-peak with  $(-1,1)$ ; 2 – 4-peak with  $(-2,2)$ ; 3 – 3-peak with  $(-1,2)$ ; 4 – 5-peak with  $(-2,3)$ ; 5 – 4-peak with  $(-1,3)$ ; 6 – 5-peak with  $(-1,4)$ .

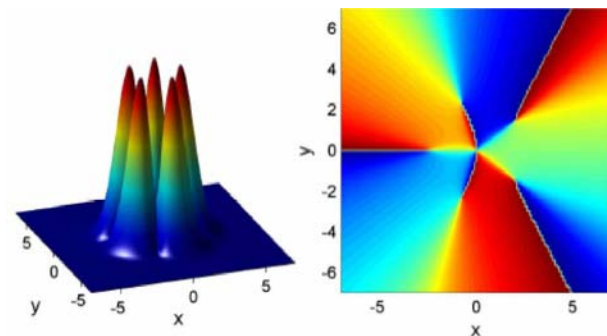


Fig. 2. 5-peak azimuthon (the amplitude and phase) with  $(-2,3)$ . It is seen 6 singularities: 5 on the periphery with the charge  $m = 1$  and 1 singularity at the center with  $m = -2$ .

1. A.S. Desyatnikov, A.A. Sukhorukov, and Yu.S. Kivshar, Phys. Rev. Lett. **95**, 203904 (2005).
2. V.M. Lashkin, Phys. Rev. A **77**, 025602 (2008).
3. V.M. Lashkin, Phys. Rev. A **78**, 033603 (2008).
4. V.M. Lashkin, E.A. Ostrovskaya, A.S. Desyatnikov, and Yu.S. Kivshar, Phys. Rev. A **80**, 013615 (2009).

TRANSFORMATION PROCESSES  
 IN MAGNETIZED INHOMOGENEOUS PLASMA WITH PUMP

V. N. Pavlenko, V. G. Panchenko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The theory of the transformation and scattering of electromagnetic waves in plasma was developed in [1]. Notice must be taken that the study of wave transformation and scattering is an important method for laboratory and space plasma diagnostics.

The transformation of transverse electromagnetic waves into longitudinal Langmuir oscillations in turbulent magnetized plasma subjected the influence of lower hybrid pump is investigated in [2].

In the present paper [3] on the base of kinetic theory fluctuations the transformation of longitudinal Langmuir wave into the transverse electromagnetic wave in magnetized inhomogeneous plasma is studied. Diffusion coefficient is obtained when the drift waves are excited by lower hybrid pump. The intensity of transverse wave's radiation from turbulent plasma is calculated.

We start our consideration from

$$d \sum_{l \rightarrow t} \approx \frac{1}{2\pi} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{\omega'^4}{\omega_{pe}^4} N \langle \delta n_e^2 \rangle_{\bar{q}, \Delta\omega} d\omega' dO. \quad (1)$$

In formula (1) the multiplier  $N$  is presented in [1], and  $\langle \delta n_e^2 \rangle_{\bar{q}, \Delta\omega}$  is the correlator of the electron density.

The plasma inhomogeneity is defined by an exponential density gradient when the distribution function is proportional to  $\exp(\alpha y)$ , where  $\alpha = (1/n_0)(dn_0/dy)$  is the plasma inhomogeneity parameter. We suppose that the plasma is subjected to a magnetic field  $\vec{B}_0 = B_0 \vec{z}$  and a pump wave electric field  $\vec{E}_0 = E_0 \vec{y} \cos \omega_0 t$ .

We study the case when the pump frequency  $\omega_0$  lies in the lower hybrid frequency region  $\omega_0 \sim \omega_{lk} = \omega_{LH} (1 + (m_i/m_e) \cos^2 \theta)^{1/2}$ ,  $\omega_{LH} \approx \omega_{pi}$ . Here  $\omega_{p\alpha}$  is the Langmuir frequency of particles of type  $\alpha$ ,  $\alpha = e, i$  and  $\theta$  is the angle between the direction of wave propagation and the magnetic field.

Consider the pump wave decay into lower hybrid  $\omega_{lk}$  and electron drift wave  $\omega_D$

$$\omega_0 = \omega_{lk} + \omega_D. \quad (2)$$

The threshold for such instability is given by [4]

$$E_{th}^2 = \frac{8\omega_0^2 B_0^2 \gamma_{lk} \gamma_D (kr_{De})^2}{(k_{\perp} c)^2}. \quad (3)$$

After straightforward calculations in the region above instability threshold, i.e. at  $E_0 > E_{th}$  we have

$$\begin{aligned} \frac{d \sum_{l \rightarrow t}^{\pm}}{dO} &\approx \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{\omega'^2 (\omega' \pm \omega_D)^2}{\omega_{pe}^4} N \times \\ &\times \frac{q^2 T_i}{2\pi e^2 (qr_{De})^6} \left[ 1 + \frac{\mu^2}{8} \frac{1}{q^2 r_{De}^2} \frac{T_e}{T_i} \frac{\omega_D^2}{\gamma_D \gamma_{lk}} \right], \quad (4) \end{aligned}$$

where  $\mu \sim E_0$ .

Let estimate the expression (4). For typical hot plasma parameters  $T_e = 5 \text{ KeV}$ ,  $B_0 = 50 \text{ kG}$ ,  $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  we have  $\mu \sim 10^{-1}$ . We may suppose also that  $qr_{De} \sim 10^{-1}$  and  $\omega_D / \gamma_D \geq 10$ . Hence the estimates show that the main contribution to the transformation coefficient is given by term depending on the pump wave amplitude, which can become much greater than unity. Note also that in this case the transformation coefficient is essentially depend on the density gradient ( $d \sum_{l \rightarrow t}^{\pm} \sim \alpha'$ ).

1. A.I. Akhiezer, I. A. Akhiezer, R. V. Polovin *et al.*, *Plasma Electrodynamics* (Pergamon, Oxford, 1975).
2. V.N. Pavlenko and V.G. Panchenko, *Physica Scripta* **81**, 065502 (2010).
3. V.N. Pavlenko and V.G. Panchenko, *Physica Scripta* (submitted for publication).
4. V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko, L. Stenflo, and H. Wilhelmsson, *Physica Scripta* **45**, 616 (1992).

TWO WAYS TO FIND SYMMETRIES OF THE KINETIC PLASMA THEORY MODELS

V. B. Taranov

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Continuous symmetry transformations for the hydrodynamic plasma theory models based on the systems of partial differential equations can be found by the standard Maple 14 programs. For the integro differential systems of the kinetic plasma theory, no general algorithm allowing us to find symmetries exists, but some different ways were proposed [1]. First, we can consider the corresponding infinite system of partial differential equations for the particle distribution functions, as it was done, for example,

in [2] for the spatially 1D collision less electron positron plasma oscillations. Second possible way to find kinetic model symmetries was used in [3] for the generalization of the results of [2] to the spatially 3D case. By the use of the standard Maple 14 program, symmetries of the cold plasma limit system of partial differential equations were found and corresponding kinetic theory symmetries were deduced. The present stage of the symmetry finding problem is presented in the following table:

<i>Hydrodynamic models:</i> Partial differential equations	<i>Kinetic models:</i> Integro differential equations
Symmetries via the usual Lie algorithms.	1. Symmetries deduced from the symmetries of an infinite system of partial differential equations for the moments of distribution functions
Maple 14 standard programs allow us to find symmetries for spatially 1D and 3D models	2. Symmetries deduced from the symmetries of the cold plasma limit partial differential equations. Maple 14 standard programs allow us to find symmetries for spatially 1D and 3D models

Cold plasma limit of the kinetic theory means that we look for solutions with particle distribution functions being sharp in velocity space. For example, in the electron – positron plasma case they are as follows:

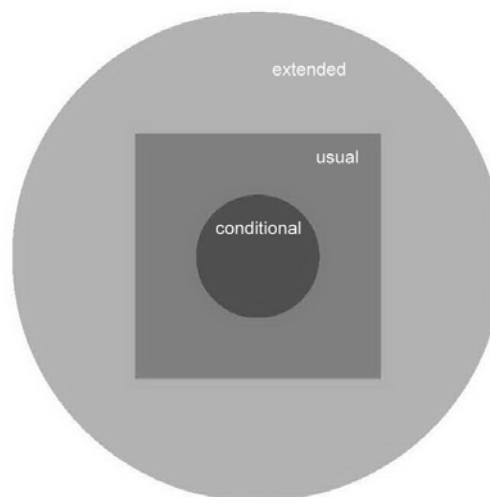
$$f_{e,p} = n_{e,p}(t, \mathbf{r})\delta(\mathbf{v} - \mathbf{u}_{e,p}(t, \mathbf{r})) .$$

So, kinetic Vlasov - Maxwell model is reduced to the system of partial differential equations for the densities  $n_{e,p}(t, \mathbf{r})$ , main velocities  $\mathbf{u}_{e,p}(t, \mathbf{r})$ , electric and magnetic fields  $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$ ,  $\mathbf{B}(t, \mathbf{r})$ . Cold plasma limit is, as usual, the most symmetric form of the kinetic model, so we can expect that the transformations deduced from the cold plasma symmetries exhaust the full symmetry group of the considered kinetic integro differential Vlasov - Maxwell equations.

Different spatially 3D hydrodynamic and kinetic models were considered in the above described ways. Symmetry transformations were found for cold, water – bag and isothermal hydrodynamic as well as fully kinetic models.

Some additional extensions of the usual Lie point symmetries can be obtained [4] if we add to the system considered physically reasonable and mathematically compatible additional conditions (the manifold of solutions became more symmetric in this case –conditional symmetries). Otherwise, if we

weaken some integral conditions, the manifold of solutions is also extended and can be more symmetric (extended symmetries [4]). This fact is illustrated by the following symbolic Figure:



1. Y.N. Grigoriev, N.H. Ibragimov, V.F. Kovalev, and S.V. Meleshko, in *Lecture Notes in Physics*, (Springer, Dordrecht, 2010), p. 806
2. V.B. Taranov, *Problems of Atomic Science and Technology* **1**, 63 (2007).
3. V.B.Taranov, in *Proc. of the 6<sup>th</sup> Int. Conf. 'Electronics and Applied Phys.'*, Kyiv, 2010, p. 160.
4. V.B. Taranov, *SIGMA*, **4**, 006 (2008).
5. <http://www.emis.de/journals/SIGMA/2008/006/>



КОЛАПС ДВОВИМІРНИХ ВЕКТОНИХ СОЛІТОНІВ У ПЛАЗМІ

О. І. Якименко<sup>1,2</sup>, О. О. Приходько<sup>2</sup>, С. Й. Вільчинський<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Просторові солітони – локалізовані в просторі хвильові структури, що можуть існувати як результат балансу між лінійним дифракційним розпливанням і нелінійним самофокусуванням. Двовимірні солітони виникають у плазмі в результаті стаціонарного самофокусування потужних лазерних пучків. Якщо б вдалось тривалий час підтримувати значний градієнт поля, що утворюється на границі інтенсивного самоузгодженого хвильового каналу, то це дало б змогу створити компактний прискорювач заряджених частинок [1]. На жаль, у випадку самофокусувального нелінійного середовища двовимірні солітони є нестійкими: вони або розпливаються, або колапсують, якщо потужність пучка перевищує деяке порогове значення.

У роботі [1] запропоновано використовувати хвильовий пучок малої інтенсивності для призупинення колапсу більш потужного пучка. При цьому взаємодія між пучками повинна бути дефокусувальною, що зумовлено резонансним характером взаємодії між лазерними пучками від різниці частот: якщо різниця частот наближається до плазмової електронної частоти, знак нелінійної крос-взаємодії змінює знак. В роботі [1] зроблене передбачення стабілізації колапсу потужного надкритичного лазерного та існування стійкої пари векторних солітонів на основі спрощеної аксіально-симетричної моделі. В роботі [2] нами досліджено можливість стабілізації векторної пари солітонів на основі більш загальної моделі, що базується на системі (2 + 1)-вимірних нелінійних рівнянь Шрьодінгера з самофокусувальною не лінійністю в кожній компоненті та крос-дефокусувальною нелінійністю між компонентами:

$$i \frac{\partial \Psi_1}{\partial z} + (\Delta_{\perp} + |\Psi_1|^2 + \sigma |\Psi_2|^2) \Psi_1 = 0,$$

$$i \frac{\partial \Psi_2}{\partial z} + (\Delta_{\perp} + \sigma |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2) \Psi_2 = 0,$$

де  $\sigma < 0$  – це параметр крос-взаємодії.

Нами було досліджено основні властивості та стійкість стаціонарних векторних солітонів. Структури, що дають найбільше сподівань на стійке поширення - це хвильові пакети, в яких надкритична ( $N > N_{th}$ ) кільцева компонента утворює пастку для світлої неколапсувальної компоненти з меншою інтенсивністю  $N < N_{th}$ . Приклади таких розв'язків наведено на рис. 1 (вставки А і

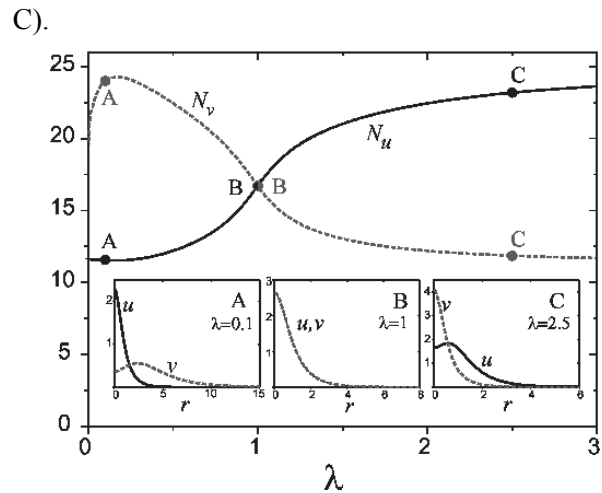


Рис. 1. Потужності пучків  $N$  залежно від солітонного параметра  $\lambda = \beta_2/\beta_1$  для константи зв'язку  $\sigma = -0,3$ . На вставках наведено приклади радіальних профілів солітонів.

Для стабілізації потрібно збільшити інтенсивність і ширину ефективної потенціальної ями, щоб запобігти розширенню внутрішньої компоненти. Але, на жаль, вище певного порога, початкове кільце розпадається на два фрагменти, що рухаються від центра і колапсують (рис. 2).

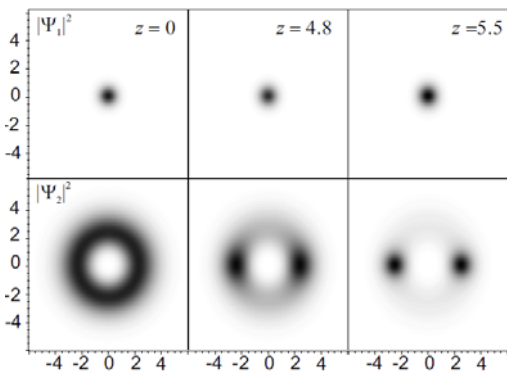


Рис. 2. Приклад азимутальної нестійкості векторного солітона, що розпадається на колапсувочі філаменти ( $\lambda = 0,5$ ,  $\sigma = -2$ ).

Таким чином, нами було встановлено принципове обмеження, що не дозволяє досягти повної стабілізації векторних солітонів.

1. S. Kalmykov, S. A. Yi, and G. Shvets, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 024011 (2009).
2. A. I. Yakimenko, O. O. Prikhodko, and S. I. Vilchynskyi, Phys. Rev. E **82**, 016605, (2010).

PENETRATION OF AN RF ELECTROSTATIC FIELD  
 INTO A MAGNETIZED PLASMA SHEET

 T. S. Rudenko<sup>1,2</sup>, T. Matsuoka<sup>3</sup>, K. P. Shamrai<sup>1</sup>, I. Funaki<sup>3</sup>, S. Shinohara<sup>4</sup>
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Faculty of Physics, Taras Shevchenko National University, Kyiv

<sup>3</sup> Japan Aerospace Exploration Agency, Kanagawa, Japan

<sup>4</sup> Tokyo University of Agriculture and Technology, Tokyo, Japan

The problem of penetration of an rf electrostatic field into plasma is of interest for development of capacitively coupled plasmas (CCPs) [1], as well as of the Lissajous Helicon Plasma Accelerator (LHPA) in which a magnetized plasma is accelerated by a rotating electrostatic field produced by two pairs of electrodes rf powered at a 90° phase shift (like in demonstration of the Lissajous figures) [2]. For both applications, an electric field, as large as possible, has to be drawn into plasma to produce efficient heating and/or acceleration. However, a drop of the applied rf voltage occurring over the boundary sheaths can reduce considerably the bulk field. We present an analytic evaluation for the rf field penetration using a simple model, and compare the results with those computed with a PIC model.

The following geometry is assumed: a sheet of neutral plasma ( $n_e = n_i = n = \text{const}$ ) is placed between two electrodes that are spaced by  $L$  and powered with the rf potentials  $\pm(V/2)\sin\omega t$ . The system is immersed in an ambient magnetic field of strength  $B$  which is parallel to the electrodes. Near the electrodes, there arise the ion sheaths ( $n_i = n$ ,  $n_e = 0$ ) of oscillating widths  $s_{1,2}(t) = s_0(1 \mp \sin\omega t)$ .

The instant electrostatic potential and electric field are found by solving the Poisson equation in the three regions (plasma and two sheaths), and then applying appropriate joining and boundary conditions. Solution of the equation of electron motion in this field (ions are assumed immobile) yields the amplitude of the oscillating sheath which, under condition  $\omega \ll \omega_c$ , is found to be equal  $s_0 = L(\omega_c^2 / 4\omega_p^2)(\sqrt{1+q} - 1)$ , where the parameter  $q = 8eV\omega_p^2 / mL^2\omega_c^4 \propto nV / L^2B^4$ . Under condition  $q \ll 1$ , the field in plasma,  $E_p \approx (1 - q/4)E_v$ , is only slightly reduced as compared with the vacuum field,  $E_v = (V/L)\sin\omega t$ , because the voltage drop across the sheaths is small. If  $q \gg 1$ , one finds  $E_p \approx (2/\sqrt{q})E_v \ll E_v$ ; i.e., the field penetrates poorly because of strong potential drop.

Typical dependences of the amplitudes of the sheath width and of the plasma field on the applied rf voltage are shown in Fig. 1, for  $n = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $B = 100 \text{ G}$ ,  $L = 4 \text{ cm}$ , and  $\omega/2\pi = 13.56 \text{ MHz}$ .

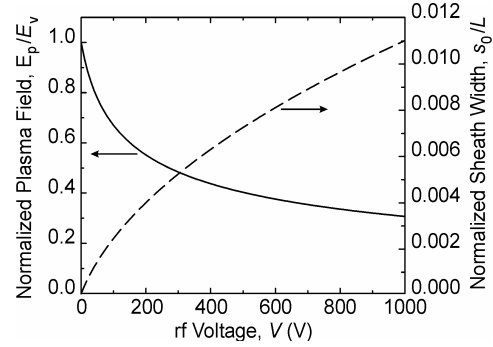


Fig. 1. The sheath width and the plasma field as functions of the applied rf voltage.

Plasma field computed with the PIC code at various parameters is shown in Fig. 2 as function of the parameter  $q$  [3]. The analytic dependences are also shown there and found to be in a good agreement with computations.

Thus, the results of the simple analytic model can be used for evaluation of the rf field in plasma and, further, of plasma acceleration in the LHPA [3].

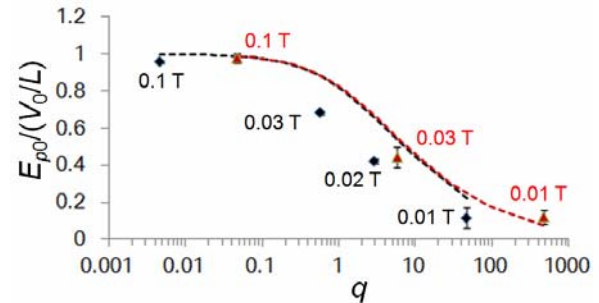


Fig. 2. Plasma-to-vacuum field ratio vs  $q$ , for  $V = 10 \text{ V}$ ,  $L = 1 \text{ cm}$ , and  $\omega/2\pi = 100 \text{ MHz}$ . Diamonds (triangles) are computed for  $n = 10^{12}$  ( $10^{13}$ )  $\text{cm}^{-3}$ . The black and red dotted curves are analytic dependences, for the same densities. Figures on the plot indicate the magnetic field strengths.

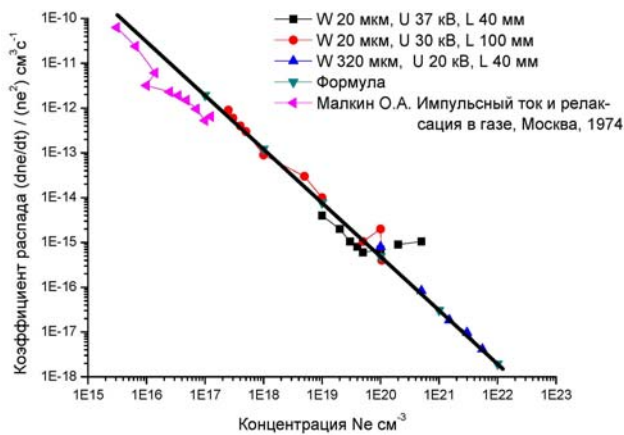
1. M.A. Lieberman and A.J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and material processing* (Wiley, New York, 1994).
2. K. Toki, S. Shinohara, T. Tanikawa and K. P. Shamrai. *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf.* (Fort Lauderdale, USA, Jul 2004) AIAA2004-3935.
3. T. Matsuoka, I. Funaki, T. Nakamura *et al.*, *20th International Toki Conference* (Gifu, Japan, Dec 2010).

## ЭМПИРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА РАСПАДА НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

О. А. Федорович, Л. М. Войтенко

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Рекомбинационные процессы в неидеальной плазме (НП) изучены недостаточно как теоретически, так и экспериментально [1 - 7]. Это связано со сложностью теоретического описания процессов протекающих в НП [1 - 4]. Экспериментальные результаты тоже сложно получить так как НП в лабораторных условиях существует очень короткие времена – нано-, микро- и миллисекунды. Нет оборудования и методик, позволяющих измерять параметры НП, особенно при концентрациях электронов, больших  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Только в последние годы появилось несколько теоретических работ посвященных этой теме [3, 4]. Необходима экспериментальная проверка теоретических работ. В работах [5 - 7] приводятся экспериментальные результаты зависимостей коэффициентов распада от концентрации электронов в двойном логарифмическом масштабе. По результатам этих работ коэффициент распада плазмы практически линейно уменьшается с увеличением концентрации электронов в плазме (рисунок).



Зависимость скорости распада плазмы от концентрации электронов.

По результатам работ подобрана эмпирическая формула зависимости коэффициентов распада от концентрации электронов:

$$K = 4,9 \cdot 10^8 (N_e)^{-1,2} = 4,9 \cdot 10^8 \cdot N_e^{-6/5},$$

где  $\frac{dN_e}{dt} / n_e^2 = K$  – коэффициент распада,  $\text{см}^3/\text{с}$ ;

$N_e$  – концентрация электронов,  $\text{см}^{-3}$ .

Эта формула описывает зависимость от  $N_e$  в диапазоне концентраций электронов  $10^{15} \text{ см}^{-3} \leq N_e \leq 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Данные получены для водородно-кислородной плазмы в диапазоне  $10^{17} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и для вольфрамовой  $10^{20} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$ .

Величина заряда ионов и температура не учитывались. Экспериментальные данные по коэффициентам распада получены из трех режимов разрядов. Температура изменялась в пределах  $(7 - 35) 10^3 \text{ К}$ .

В плазме вольфрама возможна вторая ионизация ( $E_2 = 16,1 \text{ эВ}$ ). Производится сравнение полученных результатов с теоретическими расчетами по работам [1, 3, 4]. При сравнении экспериментальных результатов с расчетами по теоретической работе [1] получено большое различие, которое уменьшается с уменьшением  $N_e$ . В [1] предполагается механизм тройной рекомбинации – электрон - электрон - ион. Теоретическая работа [3] предсказывает уменьшение коэффициента распада с увеличением концентрации электронов, что качественно совпадает с результатами, полученными экспериментально. В работе [3] предполагается бинарная рекомбинация, а не тройная.

1. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев и И.Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Атомиздат, М., 1982), 378 с.
2. Ю.К. Куриленков, ТВТ **18**, № 6, 1312 (1980).
3. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев и И.Т. Якубов, ДАН **296**, № 33, 576 (1987).
4. A. Lankin and G. Norman, *Contribution to Plasma Physics* **49**, No. 10, 723 (2009).
5. O.A. Fedorovich and L.M. Voitenko, *Ukrainian Journal of Physics* **53**, No. 5, 450 (2008).
6. O.A. Fedorovich and L.M. Voitenko, *Problems of atomic science and technology. Series "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration"* **No. 4**, 288 (2008).
7. O.A. Федорович и Л.М. Войтенко, *Problems of atomic science and technology. Series "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration"* **No. 4**, 354 (2010).

**МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИЙ ЭЛЕКТРОНОВ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ В ДИАПАЗОНЕ  $10^{17}\text{см}^{-3} < N_e < 10^{22}\text{см}^{-3}$  ПО ВЕЛИЧИНЕ «ОПТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ»**

**О. А. Федорович**

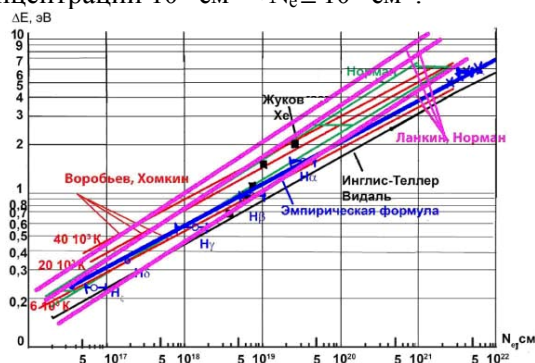
*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Неидеальная плазма (НП) находит все большее практическое применение в технологических процессах. Распространена плотная и НП также в природе [1]. До настоящего времени не установлена взаимосвязь между оптическими свойствами плотной плазмы и ее параметрами. Отсутствуют надежные методики измерений параметров НП при концентрациях электронов ( $N_e$ ) выше  $10^{19}\text{см}^{-3}$ . До  $N_e \leq 10^{19}\text{см}^{-3}$  концентрацию электронов можно измерить по уширению линии водорода серии Бальмера  $H_\alpha$  (656,3 нм). При значениях концентрации  $N_e > 4 \cdot 10^{19}\text{см}^{-3}$  из спектра исчезает и  $H_\alpha$  (656,3 нм). Но возможно применение новой методики измерения концентрации электронов в НП по величине «оптической щели», или «по границе спектра парных состояний в плотной плазме» [2], (что одно и то же). Величина «оптической щели» ( $\Delta E$ ) – это разница между величиной потенциала ионизации атома и энергией верхнего уровня реализовавшейся линии в НП. Целью настоящей работы является получение эмпирической формулы для зависимости величины «границы серии парных состояний» [2] от концентрации электронов, сравнение с различными теоретическими и экспериментальными работами, а также разработка новой методики измерения концентрации электронов на поверхности канала НП по появлению линии с наиболее высокой энергией верхнего уровня.

Исследуя релаксацию плазмы импульсных разрядов в воде, автору удалось проследить динамику спектра водородно-кислородной плазмы в пределах концентраций электронов  $10^{20}\text{см}^{-3} \geq N_e \geq 2 \cdot 10^{17}\text{см}^{-3}$ . В области линии  $H_\alpha$  до 12 мкс никаких особенностей на сплошном спектре излучения в области 630 - 680 нм не наблюдается. На 15 мкс появляется провал интенсивности в области линии  $H_\alpha$  с минимумом интенсивности в центре линии  $H_\alpha$  656,3 нм. Значения  $N_e$ , рассчитанные по формуле Саха из значений давления, яркостной температуры плазмы и уравнения состояния идеального газа на 15 мкс, составляют  $(2,5 - 6) \cdot 10^{19}\text{см}^{-3}$ .

В работе [3] показано, что в самом начале разряда при взрыве проводника из вольфрама нет ни одной линии поглощения. С течением времени появляются линии поглощения с все более высокими потенциалами возбуждения, что происходит одновременно с уменьшением концентрации

электронов в плазменном канале. Необходима только привязка величины  $\Delta E$  к концентрации электронов  $N_e$ . В работе [4] показано, что наблюдаемый в спектре излучения вольфрамовой плазмы провал интенсивности в 4 - 10 раз в видимом диапазоне спектра соответствует плазменной частоте. Но по плазменной частоте можно достаточно точно определить концентрацию плазмы в канале. Получается несколько точек привязки значений  $\Delta E$  к концентрации электронов. На рисунке приведена экспериментальная зависимость «величины щели» от  $N_e$  в диапазоне концентраций  $10^{17}\text{см}^{-3} < N_e \leq 10^{22}\text{см}^{-3}$ .



Зависимость величины «оптической щели» неидеальной плазмы от концентрации электронов.

Автором получена эмпирическая формула экспериментальной зависимости величины «оптической щели» от концентрации электронов:  $\Delta E = 1,32 \cdot 10^{-5} \cdot N_e^{0,26} \approx 1,32 \cdot 10^{-5} \cdot N_e^{1/4}$ , где  $[\Delta E] = \text{эВ}$ ;  $[N_e] = \text{см}^{-3}$  (концентрация электронов). Не противоречат полученной зависимости и результаты, полученные для величины «оптической щели» для ксенона. Формула не учитывает возможную вторую ионизацию ионов вольфрама ( $E_2 = 16,1 \text{ эВ}$ ) и справедлива для температур  $(7 - 45) \cdot 10^3 \text{ К}$ . Приведенную формулу можно рекомендовать как самую простую методику определения концентрации электронов в наружном слое НП, определив линию с самым высоким верхним уровнем возбуждения в спектре излучения (поглощения) и получив  $\Delta E$ .

1. В.Е. Фортов, УФН. **179**, № 6, 653 (2009).
2. A. Lankin and G. Norman, Contribution to Plasma Physics B **49**, № 10, 723 (2009).
3. О.А. Федорович, ВАНТ, сер. «Физика плазмы», **15**, № 1, 145 (2009).
4. О.А. Федорович, ВАНТ, сер. «Плазменная электроника и новые методы ускорения», **4**, 283 (2008).



**ПІДВИЩЕННЯ ЕНЕРГОЕФЕКТИВНОСТІ ІМПУЛЬСНИХ ЕЛЕКТРОРОЗРЯДНИХ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ПРОЦЕСІВ****П. В. Порицький, П. Д. Старчик***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У багатьох електророзрядних технологічних процесах – штампуванні, очищенні литва, дробленні порід тощо – джерелом дії є імпульсний електричний розряд в рідині. Ефективність перетворення електричної енергії, що витрачається на живлення устаткування, в енергію руху робочого середовища при цьому визначається параметрами плазми, що утворюється в розрядах. З ростом потужностей, що вводяться, підвищення міри нагріву плазми збільшує непродуктивні втрати через зниження її омичного опору та росту випромінювання – більше енергії втрачається в ланцюгах, що підводять струм, і випромінюється в діапазоні прозорості оточення розрядів. Підвищити ефективність перетворення енергії в таких процесах можливо шляхом стимулювання розвитку в плазмі розрядів турбулентного перемішування, що інтенсифікує енергообмін у плазмових каналах [1]. Турбулізація плазми призводить до посилення винесення енергії на поверхню плазмових каналів. Більша частина її при цьому повертається в розрядний канал разом з холодною плазмою, що утворюється на його поверхні. Такий процес знижує міру нагріву плазми в каналі, оскільки підвищення темпу введення енергії в розряд компенсується ростом щільності плазми в ньому. Істотно, що при цьому змінюються не лише електричні, але й гідродинамічні характеристики подібних розрядів і підвищується ефективність перетворення електричної енергії, що вкладається, у кінетичну енергію прискорюваної плазмовим каналом робочої рідини.

Характер та інтенсивність турбулентного перемішування плазми імпульсних розрядів у рідинах визначаються гідродинамічними нестійкостями, що розвиваються в них [2]. Інкременти наростання останніх у першу чергу залежать від таких чинників: амплітуд і часових залежностей стимулюючих розвиток нестійкостей прискорень рідини, яка оточує канал; співвідношень часів дії чинників, що породжують нестійкості, з характерним часом їхнього розвитку; просторових характеристик збурень циліндричної форми розрядних каналів, що утворюються на початку формування розрядів, або таких, що штучно вносяться для стимулювання розвитку турбулентного перемішування.

Виконані експериментальні дослідження виявили вплив режимів розрядів та умов їхньої ініціації на розвиток турбулентного перемішування при коливальних розрядах ємнісних накопичувачів енергії на занурений у воду розрядний проміжок. Установлено пороговий характер появи турбулентного перемішування в розрядах залежно від розмірів початкових збурень циліндричної форми розрядних каналів і потужностей, які може розвинути джерело енергії. Спостережувані залежності пояснені впливом на розвиток турбулентного перемішування змін поверхневого натягу і в'язкості рідин з ростом тисків і температур у розрядах. Особливу роль у розвитку розрядів турбулентне перемішування відіграє при іскровому пробіє рідини. Множинні початкові викривлення іскрового каналу настільки інтенсифікують розвиток турбулентних процесів у каналі, що часто він навіть розділяється на ланцюжки окремих вихрових утворень. Підбором методу запалення імпульсних розрядів у рідинах можливо управляти їхніми характеристиками, оптимізувати режими протікання розрядних процесів, подовжувати терміни служби апаратури, що використовує подібні розряди.

Розглянутий вище механізм впливу турбулентного перемішування на властивості розрядних каналів притаманний не лише розрядам у рідинах. Подібні явища можуть мати місце в плазмі розрядів у газах і речовинах у твердому стані. За допомогою цілеспрямованого впливу на розвиток та характер турбулентного перемішування в плазмових каналах імпульсних розрядів можливо суттєво змінювати розрядні процеси в потрібних для технологічних потреб напрямках.

1. П.Д. Старчик, в *Тез. докл. Междунар. научно-практ. конф. «Энергоэффективность-2010»*, Київ, Україна, 19-21 октября 2010 г. с. 212.
2. Л.М. Войтенко, О.В. Кононов, П.В. Порицький та П.Д. Старчик, *Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. № 1*, 115 (2000).

## О РАСПАДЕ НЕИДЕАЛЬНОЙ ВОДОРОДНО-КИСЛОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ С ПРИМЕСЯМИ ВОЛЬФРАМА

О. А. Федорович, Л. М. Войтенко

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

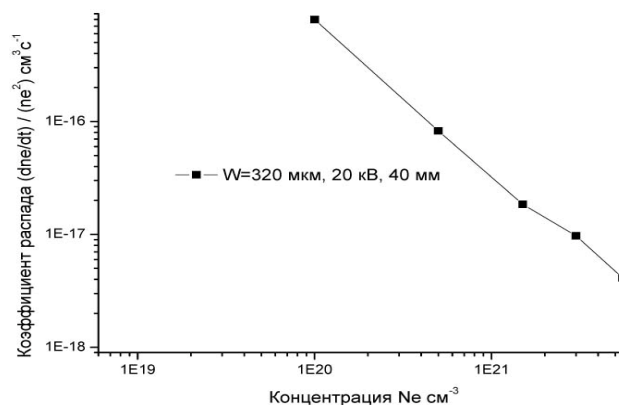
Рекомбинационные процессы в неидеальной плазме (НП) изучены недостаточно. В работах [1, 2] было показано, что отличие экспериментальных коэффициентов распада от расчетных при высоких концентрациях электронов  $N_e$  ( $10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) может достигать шести порядков. С уменьшением концентрации электронов наблюдается сближение теоретических и экспериментальных значений коэффициентов распада [2]. При уменьшении концентрации электронов от  $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  до  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  коэффициент распада увеличивается, и если использовать двойной логарифмический масштаб, то получается практически линейное увеличение коэффициента распада с уменьшением концентрации электронов. Без примесей вольфрама максимальная концентрация электронов в плазме не превышала  $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  при начальном напряжении 37 кВ при длине разрядного промежутка 40 мм.

В данной работе рассматриваются полученные экспериментально зависимости коэффициентов распада от концентрации электронов в плазменном канале неидеальной водородно-кислородной плазмы с примесями вольфрама.

При использовании для инициирования импульсного разряда в воде проводника из вольфрама толщиной 320 мкм и длиной 40 мм при начальном напряжении на разрядном промежутке 20 кВ концентрация электронов в плазме увеличивается до  $5,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Длительность вклада энергии в канал  $\sim 10$  мкс. Яростная температура плазменного канала при этом меняется мало (от  $7 \cdot 10^3$  до  $10 \cdot 10^3$  К). Концентрация электронов определялась по величине «оптической щели». За 130 мкс концентрация электронов в плазме уменьшилась от  $5,5 \cdot 10^{21}$  до  $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , а коэффициент распада при этом увеличился от  $4 \cdot 10^{-18}$  до  $1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3/\text{с}$  (рисунок).

Имеющиеся в литературе расчеты зависимостей коэффициентов распада от параметров плазмы, в том числе и неидеальной, не объясняют такого большого различия в коэффициентах распада при больших плотностях электронов в НП [3 ÷ 7]. Авторы связывают большое уменьшение скорости распада в НП с «нереализацией» уровней в атомах и пропаданием линий излучения и

поглощения под воздействием громадных микрополей, возникающих в неидеальной плазме с высокими концентрациями электронов. То есть, пропадают уровни, на которые могут рекомбинировать свободные электроны.



Зависимость скорости распада плазмы от концентрации электронов.

Коэффициент распада с увеличением концентрации электронов в диапазоне  $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \leq N_e \leq 5,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  уменьшается практически линейно от  $1 \cdot 10^{-15}$  до  $4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3/\text{с}$  (при яркостных температурах  $7 \cdot 10^3 \div 10 \cdot 10^3$  К). Полученные экспериментальные данные можно объяснить, используя результаты расчетов (в рамках метода молекулярной динамики) скорости рекомбинации в НП, приведенные в [8].

1. О.А. Федорович и Л.М. Войтенко, УФЖ. **53**, № 5, 451 (2008).
2. О.А. Федорович и Л.М. Войтенко, ВАНТ, серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения», № 4, 288 (2008).
3. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев и И.Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Атомиздат, М., 1982), 378 с.
4. Д. Бейтс и А. Далгарно, в *Атомные и молекулярные процессы*, под ред. Д. Бейтса (Мир, М., 1964), с. 224.
5. N. D'Angelo, Ph. Rev. **121**, № 2, 505 (1961).
6. Ю.К. Куриленков, ТВТ. **18**, № 6, 1312 (1980).
7. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев и И.Т. Якубов, ДАН. **296**, № 33, 576 (1987).
8. A. Lankin and G. Norman, Contrib. Plasma Phys. **49**, No. 10, 723 (2009).

# Анотації робіт з радіоекології та радіобіології

## РАСЧЕТ РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЫ ЦИКЛОТРОНА MINitrace

А. Н. Берлизов, В. В. Тришин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Медицинский циклотрон MINitrace (GE Healthcare) предназначен для производства короткоживущих радионуклидов, в том числе  $^{18}\text{F}$  ( $T_{1/2} = 1,83$  ч) для проведения ранней диагностики онкологических и кардиологических заболеваний методом позитрон-эмиссионной томографии (ПЭТ). Нарботка  $^{18}\text{F}$  в циклотроне осуществляется с использованием реакции  $^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$ , которая вызывается ускоренными до энергии 10 МэВ протонами ( $I_{\text{макс}} = 50$  мкА) в мишени  $\text{H}_2^{18}\text{O}$ , обогащенной по изотопу  $^{18}\text{O}$  ( $\geq 95\%$ ).

Нами были рассчитаны толщины барьеров биологической защиты бункера циклотрона, а также комбинированной защиты дверей и различных технологических каналов.

Расчеты проводились методом Монте-Карло с использованием кода MCNP4c [1] с учетом вкладов от нейтронного и фотонного излучений. Необходимая кратность ослабления и толщины барьеров оценивались исходя из консервативной величины максимальной суммарной мгновенной мощности дозы  $MЭД_{n+\gamma} = 0,3$  мкЗв/ч на внешней стороне барьеров.

Для основных защитных барьеров бункера получено: пол – 130 см бетона ( $\rho = 2,35$  г/см<sup>3</sup>), стены и потолок – 120 см бетона, дверь – 3 мм сталь + 10 см полиэтилен высокого давления + 5 мм свинец + 3 мм сталь. Относительно небольшие толщины защитных барьеров обусловлены наличием достаточно эффективной интегрированной биологической защиты, входящей в состав циклотрона.

Проведены расчеты генерации радиоактивных газов и аэрозолей при эксплуатации циклотрона за счет активации воздуха нейтронами, как внутри, так и снаружи циклотрона. Расчеты с использованием программы NAAPRO [2] показали, что основным источником генерации радиоактивных газов является активация воздуха внутрициклотронного пространства, вклад которой составляет  $> 99\%$ . Оцененная активность воздуха в бункере оказалась незначительной ( $A \approx 240$  Бк/м<sup>3</sup>), что обусловлено наличием встроенной линии задержки выбрасываемых из циклотрона газов ( $t_{\text{зад}} \approx 200$  мин). Основным радионуклидом, обуславливающим около 99 % активности воздуха в бункере циклотрона, является  $^{41}\text{Ar}$  ( $T_{1/2} = 1,82$  ч).

Также были проведены расчеты наработки радионуклидов за счет активации элементов конструкции циклотрона (ускорительной камеры, магнита, коллиматора, фольг, мишенного узла, интегрированной защиты) протонами и нейтронами. Через сутки после остановки основными дозообразующими нуклидами являются:  $^{48}\text{V}$  (5 ГБк,  $T_{1/2} = 15,97$  д),  $^{56}\text{Co}$  (340 МБк,  $T_{1/2} = 77,3$  д),  $^{52}\text{Mn}$  (150 МБк,  $T_{1/2} = 5,59$  д),  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  (110 МБк,  $T_{1/2} = 249,9$  д),  $^{24}\text{Na}$  (16 МБк,  $T_{1/2} = 15$  ч) и  $^{60}\text{Co}$  (12 МБк,  $T_{1/2} = 5,27$  л).

На основе рассчитанных величин активности внутрициклотронных конструкций были получены оценки толщины защитных барьеров, необходимых для защиты персонала при проведении периодического обслуживания циклотрона. Также были получены оценки радионуклидного состава и накопленной активности циклотронных конструкций за весь срок эксплуатации ( $T = 30$  лет при коэффициенте использования 20 %). Результаты данных расчетов показаны на рисунке.

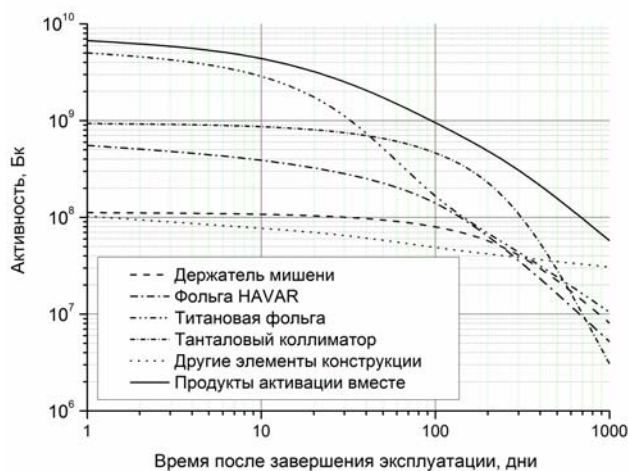


Рис. 1. Динамика изменения наведенной активности конструктивных элементов циклотрона MINitrace по истечении срока его эксплуатации.

1. J.F. Briesmeister, *MCNP – a general Monte Carlo N-particle transport code*, Los Alamos National Laboratory Report, 1997, LA-12625-M.
2. V.K. Basenko, A.N. Berlizov, I.A. Malyuk, and V.V. Tryshyn, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry* **263**, No. 3, 675 (2005).



**ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КАНАЛОВ РЕАКТОРА ЭНЕРГОБЛОКА № 2 ЧАЭС**

**А. Н. Берлизов<sup>1</sup>, И. А. Малюк<sup>1</sup>, В. В. Петров<sup>2</sup>, А. И. Савин<sup>2</sup>, А. Д. Сажениук<sup>1</sup>, В. В. Тришин<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

<sup>2</sup> *ГСП "Чернобыльская АЭС", Славутич*

В рамках мероприятий по снятию с эксплуатации выполнено экспериментальное исследование радиационных характеристик топливных канальных труб реакторной установки РБМК-1000 энергоблока № 2 ЧАЭС. Согласно расчетам, за время эксплуатации (T = 4758 сут - с декабря 1978 по октябрь 1991 г.) в конструкциях энергоблока накоплено ~ 1 млн Ки радиоактивности, вклад технологических каналов (ТК) составляет около 60 %.

В рамках данного исследования были измерены активности продуктов активации <sup>94</sup>Nb, <sup>93m</sup>Nb, <sup>60</sup>Co, <sup>55</sup>Fe, <sup>59</sup>Ni и <sup>41</sup>Ca в образцах ТК, а также активности продуктов деления/активации <sup>94</sup>Nb, <sup>60</sup>Co, <sup>90</sup>Sr, <sup>134</sup>Cs, <sup>137</sup>Cs, <sup>154</sup>Eu, <sup>155</sup>Eu, <sup>125</sup>Sb и трансурановых элементов (ТУЭ) <sup>238</sup>Pu, <sup>239+240</sup>Pu, <sup>241</sup>Am, <sup>243+244</sup>Cm в коррозионном слое внутренней поверхности ТК. Образцы были отобраны на разных высотных отметках пяти топливных каналов согласно схеме на рис. 1. Исследованные ТК располагались в центре активной зоны реактора и имели энерговыработку P ≈ 7 ГВт · сут.

Исследования проведены методами γ-, X- и α-спектрометрии высокого разрешения. Подготовка образцов включала радиохимическое разделение и концентрирование с использованием методов экстракции и ионообменной хроматографии. Типичные спектры γ- и рентгеновского излучений показаны на рис. 2 и 3.

Полученные распределения активности продуктов активации и <sup>137</sup>Cs по длине ТК характеризуются областью плато, которая приходится на диапазон высот 6500 - 11000 мм. Активности радионуклидов составляют: 108 МБк/г - <sup>93m</sup>Nb; 3,5 МБк/г - <sup>94</sup>Nb; 0,2 МБк/г - <sup>60</sup>Co и <sup>55</sup>Fe; 10 кБк/г - <sup>137</sup>Cs; 1 кБк/г - <sup>59</sup>Ni.

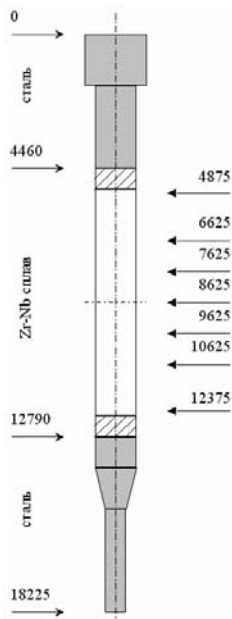


Рис. 1. Схема отбора образцов ТК (высотные отметки точек отбора указаны в мм).

Содержание <sup>90</sup>Sr и ТУЭ в коррозионном слое ТК составило ≈ 3 кБк/г и (10 ÷ 100)-н Бк/г, соответственно. Получены оценки запаса активности измеренных радионуклидов для всей реакторной установки.

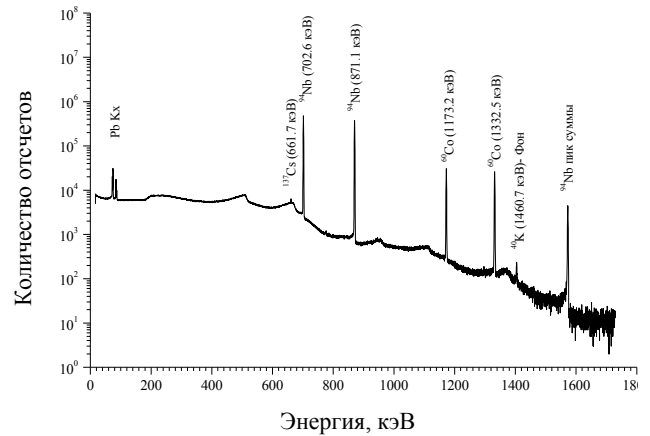


Рис. 2. Типичный спектр γ-излучения образца ТК.

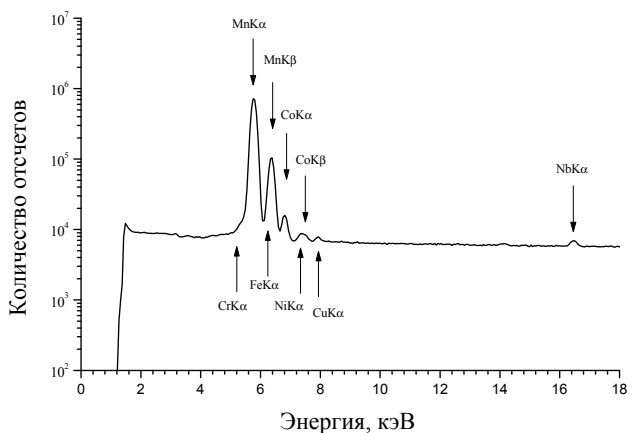
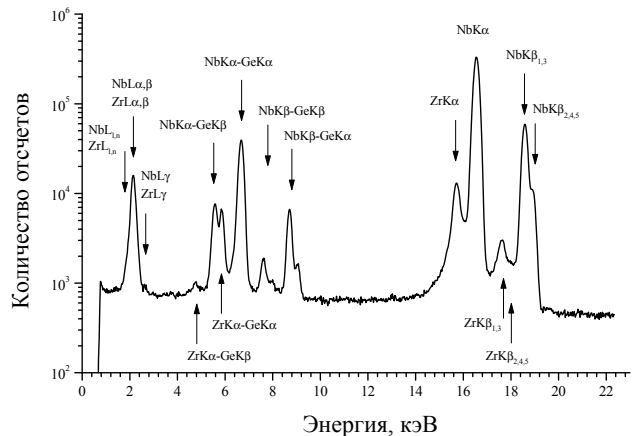


Рис. 3. Спектры рентгеновского излучения образца ТК: сверху – без радиохимического разделения (толстый образец), внизу – после радиохимического отделения высокоактивной Zr-Nb матрицы (тонкий образец).

RE-EVALUATION OF THE GAMMA-RAY ENERGY AND EMISSION PROBABILITY FOR THE 159 keV TRANSITION IN  $^{238}\text{U}$  FOLLOWING THE DECAY OF  $^{242}\text{Pu}$ 

 A. N. Berlizov<sup>1</sup>, P. van Belle<sup>2</sup>, E. Zuleger<sup>2</sup>, H. Ottmar<sup>2</sup>
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> European Commission, Joint Research Centre, Institute for Transuranium Elements, Karlsruhe, Germany

$^{242}\text{Pu}$  is one of the long-lived plutonium isotopes being accumulated in nuclear fuel during the reactor operation. The relative content of this isotope in the spent fuel from light water power reactors is around 4 - 6 wt % at a conventional burn-up of 30 - 40 kW day/gU, but can reach levels of up to 10 - 12 wt % at elevated burn-up. The quantification of  $^{242}\text{Pu}$  becomes therefore an important issue from the nuclear material accountancy, nuclear safeguards and nuclear safety perspectives, where both the total amount of plutonium and its isotopic composition are essential.

Because of the very low specific activity of  $^{242}\text{Pu}$ , the non-destructive assay of this isotope by means of conventional high-resolution gamma-spectrometry (HRGS) is only possible for Pu samples highly enriched in  $^{242}\text{Pu}$ . For bulk samples suffering from the self-attenuation and self-fluorescence effects, the only practical choice for the quantitative analysis of  $^{242}\text{Pu}$  is the weak  $\gamma$ -line emitted in the 159 keV transition of its  $\alpha$ -decay daughter  $^{238}\text{U}$ . A recent study revealed a significant disagreement between the  $^{242}\text{Pu}$  mass in a 99.72 % enriched  $^{242}\text{PuO}_2$  sample as reported by HRGS and neutron coincidence counting (NCC). This motivated the present study on the experimental re-evaluation of the  $\gamma$ -emission probability for the 159 keV transition using a combination of  $\alpha$ -,  $\gamma$ - and mass-spectrometry techniques.

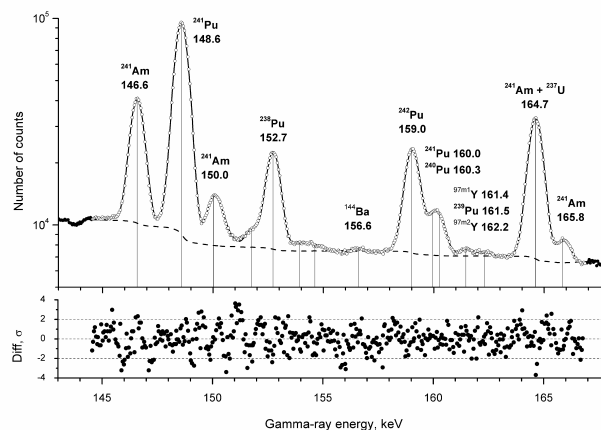
The approach makes use of the presence of other Pu isotopes in the above  $^{242}\text{PuO}_2$  sample to derive new characteristics for the 158.8 keV line of  $^{242}\text{Pu}$  in a comparative way. In the immediate vicinity of the 158.8 keV line (see Figure) there occur  $\gamma$ -rays from  $^{240}\text{Pu}$  ( $E_0 = 160.31$  keV) and  $^{241}\text{Pu}$  ( $E_{11} = 148.57$  keV,  $E_{12} = 159.96$  keV), whose emission probabilities are accurately known.

**Isotopic abundances in the  $^{242}\text{PuO}_2$  sample: HRGS vs. isotopic dilution mass-spectrometry (IDMS)**

Nuclide	HRGS with old $P_2$	IDMS	HRGS with new $P_2$
$^{238}\text{Pu}$	0.0065 (6)	0.004722 (20)	0.00470 (20)
$^{239}\text{Pu}$	0.184 (22)	0.1230 (8)	0.135 (13)
$^{240}\text{Pu}$	0.163 (23)	0.1268 (9)	0.122 (11)
$^{241}\text{Pu}$	0.032 (3)	0.02464 (22)	0.0235 (11)
$^{242}\text{Pu}$	99.61 (4)	99.7209 (12)	99.715 (20)

1. A.N. Berlizov, P. van Belle, E. Zuleger, and H. Ottmar, Applied Radiation and Isotopes, **69**, 531 (2011).

2. F.E. Chukreev, V.E. Makarenko, and M.J. Martin, Nuclear Data Sheets for A=238, **97**, 129 (2002).



The spectrum region used to derive new characteristics of the 159 keV transition. Open circles - fitted interval; solid line - fitting model; dotted line - delineated continuum.

The respective  $\gamma$ -rays therefore can be used as an internal reference. The narrow energy spacing of the peaks requires only minor corrections for detection efficiency, with a resulting small uncertainty contribution to the final result.

To implement this approach, special procedures for sample dissolution, isotopic characterization and sample counting were applied (see details in [1]). The obtained new emission probability  $P_2 = (2.20 \pm 0.08) \cdot 10^{-6}$  turned out to be  $\approx 35$  % smaller than the currently adopted value [2]. The study also suggested a new value  $E_2 = 159.018 \pm 0.016$  keV for the energy of the respective  $\gamma$ -ray.

The consistency of the new emission probability value is proved by the independent NCC and mass-spectrometry results (the latter are demonstrated in Table).

КОНТРОЛЬ ПОТУЖНОСТІ РЕАКТОРА ПО ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЮ  $^{16}\text{N}$ 

А. М. Берлізов, І. А. Малюк, О. Ф. Рудик, В. І. Слісенко, В. В. Тришин

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Контроль потужності водо-водяних реакторів забезпечується штатними системами вимірювання гідродинамічних і теплотехнічних параметрів реактора та нейтронних потоків. Обидва методи мають свої недоліки: перший – щодо оперативності (через інерційність теплотехнічних процесів), другий – через неконтрольовану невизначеність результатів, обумовлену високою чутливістю іонізаційних камер до  $\gamma$ -випромінювання та положення органів регулювання.

У роботі [1] указано на доцільність і перспективність контролю потужності та витрат теплоносія на основі реєстрації  $\gamma$ -випромінювання радіонукліда  $^{16}\text{N}$ , що утворюється у воді першого контуру за реакцією  $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ .

З метою розробки цього методу радіаційного контролю в технологічних приміщеннях реактора ВВР-М було змонтовано стаціонарну байпасну лінію для транспортування теплоносія першого контуру. На базі високошвидкісного  $\gamma$ -спектрометра Canberra створено установку для безперервного вимірювання спектрів (рис. 1) з метою дослідження залежності інтенсивності  $\gamma$ -квантів  $^{16}\text{N}$  від потужності реактора.

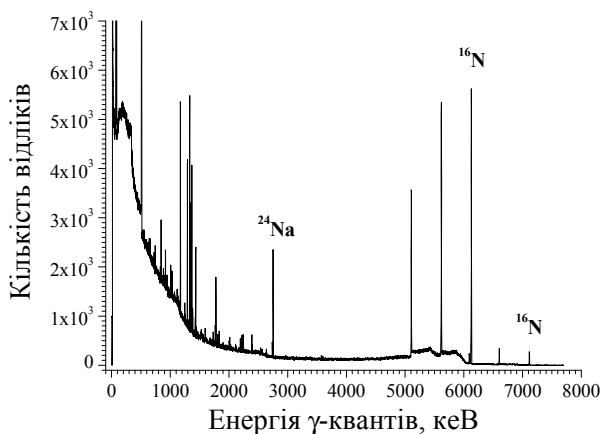


Рис. 1. Спектр  $\gamma$ -випромінювання теплоносія в байпасній лінії.

На рис. 2 і 3 наведено порівняння інтенсивності реєстрації  $\gamma$ -квантів радіонукліда  $^{16}\text{N}$  з показаннями штатних систем контролю потужності реактора.

Отримана нами зі стандартною невизначеністю 0,2 % швидкість лічби  $^{16}\text{N}$  добре корелює з показниками штатних систем, маючи суттєву перевагу в чутливості при порівнянні з даними

іонізаційних камер та в оперативності при порівнянні з різницею температур  $\Delta T$  теплоносія на вході й виході активної зони.

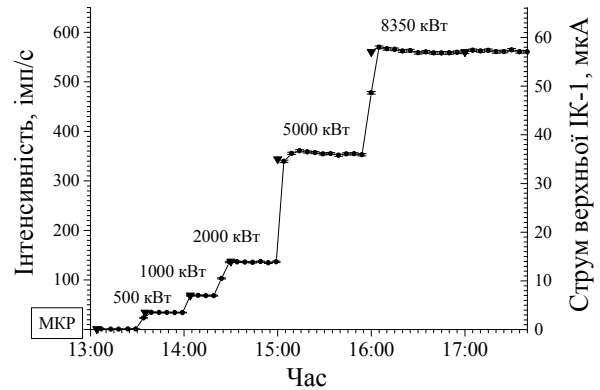


Рис. 2. Порівняння інтенсивності  $\gamma$ -квантів радіонукліда  $^{16}\text{N}$  і струму іонізаційної камери ( $\blacktriangledown$ ).

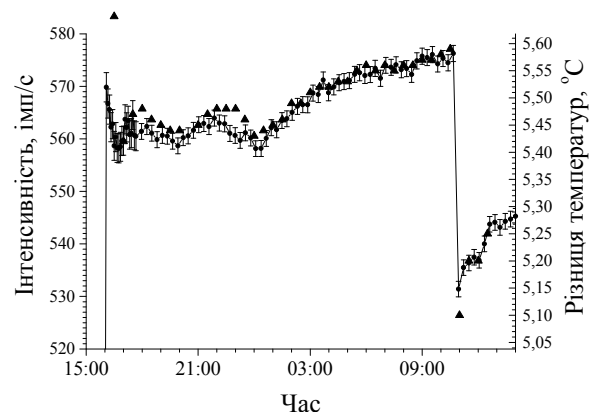


Рис. 3. Порівняння інтенсивності  $\gamma$ -квантів  $^{16}\text{N}$  і зміни  $\Delta T$  в стаціонарному режимі ( $\blacktriangle$ ).

Важливим результатом є надійна кореляція інтенсивності  $\gamma$ -квантів  $^{16}\text{N}$  з  $\Delta T$  у стаціонарному режимі, бо саме ці дві величини об'єктивно відображають сукупність процесів виділення енергії в активній зоні реактора. Перевагою контролю по  $^{16}\text{N}$  є суттєво вища оперативність і чутливість, особливо при запусках реактора та малих рівнях потужності (через інерційність теплових процесів). Показано можливість оперативної оцінки теплової потужності в діапазоні значень від мінімально контрольованої до номінальної.

1. Е.А. Панов, в *Повышение эффективности и надёжности радиационного контроля на АЭС* (М., 1990).

**DERIVATION OF THE SOURCE TERM AND ANALYSIS OF THE RADIOLOGICAL CONSEQUENCES FOR THE DESIGN BASIS ACCIDENTS AT RESEARCH REACTOR****O. V. Gaidar***Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Multipurpose research reactors (RRs) play important role both for the development of fundamental nuclear researches and development of applied nuclear and radiation technologies in different branches of industry, medicine environmental sciences and so on. Being smaller in size and generating much less nuclear energy than power reactors RRs have a broader range of operation modes and safety arrangements. The need for greater flexibility in their use requires a comprehensive approach to safety analysis. Safety analysis is mainly used to enable the operator to understand the basis for safe operation of the reactor and to demonstrate how the design of the facility and the related operational procedures contribute to the prevention and mitigation of accidents.

The objective of this work were to select a initial event for most serious Design Basis Accidents (DBA), that can lead to the release of fission products in the environment; deriving the source term and analysing the radiological consequences of such accident. For that purpose, possible initiating events leading to accident sequences were evaluated. A Fuel Channel Blockage (FCB) was selected as a credible accident scenario for the WWR-M research reactor due to the following arguments: relatively high probability just of such accident for pool research reactors; downward flow direction of cooling water.

The literature review of the past FCB accidents was performed to derive the source term. It have been studied the consequences of FCB accident at the reactors: SRE (USA, 1959), WTR (USA, 1960), ETR (USA, 1961), ORR (USA, 1963), SILOE (FRANCE, 1967), CIRUSIN-2 (INDIA, 1993), CIRUSIN-2 (INDIA, 1994) та BR-2 (Belgium, 1975) [1, 2]. The analysis of microstructural changes and associated temperature markers [2] show that the temperature in the centre of the fuel plate can increase above 900 - 950 °C before the reactor was scrammed.

At the same time it must be noted that the special construction of the top part of the fuel elements, the design of the top cover of the WWR-M reactor pool and the organization of the protective measures assure a high level of protection against blockage. Thus, a blockage is feasible only for the specific types of the small particles, the damage to the core in this case is expected to be rather low and the release of the radionuclides occurs under water. In this

case primary coolant activity significantly increases and the system for continuously control primary coolant activity scram reactor. After release of fission products from pool water into the air over the reactor pool, the control system of volume activity in the air generates repeated signal to scram reactor. So, it is reasonable to suppose that during accident one fuel element is total melted (in view of conservative approach).

To determine the fission product release from melted fuel into the reactor pool water and following release from pool water to the reactor hall and environment the tedious literature review has been carried out. It have to be noted that up to now the level of uncertainties of the estimations is significant, especially taking into account uncertainties in the determination of fuel temperature, time scale of processes and presence of fission products in different chemical form. Therefore, "weighted conservative approach" has been selected taking into account the unique experience of fuel element damage during partial blockage accident at the BR2 reactor in 1975 [2], recommendation of international agencies [1] and technical characteristics of the WWR-M facility.

For calculating the doses and consequences for the population and personal, the HotSpot-2.07, FRAMES (GENII Acute Plume Model) and MicroSheid codes have been used. Also the calculations by the approved methodologies with using of MathCad software were performed. For the evaluation of consequences to the staff and public the direct gamma radiation through the reactor building, the immersion dose, cloud shine, ground shine and inhalation doses have been taken into account. Such approaches permits to obtain values of effective doses (at different distances from reactor building), boundary conditions for different models, computer codes and to evaluate the uncertainty limits due to, for example, different meteorological conditions.

The comparison of obtained values for effective doses with Operating Intervention Levels (OILs) or minimal intervention level shows that any countermeasures are not required.

1. Derivation of the Source Term and Analysis of the Radiological Consequences of Research Reactor Accidents, IAEA SRS No. 53; 2008. 179 p.
2. A. Leenaers, F. Joppen, and S. Van den Berghe, J. Nucl. Mater. **394**, 87 (2009).

**СИСТЕМА УПРАВЛІННЯ БАЗАМИ ДАНИХ (СУБД) POSTGRESQL  
ЯК НАДІЙНЕ ДЖЕРЕЛО ЗБЕРЕЖЕННЯ МОНІТОРИНГОВОЇ ІНФОРМАЦІЇ****Ю. А. Хоменко***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Радіоекологічний моніторинг є невід'ємною складовою життєвого циклу дослідницького ядерного реактора. Він має включати в себе збір, збереження та накопичення моніторингових даних, а також аналіз та прогноз ситуації, що склалась чи може скластися, для прийняття ефективних та обґрунтованих рішень.

У даній роботі автор приділяє увагу саме першим трьома етапам розроблюваної моніторингової системи.

Моніторингові дані збираються як від датчиків, що розташовані в санітарно-захисній зоні, так і від датчиків, що розміщені поза її межами.

Радіологічні та метеорологічні дані отримуються в локальному та мережному режимі від відповідних датчиків.

Накопичення моніторингових даних проходить у три етапи: синтаксичний розбір файлу чи потоку, що містить дані, збережені в певному форматі та за відомими правилами; запис цих розшифрованих даних у певні структури даних; запис цих структур у базу даних, що виступає джерелом їхнього надійного збереження.

Збереження цих даних виступає важливою ланкою всього процесу, адже воно забезпечує існування інформації на фізичних носіях для її довготривалого зберігання та швидкого і зручного доступу до них для гарантування роботи наступних підсистем моніторингу.

На даному етапі розвитку інформаційних технологій актуальним є збереження даних у базах даних.

Ринок програмних продуктів містить велику кількість СУБД. Так, для вибору оптимальної СУБД було вирішено виділити ряд важливих параметрів для її роботи: необмеженість розміру бази даних; підтримка стандарту SQL; наявність процедурної мови; об'єктно-орієнтований підхід; просторова база даних; безкоштовність. За цими показниками з поміж таких СУБД, як MS SQL Server 2008, MS SQL Server 2008 Lite, MySQL 4.1, Oracle 10, PostgreSQL 8.4, було обрано останню як таку, що повною мірою відповідає всім поставленим вимогам.

Для забезпечення збереження моніторингових даних та їхніх відображень було створено бази даних KINR\_Monitoring, KINR\_Meta та KINR\_GIS. Для швидкого та ефективного занесення метеорологічних даних у базу даних було розроблено такі вбудовані функції, як `getvalueheight`, `synop_clouds_count_value`, `synop_clouds_type_name`, `parse_event_meteo`, `select_event_meteo` та ін. За рахунок останніх двох функцій зашифровані у форматі METAR погодні явища (-DZFG) просто і надійно перетворюються на масив відповідних кодів у базі даних (`{1;12;21}`), а при відображенні – на зрозумілі користувачеві назви ("слабка мряка, туман").

Використання СУБД PostgreSQL 8.4 забезпечило економію коштів, збереження моніторингових даних у необмеженій кількості, використання можливостей процедурної мови та об'єктно-орієнтованого підходу в базах даних для ефективного запису та вибору необхідних даних.

## ВИЗНАЧЕННЯ БІОКІНЕТИЧНИХ КОНСТАНТ ЗА ТРИВАЛОГО НАДХОДЖЕННЯ ІЗОТОПІВ $^{137}\text{Cs}$ ТА $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ДО ОРГАНІЗМУ ЩУРІВ

І. П. Дрозд, А. І. Липська, А. Д. Фурса

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Формування доз внутрішнього опромінення в організмі ссавців визначається, головним чином, особливостями кінетики інкорпорованих радіонуклідів в органах і тканинах [1, 2]. При цьому значення констант переходу радіонукліда між органами (біокінетичних констант) залежать від статі, віку, складу раціону, умов утримання, сезону тощо. Водночас саме від них залежить правильність оцінки доз внутрішнього опромінення. За два останніх десятиріччя відбулися якісні зміни в розрахунковій дозиметрії – перехід на вікзалежні багатоканальні моделі. Можливість застосування теорії камерних моделей до ссавців для описування кінетики радіонуклідів, що надійшли до організму, обґрунтована в роботі [3]. При цьому кінетика описується системою диференціальних рівнянь першого порядку, складених на основі балансу активностей в органах (камерах).

$$\frac{d\vec{q}}{dt} = \Lambda \vec{q}(t), \quad (1)$$

де  $\Lambda$  – матриця системи, недиагональними елементами якої є біокінетичні константи ( $\lambda_{ij}$ );  $\vec{q}(t)$  – вектор, компоненти якого описують вміст радіонукліда в органах.

Розв'язком системи (1) є значення біокінетичних констант. Для моделювання внутрішнього опромінення людини камерні моделі використовуються вже понад 30 років.

Уперше кінетику ізоотопів цезію і стронцію в організмі лабораторних щурів за камерними моделями описано в роботі [4], де автор, розв'язавши наближеним методом систему рівнянь (1) (використавши прикладний програмний пакет Maple 6), отримав значення біокінетичних констант для кожного органа тварин. Однак для підвищення точності розв'язування згаданої системи рівнянь метод потребує удосконалення. З цією метою нами було використано метод Рунге-Кутта та застосовано адаптаційний алгоритм, що дає змогу шляхом послідовних наближень знайти оптимальний розв'язок. За цим алгоритмом створено комп'ютерну програму на мові FORTRAN, яка дозволяє з прийнятною точністю визначати біокінетичні константи. На рис. 1 і 2 показано порівняння експериментальних та мо-

дельних кривих, що описують динаміку накопичення цезію та стронцію відповідно. Спостерігається задовільний збіг (у межах 15 % похибки), що свідчить про коректність моделювання.

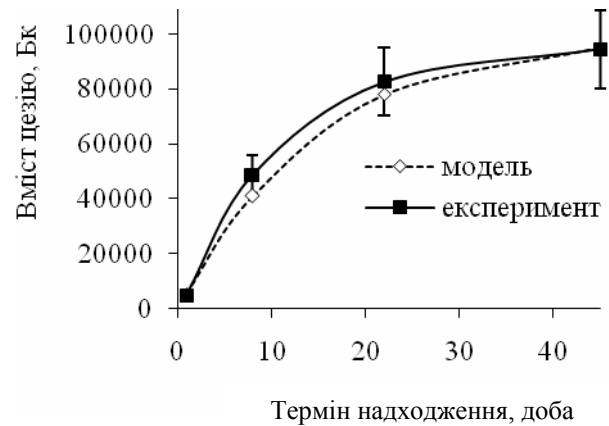


Рис. 1. Динаміка накопичення  $^{137}\text{Cs}$  в м'язовій тканині щурів за щоденного перорального надходження 15 кБк ізоотопу;  $\delta = \pm 15\%$ .

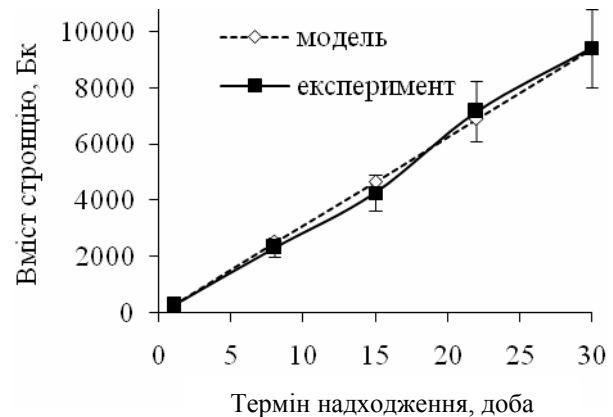


Рис. 2. Динаміка накопичення  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  у кістковій тканині щурів за щоденного перорального надходження 4,94 кБк ізоотопу;  $\delta = \pm 15\%$ .

1. І.Я. Василенко і О.І. Василенко, *Енергія: економіка, техніка, екологія* 7, 16 (2001).
2. І.Я. Василенко і О.І. Василенко *Енергія: економіка, техніка, екологія* 4, 26 (2002).
3. І.А. Лихтарев, *Автореф. дисс. д-ра физ-мат. наук* (ЛИРГ, Л., 1974).
4. А.І. Липська, *Автореф. дисс. д-ра біол. наук* (ІЯД, К., 2008).

## ЦИТОГЕНЕТИЧНІ ЕФЕКТИ В ЛІМФОЦИТАХ ПЕРИФЕРІЙНОЇ КРОВІ ПЕРСОНАЛУ ПІДРЯДНИХ ПІДПРИЄМСТВ ДСП ЧАЕС

Л. В. Тарасенко, Т. В. Циганок, Ю. О. Носач, Л. К. Бездробна

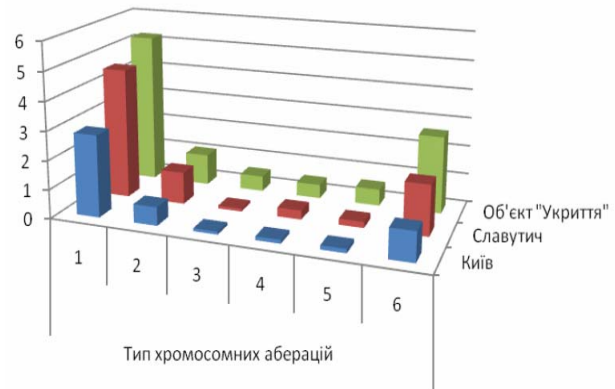
*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

На об'єкті "Укриття" ДСП ЧАЕС з 2004 р. реалізується план здійснення заходів, спрямованих на перетворення об'єкта в екологічно безпечну систему. До робіт зі створення нового конфайнмента залучено персонал різних спеціальностей підприємств. Персонал виконує роботи в полях зовнішнього опромінення різної інтенсивності та за наявності на робочих місцях високоактивних відкритих радіонуклідних джерел ( $^{238-241}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ) і можливості їхнього надходження до організму у вигляді аерозолей. Контроль внутрішнього опромінення можливий лише при дослідженні біологічних виділень (сеча, кал). Для осіб з найбільшим ризиком інкорпорації такий контроль здійснює відділ дозиметрії НЦРМ. Ураховуючи велику небезпеку внутрішнього опромінення для здоров'я людей, доцільне раннє виявлення початкових відхилень. Найбільш чутливим індикатором радіаційного впливу на людину є аберації хромосом у соматичних клітинах.

З використанням методу класичного аналізу аберацій хромосом у лімфоцитах крові нами проведено цитогенетичне обстеження 12 осіб з підприємного персоналу об'єкта "Укриття" за їхньою письмовою згодою. Тривалість їхньої роботи в локальній зоні об'єкта "Укриття" становить від 3 до 19 місяців, отримані дози зовнішнього опромінення –  $2,33 \div 20,43$  мЗв (за даними лабораторії ІДК ДСП ЧАЕС). Вік обстежених осіб 24 - 37 років.

Виявлено (рисунок), що у підприємного персоналу частота маркерів радіаційного впливу – міжхромосомних обмінів: (нестабільних (дицентричних і кільцевих хромосом разом) і стабільних (аномальних моноцентриків)), достовірно перевищує відповідні середньопопуляційні рівні [1] і значення в групах порівняння – мешканців Славутича (регіональний контроль) та Києва. Їхній рівень не відповідає дозам зовнішнього опромінення, отриманим під час професійної діяльності на об'єкті "Укриття". Лише 20 % виявлених нестабільних обмінів супроводжуються парними фрагментами, наявність яких, з великою

долею ймовірності, указує на відносно недавнє опромінення. Зафіксовані дицентрики без супровідних фрагментів, імовірно, свідчать про перенесене опромінення в минулому. Зі слів обстежених осіб (опитувальна анкета) ніхто з них до роботи на об'єкті "Укриття" не працював у сфері впливу іонізуючого випромінювання і не мешкав на територіях, офіційно віднесених до зон радіонуклідного забруднення. На час Чорнобильської аварії обстежені особи були або немовлятами, або дітьми до 12 років, тобто найбільш радіочутливою категорією населення. Не виключено, що виявлений ефект відображає мутагенне навантаження, отримане в дитинстві, що потребує подальшого дослідження (обстеження відповідної за віком контрольної групи). В окремих осіб виявлено поодинокі клітини з двома міжхромосомними обмінами (що, можливо, обумовлено внутрішнім опроміненням за рахунок інкорпорації радіонуклідів  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ) або з повністю роздробленою хромосомою (імовірно за рахунок дії інкорпорованих трансуранових елементів).



Середньогрупова частота аберацій: 1 – усіх хромосом; 2 – парних фрагментів; 3 – точкових парних фрагментів + ацентричних кілець; 4 – дицентриків + центричних кілець; 5 – аномальних моноцентриків; 6 – усіх хромосомного типу.

1. Н.П. Бочков, А.Н. Чеботарев, Л.Д. Катосова і В.И. Платонова, Генетика **37** (4), 549 (2001).



## ЦИТОГЕНЕТИЧНА ОЦІНКА ВПЛИВУ ВИРОБНИЧИХ УМОВ НА РОБІТНИКІВ ДСП “КОМПЛЕКС”

Л. В. Тарасенко, Т. В. Циганок, Т. В. Мельник, Ю. О. Носач, Л. К. Бездробна

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

ДСП “Комплекс” - головне підприємство в зоні відчуження ЧАЕС по поводженню з радіоактивними відходами (РАВ) та дезактивації. Підприємство забезпечує експлуатацію основних об’єктів, пов’язаних зі зберіганням, переробкою та дезактивацією РАВ.

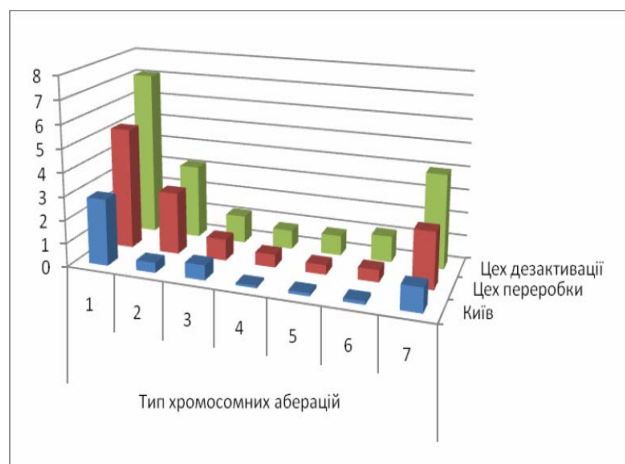
Нами проведено цитогенетичне обстеження груп осіб з персоналу цеху поводження з РАВ і цеху дезактивації з метою індикації впливу малих доз випромінювання та хімічних чинників у процесі професійної діяльності на підприємстві. Обстежені особи віком 28 - 60 років які працюють протягом 5 - 19 років у вахтенному режимі (15/15 днів), отримали, за даними лабораторії ІДК, сумарні дози зовнішнього опромінення від 5,67 до 57,24 мЗв. За останні п’ять років середньорічні індивідуальні дози зовнішнього опромінення становлять 1,2 - 1,58 мЗв. Згідно з вимірюваннями на спектрометрі випромінювання людини інкорпорації  $Cs^{137}$  у них не виявлено. Середньогрупові значення віку, професійного стажу, доз опромінення в групах персоналу обох цехів значимо не відрізняються. Робітники цеху дезактивації РАВ додатково підпадають під дію хімічних (луги, кислоти, оксид азоту) і фізичних (шум, вологість повітря до 94 %) факторів. За результатами атестації робочих місць, на робочому місці дезактиватора в зоні дихання виявлено перевищення гранично допустимих концентрацій соляної, сірчаної, азотної кислот в 1,4 - 1,5 рази.

Для порівняння було обстежено групу клінічно здорових мешканців Києва аналогічного віку, які не мали контактів з мутагенними чинниками.

Виявлено, що рівень цитогенетичних ефектів

у персоналу ДСП “Комплекс” вірогідно вищий, ніж у контрольній групі (рисунок). При цьому в дезактиваторників середньо-групова частота всіх хромосомних аберацій значимо вища, ніж у переробників РАВ. Це обумовлено, в основному, вірогідним збільшенням аберацій хромосомного типу (характерних для дії радіаційного чинника) і, у першу чергу, нестабільних і стабільних міжхромосомних обмінів, що є маркерами впливу випромінювання.

Таким чином, хоча для хімічних чинників характерною є індукція аберацій хроматидного типу, за умов сумісної їхньої дії з радіаційним чинником ефект опромінення посилюється.



Середньогрупова частота: 1 – усіх аберацій хромосом; 2 – хроматидного типу; 3 – парних фрагментів; 4 – точкових парних фрагментів + ацентричних кілець; 5 – дицентриків + центричних кілець; 6 – аномальних моноцентриків; 7 – усіх хромосомного типу.

## ОЦЕНКА ЦИТОГЕНЕТИЧЕСКИХ ДАННЫХ С ПОМОЩЬЮ КЛАСТЕРНОГО АНАЛИЗА

Е. О. Бурдо<sup>1</sup>, Д. А. Вишневский<sup>2</sup><sup>1</sup> Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев<sup>2</sup> Черновыльський радіоекологічний центр МЧС України, Черновыль

Статистическая обработка данных, полученных в результате цитогенетического анализа, порой сопряжена с некоторыми сложностями. Стандартные и традиционно применяемые статистические методы порой не позволяют выявить различия между исследуемыми группами животных. Поскольку организм является системой, все составляющие которой связаны и взаимозависимы, возможно предположить, что анализ каждого отдельного параметра системы, без учета других параметров, будет малоинформативен.

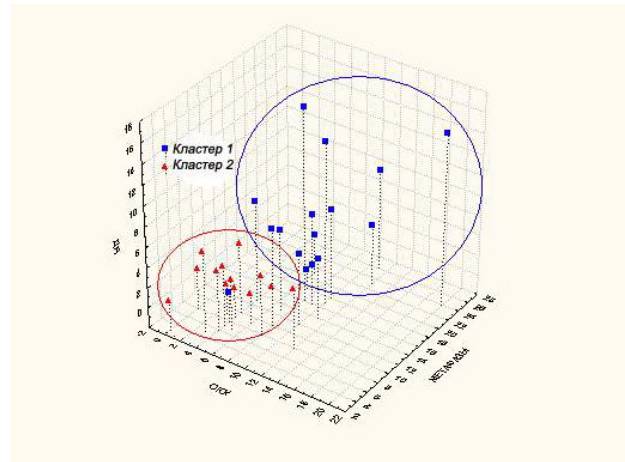
Исследования проводились на мышах линии BALB/c (в контрольной и двух экспериментальных группах). Облучение проводили на установке «Эталон» <sup>60</sup>Co с мощностью дозы 0,72 сГр в сутки. Животных облучали в течение 7 и 60 сут. (5,04 и 43,2 сГр). Препараты клеток костного мозга готовили общепринятым способом (без использования колхицина) [1], всего было проанализировано 87 тыс. клеток, по 3 тыс. клеток от каждого животного. Исследована частота встречаемости апоптозов (А), двуядерных клеток (ДЯ), интерфазных клеток с опережающей конденсацией хромосом (ОКХ), митозов (Мет) [2]. Статистическую обработку данных проводили с помощью программы STATISTIKA 7.0.

Не обнаружено статистически достоверных различий по всем параметрам между контрольной и экспериментальными группами, поэтому дополнительно был проведен кластерный анализ.

Исходное предположение кластерного анализа заключалось в том, что у каждого животного существует набор параметров, в данном случае это ОКХ, МЕТ, ДЯ которые могут характеризовать состояние определенной системы организма, и различается только частота их проявления в каждой группе. При кластерном анализе в пространстве параметров каждому животному присваивается точка, в дальнейшем эти точки группируются, и близкорасположенные в пространстве точки формируют кластер. В данном случае сформировано два кластера. Кластер 1 с высокими значениями, кластер 2 с низкими (рисунок, табл. 1 и 2). Расстояние между кластерами 5,8.

Таблица 1. Результаты анализа ( $M \pm 2\delta$ )

Группа	ОКХ	Мет	ДЯ	А
Контроль	6,40 ± 2,76	11,40 ± 5,73	4,40 ± 4,84	0,60 ± 0,97
5,04 сГр	8,33 ± 5,79	14,67 ± 6,08	6,44 ± 5,05	0,89 ± 1,62
43,2 сГр	6,40 ± 3,78	12,40 ± 6,34	4,00 ± 2,54	0,60 ± 0,69



Участники кластеров в пространстве параметров.

После распределения участников кластеров по исходным экспериментальным группам выявлена инверсия кластеров в соотношении от 3/7 до 7/3. То есть в контрольной группе было три животных с исходно высокими значениями, а после облучения и в первой, и во второй экспериментальных группах оказалось по семь животных с высокими значениями.

Примененный метод обработки данных позволяет перейти от среднегрупповых показателей по каждому отдельному параметру (ОКХ, МЕТ, ДЯ) к индивидуальному интегрированному показателю для каждого животного (точке в пространстве параметров), что в свою очередь позволило выявить более радиочувствительных животных в контрольной группе и показать, что у групп животных, облучавшихся в течение 7 и 60 суток процент более радиочувствительных особей одинаков.

Таблица 2. Состав участников кластеров

Кластер	Параметры	Среднее	Стандартное отклонение	Коэффициент вариации
1	ОКХ	9,20	3,86	14,89
	Мет	17,53	4,22	17,84
	ДЯ	6,87	4,97	24,70
	А	0,87	1,36	1,84
2	ОКХ	4,64	3,15	9,94
	Мет	7,64	1,95	3,79
	ДЯ	2,79	1,72	2,95
	А	0,50	0,76	0,58

1. А.С. Графодатский и С.И. Раджабли. *Хромосомы сельскохозяйственных и лабораторных млекопитающих* (Наука, Новосибирск, 1988), 128с.
2. Zhuan-Zi Wang, Wen-Jian Li, Hong Zhang *et al.*, World J. Gastroenterol **12(16)**, 2601 (2006).

**ПЕРЕКИСНІ ПРОЦЕСИ У КРОВІ ЩУРІВ  
ЗА ТРИВАЛОГО ПЕРОРАЛЬНОГО ВВЕДЕННЯ <sup>137</sup>Cs**

**Ю. П. Гриневич<sup>1</sup>, А. І. Липська<sup>1</sup>, І. П. Дрозд<sup>1</sup>, С. В. Телецька<sup>1</sup>, Л. І. Маковецька<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Інститут експериментальної онкології, патології і радіобіології ім. Р.С. Кавецького НАН України, Київ

Суперечливість наукової інформації щодо біологічних ефектів малих доз опромінення стимулює інтерес науковців до цієї проблеми. Крім цього, існують крайні точки зору про ступінь небезпеки малих доз радіації: від канцерогенного та мутагенного ефектів до стимулюючої дії (гіпотеза радіаційного гормезису). Науковий інтерес до біологічних ефектів малих доз іонізуючої радіації обумовлений також наявністю неоднозначних, часто суперечливих результатів досліджень, частина яких свідчить про відсутність лінійної залежності “доза - ефект” в області малих доз, інша частина - про високу біологічну ефективність хронічного опромінення в системах різного ступеня складності або велику гетерогенність відповіді систем на “слабкий вплив” у цій області доз.

Представлена робота є фрагментом комплексних досліджень особливостей перебігу перекисних процесів у крові тварин, опромінених у різних дозах та за різних режимів. Її метою було дослідження динаміки цих процесів у крові щурів за показниками хемілюмінесценції (ХЛ) крові у процесі її пероксидазного окиснення за тривалого надходження <sup>137</sup>Cs (15 кБк/добу протягом 45 діб). Дослідження виконували на статевозрілих щурах-самцях масою 180 - 230 г. Щоденно кожній тварині перорально вводили по 0,2 мл розчину <sup>137</sup>Cs у дистильованій воді. Загальна тривалість спостереження становила 135 діб. Перекисні процеси в крові визначали за методом Толедо [1] на хемілюмінометрі ХЛМ1Ц-01 за показниками світлосуми свічення за 5 хв ( $\Sigma_{300}$ ) та його максимальної інтенсивності ( $I_{\max}$ ).

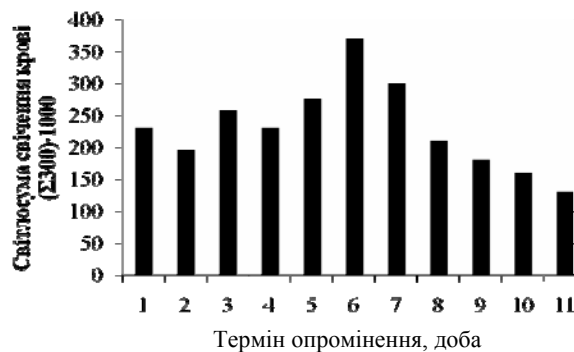
Протягом експерименту в групі контрольних тварин не виявлено суттєвих змін як  $\Sigma_{300}$ , так і  $I_{\max}$ . Так, якщо на початку експерименту їхні середні значення становили для  $\Sigma_{300}$   $215 \cdot 10^3 \pm 19 \cdot 10^3$  імп/5 хв, а для  $I_{\max}$   $1100 \pm 98$  імп  $\cdot$  с<sup>-1</sup>, то наприкінці (135 доба) вони становили  $210 \cdot 10^3 \pm 18 \cdot 10^3$  імп/5 хв і  $950 \pm 89$  імп  $\cdot$  с<sup>-1</sup> відповідно.

Водночас у групі тварин, яким вводили <sup>137</sup>Cs, виявлено коливальний характер змін пероксидазної активності крові. При цьому зменшення показників ХЛ порівняно з контролем реєструва-

лися на 1, 14 і 135 доби, а їхнє збільшення – на 4, 30 та 44 доби.

Фазні (коливальні) зміни ХЛ відповіді крові вказують на активізацію захисних сил організму, спрямовану на вирівнювання та стабілізацію окисно-відновного гомеостазу в його ферментативній ланці, про що, за даними літератури, свідчать також зміни каталазної, супероксиддисмутазної та глутатіонпер-оксидазної [2] активностей крові.

Відновлення кінетичних параметрів ХЛ за тривалого введення ізотопу протягом 135 діб спостереження не відбувається (рисунок).



Світлосума свічення крові ( $\Sigma_{300}$ ) щурів за тривалого внутрішнього введення <sup>137</sup>Cs: 1 – висхідна; 2 - 11 – 1, 4, 15, 30, 44, 60, 70, 90, 100 та 135 доби відповідно.

На 135 добу значно (майже у два рази) зменшується як активність ферменту, так і його кількість, що може призводити до зміни каталізу дисмутації активних форм кисню та інтенсифікації вільнорадикального окиснення, що у свою чергу збільшує ймовірність малігнізації тканин, зміни окисного метаболізму, виснаження захисно-компенсаторних функцій, а фактор часу в умовах постійного впливу малих доз радіації є визначальним чинником, що обумовлює їхню біологічну дію.

1. Toledo *et al.*, *Biochemistry* **105-1**, 162 (1980).
2. І.М. Данко та М.Й. Данко, *Доповіді НАН України* **8**, 149 (1999).

## THE STUDY OF THE RADIONUCLIDES ACCUMULATION IN SMALL MAMMALS FROM THE EXLUSION ZONE OF CHORNOBYL

A. I. Lypska, O. O. Burdo, M. V. Zheltonozhskaya, V. I. Nikolaev

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Science of Ukraine, Kyiv*

The Chernobyl Nuclear Power Plant Exclusion zone (ChNPP Exclusion zone) is the unique territory, where the radionuclides migration and their accumulation in plants and wild animals can be studied in the environment. The study of radionuclide migration in soils and their accumulation in plants and wild animals present significant interest. There are related with the permanent transformation of physical and chemical properties of radionuclides compounds as well as an improvement of the methods of measurements.

The experimental researches of the levels of radionuclides accumulation in small mammals in Chernobyl zone were carried out during 2010 years.

The object of there investigations are two species of small mammals: *Apodemus flavicollis* and *Clethrionomys glareolus*. All animals are immature, and were born in the current year.

Methods of gamma, beta - spectrometry were used for estimation of radionuclides activities in organisms of animals and samples of soils. Measurement of gamma spectrum was carried out on Canberra spectrometer with detector made of ultra pure germanium. For calibration on energy the standard gamma sources were used. Energy scale of the spectrum was in the range of 40 - 1700 keV. That permitted to observe specific gamma lines of the following isotopes:  $^{241}\text{Am}$  (59,5 keV),  $^{154,155}\text{Eu}$  (123 keV, 86 keV),  $^{137}\text{Cs}$  (661,7 keV);  $^{40}\text{K}$  (1460,8 keV). Spectra processed by means of program WINSPECRUM. Content of  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  in the majority of the samples were measured on beta spectrometry without radiochemical sample preparation. For calibration the standard sources ( $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  and  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ;  $^{137}\text{Cs}$ ) were used.

Radiometric measurements were used for estimation of radiation conditions at a research site.

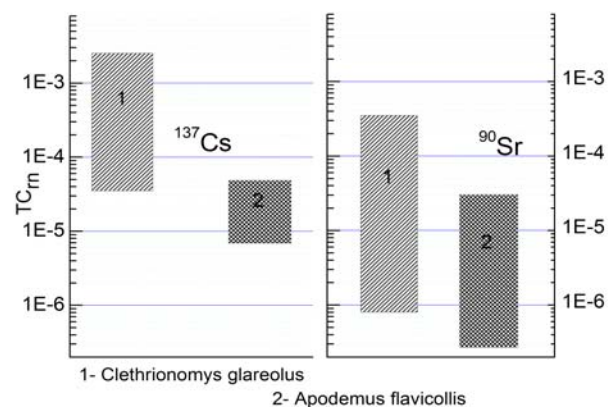
The territory of our research sites is located in the 5-km ChNPP zone (Yanov). Spatial distribution of radionuclide fallout on the territory is extremely non-uniform and "spotty" even on relatively small spaces. The polygon territory average values of contamination density vary in the range of  $^{137}\text{Cs}$  – 1,26 - 3,19  $\text{MBq}\cdot\text{m}^{-2}$ ;  $^{90}\text{Sr}$  – 0,72 - 2,26  $\text{MBq}\cdot\text{m}^{-2}$ . The

equivalent dose in various places of the experimental sites varied in the range from 5.0 to 17.5  $\mu\text{Sv}/\text{h}$ .

The data on the radionuclides content in upper soil layer of research sites are obtained. The quantitative contribution of radionuclides to the total radioactivity at the sites is as follows:  $^{137}\text{Cs} > ^{90}\text{Sr} > ^{241}\text{Am} > ^{154}\text{Eu} > ^{155}\text{Eu} > ^{40}\text{K} > ^{134}\text{Cs} > ^{243}\text{Am} \geq ^{60}\text{Co} \geq ^{243}\text{Cm}$ .  $^{137}\text{Cs}$  and  $^{90}\text{Sr}$  make the major contribution to the total nuclear fallout in the area of small rodent habitation.

The specifics of radionuclide accumulation in the organisms of small rodents are studied. In investigated mice samples only presence of  $^{137}\text{Cs}$  and  $^{90}\text{Sr}$  was detected. The range of  $^{137}\text{Cs}$  activities in different individuals is 10 - 3400  $\text{kBq}/\text{kg}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  – 0,2 - 224  $\text{kBq}/\text{kg}$ . An individual with anomalous high content of  $^{137}\text{Cs}$  (~17000  $\text{kBq}/\text{kg}$ ) is found. The considerable interspecies differences in the radionuclide accumulation are found for individuals caught in the same area. The average specific activity of the  $^{137}\text{Cs}$  in the body of the *Clethrionomys glareolus* was ~26 times higher than in the body of the *Apodemus flavicollis*, and the average specific activity of the  $^{90}\text{Sr}$  was 6 times higher.

The transition coefficients (TC,  $(\text{kBq}\cdot\text{kg}^{-1})/(\text{kBq}\cdot\text{m}^{-2})$ ) of the  $^{137}\text{Cs}$  and  $^{90}\text{Sr}$  in the "soil-animal" chain for the animals are calculated (Figure). The highest values of the transition coefficients are found for the *Clethrionomys glareolus*.



The transition coefficients (TC) of the  $^{137}\text{Cs}$  and  $^{90}\text{Sr}$  in the chain "soil-animal".

## НАКОПЛЕНИЕ $^{137}\text{Cs}$ ГОЛАВЛЕМ (*LEUCISCUS CEPHALUS* (L.))

О. Л. Зарубин, В. А. Костюк, И. А. Малюк

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

В 1986 - 1990 гг. обратили внимание на увеличение численности голавля (*leuciscus cephalus* (L.)) в исследуемых водоемах. Причина увеличения численности голавля здесь не рассматривается, но сам факт данного явления обуславливает повышение научных интересов в изучении радиэкологии этого вида.

Изучали содержание  $^{137}\text{Cs}$  в органах и тканях голавля водоема-охладителя ЧАЭС, Каневского водохранилища р. Днепр и р. Припять в пределах 30-километровой зоны ЧАЭС. В ряду накопления  $^{137}\text{Cs}$  рыбами голавль занимает среднее положение.

Распределение  $^{137}\text{Cs}$  по органам и тканям голавля приближается к таковому у других видов рыб. Наибольшее содержание  $^{137}\text{Cs}$  регистрировалось в мышечной ткани.

Не обнаружено достоверных различий в содержании  $^{137}\text{Cs}$  в мышцах самок и самцов голавля.

Не обнаружено достоверной связи между выбором пищевых объектов (животного или растительного происхождения) различными особями голавля, отловленных на одном и том же участке водоема, и содержанием  $^{137}\text{Cs}$  в мышцах этих особей.

При этом, даже в одном и том же водоеме, содержание  $^{137}\text{Cs}$  в голавле может зависеть от уровня радиационного загрязнения конкретного участка акватории данного водоема. Так, на северной границе 30-километровой зоны ЧАЭС, наиболее загрязненной радионуклидами, содержание  $^{137}\text{Cs}$  в голавле р. Припять в несколько раз выше, чем в голавле, отловленном в районе Чернобыля, где радиационное загрязнение компонентов данной реки значительно ниже, что позволяет предположить низкую миграционную способность голавля.

При повышении температуры воды обычно увеличивается содержание  $^{137}\text{Cs}$  в мышцах голавля; иногда влияние температуры воды достоверно не отмечается, но ни разу мы не наблюдали противоположный эффект – снижение содержания  $^{137}\text{Cs}$  при увеличении температуры воды.

В некоторые годы исследований, в основном после выведения ЧАЭС из эксплуатации, в сезонной динамике содержания  $^{137}\text{Cs}$  в голавле

проявляется тенденция к повышению содержания  $^{137}\text{Cs}$  в мае и августе и снижению его содержания к зиме. В 2003 и 2004 г. регистрировались достоверные изменения содержания  $^{137}\text{Cs}$  в голавле в зависимости от сезона с максимумом содержания  $^{137}\text{Cs}$  в августе.

Обнаружена положительная зависимость содержания  $^{137}\text{Cs}$  от массы особи голавля, наблюдаемая во всех исследованных водоемах (“размерный эффект” [1]). Единственным исключением является серия проб голавля водоема-охладителя ЧАЭС, отобранная 7 июня 2004 г., в которой наблюдается незначительное снижение содержания  $^{137}\text{Cs}$  с увеличением массы особи.

Динамика содержания  $^{137}\text{Cs}$  в голавле Каневского водохранилища сходна с динамикой содержания этого радионуклида в рыбах-бентофагах данного водоема. В 1987 - 1995 гг. содержание  $^{137}\text{Cs}$  в голавле снижается довольно быстро – от 100 до 20 Бк/кг. Затем, с 1995 по 2006 г., содержание  $^{137}\text{Cs}$  варьировало в пределах 6 - 21 Бк/кг. В этот период достоверного снижения содержания  $^{137}\text{Cs}$  в голавле нами не обнаружено.

В водоеме-охладителе ЧАЭС в исследуемый период (1994 - 2009 гг.) наблюдалась тенденция к снижению содержания  $^{137}\text{Cs}$  в голавле, в котором количество этого радионуклида снизилось примерно вдвое.

С 1987 по 2001 г. стабильно возрастают коэффициенты накопления  $^{137}\text{Cs}$  (440 - 1700) голавлем Каневского водохранилища, и только после 2001 г. они несколько снижаются. В водоеме-охладителе ЧАЭС коэффициенты накопления  $^{137}\text{Cs}$  голавлем в 1994 - 2009 гг. были несколько выше (1000 - 1800) и здесь также наблюдалась тенденция к возрастанию коэффициентов накопления  $^{137}\text{Cs}$ . Вероятно, повышение коэффициентов накопления  $^{137}\text{Cs}$  голавлем (и некоторыми другими видами рыб) во многом можно объяснить преобладанием скорости накопления  $^{137}\text{Cs}$  над скоростью выведения этого радионуклида из организма рыбы.

1. A.O. Koulikov and I.N. Rybov, Sci. Total Environ. **112**, 125 (1992).

## НАКОПЛЕНИЕ $^{137}\text{Cs}$ ЖЕРЕХОМ (*ASPIUS ASPIUS* (L.))

О. Л. Зарубин, В. А. Костюк, И. А. Малюк

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

В Европе жерех (*Aspius aspius* (L.)) обитает в крупных пресноводных водоемах, расположенных от бассейна Балтийского моря до Урала. Является объектом промышленного и спортивного лова.

Измерения удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  в различных органах и тканях жереха проводили стандартными методами гамма-спектрометрии.

Высокая скорость накопления  $^{137}\text{Cs}$  жерехом (по сравнению с другими ихтиофагами) позволило этому виду осенью 1986 г. занять лидирующее положение в содержании  $^{137}\text{Cs}$  среди всех изученных видов рыб Каневского водохранилища. Также высокое, по сравнению с другими видами рыб, содержание  $^{137}\text{Cs}$  регистрировалось в жерехе Киевского водохранилища. Поэтому, в 1986 - 2010 гг. изучали удельную активность  $^{137}\text{Cs}$  у жереха Каневского водохранилища, р. Припять и водоема-охладителя ЧАЭС.

Распределение  $^{137}\text{Cs}$  по органам и тканям сходно с таковым у других рыб-ихтиофагов. Больше всего  $^{137}\text{Cs}$  содержится в мышцах. Наименьшее удельное содержание  $^{137}\text{Cs}$  регистрируется в жире. Остальные органы и ткани занимают промежуточное положение.

У жереха обнаружена зависимость между удельным содержанием  $^{137}\text{Cs}$  и массой особи. С увеличением массы (возраста) особи удельное содержание  $^{137}\text{Cs}$  значительно увеличивается.

Динамика содержания  $^{137}\text{Cs}$  у жереха Каневского водохранилища и водоема-охладителя ЧАЭС имеет отличительные особенности. По-видимому, сравнительно низкая скорость снижения содержания  $^{137}\text{Cs}$  в рыбах Каневского водохранилища объясняется дополнительным поступлением радионуклидов в него в результате смылов с поймы р. Припять с дождевыми и весенними паводками. Более быстрое снижение  $^{137}\text{Cs}$  в рыбах водоема-охладителя ЧАЭС, вероятно, можно объяснить относительной замкнутостью этого водоема, что снижает дополнительное поступление радионуклидов с водными массами. Кроме того, до декабря 2000 г. на экосистему водоема-охладителя воздействовал искусственный температурный фактор, увеличивающий

уровень метаболических процессов, в результате чего может увеличиваться скорость как накопления  $^{137}\text{Cs}$ , так и выведения этого радионуклида у рыб.

Динамика коэффициентов накопления  $^{137}\text{Cs}$  мышцами жереха исследуемых водоемов несколько различается между собой. У жереха Каневского водохранилища в 1987 - 1990 гг. коэффициенты накопления  $^{137}\text{Cs}$  были довольно низкими, что, вероятно, было вызвано хроническим поступлением  $^{137}\text{Cs}$  из северных территорий водосбора, характеризующихся высоким радионуклидным загрязнением. В дальнейшем коэффициенты накопления  $^{137}\text{Cs}$  повышаются в несколько раз. Относительно стабильные коэффициенты накопления  $^{137}\text{Cs}$  у жереха Каневского водохранилища регистрируются, начиная с 1991 г. С этого времени коэффициенты накопления  $^{137}\text{Cs}$  у жереха водоема-охладителя ЧАЭС и Каневского водохранилища достигли сходных значений и различались не более чем в 2,7 раза и по 2009 г. варьируют в пределах 2134 - 5727.

Динамика коэффициентов накопления  $^{137}\text{Cs}$  Каневского водохранилища и водоема-охладителя ЧАЭС несколько различается между собой, что, очевидно, обусловлено отличиями гидрологического и температурного режимов данных водоемов. С 1991 г. коэффициенты накопления  $^{137}\text{Cs}$  у жереха исследуемых водоемов относительно стабилизируются. По сравнению с другими ихтиофагами скорость накопления  $^{137}\text{Cs}$  у жереха выше. Максимум содержания  $^{137}\text{Cs}$  у жереха Каневского водохранилища зарегистрирован уже через 4 - 6 месяцев после аварии на ЧАЭС. Так, уже осенью 1986 г. наибольшее содержание  $^{137}\text{Cs}$  среди всех изученных видов рыб регистрировалось именно у жереха. В последующие годы, по сравнению с большинством исследованных видов рыб, содержание  $^{137}\text{Cs}$  у жереха продолжает оставаться на высоком уровне, что позволяет использовать этот вид в качестве объекта-индикатора радионуклидного загрязнения.



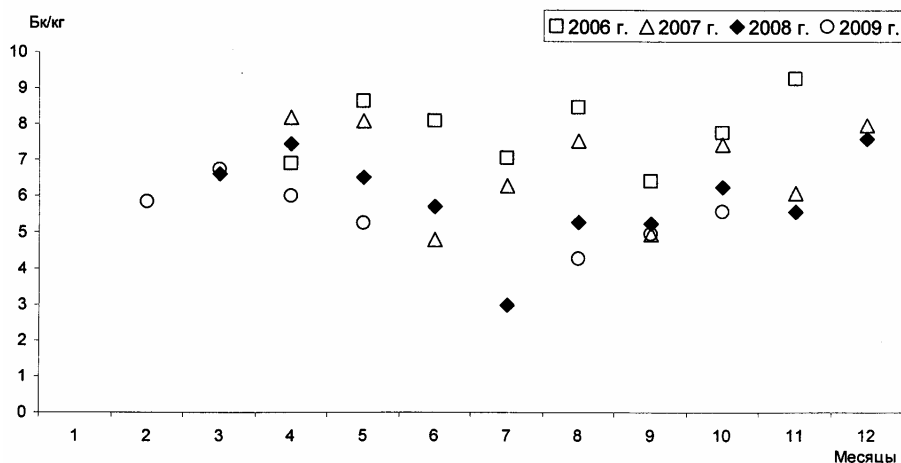
## СЕЗОННАЯ ДИНАМИКА СОДЕРЖАНИЯ $^{137}\text{Cs}$ В ПЛОТВЕ КАНЕВСКОГО ВОДОХРАНИЛИЩА (*Rutilus rutilus* (L.))

О. Л. Зарубин, В. А. Костюк, И. А. Малюк

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

При изучении динамики удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  в рыбах Каневского водохранилища р. Днепр в 2006–2009 гг. обнаружено, что концентрация этого радионуклида в мышцах исследованных видов рыб нестабильна. Во многих

видах рыб, в первую очередь в рыбах низших трофических уровней, содержание  $^{137}\text{Cs}$  увеличивается весной и к началу зимы, что видно на примере плотвы (рисунок).



Динамика удельного содержания  $^{137}\text{Cs}$  в мышцах плотвы Каневского водохранилища, Бк/кг.

Увеличение удельного содержания  $^{137}\text{Cs}$  весной можно объяснить двумя основными причинами, одной из которых является повышение содержания  $^{137}\text{Cs}$  в воде в результате процессов смыва радионуклидов с территории водосбора, обусловленное таянием снега и подъемом воды в бассейновых водоисточниках Каневского водохранилища, в первую очередь в р. Припять. Второй причиной весеннего повышения содержания  $^{137}\text{Cs}$ , очевидно, служит интенсификация питания после нереста, за счет чего с увеличением поступающего в организм корма увеличивается поступление с этим кормом находящегося в нем  $^{137}\text{Cs}$ . Кроме того, определенную роль в повышении удельной активности в рыбах весной играет температурный фактор, влияющий на уровень метаболизма рыб.

Осеннее повышение содержания  $^{137}\text{Cs}$ , регистрируемое в плотве, вероятно, обусловлено сочетанным воздействием нескольких факторов.

Для подготовки к зимовке осенью у плотвы увеличивается интенсивность питания, что приводит к увеличению поступления в организм содержащегося в корме  $^{137}\text{Cs}$ . Еще одной из возможных причин осеннего повышения содержания  $^{137}\text{Cs}$  в воде, а затем, последовательно, в рыбах, является сезонное отмирание микроорганизмов и некоторых низших растений, в результате чего растворимый радиоактивный цезий частично высвобождается из донных отложений и некоторых представителей водных организмов и переходит в воду, вновь включаясь в трофические цепи.

Кроме того, на резкие межсезонные колебания содержания  $^{137}\text{Cs}$  в рыбах, очевидно, влияет его неравномерное, зависящее от метеорологических условий, поступление в воду Каневского водохранилища вместе с водами вышерасположенных, загрязненных радионуклидами, северных территорий водосбора.



## ИЗМЕНЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ $^{137}\text{Cs}$ В ПРОФИЛЕ ПОЧВ НА ТЕРРИТОРИИ ЗОНЫ ОТЧУЖДЕНИЯ

Н. Е. Зарубина

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Исследовались изменения удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  в почве полигонов на территории зоны отчуждения ЧАЭС в зависимости от сезона отбора проб в период 2007 - 2010 гг.

До настоящего времени (2010 г.) на двух из трех полигонов ("Лелев" и "Парышев") в зависимости от сезона от 65 до 85 % общего запаса  $^{137}\text{Cs}$  в почвах находится в слое лесной подстилки. Однако на полигоне «Дитятки» в этом слое содержание  $^{137}\text{Cs}$  иногда (в зависимости от даты отбора образцов) может быть меньше, чем в верхнем (0 – 5 см) слое почвы.

Различия в соотношении содержания  $^{137}\text{Cs}$  в слое лесной подстилки и верхнем слое почвы на разных полигонах могут быть связаны с типом лесной подстилки. В работе [1] указывается, что минимальной удерживающей способностью по отношению к  $^{137}\text{Cs}$  характеризуется деструктивный тип подстилки. А ряд по содержанию этого радионуклида выглядит так: гумифицированные > ферментативные > деструктивные. Специфической чертой деструктивных подстилок является то, что миграция  $^{137}\text{Cs}$  определяется только интенсивностью процессов выщелачивания, а также разложением и утилизацией опада. В почвах, подстилка которых относится к деструктивному типу, значительная часть радионуклидов задерживается в 1 - 2 см верхних подподстилочных слоев данных горизонтов. Удерживающая способность гумифицированных подстилок максимальна, т. е. интенсивность миграции  $^{137}\text{Cs}$  из подстилки в минеральные слои почвы минимальна.

На полигоне исследований "Дитятки" подстилка относится к деструктивному типу, которому свойственен дифференцированный и маломощный профиль. На двух других полигонах лесные подстилки представлены гумифицированным типом. Именно с этим связана разница в процентном содержании  $^{137}\text{Cs}$  в слое лесной подстилки на разных исследовательских полигонах.

Толщина слоя и запасы (масса) лесной подстилки, в отличие от почвенных горизонтов, резко изменяются в течение года и по слоям. В ней наблюдаются наибольшие сезонные колебания численности микроорганизмов.

В численности почвенных микроорганизмов существует два максимума – весенний и осенний. Весенний рост численности связан с увлажнением и прогреванием верхнего слоя почвы. Осенний максимум связан с массовым поступлением растительных остатков, опада, который накапливается в виде подстилки [2]. Однако, кроме весеннего и осеннего максимумов, численность разных групп микроорганизмов может изменяться при изменении влажности почв (затяжные дожди или засуха) [3].

На исследовательских полигонах "Лелев" и "Парышев" отмечены весенние и осенние максимумы содержания  $^{137}\text{Cs}$  в лесной подстилке, однако отдельные повышения регистрируются и зимой. Кроме того, колебание уровней удельной активности этого радионуклида до трех раз в течение одного месяца является характерным для лесных подстилок на этих полигонах. Вероятно, полученные изменения удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  в слоях почвы на этих исследовательских полигонах могут быть связаны с колебаниями численности микроорганизмов почвы и процессами их жизнедеятельности. Это предположение подтверждается совпадением максимумов содержания  $^{137}\text{Cs}$  в слое лесной подстилки с минимумами его содержания в слоях почвы 0 - 5 и 5 - 10 см на этих полигонах. В менее насыщенных педобиотой почвах на полигоне "Дитятки" колебания уровней удельной активности в почвах трудно связать с сезонами года, хотя максимумы содержания  $^{137}\text{Cs}$  в слое лесной подстилки регистрируются именно весной – в период ежегодного мощного развития различных микроорганизмов.

1. А.И. Щеглов, О.Б. Цветнова и Л.Г. Богатырев, Вестн. Моск. ун-та, Сер. 17. Почвоведение 4, 14 (2004).
2. Г.Б. Добровольский, Л.Г. Богатырев и др., *Структурно-функциональная роль почв и почвенной биоты в биосфере*, отв. ред. Г.В. Добровольский (Наука, Москва, 2003), 364 с.
3. Д.Г. Звягинцев, И.П. Бабева и Г.М. Зенова *Биология почв* (Изд-во Московского ун-та, М., 2005), 445 с.

**STUDIES OF “HOT” PARTICLES SAMPLED FROM CHORNOBYL NUCLEAR POWER PLANT 4<sup>TH</sup> REACTOR UNIT**

**V. A. Zheltonohsky, M. V. Zheltonozhkaya, N. V. Kulich**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

“Hot” particles were sampled in 2009 within the Chernobyl Nuclear Power Plant (ChNPP) 4<sup>th</sup> Reactor Unit in the locations of leaks of the *lava-like* fuel-containing materials. These “hot” particles were spectroscopically and radiochemically studied for gamma and alpha content. Isotopic ratios for <sup>134,137</sup>Cs, <sup>154,155</sup>Eu, isotopes Pu, <sup>241,243</sup>Am were identified and the fuel burnup in these samples was determined. A systematic underestimation of the burnup based on the <sup>134,137</sup>Cs ratios is clearly seen in comparison with the Eu and Pu calculations. The reasons for these deviations are discussed. Data on α-emitters for other radionuclides show significant deviation from the theoretically calculated values. The theoretical value for the <sup>241,243</sup>Am isotopic ratio is  $2.2 \cdot 10^{-3}$ , i.e. it is overestimated by approximately a factor of 1.5 in comparison with the experimental data. At the same time, the comparison of the <sup>243</sup>Am activity with the total <sup>239,240</sup>Pu activity shows that the ratio

matches the theoretically calculated values within the measurements uncertainty. In these studies we were the first to observe <sup>243</sup>Am and <sup>243</sup>Cm activity in γ-spectra of “hot” particles. Presence of <sup>243</sup>Cm activity in γ-spectra made it possible to significantly adjust the value of the <sup>244</sup>Cm activity and its relationship with the <sup>239,240</sup>Pu yield. In α-spectrum, we observed α-transfers belonging to <sup>242</sup>Cm decay. Taking into account the fact that T<sub>1/2</sub> for Cm is 162 days, we can conclude that we observe <sup>242</sup>Am decay with T<sub>1/2</sub> being equal to 141 years. Therefore, we observed the <sup>241,242,243</sup>Am chain that would be used in further calculations of operation of α-emitters in reactors. Also we turn attention to the <sup>90</sup>Sr and <sup>137</sup>Cs ratio. This ratio is significantly different from the 1986 data for the fuel component. The <sup>90</sup>Sr yield is overestimated by factors of 4 - 5. Table provides data on one of the “hot” particles.

**Specific activities of radionuclides in a fuel particle**

Isotope	Specific activity of a particle, Bq/g	Isotope	Specific activity of a particle, Bq/g
<sup>137</sup> Cs	5792447	<sup>238</sup> Pu	151755
<sup>154</sup> Eu	100743	<sup>236</sup> Pu	84
<sup>241</sup> Am	479068	<sup>241</sup> Pu	5761707
<sup>90</sup> Sr	15699447	<sup>243</sup> Am	1018
<sup>234</sup> U	479	<sup>241</sup> Am	519017
<sup>235</sup> U	63	<sup>243</sup> Cm	11308
<sup>238</sup> U	171	<sup>244</sup> Cm	1203
<sup>242</sup> Pu	757	<sup>242</sup> Cm	565
<sup>239, 240</sup> Pu	308509		

**STUDIES OF THE RADIONUCLIDES BEHAVIOR  
AT CONTAMINATED AREA OF CHORNOBYL NUCLEAR POWER PLANT VICINITY**

**M. A. Zheltonozhskaya, A. I. Lypska, N. V. Kulich, V. I. Nikolaev**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Studies of behavior of Chernobyl-origin radionuclides in soils in the 5-km zone of the Chernobyl Nuclear Power Plant (ChNPP) in the area of the Red Forest experimental site were completed. Red Forest is the most contaminated location of the ChNPP 30-km zone where in 1986 a pinewood forest died due to effects of the radioactive fallout. The spatial distribution of the radioactive fallout in the Red Forest experimental site is extremely heterogeneous. Values of the average contamination density throughout the experimental site range are as follows: 40 - 80 MBq m<sup>-2</sup> for <sup>90</sup>Sr and 70 - 170 MBq m<sup>-2</sup> for <sup>137</sup>Cs. The radionuclides activities in soil samples were measured using alpha, beta, gamma-spectrometrical methods and radiochemical method. The presence of <sup>60</sup>Co, <sup>134,137</sup>Cs, <sup>154,155</sup>Eu, <sup>241</sup>Am and Pu isotopes in all soil layers down to a depth of 30 cm was observed. The presence of <sup>137</sup>Cs and <sup>241</sup>Am was noted in the area containing automorphous soils to a depth of 60 cm. In addition, the upper soil layers at the test site were found to contain <sup>243</sup>Am and <sup>243</sup>Cm. The obtained activity values were utilized to calculate isotopic ratios for all soil layers. The analysis of the obtained isotopic ratios and their comparison with the previously obtained data showed that the sampled areas had been contaminated with the fuel component of the fallout. The comparison of average <sup>241</sup>Am/<sup>137</sup>Cs ratio for the experimental site obtained in 1999 with the average <sup>241</sup>Am/<sup>137</sup>Cs ratio for this site obtained in 2009 shows that it has increased by a factor of 3.5. Due to <sup>241</sup>Am and <sup>137</sup>Cs radioactive decay, the isotopic ratio should have increased by a factor of 1.7. Also we noted that the <sup>90</sup>Sr and <sup>137</sup>Cs ratio is significantly different from the 1999 data for this site. The <sup>90</sup>Sr

yield is overestimated by factors of 2 - 3. The comparison of the <sup>241</sup>Am/<sup>137</sup>Cs and <sup>90</sup>Sr/<sup>137</sup>Cs ratios in soils with the obtained data for the "hot" particles sampled from the lava-like fuel containing materials of the 4<sup>th</sup> Reactor Unit of ChNPP shows that in "hot" particles these ratios are increased by a factor of 5,5 for <sup>241</sup>Am/<sup>137</sup>Cs ratio and by a factor of 4 - 5 for <sup>90</sup>Sr/<sup>137</sup>Cs ratio. These results well correspond to data about the phenomenon of spontaneous dust generation on surfaces of lava-like fuel-containing materials in 4<sup>th</sup> ChNPP Reactor Unit. Due to this phenomenon inside of 4<sup>th</sup> ChNPP Reactor Unit, radioactive aerosols with the particle sizes of 60 - 300 nm and activity equivalent to that of a few dozens of kilograms of spent nuclear fuel (SNF) have been accumulating there. These aerosols contain plutonium and americium in the same proportions as SNF (Baryakhtar et al. 1997). Therefore, it is assumed that, currently, up to 50 % of the fallout in the vicinity of the ChNPP site may be associated with "fresh" fallout from the 4<sup>th</sup> ChNPP Reactor Unit.

The obtained data made it possible to evaluate periods of environmental half-cleaning from studied radionuclides for the upper 5-cm deep soil layer in the sampled experimental sites using the modified convective diffusion transport model. The environmental half-cleaning from <sup>241</sup>Am in areas with an intense radionuclide transport equals to about 30 years, which is close to the environmental half-cleaning from <sup>137</sup>Cs in soils. However, it is by an order of magnitude lower in the areas with a slow radionuclide transport. The conducted studies demonstrate intense processes of destruction of fuel particles that accelerate migration of transuranic radionuclides and <sup>90</sup>Sr in the environment.

## Публікації в реферованих журналах

### Ядерна фізика:<sup>\*</sup>

В.І. Ковальчук, В.К. Тартаковський

Розрахунки перерізу та аналізуючої спроможності для реакції  $nd$ -розсіяння при енергіях, нижчих за поріг розвалу дейтрона

Журнал фізичних досліджень **14**, 2201/4 (2010)

М.С. Борисова

Сигнали кварк-глюонної плазми в експерименті СВМ

Журнал фізичних досліджень **14**, 3203/7 (2010)

И.Н. Вишнеvский, О.И. Давидовская,  
В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов

Исследование фотodelения  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$

Известия РАН (сер. физ.) **74**, 538 – 541 (2010)

В.Ю. Денисов, А.А. Худенко

Периоды  $\alpha$ -распада, сечения  $\alpha$ -захвата и  $\alpha$ -ядерное взаимодействие

Известия РАН (сер. физ.) **74**, 587 – 591 (2010)

В.Ю. Денисов, О.И. Давидовская

Упругое рассеяние тяжелых ионов и ядерно-ядерный потенциал с отталкивающим кором

Известия РАН (сер. физ.) **74**, 602 – 606 (2010)

О.О. Belyuskina, V.I. Grantsev, V.V. Davidovskii  
*et al.*

$T(d, p)tn$  reactions at a deuteron energy of 37 MeV

Известия РАН (сер. физ.) **74**, 798 – 802 (2010)

В.Ю. Денисов, Н.А. Пилипенко

Взаимодействие и слияние произвольно ориентированных деформированных ядер

Известия РАН (сер. физ.) **74**, 808 – 812 (2010)

В.А. Желтоножский, А.М. Саврасов

Исследование  $(\gamma, n)$ -реакции в околопороговой области на ядрах  $^{116}\text{Cd}$  и  $^{121}\text{Sb}$

Известия РАН (сер. физ.) **74**, 861 – 864 (2010)

А.А. Куртева, В.Е. Митрошин

Учет коллективных степеней свободы при бета-распаде нечетных ядер

<sup>\*</sup> Посилання на публікації приведено в алфавітному порядку за назвою журналів

Известия РАН (сер. физ.) **74**, 911 – 914 (2010)

М.В. Желтоножская, Н.В. Кулич, Л.В. Садовникова, В.А. Канченко, Э.М. Пазухин, Н.И. Панасюк

Исследование изотопных отношений в образцах, отобранных в ближней зоне Объекта «Укрытие» Проблемы безопасности атомных электростанций и Чернобиля **13**, 123 – 127 (2010)

М.М. Правдивий, І.О. Корж, М.Т. Скляр

Середні резонансні параметри ядер Ni і Zn

Український фізичний журнал **55**, 170 – 174 (2010)

В.І. Ковальчук, І.В. Козловський,

В.К. Тартаковський

Розрахунки хвильових функцій  $nd$ -системи, фаз і перерізів  $nd$ -розсіяння з використанням перерформульованих рівнянь Фаддєєва і методу гіперсферичних функцій

Український фізичний журнал **55**, 342 – 349 (2010)

V.S. Olkhovsky

The analytic properties of the S-matrix for arbitrary interactions which pass externally into the centrifugal and rapidly decreasing potentials

Український фізичний журнал **55**, 568 – 578 (2010)

Л.П. Сидоренко, В.Т. Купряшкін, А.И. Феоктістов, Е.П. Ровенських

Енергетичний спектр електронів, що виникає внаслідок іонізації атомів при проходженні  $\alpha$ -частинок через речовину

Український фізичний журнал **55**, 757 – 762 (2010)

О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов

Пружне розсіяння  $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$  і ядерно-ядерний потенціал із відштовхувальним кором

Український фізичний журнал **55**, 861 – 868 (2010)

В.К. Тартаковський

Явления поляризации при электромагнитных взаимодействиях частиц с ядрами

Ядерна фізика та енергетика. **11**, 7 – 15 (2010)

О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.А. Нестеров

Ядерно-ядерний потенціал із відштовхувальним кором і пружне розсіяння. Частина 1. Потенціал ядерно-ядерної взаємодії

Ядерна фізика та енергетика **11**, 25 – 32 (2010)

- О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.А. Нестеров  
Ядерно-ядерний потенціал із відштовхувальним кором і пружне розсіяння. Частина 2. Перерізи пружного розсіяння з урахуванням і без урахування кора  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 33 – 40 (2010)
- О.М. Поворозник, О.К. Горпинич, Г.В. Мохнач, О.О. Ячменьов  
Про спектр збудження  ${}^6\text{He}$  нижче енергії порогу розпаду на  $t+t$   
Ядерна фізика та енергетика **11**, 41 – 48 (2010)
- А.П. Войтер, В.І. Слісенко, М.І. Доронін, І.О. Мазний, О.А. Василькевич, В.В.Голік, О.М. Ковальов, В.І. Копачов, В.Г. Савчук  
Багатоканальний аналізатор для нейтронного спектрометра за часом прольоту  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 90 – 96 (2010)
- А.Т. Рудчик, Ю.О. Ширма, В.А. Плюйко, О.А. Понкратенко, І.В. Сименог  
Енергетична залежність розсіяння ядер  ${}^{13}\text{C}+{}^{16}\text{O}$  та квазімолекулярний потенціал поглинання  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 117 – 125 (2010)
- Козырь Ю. Е.  
Уравнения резонирующих групп для реакции с трехчастичными каналами  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 125 – 135 (2010)
- Н. Ф. Митрохович  
Энергетические и корреляционные свойства электронов "встряски" при  $\beta$ -распаде  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 136 – 140 (2010)
- О.М. Поворозник, О.К. Горпинич, Г.В. Мохнач, О.А. Понкратенко, О.О. Ячменьов  
Про структуру збуджених станів ядер  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  та  ${}^6\text{Li}$ , що заселяються в  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)n$  та  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$  реакціях  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 141 – 150 (2010)
- А.Е. Вальков, А.К. Зайченко, А.И. Устинов  
Определение характеристик пучка на входе в ионно-оптический тракт сепаратора изотопов циклотрона У-240  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 199 – 202 (2010)
- А.М. Sokolov  
S-method for event localization in Anger type gamma camera  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 210 – 214 (2010)
- A.G. Magner  
Semiclassical shell structure and nuclear double-humped fission barriers  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 227 – 232 (2010)
- С.Н. Федоткин  
Аннигиляция позитронов, испущенных при  $\beta^+$ -распаде, с электронами дочернего атома  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 233 – 238 (2010)
- J.P. Blocki, A.G. Magner, I.S. Yatsyshyn  
The excitation of an independent-particle gas by a time-dependent potential well  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 239 – 245 (2010)
- V.M. Bondar, O.M. Gorbachenko, I.M. Kadenko, B.Yu. Leshchenko, Yu.M. Onischuk, V.A. Plujko  
Spectra of gamma-rays in  $(n, \gamma)$  reactions on ferrum and bismuth nuclei  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 246 – 251 (2010)
- А.Т. Рудчик, Ю.О. Ширма, Є.І. Коший, С. Клічевські, Б.Г. Новацкий, О.А. Понкратенко, Е. Пясецькі, Г.П. Романишина, К. Русек, Ю.М. Степаненко, І. Строек, С.Б. Сакута, А. Будзановські, Л. Гловацка, І. Сквірчинська, Р. Сюдак, Я. Хоїнські, А. Щурек  
Ізотопічні ефекти в пружному і непружному розсіянні іонів  ${}^{16,18}\text{O}$  ядрами  ${}^{12}\text{C}$  і  ${}^{13}\text{C}$   
Ядерна фізика та енергетика **11**, 251 – 261 (2010)
- О.О. Belyuskina, V.I. Grantsev, V.V. Davydovskyy, K.K. Kisurin, S.E. Omelchuk, G.P. Palkin, Yu.S. Roznyuk, B.A. Rudenko, V.S. Semenov, L.I. Slusarenko, B.G. Struzhko, V.K. Tartakovskiy  
Two-particle break-up of triton by incident deuteron with energy of 37 MeV  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 262 – 268 (2010)
- M.S. Borysova, Yu.O. Karpenko, Yu.M. Sinyukov  
Fluctuations in initial energy density distributions in A+A collisions  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 269 – 274 (2010)
- М.В. Желтоножская, Н.В. Кулич, А.И. Липская, П.Н. Музалев  
Исследование поведения радионуклидов чернобыльского происхождения на территории опытных полигонов в ближней зоне ЧАЭС  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 294 – 301 (2010)
- А.Г. Зелінський, В.І. Сахно  
Технічна модернізація силових вузлів радіаційної установки

- Ядерна фізика та енергетика **11**, 320 – 322 (2010)  
 V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov, A.I. Sanzhur  
 Giant neutron halo in nuclei beyond beta-stability line  
 Ядерна фізика та енергетика **11**, 335 – 340 (2010)  
 V.L. Litnevsky, F.A. Ivanyuk, G.I. Kosenko, V.V. Pashkevich  
 The fusion of heavy ions within the two step reaction model  
 Ядерна фізика та енергетика **11**, 341 – 346 (2010)  
 А.Т. Рудчик, Ю.М. Степаненко, А. А. Рудчик, О.А. Понкратенко, Є.І. Кощій, С. Клічевські, К. Русек, А. Будзановські, С.Ю. Межевич, Вал.М. Пірнак, І. Сквірчинська, Р. Сюдак, Б. Чех, А. Щурек, Я. Хоїньські, Л. Гловацка  
 Реакція  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{N}){}^8\text{Be}$  та потенціал взаємодії ядер  ${}^{17}\text{N} + {}^8\text{Be}$   
 Ядерна фізика та енергетика **11**, 355 – 361 (2010)  
 P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A. Incicchitti, M. Laubenstein, O.G. Polischuk, D. Prosperi, V.I. Tretyak  
 Search for double  $\beta$ -decays of  ${}^{96}\text{Ru}$  and  ${}^{104}\text{Ru}$  with high purity Ge  $\gamma$ -spectrometry  
 Ядерна фізика та енергетика **11**, 362 – 366 (2010)  
 А.Т. Рудчик, Ю.О. Ширма, Є.І. Кощій, С.Клічевські, Б.Г. Новацкий, О.А. Понкратенко, Е. Пясецькі, Г.П. Романишина, К. Русек, Ю.М. Степаненко, І. Строек, С.Б. Сакута, А. Будзановські, Л. Гловацка, І. Сквірчинська, Р. Сюдак, Я. Хоїньські, Б. Чех, А. Щурек  
 Пружне та непружне розсіяння ядер  ${}^{14}\text{C} + {}^{18}\text{O}$   
 Ядерна фізика та енергетика **11**, 379 – 388 (2010)  
 А.Ya. Dzyublik.  
 Decay acceleration of isomers by X-ray laser  
 Ядерна фізика та енергетика **11**, 389 393 (2010)  
 Yu.N. Pavlenko, K.O. Terenetsky, V.P. Verbitsky, O.I. Rundel, I.P. Dryapachenko, E.M. Mozhzhukhin, V.M. Dobrikov, Yu.A. Karlyshev, O.K. Gorpnich, T.O. Korzyna, O.D. Grygorenko  
 Deuterons interaction with nuclei  ${}^{208}\text{Pb}$  at sub-barrier energies  
 Ядерна фізика та енергетика **11**, 400 – 404 (2010)  
 V.Yu. Denisov, O.I. Davidovskaya  
 Elastic scattering of heavy nuclei and nucleus--nucleus potential with repulsive core  
 Ядерная физика **73**, 429 – 437 (2010)  
 В.Ю. Денисов, В.А. Нестеров  
 Влияние принципа Паули на потенциал ядро-ядерного взаимодействия  
 Ядерная физика **73**, 1181 – 1190 (2010)  
 В.Ю. Денисов, Н.А. Пилипенко  
 Взаимодействие и слияние деформированных ядер  
 Ядерная физика **73**, 1191–1202 (2010)  
 А.М. Dubovik, Yu.Ya. Vostretsov, B.V. Grinyov, F.A. Danevich, H. Kraus, L.L. Nagornaya, V.B. Mikhailik, I.A. Tupitsyna  
 Research and development of  $\text{ZnBO}_4$  ( $B = \text{W}, \text{Mo}$ ) crystal scintillators for dark matter and double beta decay searching  
 Acta Phys. Pol. A **117**, 15 – 19 (2010)  
 P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, A.M. Dubovik, S. D'Angelo, E.N. Galashov, B.V. Grinyov, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, L.L. Nagornaya, S. Nisi, F. Nozzoli, D.V. Poda, R.B. Podviyanuk, D. Prosperi, V.N. Shlegel, V.I. Tretyak, Ya.V. Vasiliev, Yu.Ya. Vostretsov  
 Radiopurity of  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillators  
 Acta Phys. Pol. A **117**, 139 – 142 (2010)  
 V.I.Tretyak  
 Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators  
 Astroparticle Physics **33**, 40 – 53 (2010)  
 V.S.Olkhovsky and M. E.Dolinska  
 On the modification of methods of nuclear chronometry in astrophysics and geophysics  
 Central Eur. J. Phys. **8**, 95 – 100 (2010)  
 V.S.Olkhovsky  
 On the analytic properties of the S-matrix for the unknown interactions surrounded by centrifugal and rapidly decreasing potentials  
 Central Eur. J. Phys. **9**, 13 – 44 (2010)  
 H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev et al  
 Measurement of Charm and Beauty Production in Deep Inelastic ep Scattering from Decays into Muons at HERA

- Eur. Phys. Journal C **65**, 65 – 79 (2010)
- D.C. Fuls, V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov, S. Shlomo  
Damping effects on centroid energies of isoscalar compression modes  
European Physics Letters. **90**, 20006/1-6 (2010)
- V. Onischuk, J.De Boer, A. Levon, V. Maksimenko, M. Wurfner, V. Zaitov and O. Bugay  
Response of the Alsnine and the Barium Dithionate EPR Dosimeters to the Low Energy Proton Irradiation  
Health Physics **98**, 412 – 416 (2010)
- Daniel Esperante et al (LHCb Collaboration)  
LHCb silicon tracker DAQ and ECS online systems  
IEEE Trans. Nucl. Sci. **57**, 569 – 576 (2010)
- H.J. Kim, A.N. Annenkov, R.S. Boiko, O.A. Buzanov, D.M. Chernyak, J.H. Cho, F.A. Danevich, A.E. Dossovitsky, Gul Rooh, U.K. Kang, M.J. Kim, S.C. Kim, S.K. Kim, Y.D. Kim, V.V. Kobychyev, V.N. Kornoukhov, M.B. Kosmyna, S.J. Lee, J.I. Lee, J.H. Lee, S.S. Myung, B.P. Nazarenko, A.S. Nikolaiko, R.B. Podvyanuk, V.M. Puzikov, A.N. Shekhovtsov, J.H. So, I. Solskii, V.I. Tretyak, A.V. Veresnikova  
Neutrino-less double beta decay experiment using  $\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  scintillation crystals  
IEEE Trans. Nucl. Sci. **57**, 1475 – 1480 (2010)
- E. Recami, V.S. Olkhovsky and S.P. Maydanyuk  
On non-self-adjoint operators for observables in quantum mechanics and quantum field theory  
Int.Jour. Mod.Phys. A **25**, 1785 – 1818. (2010)
- S. P. Maydanyuk  
A fully quantum method of determination of penetrability and reflection coefficients in quantum FRW model with radiation  
Int. Jour. Mod. Phys. D **19**, 392 – 435 (2010)
- J. Bartel, F.A. Ivanyuk, K. Pomorski  
On Poincare instability of rotating stars and nuclei  
Int. Jour. Mod. Phys. E **18**, 601 – 610 (2010)
- F.A. Ivanyuk, K. Pomorski  
The fission barriers of heavy and exotic nuclei  
Int. Jour. Mod. Phys. E **19**, 514 – 520 (2010)
- T.I. Mikhailova, B. Erdemchimeg, A.G. Artyukh, M. Colonna, M. Di Toro, G. Kaminski, Yu.M. Sereda and H.H. Wolter  
Fragment production in peripheral heavy ion collisions at Fermi energies in transport models  
Int. Jour. Mod. Phys. E **19**, 678 – 684 (2010)
- A.G. Magner, A.S. Sitdikov, A.A. Khamzin, J. Bartel, A.M. Gzhebinsky  
Semiclassical shell structure of moments of inertia in deformed Fermi systems  
Int. Jour. Mod. Phys. E **19**, 735 – 749 (2010)
- S. P. Maydanyuk, V. S. Olkhovsky, G. Giardina et al  
Bremsstrahlung emission accompanying decays and spontaneous fission of heavy nuclei  
Int. Jour. Mod. Phys. E **19**, 1189 – 1196 (2010)
- V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko, M.V. Romanyuk  
New development in the tunneling and time analysis of low-energy nuclear processes  
Int. Jour. Mod. Phys. E **19**, 1212 – 1219 (2010)
- Yu.N. Pavlenko, V.N. Dobrikov, N.L. Doroshko, O.K. Gorpinich, T.A. Korzina, V.O. Kyva, V.L. Shablov, I.A. Tyras  
Decay properties of short lived resonances of light nuclei in many-particle nuclear reactions  
Int. Jour. Mod. Phys. E **19**, 1220 – 1226 (2010)
- F.D. Aaron, H. Abramowicz, V. Aushev et al  
Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive  $e\bar{p}$  Cross Sections at HERA  
Journal of High Energy Physics **2010**, 1 – 63 (2010)
- H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev et al  
Measurement of  $J/\psi$  photoproduction at large momentum transfer at HERA  
Journal of High Energy Physics, **2010**, 1 – 36 (2010)
- V.M. Kolomietz, S.V. Radionov  
Cranking approach for quantum chaotic systems  
Journal of Mathematical Physics **51**, 062105/1 – 10 (2010)
- L. Gironi, C. Arnaboldi, J. W.Beeman, O. Cremonesi, F.A. Danevich, V.Ya. Degoda, L.I. Ivleva, L.L. Nagornaya, M. Pavan, G. Pessina, S. Pirro, V.I. Tretyak, I.A. Tupitsyna  
Performance of  $\text{ZnMoO}_4$  crystal as cryogenic scintillating bolometer to search for double beta decay of molybdenum  
Journal of Instrumentation **5**, 11007/1 – 12 (2010)
- R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, B.V. Grinyov, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, V.M. Mokina, S.S. Nagorny,



- L.L. Nagornaya, S. Nisi, F. Nozzoli, D.V. Poda, D. Prosperi, V.I. Tretyak, S.S. Yurchenko  
Search for double beta decay of zinc and tungsten with low background ZnWO<sub>4</sub> crystal scintillators  
J. Phys.: Conf. Ser. **202**, 012038/1 – 4 (2010)
- F. Mauger (on behalf of the NEMO-3/SuperNEMO collaboration)  
Searching for leptonic number nonconservation with NEMO-3 and SuperNEMO  
J. Phys.: Conf. Ser. **203**, 012065/1 – 3 (2010)
- L. Oberauer (on behalf of the BOREXINO collaboration)  
Results from the solar neutrino experiment BOREXINO  
J. Phys.: Conf. Ser. **203**, 012081/1 – 5 (2010)
- S. Cebrian (on behalf of the SuperNEMO Collaboration)  
The BiPo detector  
J. Phys.: Conf. Ser. **203**, 012131/1 – 2 (2010)
- P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A. Incicchitti, V.V. Kobychhev, B.N. Kropivnyansky, M. Laubenstein, P.G. Nagorny, S.S. Nagorny, S. Nisi, F. Nozzoli, D.V. Poda, D. Prosperi, O.G. Polischuk, V.I. Tretyak, I.M. Vyshnevskiy, S.S. Yurchenko  
New observation of  $2\beta 2\nu$  decay of <sup>100</sup>Mo to the O<sub>1</sub><sup>+</sup> level of <sup>100</sup>Ru in the ARMONIA experiment  
J. Phys.: Conf. Ser. **203**, 012142/1 – 2 (2010)
- V.S. Olkhovskiy  
A retrospective view on the history of natural sciences in XX-XXI  
Natural Science **2**, 228 – 245 (2010)
- H. Voss et al (LHCb Collaboration)  
Production, commissioning and first data of the LHCb silicon tracker  
Nucl. Instrum. Meth., A **612**, 460 – 463 (2010)
- O.P. Barinova, F.A. Danevich, V.Ya. Degoda, S.V. Kirsanova, V.M. Kudovbenko, S. Pirro, V.I. Tretyak  
First test of Li<sub>2</sub>MoO<sub>4</sub> crystal as a cryogenic scintillating bolometer  
Nucl. Instrum. Meth. A **613**, 54 – 57 (2010)
- P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, V.B. Brudanin, N. Bukilic, R. Cerulli, D.M. Chernyak, F.A. Danevich, S. d'Angelo, V.Ya. Degoda, A.E. Dossovitskiy, E.N. Galashov, Yu.A. Hyzhnyi, S.V. Ildyakov, A. Incicchitti, V.V. Kobychhev, O.S. Kolesnyk, G.P. Kovtun, V.M. Kudovbenko, J.R. de Laeter, A.L. Mikhlin, S.S. Nagorny, S.G. Nedilko, A.S. Nikolaiko, S. Nisi, D.V. Poda, R.B. Podviyanyuk, O.G. Polischuk, D. Prosperi, A.P. Shcherban, V.P. Shcherbatskiy, V.N. Shlegel, D.A. Solopikhin, Yu.G. Stenin, V.I. Tretyak, Ya.V. Vasiliev, V.D. Virich  
Development of enriched <sup>106</sup>CdWO<sub>4</sub> crystal scintillators to search for double β decay processes in <sup>106</sup>Cd  
Nucl. Instrum. Meth. A **615**, 301 – 306 (2010)
- A.Ianni (on behalf of Borexino Collaboration)  
The Borexino detector: Methodology for a large-scale low background liquid scintillator  
Nucl. Instrum. Meth. A **617**, 488 – 491 (2010)
- LHCb Collaboration  
First experience and results with the LHCb Silicon Tracker  
Nucl. Instrum. Meth. A **617**, 538 – 540 (2010)
- J. Argyriades, R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A.S. Barabash, A. Basharina-Freshville, M. Bongrand, C. Bourgeois, D. Breton, M. Briere, G. Broudin-Bay, V.B. Brudanin, A.J. Caffrey, S. Carcel, S. Cebrian, A. Chapon, E. Chauveau, Th. Dafni, J. Diaz, D. Durand, V.G. Egorov, J.J. Evans, R. Flack, K.-I. Fushima, I.G. Irastorza, X. Garrido, H. Gomez, B. Guillon, A. Holin, J. Hommet, K. Holy, J.J. Horkey, P. Hubert, C. Hugon, F.J. Iguaz, N. Ishihara, C.M. Jackson, S. Jenzer, S. Jullian, M. Kauer, O.I. Kochetov, S.I. Konovalov, V. Kovalenko, T. Lamhamdi, K. Lang, Y. Lemièrre, G. Lutter, G. Luzon, F. Mamedov, Ch. Marquet, F. Mauger, F. Monrabal, A. Nachab, I. Nasteva, I.B. Nemchenok, C.H. Nguyen, M. Nomachi, F. Nova, H. Ohsumi, R.B. Pahlka, F. Perrot, F. Piquemal, P.P. Povinec, B. Richards, J.S. Ricol, C.L. Riddle, A. Rodriguez, R. Saakyan, X. Sarazin, J.K. Sedgbeer, L. Serra, Yu.A. Shitov, L. Simard, F. Simkovic, S. Soldner-Rembold, I. Stekl, C.S. Sutton, Y. Tamagawa, G. Szklarz, J. Thomas, R. Thompson, V. Timkin, V.I. Tretyak, V.I. Umatov, L. Vala, I.A. Vanyushin, R. Vasiliev, V.A. Vasiliev, V. Vorobel, D. Waters, N. Yahlali, A. Zukauskas  
Results of the BiPo-1 prototype for radiopurity measurements for the SuperNEMO double beta decay source foils  
Nucl. Instrum. Meth. A **622**, 120 – 128 (2010)
- F.A. Danevich, B.V. Grinyov, S. Henry, M.B. Kosmyna, H. Kraus, N. Krutyak, V.M. Kudovbenko, V.B. Mikhailik, L.L. Nagornaya, B.P. Nazarenko,

- A.S. Nikolaiko, O.G. Polischuk, V.M. Puzikov, A.N. Shekhovtsov, V.I. Tretyak, Yu.Ya. Vostretsov  
Feasibility study of PbWO<sub>4</sub> and PbMoO<sub>4</sub> crystal scintillators for cryogenic rare events experiments  
Nucl. Instrum. Meth. A **622**, 608 – 613 (2010)
- R. Flack (on behalf of the SuperNEMO Collaboration)  
Calorimeter R&D for the SuperNEMO double beta decay experiment  
Nucl. Instrum. Meth. A **623**, 255 – 257 (2010)
- R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky, P.G. Young, S. Goriely, T. Belgya, A.V. Ignatyuk, A.J. Koning, S. Hilaire, V.A. Plujko, M. Avrigeanu, O. Bersillon, M.B. Chadwick, T. Fukahori, Ge Zhigang, Han Yinlu, S. Kailas, J. Kopecky, V. M. Maslov, G. Reffo, M. Sin, E. Sh. Soukhovitskii, P. Talou  
RIPL - Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations  
Nucl. Data Sheets **110**, 3107 – 3214 (2009)
- P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A. Incicchitti, V.V. Kobychev, B.N. Kropivnyansky, M. Laubenstein, P.G. Nagorny, S.S. Nagorny, S. Nisi, F. Nozzoli, D.V. Poda, D. Prosperi, O.G. Polischuk, V.I. Tretyak, I.M. Vyshnevskiy, S.S. Yurchenko  
New observation of  $2\beta 2\nu$  decay of <sup>100</sup>Mo to the O<sub>1</sub> level of <sup>100</sup>Ru in the ARMONIA experiment  
Nucl. Phys. A **846**, 143 – 156 (2010)
- H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev et al  
Measurement of dijet photoproduction for events with a leading neutron at HERA  
Nucl. Phys. B **827**, 1 – 33 (2010)
- H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev et al  
A QCD Analysis of ZEUS Diffractive Data  
Nucl. Phys. B **831**, 1 – 25 (2010)
- M.B. Avanzini (on behalf of the Borexino Collaboration)  
Vacuum-matter transition of solar neutrino oscillations with the Borexino experiment  
Nuovo Cimento B **125**, 601-610 (2010)
- H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev et al  
Measurement of isolated photon production in deep inelastic ep scattering  
Phys. Lett. B **687**, 16 – 25 (2010)
- G. Bellini, J. Benziger, S. Bonetti, M.B. Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro, A. Chavarria, F. Dalnoki-Veress, D. D'Angelo, S. Davini, H. de Kerret, A. Derbin, A. Etenko, G. Fiorentini, K. Fomenko, D. Franco, C. Galbiati, S. Gazzana, C. Ghiano, M. Giammarchi, M. Goeger-Neff, A. Goretti, E. Guardincerri, S. Hardy, A. Ianni, A. Ianni, M. Joyce, V.V. Kobychev, Y. Koshio, G. Korga, D. Kryn, M. Laubenstein, M. Leung, T. Lewke, E. Litvinovich, B. Loer, P. Lombardi, L. Ludhova, I. Machulin, S. Manecki, W. Maneschg, G. Manuzio, Q. Meindl, E. Meroni, L. Miramonti, M. Misiaszek, D. Montanari, V. Muratova, L. Oberauer, M. Obolensky, F. Ortica, M. Pallavicini, L. Papp, L. Perasso, S. Perasso, A. Pocar, R.S. Raghavan, G. Ranucci, A. Razeto, A. Re, B. Ricci, P. Risso, A. Romani, D. Rountree, A. Sabelnikov, R. Saldanha, C. Salvo, S. Schonert, H. Simgen, M. Skorokhvatov, O. Smirnov, A. Sotnikov, S. Sukhotin, Y. Suvorov, R. Tartaglia, G. Testera, D. Vignaud, R.B. Vogelaar, F. von Feilitzsch, J. Winter, M. Wojcik, A. Wright, M. Wurm, J. Xu, O. Zaimidoroga, S. Zavatarelli, G. Zuzel  
Observation of geo-neutrinos  
Phys. Lett. B **687**, 299 – 304 (2010)
- B. Sun, R. Knobel, H. Geissel, Yu.A. Litvinov, P.M. Walker, K. Blaum, F. Bosch, D. Boutin, C. Brandau, L. Chen, I.J. Cullen, A. Dolinskii, B. Fabian, M. Hausmann, C. Kozhuharov, J. Kurewicz, S.A. Litvinov, Z. Liug, M. Mazzocco, J. Meng, F. Montes, G. Munzenberg, A. Musumarra, S. Nakajima, C. Nociforo, F. Nolden, T. Ohtsubok, A. Ozawa, Z. Patyk, W.R. Plas, C. Scheidenberger, M. Steck, T. Suzuki, H. Weick, N. Winckler, M. Winkler, T. Yamaguchi  
Direct measurement of the 4.6 MeV isomer in stored bare <sup>133</sup>Sb ions  
Phys. Lett. B **688**, 294 – 297 (2010)
- H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev et al  
Inclusive-Jet Cross Sections in NC DIS at HERA and a Comparison of the  $\kappa_T$ , anti- $\kappa_T$  and SIScone Jet Algorithms  
Phys. Lett. B **691**, 127 – 137 (2010)
- LHCb Collaboration  
Prompt K<sub>short</sub> production in pp collisions at  $\sqrt{s}=0.9$  TeV  
Phys.Lett.B **693**, 69 – 80 (2010)
- LHCb Collaboration  
Measurement of  $\sigma(pp \rightarrow b \text{ anti-}b X)$  at  $\sqrt{s}=7$  TeV in the forward region  
Phys.Lett.B **694**, 209 – 216 (2010)

- V.Yu. Denisov, N.A. Pilipenko  
Fusion of deformed nuclei:  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$   
Phys.Rev. C **81**, 025805/1 – 5
- V.Yu. Denisov, A.A. Khudenko  
 $\alpha$ -decay of even-even superheavy elements  
Phys.Rev. C **81**, 025805/1 – 12
- V.M. Kolomietz, A.I. Sanzhur  
New derivation of the symmetry energy from nuclei beyond the  $\beta$ -stability line  
Phys.Rev. C **81**, 024324/1 – 4 (2010)
- A.G. Magner, A.S. Sitdikov, A.A. Khamzin, J Bartel  
Semiclassical shell structure in rotating Fermi systems  
Phys. Rev. C **81**, 064302/1 – 20 (2010)
- A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov, S. Dubnicka  
Elastic electron-deuteron scattering beyond one-photon exchange  
Phys. Rev. C **81**, 054001/1 – 11 (2010)
- S. P. Maydanyuk, V. S. Olkhovsky, G. Mandaglio, M. Manganaro, G.Giardina, G.Fazio,  
Bremsstrahlung emission of high energy accompanying spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$   
Phys. Rev. C **82**, 014602/1 – 9 (2010)
- A.V. Derbin (on behalf of the Borexino Collaboration)  
First results of the Borexino experiment  
Phys. At. Nucl. **73**, 1935 – 1941 (2010)
- A.G. Magner, A.S. Sitdikov, A.A. Khamzin, J. Bartel, A.M. Gzhebinsky  
Semiclassical shell- structure moment of inertia for equilibrium rotation of a simple Fermi system  
Phys. At. Nucl. **73**, 1398 – 1404 (2010)
- V.S. Olkhovsky, S.P. Maydanyuk and E. Recami  
Non-self-adjoint operators as observables in quantum theory and nuclear physics  
Physics of Particles and Nuclei **41**, 508 – 530 (2010)
- Атомна енергетика:**
- S.I. Azarov, V.I. Palamarчук, V.L. Sidorenko  
Оцінка ризику для населення, що вживає питну воду після аварії  
Вісник КДУ ім. Михайла Остроградського. **64**, 141 – 144 (2010)
- А.Б. Демчишин, А.Ю. Дидык, П.А. Селищев  
Моделирование образования структуры областей видоизмененного вещества при формировании тяжелыми ионами высоких энергий  
Вопросы атомной науки и техники **1(93)**, 3 – 7 (2010)
- В.Л. Сидоренко, С.І. Азаров  
Оцінка потенційного ризику від аварій Екологічна безпека **1**, 52 – 56 (2010)
- А.Ю. Дидык, П.А. Селищев, В.И.Слисенко, А.Ю.Ляшенко  
Изменение поверхности образца в процессе образования треков цилиндрической формы вследствие облучения тяжелыми ионами высокой энергии  
Металлофизика и новейшие технологии **32**, 357 – 363 (2010)
- Л.А. Булавін, Н.А. Атамась, О.А. Василькевич, Г.М. Вербінська, В.І. Слісенко, А.В. Ковальов  
Концентраційні особливості динаміки молекул розчинів вода - пропиловий спирт  
Український фізичний журнал **55**, 694 – 698 (2010)
- П.М.Ворона, В.Ф.Разбудей  
Розрахункові дослідження та аналіз характеристик дослідницького реактора ВВР-М як джерела нейтронів для вирішення наукових та прикладних задач  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 57 – 65(2010)
- В.Н. Павлович, В.Н. Хотяинцев, О.М. Хотяїнцева  
Реактор на хвилі ядерного горіння: управління параметрами хвилі  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 49 – 56 (2010)
- А.П. Войтер, В.І. Слісенко, М.І. Доронін, І.О. Мазний, О.А. Василькевич, В.В. Голік, О.М. Ковальов, В.І. Копачов, В.Г. Савчук  
Багатоканальний аналізатор для нейтронного спектрометра за часом прольоту  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 90 – 96 (2010)
- Н.О. Атамась, Л.А. Булавін, О.А. Василькевич, Г.М. Вербінська, В.В. Кротенко, В.І.Слісенко  
Квазіпружне розсіяння повільних нейтронів у водно-спиртових розчинах  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 159 – 164 (2010)

И. Н.Вишнеvский, В.И. Слисенко, В.Н. Макаров-ский, А.Г. Дьяков, М.В. Лысенко, И. Большин-ский, Д. Дьюис

Научно-технические и организационные аспекты вывоза отработавшего ядерного топлива с исследовательского ядерного реактора ИЯИ НАН Украины РВТК-1000

Ядерна фізика та енергетика **11**, 410 – 414 (2010)

В. В. Гальченко, В. І. Макодим, В. В.Соловйов, В. В. Ількович

Урахування вигоряння ядерного палива при обґрунтуванні ядерної безпеки систем зберігання та транспортування відпрацьованого ядерного палива

Ядерна фізика та енергетика **11**, 415 – 420 (2010)

L.S. Saltykov, S.V. Shevchenko, V.I. Slisenko, V.V. Kozgushko.

Impact of Heterogeneity on Gamma - Spectrometry Data at Nondestructive Assay of Radioactive Waste Practice Periodical of Hazardous, Toxic, and Radiative Waste Management **14**, 205 – 210 (2010)

#### Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство:

Н.В. Друзенко, В.І. Куц, О.В. Мосолаб, Л.В. Ушата, Ю.Г. Гришин, В.П. Тартачник, Л.І. Чирко, В.Я. Опилат, С.Б. Смирнов, В.Ф. Ластовецький, П.Г. Литовченко

Деградаційні та відновні процеси у зворотньоозміщених фосфідо-галієвих діодах, спричинені швидкими нейтронами реактора Вопросы атомной науки и техники **1(95)**, 112 – 116 (2010)

А.Ya. Dzyublik

Triggering of nuclear isomers by x-ray lasers Письма в ЖЭТФ **3(92)**, 152 – 156 (2010)

Э.К.Садыков, А.Я. Дзюблик, Г.И. Петров, В.В. Аринин, В.Ю. Співак

Мессбауэровское рассеяние вперед на  $FeVO_3$  в режиме радиочастотного перемагничивания Письма в ЖЭТФ **4(92)**, 279 – 283 (2010)

А.Ya. Dzyublik, V.Yu. Spivak

Temperature dependence of the shake-off effect for conductivity electrons

Український фізичний журнал **55**, 428 – 433 (2010)

А.А. Гроза, П.Г. Литовченко, М.І. Старчик, В.І. Хіврич, Г.Г. Шматко

Особливості ефекту далекодії в кремнії при імплантації ядер водню і гелію

Український фізичний журнал **55**, 699 – 705 (2010)

А.Я. Дзюблик

Распад ядер в поле лазера

Ученые записки Казанского университета **152**, 61 – 68(2010).

M. Ullah, I.I. Fishchuk, A. Kadashchuk, P. Stadler, A. Pivrikas, C. Simbruner, V. N. Poroshin, N.S. Sariciftci, H. Sitter

Dependence of Meyer-Neldel Energy on Energetic Disorder in Organic Field Effect Transistors Applied Physics Letters **96**, 213306/1 – 3 (2010)

O. Konoreva, P. Litovchenko, V. Manzhara, V. Opilat, V. Tartachnyk

Peculiarities of near-edge optical absorption in irradiated GaP Functional Materials **17**, 80 – 85 (2010)

G.V. Vertsimakha, S.B. Lev

The influence of single barrier semimagnetic semiconductor spin filter on electrons spin polarization

Functional materials **17**, 238 – 244 (2010)

S. Nešpůrek, A. Kochalska, J. Nožár, A. Kadashchuk, I.I. Fishchuk, J. Sworakowski, F. Kajzar

Feature of Polaronic Charge Carriers in Polysilanes: Experimental and Theoretical Approach Molecular Crystals and Liquid Crystals **521**, 72 – 83 (2010)

I.I. Fishchuk, A. Kadashchuk, V.N. Poroshin, H. Bässler

Charge-carrier and polaron hopping mobility in disordered organic solids: carrier-concentration and electric-field effects

Philosophical Magazine **90**, 1229 – 1244 (2010)

I.I. Fishchuk, A.K. Kadashchuk, J. Genoe, M. Ullah, H. Sitter, Th.B. Singh, N.S. Sariciftci, H. Bässler

Temperature dependence of the charge carrier mobility in disordered organic semiconductors at large carrier concentrations

Phys. Rev. B **81**, 045202/1 – 12 (2010)

V. I. Sugakov, G.V. Vertsimakha

Localized exciton states with giant oscillator strength in quantum well in vicinity of metallic nanoparticle

Phys. Rev. B **81**, 235308/1 – 9 (2010)

O. Hontaruk, O. Konoreva, P. Litovchenko, V. Manzhara, V. Opilat, M. Pinkovska, V. Tartachnyk

Radiative recombination in initial and electron-irradiated GaP crystals

Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics **1(13)**, 30 – 35 (2010)

V. Revka, E. Grynuk, L. Chyrko

The use of Master curve method for statistical re-evaluation of surveillance test data for WWER-1000 reactor pressure vessel

Strength of Materials **42**, 705 – 710 (2010)

### Фізика плазми:

О.А. Федорович, Л.М. Войтенко

О коэффициентах распада НТ при взрыве вольфрамового проводника в воде

Вопросы атомной науки и техники **4(68)**, 354 – 359 (2010)

А.А. Гончаров, А.Н. Евсюков, Є.Г. Костін, Б.В. Стеценко, Е.К. Фролова, А.И. Щуренко

Синтез нанокристаллических пленок диоксида титана в цилиндрическом газовом разряде магнетронного типа и их оптическая характеристика Журнал технической физики **80**, 127 – 135 (2010)

Е.М. Руденко, І.В. Коротащ, В.Ф. Семенюк, К.П. Шамрай

Вакуумно-плазмовий модуль для формування структур елементної бази наноелектроніки та мікроенергетики

Наука та інновації **6**, 36 – 38 (2010)

І.О. Анісімов, Л.І. Романюк

Прозвітлення, квазіпрозорість та інформаційна прозорість хвильових бар'єрів у неоднорідній плазмі

Український фізичний журнал / Огляди **6**, 1 – 50 (2010)

О.А. Федорович

Методика экспериментального определения оптической толщины плазменного канала импульсных разрядов в воде по контуру

реабсорбированной линии водорода На

Ядерна фізика та енергетика, **1**, 97 – 107 (2010)

Ю.С.Подзирей

Компрессор пульсирующего воздушно реактивного двигателя

Арсенал XXI **1-2**, 42 – 47 (2010)

Ю.С.Подзирей

Одно из возможных направлений применения пульсирующего детонационного двигателя

Двигатель **69**, 8 – 11 (2010)

Ю.С.Подзирей

Двигатели и движители противопожарной летающей платформы

Пожаровзрывобезопасность **2**, 54 – 57 (2010)

О. Agapitov, V. Krasnoselskikh, Yu. Zaliznyak, V. Angelopoulos, O. Le Contel, G. Rolland

Chorus source region localization in the Earth's outer magnetosphere using THEMIS measurements

Annales Geophysicae **28**, 1377 – 1386 (2010)

P.V. Porytsky, I.V. Krivtsun, V. Demchenko, U. Reisgen, O. Mokrov, A. Zabirow

On the application of the theory of Lorentzian plasma to calculation of transport properties of multicomponent arc plasmas

Eur. Phys. Jour. D **57**, 77 – 85 (2010)

V.Yavorskij, V. Kiptily, C. Challis, V. Goloborod'ko, L.G. Eriksson, N. Hawkes, S. Reznik et al.

Analysis of evolution of  $\gamma$ -ray emission induced by MeV ions in JET

Nucl. Fusion **50**, 025002 (2010)

V.G. Kiptily, G. Gorini, I. Proverbio, M. Tardocchi, I.N. Chugunov, V. Goloborod'ko, V.Yavorskij, et al.

Doppler broadening of gamma ray lines and fast ion distribution in JET plasmas

Nucl. Fusion **50**, 084001 (2010)

Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, R.B. White, and Yu.V. Yakovenko

Effects of the energetic-ion-induced instabilities on the bulk plasma heating, transport, and rotation in toroidal systems

Nucl. Fusion **50**, 084011 (2010)

Yu.V. Yakovenko, Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, R.B. White, and A. Werner

Mode coupling in Alfvén instabilities

- Nucl. Fusion **50**, 084015 (2010)
- Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko and R.B. White  
Fishbone modes in compressible plasmas  
Nucl. Fusion **50**, 084017 (2010)
- O.P. Fesenyuk, Yu.V. Yakovenko, Ya.I. Kolesnichenko, and A.P. Pasichny  
Theory of generation of kinetic Alfvén waves by Non-conventional Global Alfvén Eigenmodes  
Nucl. Fusion **50**, 084018 (2010)
- V.Yavorskij, A. Moskvitin, Yu. Moskvitina, V. Goloborod'ko, K. Schoepf  
3D Fokker-Planck description of TF ripple induced collisional transport of ions in tokamaks  
Nucl. Fusion **50**, 084022 (2010)
- V.S. Marchenko, S.N. Reznik  
Splitting of the  $m=n=1$  modes in hybrids with  $q_{min} < 1$   
Phys. Plasmas **17**, 084503 (2010)
- V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko  
Transformation of electromagnetic waves in turbulent magnetized plasma  
Physica Scripta **81**, 065502/1 – 5 (2010)
- A.I. Yakimenko, O.O. Prihodko, S.I. Vilchynskiy  
Bright vector solitons in cross-defocusing nonlinear media  
Phys. Rev. E **82**, 016605/1 – 6 (2010)
- Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, and V.V. Lutsenko.  
Channelling of the energy and momentum during energetic-ion-driven instabilities in fusion plasmas  
Phys. Rev. Lett. **104**, 075001 (2010)
- V.F. Virko, Yu.V. Virko, V.M. Slobodyan, K.P. Shamrai  
The effect of magnetic configuration on ion acceleration from a compact helicon source with permanent magnets  
Plasma Sources Sci. Technol. **19** 015004/1-7 (2010)
- S. Shinohara, T. Motomura, K. Tanaka, T. Tanikawa, K.P. Shamrai  
Large-area high-density helicon plasma sources  
Plasma Sources Sci. Technol. **19**, 034018/1 – 7 (2010)
- Yu.K. Moskvitina, V.Yavorskij, K. Schoepf  
Fokker-Planck equation for trapped particles in tokamak with Toroidal Field ripples  
Problems of Atomic Science and Technology, Series "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration" **4**, 100 – 104 (2010)
- A. Dobrovolskiy, S. Dunets, A. Litovko, A. Evsyukov, A. Goncharov, V. Gushenets, E. Oks  
Recent advances in plasma devices based on plasma lens configuration for manipulating high-current heavy ion beams  
Rev. Sci. Instrum, **2B (81)**, 704 – 707 (2010)
- Радіоекологія та радіобіологія:**
- О.Л. Зарубін, О.О. Заліський  
Вміст  $^{137}\text{Cs}$  у головені (*Leociscus cephalus* (L.)) водойми-охолоджувача ЧАЕС і р. Прип'ять  
Бюлетень екологічного стану зони відчуження та зони безумовного (обов'язкового) відселення **1(35)**, 31 – 37 (2010)
- М. Ватанга, Я.І. Серкіз, Ю.П. Гриневиц, І.М. Чоботько  
Антиокиснювальна активність плазми крові за різних режимів опромінення щурів  
Бюлетень екологічного стану зони відчуження та зони безумовного (обов'язкового) відселення **1(35)**, 45 – 47 (2010)
- О.О. Бурдо, Д.О. Вишневський, Т.В. Мельник, К.О. Бурдо, Л. К. Бездробна  
Мікроядерний аналіз клітин кісткового мозку нориць з 30-км зони ЧАЕС  
Бюлетень екологічного стану зони відчуження та зони безумовного (обов'язкового) відселення **1(35)**, 52 – 54 (2010)
- Н.С. Зарубіна  
Зміна питомої активності  $^{137}\text{Cs}$  в профілі ґрунтів на території зони відчуження  
Бюлетень екологічного стану Зони відчуження та Зони безумовного (обов'язкового) відселення **2(36)**, 23 – 28 (2010)
- О.Л. Зарубін, О.О. Заліський  
Питомий вміст  $^{137}\text{Cs}$  у риб-бентофагів водойми-охолоджувача ЧАЕС в залежності від маси особини  
Бюлетень екологічного стану зони відчуження та зони безумовного (обов'язкового) відселення **2(36)**, 29 – 34 (2010)

- М.Ю Гридчук, І.П. Дрозд  
До питання прогнозування індивідуальної радіочутливості  
Бюлетень екологічного стану зони відчуження та зони безумовного (обов'язкового) відселення **2(36)**, 49 – 58 (2010)
- О.Л. Зарубин  
Накопление  $^{137}\text{Cs}$  голавлем (*Leuciscus cephalus* L.)  
Гидробиологический журнал **2(46)**, 95 – 107 (2010)
- А.І. Липська, Я.І. Серкіз  
Дозові залежності реакції-відповіді організму щурів за показниками ліпідного обміну при надходженні радіонуклідів  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{90}\text{Sr}$   
Науковий вісник Ужгородського педагогічного університету. Серія Біологія **27**, 216 – 222 (2010)
- І.П. Дрозд, А.І. Липська  
Дослідження кінетики ізотопів  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  в організмі лабораторних щурів  
Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Біологія **27**, 223 – 230 (2010)
- О.М. Волкова, В.В. Беляев, О.Л. Зарубін, В.А. Костюк, О.О. Пархоменко, С.П. Ришляк  
Формування дозових навантажень на риб водойми-охолоджувача Чорнобильської АЕС  
Наукові записки Тернопільського національного педагогічного університету імені Володимира Гнатюка. Серія: Біологія. Спеціальний випуск: Гідроекологія **2(43)**, 61 – 64 (2010)
- О.Л. Зарубін, Н. Є. Зарубіна  
Радіонуклідне забруднення Канівського водосховища та прибережних наземних екосистем  
Наукові записки Тернопільського національного педагогічного університету імені Володимира Гнатюка. Серія: Біологія. Спеціальний випуск: Гідроекологія **2**, 201 – 203 (2010)
- М.О. Дружина, Е.А. Дьоміна, А.І. Липська  
Радіаційний канцерогенез  
Онкологія (Вибрані лекції для студентів і лікарів). – К.: Здоров'я України, 53 – 66 (2010)
- Н.В. Диденко, Д.М. Гребіник, Л.К. Бездробна  
Зміни пероксидного окислення ліпідів в плазмі крові після різних режимів загального і локального опромінення щурів  
Проблеми радіаційної медицини та радіобіології **15**, 329 – 332 (2010)
- М.В. Желтоножская, Н.В. Кулич, Л.В. Садовников, В.А. Канченко, Э.М. Пазухин, Н.И. Панасюк  
Исследование изотопных отношений в образцах, отобранных в ближней зоне Объекта «Укрытие»  
Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля **13**, 123 – 127 (2010)
- М.І. Кузьменко, Д.І. Гудков, С.І. Кіреєв, В.В. Беляєв, О.М. Волкова, В.Г. Кленус, О.Є. Каглян, Н.Л. Шевцова, З.О. Широка, О.Л. Зарубін, О.І. Насвіт, О.Б. Назаров, О.В. Дзюбенко, Л.П. Юрчук, В.А. Крапиш, М.Г. Мардаревич  
Техногенні радіонукліди у прісноводних екосистемах.  
Видавництво “Наукова Думка”, Київ (2010)
- О.Л. Зарубин, Е. Н. Волкова, В.В. Беляев, В.А. Костюк  
Особенности формирования дозовых нагрузок на рыб Каневского водохранилища  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 82 – 85 (2010)
- В.В. Тришин, О.В. Сваричевська, І.О. Павленко, Н.М. Дзятковська, А.Д. Саженьюк, А.Й. Кузьміна  
Радіаційний моніторинг об'єктів навколишнього середовища в зоні впливу дослідницького ядерного реактора ВВР-М ІЯД НАН України  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 165 – 169 (2010)
- Н.Е. Зарубина, И.А. Малюк, Э.Ю. Котишевская, С.В. Телецкая, А.И. Головач, Л.А. Головач  
Вклад в дозу облучения человека от  $^{137}\text{Cs}$  при употреблении в пищу дикорастущих грибов  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 186 – 190 (2010)
- О.Л. Зарубин, А.А. Залисский, В.А. Костюк, Е.Н. Волкова, В.В. Беляев, И.А. Малюк  
Удельное содержание  $^{137}\text{Cs}$  в мышцах плотвы (*Rutilus rutilus* L.) в зависимости от массы особи  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 191 – 194 (2010)
- І.П. Дрозд, А.І. Липська, М.Ю. Гридчук  
До удосконалення методології управління радіаційною безпекою персоналу на об'єктах атомної енергетики та промисловості  
Ядерна фізика та енергетика **11**, 280 – 289 (2010)
- М. В. Желтоножская, Н. В. Кулич, А. И. Липская, П. Н. Музолев  
Исследование поведения радионуклидов черныбыльского происхождения на территории опытных полигонов в ближней зоне ЧАЭС  
Ядерна фізика та енергетика **11** 294 – 301 (2010)



Н.И. Власенко, М.Н. Коротенко, В.В. Тришин  
Экспериментальные исследования нейтронно-  
защитных свойств гидридов с повышенным  
содержанием водорода  
Ядерна та радіаційна безпека **47**, 16 – 17 (2010)

A.N. Berlizov, K. Mayer

Fast and accurate approach to  $\gamma$ -spectrum modelling:  
a validation study with a shielded / unshielded  
voluminous uranium sample  
Applied Radiation and Isotopes **68** 1822 – 1831  
(2010)

B.K. Bylkin, D. Craig, Yu.E. Gorlinsky, N.F. Har-  
man, R Jackson, V.I. Kolyadin, Yu.N. Lobach,  
V.I. Pavlenko

Development of decommissioning strategy for the  
MR reactor  
Kerntechnik **75**, 30 – 34, (2010)

A.N. Berlizov, D.A. Sharikov, H. Ottmar, H. Eberle,  
J Galy, K. Luetzenkirchen

A Quantitative Monte Carlo Modelling of the  
Uranium and Plutonium X-ray Fluorescence (XRF)  
Response from a Hybrid K-edge / K-XRF  
Densitometer

Nuclear Instruments and Methods in Physics  
Research A **615**, 127 – 135 (2010)

## Доповіді на конференціях

### Ядерна фізика

А.Г. Артюх, В.В. Осташко, Ю.Н. Павленко,  
И.А. Тырас, В.Л. Шаблов

Неизолированный кластерный распад резонансов нейтронноизбыточных легких ядер в многочастичных реакциях

VIII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 22 – 26 лютого 2010 р.

А.П. Лашко

Визначення магнітних моментів ядерних станів за надтонким зсувом ліній електронів внутрішньої конверсії

VIII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 22 – 26 лютого 2010 р.

Ю.М. Малюта, Т.В. Обиход

Компьютерное моделирование процессов рождения суперчастиц на коллайдере LHC

VIII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 22 – 26 лютого 2010 р.

Ю.М. Павленко, К.О. Теренецький,  
В.П. Вербицький, О.І. Рундель, І.П. Дряпаченко,  
Е.М. Можжухін, В.М. Добріков, Ю.Я. Карлишев,  
О.К. Горпинич

Розщеплення дейтронів ядрами  $^{58}\text{Ni}$  та  $^{208}\text{Pb}$  при підбар'єрних енергіях  $E_d = 7,3 \text{ MeV}$

VIII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків 22 – 26 лютого 2010 р.

Ю.Н. Павленко, В.Л. Шаблов, И.А. Тырас,  
О.К. Горпинич, Н.Л. Дорошко, В.Н. Добриков,  
В.А. Кива, Т.А. Корзина, А.В. Степанюк

Распад по разным каналам высоковозбужденных резонансов  $^5\text{He}$

VIII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 22 – 26 лютого 2010 р.

V. Aushev

Charmed Mesons in ep Scattering at HERA  
Nordic Winter Meeting on Physics @ FAIR Björkliden, Sweden, March 22 – 26, 2010

F.A. Ivanyuk

A Fresh Look at the Scission Configuration  
“The Scission Process: The Last Stage of Nuclear Fission”

Workshop of the Espace de Structure Nucleaire Thorique, CEA/SPhN, Gif-sur-Yvette, France, April 12 – 16, 2010

V. Aushev

Beauty in photoproduction at ZEUS, DIS10  
XVIII International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects, Convitto della Calza, Florence, April 19 – 23, 2010

V.V. Kobychев

Simulation of response of  $\text{CaMoO}_4$  detectors to internal impurities and to the double beta processes  
AMORE software workshop, Seoul, Korea (with the EVO conference system), May 7, 2010

V.I. Tretyak

DECAYO: event generator for initial kinematics of events in  $\alpha$ ,  $\beta$  and  $2\beta$  decays of atomic nuclei  
AMORE software workshop, Seoul, Korea (with the EVO conference system), May 7, 2010

M. Steck, C. Dimopoulou, A. Dolinsky,  
B. Franzke, T. Katayama, S.A. Litvinov, F. Nolden,  
C. Peschke, D. Möhl, L. Thorndahl

The Concept of Antiproton Accumulation in the RESR Storage Ring of the FAIR

"1st International Particle Accelerator Conference-2010", Kyoto, Japan, May 23 – 28, 2010

В.М. Кудовбенко

Вимірювання характеристик сцинтиляційних кристалів для криогенних експериментів з пошуку частинок темної матерії та подвійного  $\beta$ -розпаду  
International Conference “Astronomy and Space Physics in Taras Shevchenko Nat. University of Kyiv”, Kyiv, Ukraine, May 24 – 28, 2010

S.S. Nagorny

Development of enriched  $^{106}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators to search for double  $\beta$  decay processes in  $^{106}\text{Cd}$

International Conference “Crystal Materials 2010 (ICCM'2010)”, Kharkov, Ukraine, May 31 – June 3, 2010

3<sup>rd</sup> International Conference “Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy”, Kyiv, Ukraine, June 7 - 12, 2010, see pp. 154 – 156

D.M. Chernyak

First results of the experiment to search for  $2\beta$  decay of  $^{106}\text{Cd}$  with the help of  $^{106}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators

Carpathian Summer School of Physics 2010, Sinaia, Romania, June 20 – July 3, 2010

O.O. Belyuskina, V.I. Grantsev, V.V. Davidovskyy, L.I. Slusarenko et al.

Quasi-free inclusive processes for two-particle splitting of tritons by deuterons with energy of 37 MeV

LX International conference on nuclear physics "Nucleus 2010", St. Petersburg, Russia, July 6 – 9, 2010

O.A. Bezshyyko, O.M. Vodin, L.O. Golinka-Bezshyyko, A.M. Dovbnya, I.M. Kadenko, O.O. Kivernyk, O.A. Kovalenko, V.A. Kushnir, A.I. Levon, V.V. Mitrochenko, S.M. Olejnik, G.E. Tuller

Isomer Ratios for Products of Photonuclear Reactions with Middle-Weight Nucle

LX International conference on nuclear physics "Nucleus 2010", St. Petersburg, Russia, July 6 – 9, 2010

A.A. Kurteva, V.E. Mitroshin

Beta-decay  $^{107}\text{Cd} \rightarrow ^{107}\text{Ag}$  and  $^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$

LX International conference on nuclear physics "Nucleus 2010", St. Petersburg, Russia, July 6 – 9, 2010

A.T. Rudchik, Yu.M. Stepanenko, A.A. Rudchik, O.A. Ponkratenko, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, K. Rusek, A. Budzanowski, S.Yu. Mezhevych, I. Skwirczyńska, R. Siudak, B. Czech, A. Szczurek, J. Choiński, L. Głowacka

Mechanism of  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16,17}\text{N})^9, ^8\text{Be}$  reactions and  $^{16}\text{N} + ^9\text{Be}$ ,  $^{17}\text{N} + ^8\text{Be}$  optical potentials

LX International conference on nuclear physics "Nucleus 2010", St. Petersburg, Russia, July 6 – 9, 2010

A.T. Rudchik, Yu.M. Stepanenko, A.A. Rudchik, O.A. Ponkratenko, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, K. Rusek, A. Budzanowski, S.Yu. Mezhevych, I. Skwirczyńska, R. Siudak, B. Czech, A. Szczurek, J. Choiński, L. Głowacka

$\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{N})^8\text{Be}$  reaction mechanism and  $^{17}\text{N} + ^8\text{Be}$  potential;  $^{16}\text{N} + ^9\text{Be}$  potential from  $\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^8\text{Be}$  reaction analyses

Zakopane Conference on Nuclear Physics, Zakopane, Poland, August 30 – September 5, 2010

A.T. Rudchik, Yu.O. Shyrma, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, B.G. Novatski, O.A. Ponkratenko, E. Piasecki, G.P. Romanyshyna, K. Rusek, Yu.M. Stepanenko, I. Strojek, S.B. Sakuta, A. Budzanowski, L. Głowacka, I. Skwirczyńska, R. Siudak, J. Choiński, A. Szczurek

Elastic and inelastic scattering of  $^{12,13,14}\text{C} + ^{18}\text{O}$  versus  $^{12,13,14}\text{C} + ^{16}\text{O}$

LX International conference on nuclear physics "Nucleus 2010", St. Petersburg, Russia, July 6 – 9, 2010

V.S. Olkhovsky

The Problems of the Origin of Biologic Life and of the Reductionism of Biology to Physics (Quantum Mechanics)

Humboldt Kolleg “Mathematics and Life Sciences: Possibilities, Interplacements and Limits”, Kyiv, August 5 – 8, 2010

F. Danevich

Rare nuclear and sub-nuclear processes: physics beyond the standard model of particles

10-th Int. Gamow Summer School “Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology and Gravitation, Cosmomicrophysics, Radio-astronomy and Astrobiology” & Cosmomicrophysics Workshop, Odessa, Ukraine, August 23 – 28, 2010

V. Kobychyev

Detection of geoneutrinos by Borexino detector

10-th Int. Gamow Summer School “Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology and Gravitation, Cosmomicrophysics, Radio-astronomy and Astrobiology” & Cosmomicrophysics Workshop, Odessa, Ukraine, August 23 – 28, 2010

V.I. Tretyak

Search for solar axions through resonant excitation of nuclei

10-th Int. Gamow Summer School “Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology and Gravitation, Cosmomicrophysics, Radio-astronomy and Astrobiology” & Cosmomicrophysics Workshop, Odessa, Ukraine, August 23 – 28, 2010

V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, R. Capote, V.M. Bondar

E1 strength functions for photoabsorption and emission within closed-form methods

Workshop on gamma-strength and level density in Nuclear Physics and Nuclear technology, Dresden-Rossendorf, Germany, August 30 – September 3, 2010

M.S. Borysova, Yu.O. Karpenko, Yu.M. Sinyukov  
Evolution of energy density fluctuations in A+A collisions

6-th Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy (WPCF2010), Kyiv, Ukraine, September 14 – 18, 2010

J. Blocki, J. Skalski, A.G. Magner, I.S. Yatsyshyn  
Chaos vs Order in Nuclei

Symmetry & symmetry breaking in nuclear physics: 17th Nuclear Physics Workshop "Marie and Pierre Curie", Kazimierz Dolny, Poland, September. 22 – 26, 2010

A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov

Two-photon exchange in electron deuteron scattering

20-й міжнародний Балдінський семінар з фізики високих енергій "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics", Дубна, Росія, 4 – 9 жовтня 2010 р.

V.V. Kobychiev

Resolution and separability of 0v and 2v spectra  
2-nd Int. Workshop on Double beta Decay Search, Daejeon, Korea, October 7 – 8, 2010

V.I. Tretyak

Recent results on DBD in KINR  
2-nd Int. Workshop on Double beta Decay Search, Daejeon, Korea, October 7 – 8, 2010

V.I. Tretyak

Quenching factors for ions in scintillators  
2nd Int. Workshop on Double beta Decay Search, Daejeon, Korea, October 7 – 8, 2010

V.I. Tretyak

Last developments in the DECAVO/GENBB event generator  
NEMO-3/SuperNEMO Workshop, Dubna, Russia, October 25 – 28 2010

S.P. Maydanyuk, V.S. Olkhovsky, G. Mandaglio, M. Manganaro, G. Fazio, G. Giardina

Bremsstrahlung accompanying ternary fission of nuclei

International Symposium Quasifission Process in Heavy Ion Reactions. Messina (Italy) November 8 – 9, 2010

D. Chernyak

Search for double beta decay of  $^{106}\text{Cd}$  with the help of enriched  $^{106}\text{CdWO}_4$  crystal scintillator

Int. Student Workshop on Neutrinoless Double Beta Decay, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi, Italy, November 11 – 13, 2010

R. Podviyanuk

Development of  $\text{CaMoO}_4$  scintillation detector to search for  $0\nu\beta\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$

Int. Student Workshop on Neutrinoless Double Beta Decay, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi, Italy, November 11 – 13, 2010

С.С. Нагорный, Ф.А. Даневич, И.К. Бейлифф, В.В. Кобычев, Х. Краус, М. Лаубенштейн, П. Луиза, В.Б. Михайлик, А.С. Николайко, И.М. Сольский

Влияние перекристаллизации на радиоактивную загрязненность сцинтилляционных кристаллов  $\text{CaWO}_4$

Международная конференция "Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии" (ИСМАРТ-2010), Харьков, Украина, 14 – 19 ноября.2010 г.

Д.В. Пода, Ф.А. Даневич, Р. Бернабей

Сцинтилляторы в неускорительной физике элементарных частиц

Международная конференция "Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии" (ИСМАРТ-2010), Харьков, Украина, 14 – 19 ноября.2010 г.

И.А. Тупицына, Ю.Я. Вострецов, Ф.А. Даневич, Л.Л.Нагорная

Низкофоновые оксидные кристаллы для поиска темной материи и двойного бета-распада

Международная конференция "Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии" (ИСМАРТ-2010), Харьков, Украина, 14 – 19 ноября.2010 г.

### Атомна енергетика:

O. Gritzay

"Ukrainian Nuclear Data Centre Progress Report, 2009/10. Summary of Nuclear Data Studies by Staff of the Ukrainian Nuclear Data Centre"

IAEA Technical Meeting of the International Network of Nuclear Reaction Data Centres, IAEA Headquarters, Sapporo, Japan, April 20 – 23, 2010

N.O. Atamas, O.A. Vasilkevich, V.V. Krotenko

Analysis of properties and radial distribution function of the propanol-water system

5-th International Conference "Physics of Liquid Matter: Modern Problems", Kyiv, Ukraine, May 23 – 26, 2010

L.A. Bulavin, P.A. Selyshev, V.M. Sysoev  
Change of liquid viscosity by ionizing particulars  
5-th International Conference "Physics of Liquid Matter: Modern Problems", Kyiv, Ukraine, May 23 – 26, 2010

T.V. Karmazina, V.I. Slisenko, A.A. Vasilkevich, V.M. Omelchenko

Dynamics of water under carbon coal sorbents and silicacontaminating components

5-th International Conference "Physics of Liquid Matter: Modern Problems", Kyiv, Ukraine, May 23 – 26, 2010

V.V. Klepko, N.V. Kozak, A.V. Hubina, V.I. Slisenko, O.A. Vasilkevich

Water diffusion in biopolysaccharide based mesopore systems

5-th International Conference "Physics of Liquid Matter: Modern Problems", Kyiv, Ukraine, May 23 – 26, 2010

V.V. Klepko, S.V. Riabov, Y.Y. Kercha, I.V. Babych, V.I. Slisenko, O.A. Vasilkevich, L.A. Bulavin.

Molecular dynamics in cyclodextrin solutions

5-th International Conference "Physics of Liquid Matter: Modern Problems", Kyiv, Ukraine, May 23 – 26, 2010

P.A. Selyshev, M.V. Kobets, V.I. Slisenko  
Kinetics of clusters formation in liquids under the influence of radiation

5-th International Conference "Physics of Liquid Matter: Modern Problems", Ukraine, Kyiv, May 23 – 26, 2010

P.A. Selyshev, L.V. Moskalenko, V.I. Slisenko  
Kinetics of drops growth in binary solution under irradiation

5-th International Conference "Physics of Liquid Matter: Modern Problems", Ukraine, Kyiv, May 23 – 26, 2010

V.I. Slisenko, A.A. Vasilkevich, O.Yu. Aktan  
Mechanisms of the water diffusion in the swollen collagen-like structures

5-th International Conference "Physics of Liquid Matter: Modern Problems", Kyiv, Ukraine, May 23 – 26, 2010

P.A. Selyshev  
Creep in solids under irradiation

19th Annual Conference of Doctoral Students WDS'10, Part III, Physics, Prague, Czech Republic, June 1 – 4, 2010

Л.А. Булавин, П.А. Селищев, В.М. Сысоев. Влияние радиационно-индуцированного образования кластеров на характеристики фазовых переходов XX Международное совещание "Радиационная физика твердого тела", Севастополь, 5 – 10 июля 2010 г.

А.Б. Демчишин, П.А. Селищев

Перколяция трековых областей в тонкой пластинке, облучаемой с двух сторон

XX Международное совещание "Радиационная физика твердого тела", Севастополь, 5 – 10 июля 2010 г.

П.А. Селищев, М.В. Кобец, В.И. Слисенко. Кинетика образования и накопления радиационно-индуцированных кластеров у материалах др. XX Международное совещание "Радиационная физика твердого тела", Севастополь, 5 – 10 июля 2010 г.

П.А. Селищев, Л.В. Москаленко

Условия существования сферических выделений второй фазы в бинарных сплавах под облучением XX Международное совещание "Радиационная физика твердого тела", Севастополь, 5 – 10 июля 2010 г.

М.В. Кобец, П.А. Селищев, В.И. Слисенко. Упрощенные уравнения для описания образования кластеров у материалах под облучением.

XIX Международная конференция по физике радиационных явлений и радиационному материаловедению, Алушта, 8 – 13 сентября 2010 г.

Л.В. Москаленко, П.А. Селищев

Динамика изменения размера сферических выделений А-компонента у А-В сплаве под облучением

XIX Международная конференция по физике радиационных явлений и радиационному материаловедению, Алушта, 8 – 13 сентября 2010 г.

П.А. Селищев

Динамика роста сферических капель жидкости в паре под облучением.

XIX Международная конференция по физике радиационных явлений и радиационному материаловедению, Алушта, 8 – 13 сентября 2010 г.

P.A. Selyshev

Self-organization in solids under irradiation

Симпозіум "Quantum resonances in Nuclear, Molecular and Solid State Physics", Преторія, ПАР, 19 – 27 вересня 2010 р.

Y.P. Mahlers

Safety Aspects of Converting the WWR-M Research Reactor in Ukraine from HEU to LEU Fuel.

IAEA Technical Meeting on "Safety Aspects of Research Reactor Core Management and Conversion from HEU to LEU", Vienna, Austria, September 27 – October 1, 2010

Y.P. Mahlers, V.M. Makarovsky, I.A. Maliuk, O.F. Rudyk

Feasibility of Converting the WWR-M Research Reactor in Ukraine from HEU to LEU Fuel by the End of 2010

The 32d International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors, Lisbon, Portugal, October 10 – 14, 2010

#### Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство:

V. Revka

KINR re-evaluation for RRC-KI report

6th Progress meeting of the TAREG Project 2.01/03, Rez, Czech Republic, February 10 – 11, 2010

V. Revka

Reconstitution and testing of SUNPP unit 1 RPV irradiated set 3L surveillance specimens

6th Progress meeting of the TAREG Project 2.01/03, Rez, Czech Republic, February 10 – 11, 2010

B.I. Сахно.

Нові українські електрофізичні технології морепродуктів

Регіональний семінар ФАО «СОТ і доступ до ринків рибальства та аквакультури», Київ, 29 – 31 березня 2010 р.

A.A. Chernyuk, V.I. Sugakov

Spatial structures of the exciton liquid phase formation in semiconductor quantum wells at different laser pumpings

V International conference of physics of liquid matter: modern problems, Kyiv, May 21 – 24 2010

Л.И. Чирко, В.Н. Ревка, Г.П. Гринченко,

В.Я. Козлов, В.В. Стовбун

Исследование облученных образцов-свидетелей с применением технологии реконструкции 7-й міжнародній конференції МНТК-2010, Москва, Росія, 26 – 27 травня 2010

V. Revka

Reconstitution and testing of ZANPP unit 1 RPV irradiated set 2L surveillance specimens

7th Progress Meeting, St. Petersburg, Russian Federation, June 17 – 18, 2010

П.Г. Литовченко, А.О. Дружинін, Ю.М. Оверко,

А.Я. Карпенко, Н.Т. Павловська, В.М. Цмоць

Влия протонного опроминення на властивості ниткоподібних кристалів Si-Ge

Міжнародна конференція по сенсорах, SEMST 4, Одесса, 28 червня – 02 липня 2010 р.

L. Chyrko, V. Revka, S. Kovbasenko, Yu. Chai-

kovsky, Yu. Gulchuk, V. Otsaluk

Implementation of reconstitution technique for surveillance tests at Kiev Institute for Nuclear Research

47th Annual Meeting "Hot laboratories and remote handling" Working Group, Dimitrovgrad, Russian Federation, September 6 – 10, 2010

И.Н. Вишнеvский, Н.И. Власенко, Л.И. Чирко,

В.Н. Ревка, В.Я. Козлов, Г.П. Гринченко,

Э.Н. Чалый

Применение методики реконструкции образцов-свидетелей для обоснования срока безопасной эксплуатации корпусов реакторов ВВЭР-1000

XIX Міжнар. конференції з фізики радіаційних явищ та радіаційного матеріалознавства, Алушта, 6 – 11 вересня 2010 р.

А.А. Гроза, П.Г. Литовченко, М.І. Старчик,

В.І. Хіврич, Г.Г. Шматко

Самоорганізація радіаційних дефектів в кремнії, опромінених високо-енергетичними  $\alpha$ -частинками і протонами

Дрогобицька VII Міжнародна школа-конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників», Дрогобич, 28 вересня – 1 жовтня 2010 р.

Д.Ю. Колесник, В.И. Сахно, О.М. Файнлейб

Органосилоксаны при радиационно-химической санации бетона

12 українська конференція з високомолекулярних сполук, Київ, 18 – 21 жовтня 2010 р.

L. Chyrko, V. Revka, Yu. Chaikovsky,  
Yu. Gulchuk, V. Otsaluk, R. Frankov  
Application of the reconstitution techniques to  
WWER-1000 reactor pressure vessel materials in  
Ukraine  
IAEA Technical Meeting on Irradiation Embrittle-  
ment and Life Management of Reactor Pressure  
Vessels in Nuclear Power Plants, Znojmo, Czech  
Republic, October 18 – 22, 2010

В.Н. Буканов, И.Н. Вишнеvский, Н.И. Власенко,  
Л.И. Чирко  
Мониторинг состояния металла корпусов реак-  
торов ВВЭР-1000 на Украине  
III российско-украинское совещание-семинар  
«Развитие атомной энергетики – фактор устой-  
чивого межгосударственного сотрудничества»,  
Виноградово, Московская обл., Россия, 18 – 22  
октября 2010 г.

В.И. Сугаков, В.В. Томилко, А.А. Чернюк.  
Пространственное распределение экситонных  
конденсированных фаз в полупроводниковых  
квантовых ямах во внешних полях.  
II Международная научная конференция "Нанос-  
структурные материалы-2010: Беларусь-Россия-  
Украина" Киев, 19 – 22 октября 2010 г.

О.А. Федорович, Л.М. Войтенко  
Об особенностях распада неидеальной плазмы  
импульсных разрядов в воде  
Международная научно-практическая конферен-  
ция "Энергоэффективность-2010", Киев, 19 – 21  
октября 2010 г.

V.V. Tomilko, V.I. Sugakov  
Exciton condensation in double quantum wells under  
external harmonic potential  
11th International Young Scientists Conference Op-  
tics and High Technology Material Science SPO-  
2010, Kyiv, Ukraine, October 21 – 24, 2010

L. Chyrko  
Surveillance Specimens Reconstitution - Issues and  
Advantages  
Final Dissemination Meeting on Project TAREG  
2.01/00 + 2/01/03, Kiev, November 30-December 1,  
2010

**Фізика плазми:**

Y. Baranov, I. Jenkins, V. Kiptily, J. Ongena,  
V. Yavorskij  
Evidence of anomalous losses of fusion products on  
JET  
37th EPS Conference on Plasma Physics, Dublin,  
Ireland, June 21 – 25, 2010

I. Litovko, A. Goncharov  
Computer model for plasma devices based on the  
plasma lens configuration  
37th EPS Conference on Plasma Physics, Dublin,  
Ireland, June 21 – 25, 2010

I. Litovko, A. Goncharov,  
Plasma-optical model for magnetron type cylindrical  
gas discharge  
37th EPS Conference on Plasma Physics, Dublin,  
Ireland, June 21 – 25, 2010

M. Tyshchenko, Yu.V. Yakovenko  
Transformations of kinetic Alfvén waves in toroidal  
plasmas  
37th EPS Conference on Plasma Physics, Dublin,  
Ireland, June 21 – 25, 2010

Ya.I. Kolesnichenko, A. Könies, V.V. Lutsenko,  
Yu.V. Yakovenko  
Affinity and difference between energetic-ion-  
driven instabilities in 2D and 3D toroidal systems  
Alushta-2010 International Conference-School on  
Plasma Physics and Controlled Fusion, September  
13 – 18, 2010

V.V. Lutsenko, Ya.I. Kolesnichenko,  
Yu.V. Yakovenko  
Modelling of degradation of the efficiency of NBI  
heating in NSTX discharges with high frequency  
Alfvénic activity  
Alushta-2010 International Conference-School on  
Plasma Physics and Controlled Fusion, September  
13 – 18, 2010

P.D. Starchyk, P.V. Porytsky  
On the transport properties of a nonideal plasma of  
underwater discharges  
Alushta-2010 International Conference-School on  
Plasma Physics and Controlled Fusion, September  
13 – 18, 2010



I. Litovko, S. Dunets, A. Evsykov, A. Goncharov, V. Gushenrts, V. Goretskiy, E. Oks, I. Soloshenko

The positive space charged lens for focusing and manipulating high-current beams of negatively charged particles

XXIV ISDEIV, Brunswik, Germany, September 29 – October 3, 2010

V.G. Kiptily, G. Gorini, I. Proverbio, M. Tardocchi, I.N. Chugunov, V. Goloborod'ko, V. Yavorskij, et al.

Interpretive modelling of neutral particle fluxes generated by NBI ions in JET

23rd IAEA Fusion Energy Conf., Daejeon, Korea, October 11 – 16, 2010

О.А. Федорович

Эмпирическое соотношение для границы спектра парных состояний НТ в диапазоне концентраций электронов  $10^{17} \leq n_e \leq 10^{22} \text{ см}^{-3}$

Международная научно-практическая конференция "Энергоэффективность-2010", Киев, 19 – 21 октября 2010 г.

### Радіоекологія та радіобіологія:

Ю.А. Хоменко, О.В. Гайдар, І.М. Кузменко, В.В. Тришин

Система оперативного виявлення впливу дослідницького ядерного реактора на довкілля його санітарно-захисної зони

IV Всеукраїнської науково-практичної конференції "Сучасні тенденції розвитку інформаційних технологій в науці освіти та економіці", Луганськ, 15 – 17 квітня 2010 р.

A.N. Berlizov

Setting up a Regional Nuclear Forensics Network  
GICNT Workshop on Nuclear Forensics and Legal Aspects to Combat Nuclear and Radiological Terrorism, Jerusalem, Israel, June 6-8, 2010

M.V. Zheltonozhskaya, V.A. Zheltonozhsky, N.V. Kulich, M.D. Bondarkov, A.M. Maximenko  
Research of radionuclides concentration in fuel containing materials from 4th unit of CHNPP and Chernobyl Exclusion Zone

LX International conference on nuclear physics "NUCLEUS 2010", Saint-Petersburg, Russia, July 6 – 9, 2010

М.В. Желтоножская, А.И. Липская, В.Н. Николаев

Исследование вертикальной миграции радионуклидов чернобыльского происхождения вблизи Объекта «Укрытие»

VI Міжнародна науково-практична конференція "Екологічна безпека: проблеми і шляхи вирішення", Алушта, 6 – 10 вересня 2010 р.

О.Л. Зарубин

О сезонной динамике содержания  $^{137}\text{Cs}$  в плотве Каневского водохранилища (2006 – 2009 гг.)

VI Міжнародна науково-практична конференція "Екологічна безпека: проблеми і шляхи вирішення" Алушта, 6 – 10 вересня 2010 р.

О.Л. Зарубин, В.А. Костюк, А.А. Залисский

Радионуклидное загрязнение ихтиофауны водоема-охладителя после аварии на ЧАЭС

III міжнародна конференція «Фізичні методи в екології, біології та медицині», Львів — Шацьк, 9 – 12 вересня 2010 р

A. N. Berlizov, P. van Belle, E. Zulege, H. Ottmar  
Re-evaluation of Spectroscopic Characteristics for the 159 keV  $\gamma$ -line in  $^{242}\text{Pu}$   $\alpha$ -decay

8th Ukrainian Conference on Physical Protection, Accountancy and Control of Nuclear Material, Sevastopol, Ukraine, 13 – 17 September, 2010

A.N. Berlizov, D.A. Sharikov, H. Eberle, H. Ottmar, J. Galy, K. Luetzenkirchen

Monte-Carlo Modelling for the Enhanced XRF Analysis of Uranium and Plutonium Solutions with the Hybrid K-Edge / K-XRF Densitometer Technique  
8th Ukrainian Conference on Physical Protection, Accountancy and Control of Nuclear Material, Sevastopol, Ukraine, 13 – 17 September, 2010

O.O. Burdo, D.O. Vishnevskiy, T.V. Melnik, K.O. Burdo, L.K. Bezdrobna

Condition of genetic material in a bone marrow cells of voles in sites within 30 km Chernobyl exclusion zone in remote period after accident

The International N.W. Timofeeff-Ressovsky conferences "Modern problems of genetics, radiobiology, radioecology and evolution", Dubna: JINR-2010, Alushta, Ukraine, October 9 – 14, 2010

M. Zheltonozhskaya, A. Lypyska, N. Kulich

The behavior of radionuclides in soils at nearest 5-km Chernobyl Nuclear Power Point zone

III International conference "Modern problems of genetics, radiobiology, radioecology, and evolution

dedicated to the 110th anniversary of the birth of N.W. Timofeeff-Ressovsky”, Алушта, 9 – 14 жовтня 2010 р.

A. I. Lypska, M.V. Zheltonozhskaya, O.O. Burdo, V.I. Nikolaev, D.O. Vishnevskiy

Spectrometric researches of *Clethrionomys* sp. from nearest 5 km ChNPP zone

III International conference “Modern problems of genetics, radiobiology, radioecology, and evolution dedicated to the 110th anniversary of the birth of N.W. Timofeeff-Ressovsky”, Алушта, 9 – 14 жовтня 2010 р.

O.L. Zarubin, V.A. Kostiuk, A.A. Zalisskiy

Peculiarities of  $^{137}\text{Cs}$  accumulation by fish *Rutilus rutilus* (L.), *Abramis brama* (L.), *Blicca bjoerkna* (L.)  
III International conference “Modern problems of genetics, radiobiology, radioecology, and evolution

dedicated to the 110th anniversary of the birth of N.W. Timofeeff-Ressovsky”, Алушта, 9 – 14 жовтня 2010 р.

Н.Е. Зарубина

Сезонная динамика  $^{137}\text{Cs}$  в почве на территории полигонов 30-км зоны ЧАЭС и «южного следа»

VI съезд по радиационным исследованиям (радиобиология, радиоэкология, радиационная безопасность), Москва, Россия, 25 – 28 октября 2010 г.

О.Л. Зарубин

О сезонной динамике содержания  $^{137}\text{Cs}$  в плотве Каневского водохранилища (2006 – 2009 гг.)

VI съезд по радиационным исследованиям (радиобиология, радиоэкология, радиационная безопасность), Москва, Россия, 25 – 28 октября 2010 г.

## Конференції, наради, проведені інститутом у 2010 р.

### Щорічна наукова конференція ІЯД НАН України, 26-29 січня 2010 р.

З метою підбиття підсумків наукової діяльності інституту за рік у ІЯД НАН України проводяться Щорічні наукові конференції. Чергова конференція відбулася 26-29 січня 2010 р. На конференції були представлені основні напрямки роботи інституту, а саме:

1. Ядерна фізика.
2. Атомна енергетика.
3. Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство.
4. Фізика плазми.
5. Радіоекологія та радіобіологія.

У конференції взяли також участь фахівці з інших наукових установ України.

Були проведені пленарні засідання з оглядовими доповідями (30 хв.), та секційні паралельні засідання з оригінальними повідомленнями (10–15 хв.). Крім того, частину наукових робіт було представлено на стендовій секції.

#### Доповіді на пленарних засіданнях:

Ф.О. Іванюк. Бар'єри поділу важких ядер

Я.І. Колесниченко. Каналювання енергії й імпульсу в плазмі при збудженні нестійкостей енергійними іонами

М.І. Старчик. Ефект далекодії в конденсованих середовищах та його прояв в кремнії при імплантації ядер водню та гелію

В.М. Буканов. Дозиметрія зразків-свідків та корпусу реактора ВВЕР-1000 як складова частина програми управління його терміном служби

А.М. Берлізов. Особливості хімічного і радіоактивного забруднення повітря у Київському агломераті

Повну інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці [http://www.kinr.kiev.ua/Annual\\_Conferences/KINR2010/](http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2010/)

### 3-я Міжнародна конференція «Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики», 7 – 12 червня 2010 р.

З 7 по 12 червня 2010 року в м. Києві відбулася Міжнародна конференція «Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики» (NPAE-Kyiv2010). Організатори конференції – Національна академія наук України, Інститут ядерних досліджень Національної Академії наук України, Київський Національний університет імені Тараса Шевченка. Організаційний та програмний комітети очолював директор Інституту ядерних досліджень НАН України, академік НАН України І.М. Вишневецький.

Конференція була присвячена широкому колу питань, пов'язаних з проблемами, перспективами та новітніми досягненнями в дослідженні колективних процесів в атомних ядрах, ядерних реакцій при низьких та високих енергіях, структури ядра, рідкісних ядерних процесів, науковим досягненням в галузі нейтронної та реакторної фізики, отриманні ядерних даних для науки і техніки, атомної енергетики, розвитку експериментальних установок та детекторної техніки, а також застосуванню ядерно-фізичних технологій в промисловості, медицині та різних галузях науки, техніки і промисловості.

Розглядалися наукові і практичні питання використання атомної енергії, розробки і застосу-

вання ядерних детекторів та використання ядерно-фізичних установок у наукових дослідженнях.

Конференція отримала міжнародне визнання і привернула увагу науковців і фахівців з багатьох країн світу. В роботі конференції взяли участь 181 делегат, в тому числі 32 учасника з 17 країн далекого зарубіжжя (Алжиру, Бельгії, Єгипту Канади, Фінляндії, Франції, Німеччини, Індії, Італії, Польщі, Румунії, Саудівської Аравії, Швеції, США, Японії) та 39 учасників з Білорусії, Казахстану, Росії, Узбекистану. Україну на конференції представляли 109 провідних вчених з інститутів НАН України, закладів вищої освіти та науково-технічних установ Києва, Одеси, Чорнобиля, Сум, Ужгорода та Харкова.

На 5 пленарних засіданнях конференції було виголошено 20 доповідей, впродовж 5 днів працювало 3 паралельні секції, на яких було зроблено 134 усних доповідей. Працювало 2 стендові секції, на яких було представлено 35 наукових повідомлень.

Повну інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці [www.kinr.kiev.ua/NPAE-Kyiv2010/index.html](http://www.kinr.kiev.ua/NPAE-Kyiv2010/index.html)

**Доповіді на пленарних засіданнях**

Peter Ring. Covariant density functionals with spectroscopic properties in nuclear physics

Victor Karnaukhov. Hot nuclei and phase transitions

A.S. Bakai. R&D of structural materials for the nuclear reactors of the next generation in NSC KIPT

Barbara Camanzi. Toward a multi-modality approach to radiotherapy for cancer treatment in UK

Sergey Radionov. Non-markovian nuclear dynamics

Johann Heuser. The compressed baryonic matter experiment at FAIR

Giovanni Pollarolo. Transfer processes in heavy ion reactions

Alexander Pasternak. Dsam lifetime measurements in dipole bands of near magic nuclei

Laszlo Jenkovszky. Collective properties of the nuclear matter at extreme conditions

Imre Pazsit. Application of noise analysis in nuclear safeguards and in the diagnostics of current and future reactor systems

Andrey Fomichev. Long range plan with radioactive beams at Dubna

Georgios Lalazissis. Phenomenological density functionals: Application to nuclear structure and nuclear astrophysics

Maria Pellegriti. Radioactive beam facilities at Laboratori Nazionali del Sud

Akira Iwamoto. Interplay between compound and fragments aspects of nuclear fission and heavy-ion fusion

Rita Bernabei. Signals from the dark universe

Alexander Barabash. 75 Years of double beta decay: yesterday, today, and tomorrow

Shalom Shlomo. Freeze-out properties of hot nuclear matter created in heavy-ion collision

Benoit Viaud. Charm physics: State of the art and prospects

Jouni Suhonen. Interplay of particle, nuclear and atomic physics in rare weak decays

Matthias Brack. Vilen Mitrofanovich Strutinsky's impact on nuclear and many particle physics

**Доповіді співробітників інституту на секційних засіданнях**

V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafore, F. Matera. Restoring broken symmetries in semi-classical pairing theory

V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, R. Capote, V.M. Bondar. Collective state effect on nuclear level density

F. A. Ivanyuk, K. Pomorski. The fission barriers of heavy nuclei

S.V. Radionov. Non-Markovian nuclear dynamics

V.M. Kolomietz, S.V. Radionov. Stochastic penetration through oscillating barrier

O.O. Belyuskina, V.I. Grantsev, V.V. Davydovskyy, K.K. Kisurin, S.E. Omelchuk, G.P. Palkin, Yu.S. Roznyuk, B.A. Rudenko, V.S. Semenov, L.I. Slusarenko, B.G. Struzhko, V.K. Tartakovskiy. Two-particle break-up of tritons by incident deuteron with energy of 37 MeV

B. Erdemchimeg, T.I. Mikhailova, A.G. Artyukh, Yu.M. Sereda, M. Colonna, M.Di Toro, H.H. Wolter. Fragment production in Fermi energy peripheral collisions

Yu.E. Kozyr. Resonating group calculation of scattering  ${}^3\text{He}(d,d){}^3\text{He}$  at  $E = 1 - 9$  MeV

V.S. Olkhovskiy, M.V. Romanyuk. Low-energy three-dimensional particle tunneling and scattering by the Woods-Saxon potential with the screened Coulomb barrier

V.S. Olkhovskiy, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko. Theoretical study of high and low energy nuclear reactions

A.G. Artukh, N.L. Doroshko, V.V. Ostashko, Yu.N. Pavlenko, I.A. Tyras, V.L. Shablov. Non-isolated decay of exotic light nuclei resonances

V.Yu. Denisov and N.A. Pilipenko. Fusion of deformed nuclei:  ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$  and  ${}^{48}\text{Ca} + {}^{244}\text{Pu}$

V.M. Kyryanchuk, O.A. Ponkratenko, A.T. Rudchik, V.V. Uleshchenko. Energy and isotopic dependences of  ${}^{16,18}\text{O} + {}^{12,13,14}\text{C}$  elastic scattering

Yu.N. Pavlenko, K.O. Terenetsky, V.P. Verbitsky, O.I. Rundel, I.P. Dryapachenko, E.M. Mozhzhukhin, V.M. Dobrikov, Yu.Ya. Karlyshev, O.K. Gorpinich, T.O. Korzyna. Deuterons interaction with nuclei  ${}^{208}\text{Pb}$  at sub-barrier energies

I.N. Vishnevsky, V.A. Zheltonozhsky, A. N. Savrasov.  ${}^{180g}\text{Ta}$  excitation by positron annihilation

A.T. Rudchik, Yu.O. Shyrma, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, B.G. Novatski, O.A. Ponkratenko, E. Piasecki, G.P. Romanyshyna, K. Rusek, Yu.M. Stepanenko, I. Strojek, S.B. Sakuta, A. Budzanowski, L. Głowacka, I. Skwirczyńska, R. Siudak, J. Choiński, A. Szczurek. Elastic and inelastic scattering of  ${}^{13}\text{C} + {}^{18}\text{O}$  versus  ${}^{12,13}\text{C} + {}^{16}\text{O}$  and  ${}^{12}\text{C} + {}^{18}\text{O}$

A.T. Rudchik, Yu.M. Stepanenko, A.A. Rudchik, O.A. Ponkratenko, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, K. Rusek, A. Budzanowski, S.Yu. Mezhevych,

I. Skwirczyńska, R. Siudak, B. Czech, A. Szczurek, J. Choiński, L. Głowacka.  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{N}){}^8\text{Be}$  reaction mechanism and  ${}^{17}\text{N} + {}^8\text{Be}$  potential

A.T. Rudchik, Yu.M. Stepanenko, A.A. Rudchik, O.A. Ponkratenko, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, K. Rusek, A. Budzanowski, S.Yu. Mezhevych, I. Skwirczyńska, R. Siudak, B. Czech, A. Szczurek, J. Choiński, L. Głowacka.  ${}^{16}\text{N} + {}^9\text{Be}$  optical potential from  ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$  reaction analyses

Yu.P. Gangrsky, V.I. Zhemenuk, J.R. Drnoyan, G.V. Mishinsky. Isoscaling break-up in the Xe isotope yields from the light actinides photofission as N=88 shell manifestation

S.V. Belchikov, S.P. Maydanyuk. New method for determination of widths of alpha- and proton decays

A.Ya. Dzyublik. Triggering of isomers by x-ray laser

S.N. Fedotkin. Positron -atomic shell electron annihilation at  $\beta^+$ -decay

V.Yu. Denisov, A.A. Khudenko. Empirical relations for alpha-decay half-lives

V.Yu. Denisov, A.A. Khudenko. The alpha-transitions into excited states of the daughter nucleus

A.A. Kurteva and V.E. Mitroshin structure of excited states of  ${}^{107}\text{Ag}$

A.G. Magner semiclassical shell structure and nuclear double-humped fission barriers to the memory of v.m. strutinsky

S.P. Maydanyuk, V.S. Olkhovsky, G. Mandaglio, M. Manganaro, G. Fazio and G. Giardina. Bremsstrahlung accompanying emission of diproton from nucleus

S.P. Maydanyuk, V.S. Olkhovsky. Tunneling of packet through dissipative barriers

S.P. Maydanyuk. A fully quantum solution of Gamow's problem of quantum decay

N.F. Mitrokhovich. Energy and correlation properties of electrons "shake-off" at  $\beta$ -decay and internal conversion

V.M. Kolomietz, A.I. Sanzhur. Shell oscillations in isotopic symmetry energy

V.V. Kobychyev (on behalf of the BOREXINO collaboration). Detection of geo-neutrinos by BOREXINO

P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, V.B. Brudanin, F. Cappella, R. Cerulli, D.M. Chernyak, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A.E. Dossovitskiy, E.N. Galashov, S.V. Ildyakov, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, S.S. Nagorny, F. Nozzoli, B.N. Kropivnyansky, V.M. Kudovbenko, A.L. Mikhlin, A.S. Nikolaiko, D.V. Poda, R.B. Podviyanuk, O.G. Polischuk, D. Prospero, V.N. Shlegel, Yu.G. Stenin, J. Suhonen,

V.I. Tretyak, Ya.V. Vasiliev. First results of an experiment to search for  $2\beta$  decay of  ${}^{106}\text{Cd}$  with the help of  ${}^{106}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators

P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A. Incicchitti, M. Laubenstein, O.G. Polischuk, D. Prospero, V.I. Tretyak. Search for double  $\beta$  decays of  ${}^{96}\text{Ru}$  and  ${}^{104}\text{Ru}$  by ultra-low background HP Ge  $\gamma$  spectrometry

P. Belli, R. Bernabei, R. Cerulli, F.A. Danevich, A. d'Angelo, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, M. Laubenstein, S. Nisi, O.G. Polischuk, D. Prospero and V.I. Tretyak. Search for  ${}^7\text{Li}$  solar axions

O. Gritzay, V. Koloty, N. Klimova, O. Kalchenko, V. Libman. Reactor neutron filtered beams for precision neutron cross section measurements

O. Gritzay, V. Koloty, N. Klimova, O. Kalchenko, M. Gnidak, A. Grymal, V. Schachov. Neutron total cross section measurements for natural Hafnium at reactor neutron filtered beam

V.O. Babenko, V.I. Gulik, V.M. Pavlovych. The new research subcritical reactor driven by a high-intensity neutron generator for transmutation of the nuclear waste

V.N. Bukanov, O.V. Grytsenko, V.L. Dyemokhin, E.G. Vasylyeva, V.V. Ilkovich. Additional surveillance program for operation support of the WWER-1000 reactor pressure vessel during the overdesign period

V.M. Pavlovich, V.M. Khotyayintsev, O.M. Khotyayintseva. Nuclear burning wave reactor: wave parameter control

I.M. Vyshnevskiy, L.I. Chyrko, V.M. Revka, S.M. Kovbasenko, Yu.S. Gulchuk, Yu.V. Chaikovskiy, V.D. Otsalyuk, R.V. Frankov, O.V. Petrenko. Application of WWER reactor vessel metal surveillance specimens reconstitution technique at KINR NASU

V.V. Ryazanov. Distribution of the neutron lifetime in a nuclear reactor

V.V. Ryazanov, S.G. Shpyrko. Hierarchical stochastic model of radiation defects and lifetimes of reactor materials

A.G. Zelinskyy, T.V. Kovalinska, V.I. Sakhno, N.V. Khalova, O.M. Faynleyb, Yu.R. Kolesnyck. Radiation technologies of corrosion resistant concrete for NPPs

P.M. Vorona, V.F. Razbudey. Calculational investigations for optimization of radionuclides production technology in the research reactor WWR-M

I.M. Vyshnevskyy, V.I. Sakhno nuclear and radiation technologies developments in kinr of NAS of Ukraine

A.G.Zelinskyy, T.V. Kovalinska, V.I.Sakhno, N.V. Khalova problems of technical base of KINR radiation technologies development

A.V. Chaus, V.M. Pugatch, O.S. Kovalchuk, D.I. Storozhik, M. Campbell, L. Tlustos, D. Maneuski, V. O'Shea, V. Storizhko, V. Eremenko, S. Homenko, A. Shelekhov. Ion beam imaging with timepix

A.Ya. Dzyublik, A.V. Chaus. Yield of electrons from metal strip-detectors, irradiated by ions

F. A.Danevich D. M.Chernyak A. M.Dubovik, B. V.Grinyov, S. Henry, H. Kraus, V. M.Kudovbenko V. B.Mikhailik, L. L.Nagornaya, R. B.Podviyanuk O. G.Polischuk I. A.Tupitsyna, Yu. Ya.Vostretsov. MgWO<sub>4</sub> – a new crystal scintillator for rare events searches

P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, V.B. Brudanin, N. Bukilic, R. Cerulli, D.M. Chernyak, F.A. Danevich, S. d'Angelo, V.Ya. Degoda, A.E. Dossovitskiy, E.N. Galashov, Yu.A. Hyzhnyi, S.V. Ildyakov, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, O.S. Kolesnyk, G.P. Kovtun, V.M. Kudovbenko, J.R. de Laeter, A.L. Mikhlin, S.S. Nagorny, S.G. Nedilko, A.S. Nikolaiko, S. Nisi, D.V. Poda, R.B. Podviyanuk, O.G. Polischuk, D. Prospero, A.P. Shcherban, V.P. Shcherbatskyi, V.N. Shlegel, D.A. Solopikhin, Yu.G. Stenin, V.I. Tretyak, Ya.V. Vasiliev, V.D. Vi-

rich. Development of enriched <sup>106</sup>CdWO<sub>4</sub> crystal scintillators to search for double β decay processes in <sup>106</sup>Cd

F. A.Danevich, B. V.Grinyov, H. Kraus, N. Kru-tyak, V. M.Kudovbenko, V. B.Mikhailik L. L.Nagornaya, A. S.Nikolaiko, O. G.Polischuk, A.N.Shekhotsov, V. I.Tretyak, Yu. Ya.Vostretsov. Study of PbWO<sub>4</sub> and PbMoO<sub>4</sub> scintillators to search for 2β decay and dark matter

R.S. Boiko, D.M. Chernyak, J.H. Choi, F.A. Danevich, S.K. Kim, H.J. Kim, Y.D. Kim, V.V. Kobychyev, V.M. Kudovbenko, J.I. Lee, S.S. Nagorny, A.S. Nikolaiko, D.V. Poda, R.B. Podviyanuk, O.G. Polischuk, J.H. So, I.M. Solsky, V.I. Tretyak. Development of CaMoO<sub>4</sub> scintillation detector to search for neutrinoless double β decay of <sup>100</sup>Mo

M.S. Borysova, Yu. Karpenko, Yu.M. Sinyukov. Fluctuations in initial energy density distributions

A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov. The elastic electron-deuteron scattering beyond one-photon exchange

Yu.M. Malyuta, T.V. Obikhod. Stringy approach to the minimal supersymmetric standard model

### VIII Українська конференція з обліку та контролю ядерного матеріалу, 13-17 вересня 2010 р.

VIII щорічна українська конференція з обліку та контролю ядерного матеріалу проходила з 13 по 17 вересня 2010 р. в Севастопольському національному університеті ядерної енергії та промисловості (Севастополь). Конференція була організована та проведена Учбовим центром з фізичного захисту обліку та контролю ядерних матеріалів Інституту ядерних досліджень НАН України спільно з Міністерством США та Об'єднаним дослідницьким центром Європейської Комісії. Програма конференції охоплювала всі актуальні для України напрямки в галузі обліку та контролю ядерного матеріалу. Участь у конференції дала можливість спеціалістам з обліку та контролю ядерного матеріалу українських АЕС, дослідницьких інститутів, державних органів та інших організацій, обмінятися досвідом, обговорити актуальні питання, які турбують усіх учасників конференції. Інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці <http://www.mpca.kiev.ua/confer.htm>

Учасниками конференції були 36 українських фахівців і 12 фахівців з Євросоюзу, США та СНД. На конференції було заслухано 31 доповідь, а саме:

В. Рябцев. Мероприяття по выполнению решений Вашингтонского саммита по ядерной безопасности

С.Лопатин. Готовность Украины к применению интегрированных гарантий

И.А. Рыбак. Участие военных сил и средств внутренних войск в системе физической защиты при чрезвычайных обстоятельствах

И.Я. Дерлюк, С.М. Боришкевич. Впровадження культури захищеності на ВП «Рівненська АЕС» з використанням досвіду по впровадженню на підприємстві культури безпеки

О.О. Фазли. “Нові” вимоги нормативно-правових актів у сфері нерозповсюдження ядерної зброї

В. Кулинич. Культура физической ядерной безопасности

Б.Г. Рязанов. Опыт, возможности и программы обучения УМЦУК

M. Davainis. Changes in safeguards implementation in Lithuania after joining INFCIRC/193

C. Järnry. Advanced systems for safeguards information treatment in Ukraine

К.Р. Щербинин. Возможности и перспективы оценки и оптимизации систем физической защиты атомных электростанций с использованием результатов анализа ядерной безопасности

Е.И. Катунин, Л.М. Салий. Учет, контроль и физическая защита ядерных материалов на объекте «Укрытие»

В.А. Розум. Применение современных технических средств в обеспечении физической защиты

Б.М. Ланда. Разработка проектной документации систем физической защиты ядерных установок и ядерных материалов

Е.В. Арсенина «Подходы к обеспечению культуры учета и контроля ядерных материалов на АЭС»

С.В. Корнеев. Система измерений ядерных материалов в ГНУ «Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны» НАН Беларуси. Текущее состояние и меры по усовершенствованию.

Г.В. Василевич. Организация проектирования и реализация проекта «Модернизация системы физической защиты» в ГНУ «Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны» НАН Беларуси

S. Samochernykh. Canberra equipment for nm measurements - advanced solutions for solving real world security needs

С. Монахов. Учет ТВС при перевозке ядерного топлива с 1 блока на 2-й блок Игналинской АЭС для дожигания

D. Sharikov, A. Berlizov, H. Eberle, H. Ottmar, J. Galy, K. Luetzenkirchen. Monte-carlo modelling for the enhanced xrf assay of actinide solutions with the hybrid k-edge/k-xrf densitometry technique

Л. Аладышева. Психофизиологические проблемы в обеспечении культуры безопасности на

радиационно-ядерных объектах топливно-энергетического комплекса

A.N. Berlizov, P. van Belle, E. Zuleger, H. Ottmar. Re-evaluation of spectroscopic characteristics for the 159 keV  $\gamma$ -line in  $^{242}\text{Pu}$   $\alpha$ -decay

Д. Черкашин. Опыт международных курсов для студентов ИАЭ специализации ФЗ ЯУ, ЯМ, РАО и других ИИИ

Ю. Репех. Основные направления совершенствования подсистем видеонаблюдения, применяемых в системах физической защиты

Ю.П. Солтис Впровадження окремих елементів культури захищеності на ВП «Рівненська АЕС»

Ф.В. Белкин, В.А. Михайлов, Д.В. Кутный. Применение статистических методов в системе учета и контроля ядерного материала

Е.А. Шыдловский. Инструментальный контроль глубины выгорания ОТВС

В.Г. Аниканов. «Режим ядерного нераспространения: современные угрозы и международная практика обеспечения гарантий МАГАТЭ и физической защиты»

Е.Ю. Копич. Физическая защита урановых объектов, выведенных из эксплуатации (хвостохранилища)

Д. Проскурин. Оценка потребностей в обучении украинских специалистов по физической защите, учету и контролю ядерных материалов

А. С. Гаврилов, Т.Е. Кузнецова. О мерах защиты сетей передачи данных.

А.А. Ильинский. Доступ физических лиц для выполнения особых работ на ядерных установках с ядерными материалами, радиоактивными отходами, другими источниками ионизирующего излучения.

Е.А. Диков. Оценка сопротивляемости распространению по критериям устойчивого развития (методология INPRO)

Н.В. Стрильчук, Л.И. Бернадина, В.М. Коротенко, С.В. Недеря. Монитор для измерения содержания облученного топлива в грунте промплощадки ЧАЭС



## МІЖНАРОДНЕ НАУКОВЕ ТА НАУКОВО-ТЕХНІЧНЕ СПІВРОБІТНИЦТВО

Протягом 2010 р. інститут продовжував пряме співробітництво з 15 зарубіжними науковими ядерними центрами та установами, а саме: Національним інститутом ядерної фізики (Італія), Національною лабораторією Гран Сассо (Італія), Університетом Флоренції (Італія), Університетом Мілану (Італія), Університетом Падуї (Італія), Інститутом ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського (Краків, Польща), Інститутом ядерних досліджень (Варшава, Польща), DESY (Гамбург, Німеччина) в рамках міжнародного проекту HERA-B, Технічним Університетом Мюнхена (Німеччина), CERN (Женева, Швейцарія) згідно з міжнародною колаборацією LHCb, GSI (Дармштадт, Німеччина), Національним Університетом Сеула (Південна Корея) та Міністерством енергетики США.

Відділ теорії ядра в 2010 р. продовжував плідну співпрацю із кількома зарубіжними науковими центрами, а саме:

Циклотронним інститутом Техаського університету (Коледж-Стейшен, Техас, США), проф. Ш. Шломо (В. М. Коломієць);

Національним інститутом ядерної фізики (Флоренція, Італія), проф. А. Деллафіорі (В. І. Абросімов);

Інститутом ядерних проблем (Варшава, Польща), проф. Я. Блоцький (О. Г. Магнер);

Університетом ім. Луї Пастера (Страсбург, Франція), проф. Я. Бартель, Омським державним університетом (Омськ, Росія), проф. Г. І. Косенко (Ф. О. Іванюк).

У рамках співробітництва з Національним інститутом ядерної фізики (Флоренція, Італія) досліджено напівкласичне наближення до залежної від часу теорії Хартрі – Фока – Боголюбова. Показано, що напівкласичні рівняння руху сумісні з вимогами принципу Паулі.

У рамках співробітництва з Омським державним університетом досліджено процес наближення ядер для двох типів реакцій – з деформованими та сферичними в основному стані ядрами. Показано, що оболонкова структура взаємодіючих ядер впливає не тільки на процес злиття в цілому (на висоту бар'єра злиття, залежність ймовірності злиття від початкової енергії реакції), але й на процеси, що проходять у кожному з ядер (на форму ядер та їх енергію збудження в момент дотику).

Ефективна міжнародна діяльність проводиться і у відділі фізики лептонів. У поточному році співробітники відділу продовжували наукові до-

слідження в рамках таких міжнародних колаборацій:

SuperNEMO (<http://nemo.in2p3.fr/collaboration/>) Франція, Великобританія, США, Росія, Іспанія, Японія, Чехія, Фінляндія, Україна, Польща, Словаччина). Метою проекту є підготовка чутливого експерименту для пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра селен-82 з чутливістю, що відповідає інвертованій схемі масових станів нейтрино. Експеримент планується здійснити у підземній лабораторії Модан (Франція);

EURECA (<http://www.eureca.ox.ac.uk/>), Великобританія, Німеччина, Франція, Швейцарія, Росія, Україна, Іспанія). Метою колаборації є пошук темної матерії за допомогою низькотемпературних болометрів загальною масою близько 1 т на рівні чутливості до частинок темної матерії на два-три порядки вищому за досягнуту у найбільш чутливих сучасних експериментах;

BOREXINO ([http://borex.lngs.infn.it/pbook/Borexino\\_Collaboration.php](http://borex.lngs.infn.it/pbook/Borexino_Collaboration.php)), Італія, Німеччина, Франція, США, Росія, Угорщина, Україна). У рамках цього співробітництва побудовано перший у світі детектор, здатний вимірювати потік сонячних нейтрино у реальному часі. Отримано низку нових визначних результатів: зареєстровано нейтрино від розпадів  ${}^7\text{Be}$  на сонці, нейтрино з надр Землі (геонейтрино), уперше зареєстровані осциляції антинейтрино від віддалених на близько тисячу кілометрів ядерних реакторів;

Amore (Республіка Корея, Росія, Україна). Колаборацію створено у 2009 р. з метою підготовки чутливого експерименту для пошуку подвійного бета-розпаду ядра  ${}^{100}\text{Mo}$  за допомогою сцинтиляційних кристалів молібдату кальцію. Співробітники відділу займаються розробкою низькофонового детектора з цими кристалами, розрахунками фонових умов експерименту, розробкою сцинтиляційних кристалів із збагаченого ізотопу  ${}^{100}\text{Mo}$ .

Науковці відділу продовжують успішно співпрацювати з кількома відділеннями та лабораторіями Національного інституту ядерної фізики (Італія). Результатами цієї співпраці у 2010 р. є спостереження подвійного бета-розпаду ядра на збуджений рівень дочірнього ядра, ряд нових обмежень на процеси подвійного бета-розпаду ізотопів Zn, Cd, Se, W.

Також проводилась співпраця із науковцями Інституту неорганічної хімії ім. А. В. Ніколаєва РАН (Новосибірськ, Росія), Російського хіміко-технологічного університету ім. Д. І. Менделєєва

(Москва, Росія), Інституту теоретичної та експериментальної фізики (Москва, Росія), Об'єднаного інституту ядерних досліджень (Дубна, Росія).

Відділ фізики високих енергій продовжив співпрацю в рамках:

Угоди про співробітництво між науковим центром ФРН Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY, Гамбург, Німеччина) та ІЯД НАН України в галузях фізики елементарних частинок, фізики прискорювачів та використання синхротронного випромінювання;

Угоди про співробітництво між науковим центром ФРН "Товариство по дослідженнях важких іонів" (GSI, Дармштадт) та ІЯД НАН України у галузі фізики елементарних частинок та експериментальної техніки;

Меморандуму про співробітництво в побудові ЛHCb-детектора між ІЯД НАН України та колаборацією LHCb (ЦЕРН, Женева, Швейцарія). У 2010 р. на великому адронному колайдері (ЦЕРН) з пучками протонів при енергії 7 TeV в експерименті LHCb за допомогою системи радіаційного моніторингу (SPM), створеної в ІЯД НАН України, було оцінено дозу, поглинуту кремнієвими сенсорами внутрішнього трека експерименту LHCb. Виконано калібрування SPM для вимірювання світимості експерименту LHCb у 2011 р.;

колаборації ZEUS (DESY, Гамбург, Німеччина) виконано аналіз даних по структурній функції протона при зіткненні позитронів (30 GeV) та протонів (920 GeV), а також визначені поперечні перерізи генерації чарівних та привабливих мезонів. Теоретичний аналіз даних експерименту HERA-B по генерації дивних та чарівних частинок у зіткненнях протонів з ядрами при енергії 920 GeV показав, що вплив ядерного середовища на характерний коефіцієнт в області від'ємних значень змінної Фейнмана становить кілька відсотків. Для однозначного відбору теоретичних моделей необхідно покращити статистику експериментальних даних до рівня 1 - 2 %.

У поточному році продовжено спільну роботу ІЯД НАН України та Лабораторії лінійного прискорювача (Орсе, Франція). Було продемонстровано придатність LHCb-детектора для дослідження розпаду  $V_s$ -мезона, деякі моди якого можливі через новий тип взаємодії. Виміряний у 2010 р. поперечний переріз генерації важких кварк-анти-кваркових  $b$ -пар при  $E = 7$  TeV становить 75 мкб, відповідно до передбачень стандартної моделі.

Виконано спільний експеримент MI-1056 "Microstrip Metal Detectors" по дослідженню металевих мікростріпових детекторів на Європей-

ському джерелі синхротронного випромінювання (Гренобль, Франція).

Протягом року продовжувалось співробітництво відділу ядерних реакцій з рядом наукових установ Італії, Республіки Казахстан, Росії, зокрема:

з Об'єднаним Інститутом ядерних досліджень (Дубна, Росія). У рамках цього співробітництва продовжувались дослідження властивостей легких нейтронно-надлишкових ядер у реакціях із вторинними пучками;

з Інститутом ядерної фізики РГП Національного ядерного центру Республіки Казахстан. У рамках цього співробітництва продовжувалися дослідження реакцій взаємодії легких ядер з три-тисевими мішенями;

з Лабораторією ядерних реакцій ім. Г. М. Фльорова Об'єднаного Інституту ядерних досліджень (Дубна, Росія). Проведено дослідження структури легких радіоактивних ядер, зокрема  ${}^6\text{He}$  та  ${}^9\text{Li}$ ;

з Південною лабораторією Національного Інституту ядерної фізики (Катанія, Італія) та Інститутом ім. Р. Божковича (Загреб, Хорватія). В рамках цього співробітництва в реакції  ${}^{13}\text{C}({}^9\text{Be}, {}^{10}\text{Be}, {}^8\text{Be}){}^4\text{He}$  досліджено кластерну структуру ядра  ${}^{12}\text{C}$ . Ідентифіковано ряд резонансів, що відносяться до ротаційної смуги  $0^+, 2^+, 4^+$ ;

з Обнінським інститутом атомної енергетики НДЯУ МІФІ, (Обнінськ, Росія). Досліджувались властивості неізольованого розпаду резонансів ядра  ${}^{13}\text{B}^*$  по каналах  $\alpha + {}^9\text{Li}$  та  $t + {}^{10}\text{Be}$  в реакціях  ${}^{181}\text{Ta}({}^{13}\text{B}, \alpha){}^9\text{Li}$  та  ${}^{181}\text{Ta}({}^{13}\text{B}, t){}^{10}\text{Be}$ ;

з науково-дослідним Інститутом ядерної фізики Московського Державного університету (Москва, Росія), де із застосуванням супермультиплетної потенціальної моделі взаємодії найлегших кластерів виконувався аналіз диференціальних перерізів реакцій  $d+{}^2\text{H}$ .

У відділі фізики твердого тіла в 2010 р. продовжувалась співробітництво з:

теоретичного дослідження стрибкової рухливості в неупорядкованих органічних напівпровідниках при довільній концентрації носіїв заряду та довільних електричних полях (Університет Марбурга, Німеччина, проф. Н. Bäessler);

експериментального та теоретичного дослідження стрибкового транспорту в неупорядкованих органічних напівпровідниках при великих концентраціях носіїв заряду (Інститут напівпровідників та фізики твердого тіла Університету Іоганна Кеплера, Лінц, Австрія, проф. Н. Sitter). Дана інтерпретація залежності енергії активації рухливості від енергетичного безпорядку в органічних польових транзисторах.

Разом з Центром медичної радіаційної фізики Університету м Волонгонг (Австралія) та Інститутом мікроприладів НАН України (Київ, Україна) досліджувалась можливість роздільного вимірювання доз протонів і нейтронів у протонній терапії за допомогою кремнієвих рpн-діодів.

Слід відзначити плідну міжнародну співпрацю відділу теорії ядерного синтезу в рамках проекту Українського науково-технологічного центру “Іони високих енергій у токамаках та стелараторах: фізичні проблеми, діагностика та нагрівання плазми” (керівник проекту – Я.І. Колесниченко). Даний проект виконується в партнерстві з Інститутом фізики плазми Макса Планка (Гархінг, Німеччина), Лабораторією фізики плазми Принстонського університету (США) та Університетом Каліфорнії-Ірвайн (США). Показано, що нестійкості плазми, що збуджуються енергійними іонами в токамаках і стелараторах, можуть значно впливати на електронні потоки тепла (але не на потоки частинок) поперек магнітного поля. Існують два канали такого впливу - це теплопровідність і теплова конвекція, викликані хвилями. Виявлено новий механізм часової еволюції частоти коливань у плазмі – зміна доплерового зсуву, що відбувається внаслідок зміни частоти обертання плазми при розвитку нестійкостей. Цим можна пояснити, зокрема, експериментальні спостереження на стелараторі Вендельштайн-7AS, де частота коливань падала на 20-25 кГц при періодичних спалахах нестійкостей.

Продовжується також співробітництво з Інсбрукським університетом, Австрія, Калемським Науковим Центром, Абінгдон, Велика Британія (В.Я. Голобородько, В.О. Яворський) та університетом Аальто, Фінляндія (О.С. Бурдо).

У відділі теорії плазми проводилось наукове співробітництво з такими установами:

Університетом Кюшу (Фукуока, Японія), проф. Ш. Шінохара (К. П. Шамрай);

Токайським університетом (Канагава, Японія), проф. Т. Танікава (К. П. Шамрай);

Національним університетом Австралії (Канбера, Австралія), проф. Ю. Ківшар (В. М. Лашкін);

Національним центром наукових досліджень (Орлеан, Франція), проф. В. Красносельских (Ю. О. Залізняк).

За цикл робіт “Дослідження фізичних явищ у щільній геліконній хвильовій плазмі та її прикладних застосувань” К.П. Шамрай спільно з проф. Ш. Шінохара та проф. Т. Танікава був удостоєний премії в галузі науки і технологій за 2009 рік, яка присуджується Міністром освіти, культури, спорту, науки і техніки Японії.

За звітний період відділ дослідницького реактора ВВР-М успішно продовжував співробітництво з Національною адміністрацією ядерної фізичної безпеки (Міністерство енергетики США), спрямоване на підвищення безпеки дослідницьких реакторів та розробки нових типів реакторів. У відділі здійснювався прийом фахівців із США, МАГАТЕ, які залучені до проблем ядерної безпеки. У рамках міжнародних проектів обґрунтована безпека дослідницького ядерного реактора ВВР-М та одночасне використання високо- та низькозбагаченого палива. Розроблено та узгоджено з Державним комітетом ядерного регулювання України документацію по вивозу відпрацьованого палива до Росії.

Слід відзначити успішну міжнародну діяльність Центру екологічних проблем атомної енергетики за такими проектами та контрактами:

виробництво радіоактивних ізотопів для медичного використання в Україні (мобільні генератори). Основні результати: проведено модернізацію установок для отримання натрій йодид  $^{131}\text{I}$  та  $^{99}\text{Zr}$ -Мо гелю. Експериментально вибрано оптимальні умови опромінення матеріалів у активній зоні реактора. Розроблено конструкцію захисного контейнера для РФП натрію йодид  $^{131}\text{I}$  і транспортного пакування до нього. Також розроблено конструкцію генератора технецію та транспортного пакування до нього;

живання заходів з боротьби з незаконним переміщенням радіоактивних речовин та ядерних матеріалів. Основні результати: розроблено та погоджено із координуючою організацією детальні технічні специфікації на обладнання мобільної експертної лабораторії, включаючи спеціальний автомобіль, його інфраструктуру та вимірювальні прилади. Підготовлено зразки ядерних матеріалів для проведення спільного ІЯД – МАГАТЕ – Інститут трансуранових елементів (Карлсруе, Німеччина) міжлабораторного порівняльного аналітичного дослідження. Розпочато створення бази даних з властивостей транспортних та захисних контейнерів;

підвищення спроможності аналізу конфіскованих ядерних матеріалів та радіоактивних речовин в ІЯД НАН України. Основні результати: розроблено та погоджено із координуючою організацією детальні технічні специфікації на мас-спектрометр з індуктивно зв'язаною плазмою (ICP-MS) та необхідне допоміжне обладнання мас-спектрометричної лабораторії. Вивчено вимоги щодо інсталяції мас-спектрометра та розпочато роботи зі створення інфраструктури мас-спектрометричної лабораторії у виділених приміщеннях корпусу ІЯД;

Продовжується співпраця ЦЕПАЕ з Великобританією (Міністерство бізнесу, підприємництва і законодавчих реформ).

У рамках співробітництва Українського центру ядерних даних з Секцією ядерних даних МАГАТЕ виконано компіляцію експериментальних даних про взаємодію ядер з нейтронами, зарядженими частинками та фотонами, отриманих українськими вченими та опублікованих в українських та закордонних наукових журналах і виданнях. Дані представлено у форматі EXFOR для включення до світового банку експериментальних даних CSISRS. Здійснювалось розповсюдження в Україні (УІЯФ, КНУ, ІЯД) міжнародних баз ядерних даних CINDA, EXFOR, тощо.

Необхідно відзначити також роботу українського центру INIS, робота якого направлена на ознайомлення міжнародної спільноти з найновішими роботами українських вчених з ядерної тематики. Важливою ділянкою роботи є надання інформації INIS науковцям ІЯД НАН України та інших організацій, а також аналіз цієї інформації, введення інформації про роботи з ядерної тематики, що були виконані в Україні, до бази даних INIS. Протягом 2010 р. до МАГАТЕ було надіслано дані про 1300 робіт для включення до бази даних INIS.

Навчальний центр з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу ім. Дж. Кузмича розробив ряд навчальних курсів з фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів.

Навчальним центром були виконані роботи з підготовки та проведення VIII української конференції з фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів, що проводилась на базі Севастопольського національного університету ядерної енергії та промисловості (13-17 вересня 2010 р.). У конференції брали участь українські фахівці з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу, фахівці зі Швеції, США, Литви, Білорусі, МАГАТЕ, ЄС.

Протягом 2010 р. у Навчальному центрі було проведено 8 робочих нарад за участю 25 представників Міненерго США, організацій ЄС, МАГАТЕ, Шведської агенції з радіаційної безпеки.

Підтримувались регулярні зв'язки з МАГАТЕ

з поточних питань. До інституту регулярно приїздили експерти МАГАТЕ з метою проведення поточної інспекції дослідницького ядерного реактора ВВР-М та перевірки стану збереження відпрацьованого ядерного палива та надання інформаційної допомоги щодо безпечної експлуатації реактора. У 2010 р. було прийнято 5 делегацій МАГАТЕ.

Протягом 2010 р. співробітниками ІЯД НАН України було здійснено 118 закордонних відряджень, із них 49 – для виконання наукової роботи, 22 – на стажування та 47 – для участі у роботі міжнародних конференцій, симпозиумів, нарад. В ІЯД НАН України було прийнято 139 іноземних учених та спеціалістів із США, Австрії, Німеччини, Великобританії, Італії, Польщі, Чехії, Кореї. З них, 64 особи - учасники міжнародних заходів, що були проведені на базі інституту.

7-12 червня в Києві проходила 3<sup>т</sup> Міжнародна конференція “Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики” (NPAE-Kyiv2010). Організатори конференції – ІЯД НАН України та Київський Національний університет імені Тараса Шевченка.

На конференції обговорювались питання, пов'язані з проблемами, перспективами та новітніми досягненнями в галузях структури ядра, ядерних реакцій, рідкісних ядерних процесів, фізики високих енергій, нейтронної фізики, фізики ядерних реакторів, ядерних даних, ядерно-фізичних технологій, проблем атомної енергетики та застосування ядерних технологій у наукових дослідженнях, промисловості та медицині.

У роботі конференції взяли участь близько 200 вчених, в тому числі 65 осіб з США, Японії, Німеччини, Франції, Італії, Великобританії, Польщі, Єгипту, Індії, Румунії, Фінляндії, Алжиру, Лівії, Саудівської Аравії, Росії, Білорусі, Казахстану, Узбекистану. Україну на конференції представили інститути НАН України, заклади вищої освіти та науково-технічні установи Києва, Харкова, Одеси, Севастополя, Сум, Ужгорода.

**Авторський покажчик / Author index**

- Азаров С.І. 140  
 Анісімов І.О. 142  
 Бабак О.В. 18  
 Бездробна Л.К. 123, 124, 143, 144  
 Берлізов А.Н. 116, 117, 119, 154  
 Борзаковский А.Е. 45  
 Борисова М.С. 134  
 Буканов В.М. 151, 154  
 Бурдо Е.О. 125, 143  
 Бурдо О.О. 143  
 Бурдо О.С. 101  
 Вальков А.Е. 135  
 Варніна В.І. 89  
 Василькевич О.А. 71, 93, 135, 140  
 Вербицький В.П. 18, 34, 146  
 Верцімаха Г.В. 85  
 Вишне夫斯基 Д.О. 125, 143  
 Вишневський І.М. 44, 45, 75, 134, 141, 150, 151  
 Войтенко Л.М. 112, 115, 142, 151  
 Войтер А.П. 71, 72, 135, 140  
 Ворона П.М. 74, 140  
 Гайдар О.В. 152  
 Голік В.В. 71, 135, 140  
 Голобородько В.Я. 100  
 Головач А.І. 144  
 Головач Л.О. 144  
 Горпинич О.К. 34, 135, 146  
 Григоренко О.Д. 18  
 Гриневич Ю.П. 126, 143  
 Гроза А.А. 89, 141, 150  
 Гурин А.А. 106  
 Давидовська О.І. 134, 135  
 Даневич Ф.А. 148  
 Демчишин А.Б. 140  
 Денисов В.Ю. 134, 135, 136  
 Дзюблик А.Я. 141  
 Дзятковська Н.М. 144  
 Дидьк А.Ю. 140  
 Добріков В.М. 146  
 Доронін М.І. 71, 135, 140  
 Дорошко Н.Л. 146  
 Дрозд І.П. 122, 126, 144  
 Дряпаченко І.П. 34, 146  
 Дьяков А.Г. 141  
 Желтоножська М.В. 134, 135, 144, 152  
 Желтоножський В.О. 44, 45, 134  
 Зайченко А.К. 135  
 Зарубін О.Л. 128, 129, 130, 143, 144, 152, 153  
 Зарубіна Н.Є. 131, 143, 144, 153  
 Зелінський А.Г. 75, 76, 135  
 Іванюк Ф.О. 154  
 Ількович В.В. 141  
 Карлишев Ю.Я. 34, 146  
 Карпенко А.Я. 87, 150  
 Кива В.О. 68, 146  
 Ковалінська Т.В. 75, 76  
 Ковальов О.М. 71, 73, 135, 140  
 Ковальчук О.С. 68, 69  
 Козлов В.Я. 150  
 Козырь Ю.Е. 20, 135  
 Колесниченко Я.І. 101  
 Колесниченко Я.І. 94, 96, 97, 98, 99, 101, 154  
 Копачов В.І. 71, 135, 140  
 Корж І.О. 30, 134  
 Костін Є.Г. 142  
 Костюк В.А. 128, 129, 130, 144, 152  
 Котишевская Э.Ю. 144  
 Кудовбенко В.М. 146  
 Кузьміна А.Й. 144  
 Куліч Н.В. 134, 135, 144  
 Купряшкін В.Т. 47, 134  
 Куртєва Г.П. 24, 134  
 Куц В.І. 141  
 Ластовецький В.Ф. 141  
 Лашко А.П. 48, 146  
 Лашко Т.М. 48  
 Левон О.І. 43, 92  
 Лепякко Б.С. 98  
 Липська А.І. 122, 126, 135, 144, 152  
 Литовченко П.Г. 87, 89, 90, 141, 150  
 Луценко В.В. 94, 97, 99  
 Лысенко М.В. 141  
 Ляшенко А.Ю. 140  
 Мазний І.О. 71, 135, 140  
 Макаровский В.Н. 141  
 Малюк І.А. 117, 119, 128, 129, 130, 144  
 Малюта Ю.М. 146  
 Марченко Л.С. 89  
 Мельник Т.В. 124, 143  
 Митрохович М.Ф. 135.  
 Михайловський В.В. 85  
 Михайлюк В.П. 19  
 Можжухін Е.М. 34, 146  
 Москаленко Л.В. 149  
 Мохнач Г.В. 135  
 Музалев П.Н. 135, 144  
 Нагорный С.С. 148  
 Нестеров В.О. 134, 135, 136  
 Николаев В.Н. 152  
 Николайко А.С. 148  
 Носач Ю.О. 123, 124  
 Обиход Т.В. 146  
 Онищук В.А. 92  
 Осташко В.В. 146  
 Охріменко О.Ю. 69  
 Павленко І.О. 144  
 Павленко Ю.М. 34, 146  
 Павлович В.М. 80, 140  
 Павловская Н.Т. 87  
 Паламарчук В.І. 140  
 Петренко І.В. 90  
 Пилипенко М.О. 134, 136  
 Пінковська М.Б. 90  
 Пірнак В.М. 136  
 Плюйко В.А. 135  
 Поворозник О.М. 135  
 Пода Д.В. 148  
 Подзирей Ю.С. 142  
 Понкратенко О.А. 135, 136  
 Порицький П.В. 114  
 Правдивий М.М. 30, 134  
 Пугач В.М. 68, 69  
 Разбудей В.Ф. 74, 140  
 Ревка В.Н. 150  
 Ровенских Е.П. 47  
 Романюк Л.І. 142  
 Рудик О.Ф. 119  
 Рудчик А.Т. 135, 136  
 Рудчик А. А. 136  
 Рундель О.І. 34  
 Рязанов В.В. 78, 79  
 Саврасов А.М. 44, 45, 134  
 Савчук В.Г. 71, 135, 140  
 Садовніков Л.В., 134, 144  
 Саженьюк А.Д. 117, 144  
 Сахно В.І. 75, 76, 135, 150  
 Сваричевська О.В. 144  
 Селищев П.А. 140, 149  
 Серкіз Я.І. 143, 144

- Сидоренко Л.П. 47, 134  
 Скляр М.Т. 30, 134  
 Слисенко В.И. 141  
 Слісенко В.І. 71, 93, 119, 135, 140, 141, 149  
 Слюсаренко Л.І. 34  
 Соколов А.М. 70  
 Співак В.Ю. 141  
 Старчик М.І. 89, 141, 150, 154  
 Старчик П.Д. 114  
 Степаненко Ю.М. 136  
 Степанюк А.В. 34  
 Сторожик Д.І. 68  
 Сугаков В.Й. 85, 151  
 Тарасенко Л.В. 123, 124  
Гартаковський В.К. 134  
 Гартачник В.П. 90, 141  
 Телецька С.В. 126, 144  
 Теренецький К.О. 18, 34, 146  
 Тищенко М.Г. 95  
 Тришин В.В. 116, 117, 119, 144, 145, 152  
 Устинов А.И. 135  
 Федорович О.А. 68, 112, 113, 115, 142, 151, 152  
 Федоткин С.Н. 21, 135  
 Феоктистов О.І. 47, 134  
 Фурса А.Д. 122  
 Халова Н.В. 75, 76  
Хіврич В.І. 141, 150  
 Хоменко Ю.А. 121, 152  
 Хотяїнцева О.М. 80, 140  
 Худенко О.О. 134  
 Циганок Т.В. 123, 124  
 Чаус А.В. 68, 69  
 Чернюк А.А. 151  
 Чирко Л.І. 141, 150, 151  
 Шамрай К.П. 142  
 Шевцова О.М. 84  
 Ширма Ю.О. 135, 136  
 Шматко Г.Г. 89, 141, 150  
 Яворський В.О. 100  
 Якименко О.І. 110  
 Яковенко В.М. 60  
 Яковенко Ю.В. 94, 95, 96, 98, 99, 101  
 Abrosimov V.I. 9, 155  
 Anokhin I.E. 83  
 Aushev V. 61, 62, 136, 137, 139, 146  
 Beloshenko N.A. 104  
 Belyuskina O.O. 35, 36, 134, 135, 147, 155  
 Berlizov A.N. 118, 145, 152, 158  
 Bezdrobna L.K. 152  
 Boiko R.S. 49, 53  
 Borysova M.S. 28, 135, 148, 157  
 Bukanov V.N. 156  
 Burdo O.O. 127, 152, 153  
 Chaikovsky Yu.V. 91, 150, 151, 156  
 Chaus A.V. 65, 157  
 Chernyak D.M. 49, 53, 147, 148, 157  
 Chernyuk A.A. 150  
 Chernyuk A.A. 81, 150  
 Chyrko L.I. 91, 142, 150, 151, 156  
 Danevich F.A. 49, 50, 52, 53, 54, 55, 56, 59, 136, 137, 138, 139, 147, 156, 157  
 Davidovskaya O.I. 17, 136  
 Davydovskiy V.V. 35, 36, 134, 135, 147, 155  
 Denisov V.Yu. 14, 15, 16, 17, 136, 140, 155, 156  
Dobrikov V.M. 33, 136, 137, 155  
 Dolinska M.E. 26, 27, 136, 137, 155  
 Dolinskyy A. 139, 146  
 Doroshko N.L. 31, 32, 137, 155  
 Dryapachenko I.P. 33, 136, 155  
 Dyemokhin V.L. 156  
 Dzyublik A.Ya. 86, 136, 141, 156, 157  
 Fedotkin S.N. 156  
 Fesenyuk O.P. 143  
 Fishchuk I.I. 82, 141  
 Frankov R.V. 91, 151, 156  
 Gaidar O.V. 120  
 Goloborod'ko V.Ya. 103, 142, 143, 152  
 Gorpnich O.K. 33, 136, 137, 155  
 Grantzev V.I. 35, 36, 134, 135, 147, 155  
 Gritzay O.O. 148, 156  
 Grygorenko O.D. 33, 136  
 Grymalo A. 156  
 Grynuk E.U. 142  
 Grytsenko O.V. 156  
 Gulchuk Yu.S. 91, 150, 151, 156  
 Gulik V.I. 77, 156  
 Gzhebinsky A.M. 137, 140  
 Iakovenko V.M. 63, 64  
 Ilkovich V.V. 156  
 Ivanyuk F.A. 10, 136, 137, 146, 155  
 Kalchenko O.I. 156  
 Karlyshev Yu.Ya. 33, 136, 155  
 Khalova N.V. 156, 157  
Khivrych V. 88  
 Khotyayintseva O.M. 156  
 Khudenko A.A. 15, 140, 156  
 Kisurin K.K. 35, 36, 135, 155  
 Klimova N. 156  
 Kobychев V.V. 49, 53, 56, 58, 59, 136, 137, 138, 139, 146, 147, 148, 156, 157  
 Kobza A.I. 105  
 Kolesnichenko Ya.I. 142, 143, 151  
 Kolomietz V.M. 7, 8, 136, 137, 140, 155, 156  
 Kolotyі V. 156  
 Konoreva O. 141  
 Korzyna T.O. 33, 136, 155  
 Kostyuk V.A. 153  
 Kovalchuk O.S. 65, 157  
 Kovalinska T.V. 156, 157  
 Kovbasenko S.M. 150, 156  
 Kozyr Yu.E. 155  
 Krivenko-Emetov Ya.D. 29, 140, 148, 157  
 Kropivnyansky B.M. 49, 138, 139, 156  
 Kudovbenko V.M. 49, 53, 55, 138, 156, 157  
 Kulich N.V. 132, 133, 152  
 Kurteva A.A. 22, 23, 147, 156  
 Kyva V.O. 137  
 Lashkin V.M. 107  
 Lev S.B. 141  
 Levon A.I. 42, 137, 147  
 Libman V. 156  
 Litovchenko P. 141, 142  
 Litovko I. 151, 152  
 Lobach Yu.N. 145  
 Lukyanov S.V. 7, 136, 137  
 Lutsenko V.V. 142, 143, 151  
 Lymanets A.O. 66, 67  
 Lypska A.I. 127, 133, 152, 153  
 Magner A.G. 11, 12, 13, 135, 137, 140, 148, 156  
 Mahlers Yu.P. 150  
 Makarovskiy V.M. 150  
 Maliuk I.A. 150  
 Malyuta Yu.M. 157  
 Marchenko V.S. 102, 143  
 Maydanyuk S.P. 25, 137, 140, 148, 156  
 Melnik T.V. 152  
 Mezhevych S.Yu. 40, 41, 147, 156  
 Mitrokhovich N.F. 46, 156  
 Mokina V.M. 137  
 Mozhzhukhin E.M. 33, 136, 155

- Nagorny S.S. 49, 52, 53, 137, 138, 146, 156, 157  
 Nedilko S.G. 138, 157  
 Nesterov V.A. 16  
 Nikolaev V.I. 127, 133, 153  
 Nikolaiko A.S. 49, 53, 55, 137, 138, 139, 156, 157  
 Obikhod T.V. 157  
 Okhrimenko O.Y. 63, 64, 65  
 Olkhovsky V.S. 25, 26, 27, 134, 136, 137, 138, 140, 147, 148, 155, 156  
 Omelchenko S.O. 26, 27, 137, 155  
 Omelchuk S.E. 35, 36, 135, 155  
 Onischuk V. 137  
 Ostashko V.V. 32, 155  
 Otsaluk V.D. 91, 150, 151, 156  
 Palkin G.P. 35, 36, 135, 155  
 Panchenko V.G. 108, 143  
 Pasichny A.P. 143  
 Pavlenko V.M. 108, 143, 145  
 Pavlenko Yu.M. 31, 32, 33, 136, 137, 155  
 Pavlovych V.M. 77, 156  
 Petrenko O.V. 156  
 Pilipenko N.A. 14, 140, 155  
 Pinkovska M.V. 88, 142  
 Pirnak V.M. 40  
 Plujko V.A. 135, 139, 147, 155  
 Poda D.V. 49, 53, 56, 136, 138, 139, 156, 157  
 Podviyanuk R.B. 49, 53, 56, 136, 137, 138, 148, 156, 157  
 Polischuk O.G. 49, 52, 53, 55, 56, 136, 138, 139, 156, 157  
 Ponkratenko O.A. 37, 38, 39, 40, 41, 147, 155, 156  
 Porytsky P.V. 142, 151  
 Pugatch V.M. 63, 64, 65, 66, 157  
 Radionov S.V. 137, 155  
 Razbudey V.F. 157  
 Revka V. 91, 142, 150, 151, 156  
 Reznik S.N. 102, 142, 143  
 Romanyshyna G.P. 37, 38, 39  
 Romanyuk M.V. 137, 155  
 Roznyuk Yu.S. 35, 36, 135, 155  
 Rudchik A.A. 40, 41, 147, 156  
 Rudchik A.T. 37, 38, 39, 40, 41, 147, 155, 156  
 Rudenko B.A. 35, 36, 135, 155  
 Rudenko T.P. 111  
 Rudyk O.F. 150  
 Rundel O.I. 32, 33, 136, 155  
 Ryazanov V.V. 156  
 Sakhno V.I. 156, 157  
 Saltykov L.S. 141  
 Sanzhur A.I. 7, 8, 136, 140, 156  
 Savrasov A.N. 155  
 Schachov V. 156  
 Selyshchev P.A. 149, 150  
 Semenov V.S. 35, 36, 135  
 Sereda Yu.M. 32, 137, 155  
 Shamrai K.P. 104, 105, 111, 143  
 Shevchenko S.V. 141  
 Shpyrko S.G. 156  
 Shyrma Yu.O. 37, 38, 39, 147  
 Slisenko V.I. 141, 149  
 Slobodyan V.M. 143  
 Slyusarenko L.I. 35, 36, 135, 147, 155  
 Sokolov A.M. 135  
 Sorokin Yu.E. 66  
 Spivak V.Yu. 86, 141  
 Starchyk P.D. 151  
 Stepanenko Yu.M. 37, 38, 39, 40, 41, 147, 155, 156  
 Stepanyuk A.V. 32  
 Struzhko B.G. 35, 36, 135, 155  
 Sugakov V.I. 81, 142, 150, 151  
 Taranov V.B. 109  
 Tartachnyk V. 141, 142  
Tartakovskiy V.K. 35, 36, 135, 155  
 Terenetsky K.O. 33, 136, 155  
 Tomilko V.V. 151  
 Tretyak V.I. 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 59, 136, 137, 138, 139, 146, 147, 148, 156, 157  
 Tyshchenko M. 151  
 Uleshchenko V.V. 155  
 Vasiliev Ya.V. 136, 138, 156, 157  
 Vasilkevich O.A. 148  
 Vasylyeva E.G. 156  
 Verbitsky V.P. 33, 136, 155  
 Vertsimakha G.V. 141, 142  
 Virko V.F. 143  
 Virko Yu.V. 143  
 Vishnevskiy D.O. 152, 153  
 Vorona P.M. 157  
 Vyshnevskiy I.M. 138, 139, 155, 156, 157  
 Yakimenko A.I. 143  
 Yakovenko Yu.V. 142, 143, 151  
 Yavorskij V.O. 103, 142, 143, 151, 152  
 Yurchenko S.S. 138, 139  
 Zaitov V. 137  
 Zaliznyak Yu. 142  
 Zarubin O.L. 153  
 Zelinskyy A.G. 156, 157  
 Zheltonozhskaya M.V. 127, 132, 133, 152, 153  
 Zheltonozhsky V.A. 132, 152, 155  
 Zhemениk V.I. 156  
 Zinets O.S. 83



Наукове видання

## **ЩОРІЧНИК - 2010**

Комп'ютерна верстка *Ф.О. Іванюк, О.Д. Григоренко*

Підписано до друку 17.02.11. Формат 60×84 / 8. Ум.-друк. арк. 19,3  
Тираж 200 прим. Зам. № 3

Інститут ядерних досліджень НАН України. 03680, м. Київ, проспект Науки, 47