

ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ  
НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ



**ЩОРІЧНИК - 2011**

---

**ANNUAL REPORT - 2011**

INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH  
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE

ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ  
НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ

INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH  
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE

**ЩОРІЧНИК - 2011**

---

**ANNUAL REPORT - 2011**

Київ - 2011

У Щорічнику подається інформація про фундаментальні, науково-технічні та прикладні роботи, що виконувались в Інституті ядерних досліджень НАН України в 2011 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 2011 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 2011. 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 2011, 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), А.К. Гримало, Г.В. Верцімаха, П.В. Пориський, І.П. Дрозд, О.Д. Григоренко, Л.М.Троян

Editorial board:

F.O. Ivanyuk (head), S.M. Fedotkin (deputy), A.K. Grymalo, G.A. Vertsimakha, P.V. Poritsky, 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

У 2011 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, досліджувався розподіл нуклонів в ядрах, віддалених від лінії бета-стабільності, отримано формулу для поляризованого електричного дипольного моменту в сильно-деформованих дзеркально-асиметричних ядрах, яка включає члені першого та другого порядку теорії збурень, визначені середні кутові моменти ядер  $^{90}\text{Rb}$ ,  $^{130}\text{Sb}$ ,  $^{133}\text{Te}$ ,  $^{134}\text{I}$  і  $^{135}\text{Xe}$ , утворених в результаті фотоділення  $^{237}\text{Np}$  та  $^{241}\text{Am}$  гальмівними  $\gamma$ -квантами, спостережено альфа-розпад природного ізотопу платини 190 на збуджений рівень дочірнього ядра з періодом напіврозпаду  $2.6 \times 10^{14}$  років та ін..

В області радіаційної фізики досліджено вплив металевих наночастинок на оптичні спектри периферійних світлозбираючих комплексів фотосинтезуючих бактерій, показано, що атоми ізовалентної домішки германію, кисню та дислокаційні петлі в кремнії являються центрами анігіляції вакансій і міжвузлових атомів, показано, що після опромінення кремнію високоенергетичними протонами спостерігається зменшення показника заломлення кремнію, тощо.

В дослідженнях, що відносяться до області ядерних реакторів обґрунтовано безпеку прискореного переведення реактора дослідницького ядерного реактора ВВР-М на низькозбагачене ядерне паливо. Здійснено конверсію дослідницького ядерного реактора на низькозбагачене паливо, обґрунтовано та експериментально підтверджено можливість виробництва ізотопу  $^{99}\text{Mo}$  на базі нової активної зони реактора ВВР-М, розроблено науково-технічні засади для створення методик вимірювання потужності і витрат теплоносія першого контуру водо-водяних реакторів по реєстрації високоенергетичних гамма-квантів азоту-16.

В галузі фізики плазми та термоядерного синтезу знайдено фізичні механізми, які можуть вести до аномальних енергетичних розподілів надтеплових іонів при нагріванні плазми в токамаках інжекцією пучків нейтральних атомів. Показано, що тривимірна дифузія у фазовому просторі під дією нестійкостей плазми, збуджених інжекованими пучками, веде до зміни функції розподілу інжекованих частинок, що відповідає експериментально спостереженій аномалії енергетичного розподілу надтеплових йонів у сферичному токамаці NSTX (США), виявлено існування нового типу власних мод неоднорідної плазми, які утворені геліконними та квазіпотенціальними хвилями, експериментально встановлено, що НЧ нестійкість дрейфового типу, яка збуджується в ВЧ геліконних джерелах плазми з пласкою антеною може бути стабілізована зміною розмірів зовнішньої ВЧ антени.

В галузі радіоекології та радіобіології досліджено кінетику  $^{131}\text{I}$  за різних доз надходження до організму лабораторних щурів та попереднього введення препаратів стабільного йоду. Визначено періоди напіввиведення з організму, щитоподібної залози (ЩЗ) та інших органів.

У 2011 р. науковцями інституту захищено 1 докторську та 10 кандидатських дисертацій за спеціальностями фізика атомного ядра, елементарних частинок і високих енергій, фізика плазми, теплові та ядерні енергоустановки, підготовлено до захисту 1 докторську та 2 кандидатські дисертації.

У 2011 р. інститут успішно провів Українську конференцію з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу - 2011, Міжнародну нараду колаборації AMoRE - 2011, IX Українську конференцію з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу.

Більш детальна інформація про найважливіші наукові здобутки співробітників інституту за 2011 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

І. М. Вишневський

## Зміст

Підрозділи інституту. ....	стор. 5
Анотації робіт за напрямками	
Ядерна фізика. ....	7
Атомна енергетика. ....	75
Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство. ....	83
Фізика плазми. ....	94
Радіоекологія та радіобіологія. ....	115
Загальні проблеми фізики. ....	133
Публікації в реферованих журналах. ....	137
Доповіді на міжнародних конференціях. ....	147
Конференції, наради, проведені інститутом у 2011 році. ....	155
Міжнародне співробітництво. ....	160
Персоналії. ....	164
Авторський покажчик. ....	165

## Contents

Divisions of the institute. ....	page 5
Abstracts of works in the field of	
Nuclear physics. ....	7
Atomic energy. ....	75
Radiation physics and radiation material science. ....	83
Physics of plasma. ....	94
Radiation ecology and biology. ....	115
Common problems of physics. ....	133
Publications in the refereed journals. ....	137
The talks at the international conferences. ....	147
The conferences and workshops, organized by the institute in 2011. ....	155
International cooperation. ....	160
Personalities. ....	164
Author index. ....	165

**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 (тандем) ЕГП-10К**

Завідувач – 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 – кандидат техн. наук,  
с. н. с. М.Ф. Коломієць

**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**

В.о. завідувача – кандидат фіз.-мат. наук,  
с. н. с. В.П. Вербицький

**Відділ фізики лептонів**

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

**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 авто-  
матизації.** 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 Aca-  
demy of Sciences of Ukraine, Prof. V.M. Kolomietz

**Department of nuclear physics**

Head – Candidate of Techn. Sciences  
M. F. Kolomietz

**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 – Candidate of Phys.-math. Sciences,  
V.P. Verbitsky

**Lepton Physics Department**

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

**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. Гаврилюк

**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.І. 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



# Анотації робіт з ядерної фізики

## NON-MARKOVIAN NUCLEAR DYNAMICS

V. M. Kolomietz

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

Macroscopic collective motion plays an important role in many phenomena in nuclear physics, such as large scale motion, fission, heavy ion collision, etc. An available approach to nuclear collective motion problems is still based on the standard liquid-drop model (LDM). Up to now, the LDM and its extensions are widely used for the description of the main macroscopic, i.e., averaged over many quantum states, characteristics of nuclear fission. On the other hand, it is well known that the LDM is not able to describe some strongly collective nuclear excitations such as the giant multipole resonances. That is due to the fact that the LDM ignores the important features of the nucleus as a Fermi liquid.

We consider the non-Markovian collective motion for the nuclear Fermi-liquid drop which establishes a direct connection of the memory effects with the dynamic distortion of the Fermi surface. It is instructive to compare the properties of both the normal liquid drop and the Fermi liquid drop step by step. Such kind of comparison is presented in the Table. As seen from the Table, the static properties of both liquids are similar in every respect. Namely, both liquids are saturated ones, i.e., the binding energy  $E$  and the volume  $V$  are proportional to the particle number  $A$ . Moreover, the static (adiabatic) deformation energy  $E_{def}$  and the incompressibility coefficient  $K$  are the same in both liquids also. However the situation becomes completely different if we take a look at the dynamic behavior of both liquids. First of all, the pressure  $P$ , which is a scalar (power function) in a usual liquid, is transformed into the pressure tensor  $P_{\nu\mu}$  in a Fermi liquid. In this sense, one can say that the Fermi liquid is similar to the solid state. The origin of this phenomenon is the dynamical distortion of the Fermi surface in momentum space which accompanies the collective motion in a Fermi liquid.

Due to this fact the stiffness coefficient  $C$  and the corresponding eigenfrequency  $\omega$  of shape eigen vibrations are significantly different in both liquids. We show that the stiffness coefficient  $C$  is subsidized by an additional strong contribution  $C_F$  due to the above mentioned Fermi surface distortion effect.

We show that the equations of motion for the nuclear quantum Fermi-liquid take the following non-Markovian form which depends on relaxation time  $\tau$

$$m\rho \frac{\partial}{\partial t} u_\nu + \nabla_\nu P + \nabla_\nu \frac{\delta \varepsilon_{pot}}{\delta \rho} = -\nabla_\mu \int_{t_0}^t dt' \exp\left(-\frac{t'-t}{\tau}\right) P(t') \Lambda_{\nu\mu}(t') + \nabla_\nu \xi, \quad (1)$$

where  $\rho$  is the particle density,  $u_\nu$  is the velocity field,  $P$  is the quantum pressure,  $\varepsilon_{pot}$  is the potential energy density,  $\xi$  is random force and the memory tensor  $\Lambda_{\nu\mu}$  is given by

$$\Lambda_{\nu\mu} = \nabla_\nu u_\mu + \nabla_\mu u_\nu - \frac{2}{3} \bar{\nabla} \cdot \bar{u}. \quad (2)$$

We demonstrate how the memory integral in Eq. (1) influences the nuclear collective eigenexcitations and the nuclear fission in many important aspects.

This work has been published: V.M. Kolomietz, Nucl. Phys. and Atom. Energ. **12**, No. 4 (2011).

### Comparison of static and dynamic properties of the normal liquid drop and the Fermi liquid drop.

Liquid drop	Fermi liquid drop
Saturation $E \sim A$ , $V \sim A$	Saturation $E \sim A$ , $V \sim A$
Static (adiabatic) deformation energy $E_{def} = E_{surf} + E_C$	Static (adiabatic) deformation energy $E_{def} = E_{surf} + E_C$
Static incompressibility $K = 9\rho^2 \partial^2(E/A) / \partial \rho^2 _{eq}$	Static incompressibility $K = 9\rho^2 \partial^2(E/A) / \partial \rho^2 _{eq}$
<u>Dynamics</u> Pressure (scalar) $P \sim \rho^\nu$ Shape vibrations $\omega = \sqrt{C/B}$ First sound $c_1 = \sqrt{K/9m}$ Markovian transport equations	<u>Dynamics</u> Pressure (tensor) $P_{\nu\mu}$ Giant resonances $\omega = \sqrt{(C+C_F)/B}$ Zero sound $c_0 \approx \sqrt{3K/9m}$ Non-Markovian motion



# NON-MARKOVIAN DIFFUSION OVER POTENTIAL BARRIER IN THE PRESENCE OF PERIODIC TIME MODULATION

V. M. Kolomietz, S. V. Radionov

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

The response of complex nonlinear systems on periodic external field may have the features that are absent for linear systems. The very famous example of such features is the stochastic resonance phenomenon, when the response of the nonlinear system on the harmonic perturbation is resonantly activated under some optimal level of a noise. The resonant activation of the system occurs when the frequency of the modulation is near the Kramers' escape rate of the transitions from one potential well to another.

We study the diffusion over a single-well potential barrier by the presence of periodic time modulation. The diffusion over the barrier is generated by a colored noise whose statistical properties are related to the retarded dissipative properties of the nonlinear system. Following this conception, we address a problem of the stochastic resonance phenomenon to the many-body systems where the stochastic and damped features of the macroscopic modes of motion are related to each other through the fluctuation-dissipation theorem. It is also importantly that the macroscopic dynamics in the many-body systems may be essentially non Markovian.

The one-dimensional and non-Markovian Langevin equation in the presence of a harmonic perturbation  $\alpha \cdot \sin(\omega t)$  reads

$$M\ddot{q}(t) = -\frac{\partial E_{pot}}{\partial q} - \int_0^t dt' \kappa(t-t') \dot{q}(t') + \xi(t) + \alpha \cdot \sin(\omega t), \quad (1)$$

where  $q$  is the dimensionless coordinate,  $M$  is the mass,  $\kappa(t-t')$  is the memory kernel and  $\xi(t)$  is the random force.

We have performed the numerical calculations assuming the Kramers potential for  $E_{pot}$ . The noise term  $\xi(t)$  is assumed to be Gaussian distributed with zero mean and correlation function related to a memory kernel  $\kappa(t-t')$  of a retarded friction force:

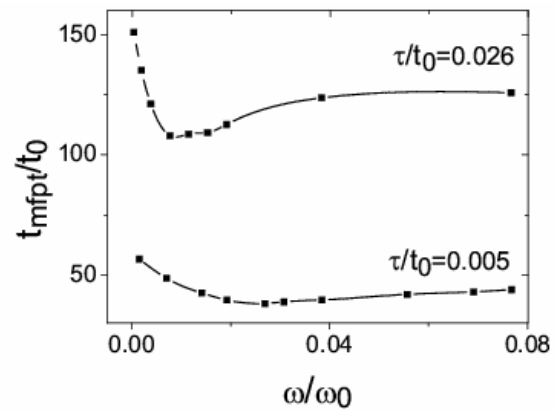
$$\langle \xi(t) \xi(t') \rangle = T \kappa(t-t'), \quad (2)$$

where  $T$  is the temperature and the memory kernel  $\kappa(t-t')$  is derived by the relaxation time  $\tau$  as

$$\kappa(t-t') = \kappa_0 \exp(-|t-t'|/\tau). \quad (3)$$

The Langevin equation (1) was solved numerically by generating a bunch of the trajectories, all starting at the minima of potential well and having the initial velocities distributed according to the Maxwell - Boltzman distribution. We have studied the diffusive dynamics in terms of first-passage time distribution and calculated both the mean first-passage time  $t_{mfpt}$  and the escape rate  $R(t)$  over the barrier.

We have demonstrated that the memory effects hinder the escape over the barrier. In contrast to the motion in the presence of usual friction force, the hindrance of the escape occurs due to both the Markovian friction and the additional conservative components of the retarded time force in Eq. (1). Having calculated the mean first-passage time  $t_{mfpt}$  for different values of the frequency  $\omega$  of the modulation, we have found that the sinusoidal perturbation accelerates the diffusion over the barrier, see Figure. The maximal (resonant) acceleration is achieved at the  $\omega = \omega_{res}$ , where  $\omega_{res}$  is inversely proportional to the mean first-passage time in the absence of the modulation. We have shown that a value of the resonant activation over the barrier  $t_{mfpt}(\omega = \omega_{res}) / t_{mfpt}(\omega = 0)$  remains practically the same for the quite weak as well as for the fairly strong memory effects in the diffusive dynamics. Note that in Figure we have used the units of  $t_0 = \sqrt{M/T}$ .



The mean first-passage time  $t_{mfpt}$  of the non-Markovian diffusion process is given as a function of the frequency  $\omega$  of the harmonic time perturbation at two values of the dimensionless correlation time  $\tau/t_0$ .

This work has been published: V.M. Kolomietz and S.V. Radionov, Phys. Rev. E **84**, 051123 (2011).

## CURVED AND DIFFUSE INTERFACE EFFECTS ON THE NUCLEAR SURFACE TENSION

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

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

The structure of the surface energy  $E_s$  and the corresponding surface tension coefficient  $\sigma$  depend on the interparticle interaction and the surface conditions. Moreover, the nucleus is a two component, charged system with a finite diffuse layer. This fact specifies a number of various peculiarities of the nuclear surface energy  $E_s$ : dependency on the density profile function, contribution to the surface symmetry energy, connection to the nuclear incompressibility, etc. The additional refinements of  $E_s$  appear due to the quantum effects arising from the smallness of nucleus. In particular, the curved interface creates the curvature correction to  $E_s$  of order  $A^{1/3}$  and can play the appreciable role in small nuclei.

In present paper, we suggest the microscopic analysis of the curvature correction to the surface tension of a small drop with a finite diffuse layer. We follow the ideology of the extended Thomas-Fermi approximation (ETFA) with effective Skyrme-like forces combining the ETFA and the direct variational method. In our consideration, the proton and neutron densities  $\rho_n(r)$  and  $\rho_p(r)$  are generated by the diffuse-layer 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 agreement with Gibbs-Tolman concept, two different radii have to be introduced in this case. The first radius,  $R_s$ , is the surface tension radius which provides the minimum of the surface tension coefficient and the satisfaction of the Laplace relation for capillary pressure. The another one,  $R_e$ , is the equimolar radius which corresponds to the equimolar dividing surface and defines the physical size of the sharp surface droplet, i.e., the surface at which the surface tension is applied. The difference of both radii  $R_e - R_s$  in an asymptotic limit of large system  $A \rightarrow \infty$  derives the Tolman length  $\xi$ . Following Tolman, the surface tension  $\sigma_e = \sigma(R_e)$  approaches the planar limit  $\sigma_\infty$  as

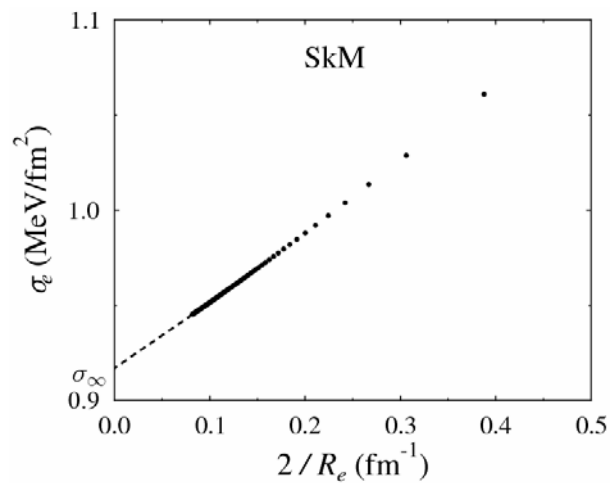
$$\sigma(R_e) = \sigma_\infty \left[ 1 - 2\xi / R_e + O(R_e^{-2}) \right]. \quad (1)$$

Evaluating the nuclear capillary pressure, for both radii  $R_e$  and  $R_s$ , and taking limit for  $R_s \rightarrow \infty$  we have established the following result for the Tolman length

$$\xi = \lim_{A \rightarrow \infty} (R_e - R_s). \quad (2)$$

This result leads to the important conclusion that the curvature correction to the surface tension is derived by both the equimolar and the surface tension radii and disappears in the case of sharp surface. This fact was not taken into account in previous considerations of the curvature correction.

Considering a non-charged droplet (without Coulomb), we have performed the ETFA calculations up to very high values of particle number  $A \sim 10^6$ . Figure shows the result of calculation for tension  $\sigma_e$  as a function of doubled droplet curvature  $2/R_e$ .



Surface tension of the droplet versus the surface curvature for the range of particle number  $A = 10^2 \div 10^4$ . Calculation was performed using SkM force.

We have determined the Tolman's length  $\xi$  and the planar surface tension  $\sigma_\infty$  for several parametrization of Skyrme interaction. Results are summarized in the Table.

**Value of Tolman length  $\xi$  and the planar surface tension  $\sigma_\infty$  for several Skyrme parametrization**

Force	$\xi$ (fm)	$\sigma_\infty$ (MeV/fm <sup>2</sup> )
SkM	-0.36	0.92
Sly230b	-0.37	1.01
T6	-0.36	1.02

This work has been submitted to Eur. Phys. J., and published as LNL-Preprint: arXiv: [nucl-th] 1110.1566

## NUCLEON DISTRIBUTION 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

The main characteristic of neutron skin in heavy nuclei is the neutron-skin thickness (the difference between the neutron and proton root mean square radii)  $\Delta r_{np} = \sqrt{\langle r_n^2 \rangle} - \sqrt{\langle r_p^2 \rangle}$ . The value of  $\Delta r_{np}$  is caused by both the different radii (skin effect) and the different shape (halo effect) of neutron and proton distributions. The relative contribution of both effects depends on the competition between symmetry energy, spin-orbit and Coulomb interactions.

In the present work we study a deviation of nucleon distribution from the saturation behaviour in neutron-rich nuclei. We consider the influence of spin-orbit and Coulomb forces on the neutron,  $\sqrt{\langle r_n^2 \rangle}$ , and proton,  $\sqrt{\langle r_p^2 \rangle}$ , rms radii as well as the connection of the shift  $\Delta r_{np}$  to the surface symmetry energy. We study also the related problems of the nucleon redistribution within the surface region (nuclear periphery), in particular, the neutron coat and the neutron excess for the nuclei far away the beta stability line.

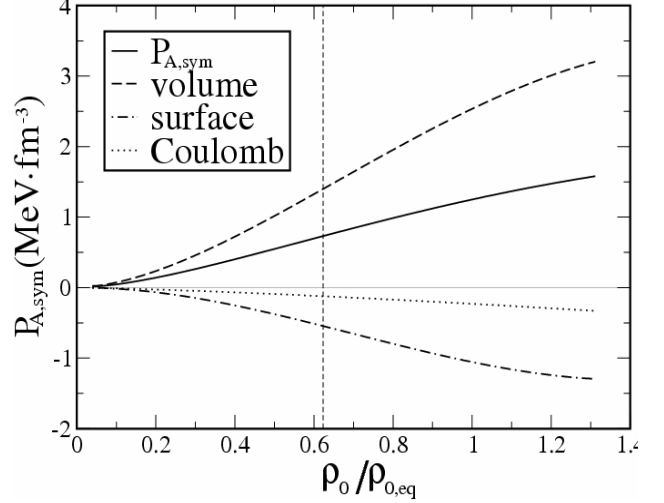
We have applied the direct variational method within the extended Thomas - Fermi approximation with effective Skyrme-like forces to the description of the radii of nucleon distributions. In our consideration, the thin-skinned nucleon densities  $\rho_n(r)$  and  $\rho_p(r)$  are generated by the profile functions which are eliminated by the requirement that the energy of the nucleus should be stationary with respect to variations of these profiles. We have evaluated the partial pressure  $P_{A,sym}$  which includes the contributions from the symmetry and Coulomb energies. The pressure  $P_{A,sym}$  is positive driving off the neutrons in neutron-rich nuclei to the skin.

We have derived the expression for the shift of bulk density  $\rho_{0,X}$  (polarization effect) in the neutron rich nuclei ( $X = (N - Z) / A$  is the asymmetry parameter)

$$\rho_{0,X} = \rho_{0,eq} - 9 \frac{P_{A,sym}}{K_A} (X - X^*)^2. \quad (1)$$

In Figure we have plotted the partial pressure  $P_{A,sym}(\rho_0)$  versus the bulk density  $\rho_0$  (partial equation of state) for the nucleus  $^{120}\text{Sn}$ . As seen from Figure, the equilibrium partial pressure  $P_{A,sym}(\rho_{0,eq})$  is positive and thereby  $\rho_{0,X} < \rho_{0,eq}$ .

We have demonstrated that the neutron skin develops by diffusing the neutron surface against the changeless proton diffuseness and can be responsible for the giant neutron halo in neutron-rich nuclei.



The partial pressure  $P_{A,sym}$  for the nucleus  $^{120}\text{Sn}$ . The dashed vertical line is the spinodal instability border.

We have established the influence of the polarization effect given by Eq. (1) on the rms radius  $\sqrt{\langle r_n^2 \rangle}$  of neutron distribution. This effect increases with asymmetry parameter  $X$  and can be responsible for the appearance of giant neutron halo in the nuclei close to the drip line. We have also estimated the relative contribution to the value of isotopic shift of radii  $\Delta r_{np}$  obtained from both the skin effect and the halo effect. The halo effect gives usually a minor contribution to the shift  $\Delta r_{np}$  and it can be comparable with the skin effect near the drip line only.

Using the leptodermous properties of the profile nucleon densities  $\rho_n(r)$  and  $\rho_p(r)$  we have established the presence of the neutron coat. The size of neutron coat is growing with a moving away the beta stability line. This fact was demonstrated as a deviation of the rms radii of nucleon distribution from the saturation behaviour  $\sim A^{1/3}$  in the nuclei beyond the beta-stability line.

This work has been submitted to Phys. Rev. C, and published as LNL-Preprint arXiv[nucl-th]: 1112.2863

## GROSS-SHELL EFFECTS IN THE DISSIPATIVE NUCLEAR DYNAMICS

J. P. Blocki<sup>1</sup>, A. G. Magner<sup>2</sup>, I. S. Yatsyshyn<sup>2</sup><sup>1</sup> National Nuclear Research Center, Moscow, Russia<sup>2</sup> Institute for Nuclear Research, National

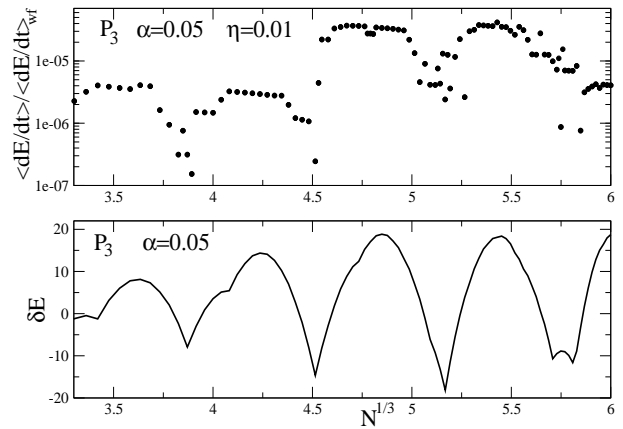
Many dynamical nuclear problems like fission and heavy ion collisions can be reduced to the motion of independent particles in a mean field with a time-dependent edge. As shown by classical and quantum results for the excitation energy obtained on basis of the wall formula (w.f.) [1, 2], a great amount of the collective energy is dissipated into a chaotic nucleonic motion. In this report, the slow small-amplitude vibrations of the Woods - Saxon (WS) potential radius [3] near the spherical shape where  $\alpha(t) = \alpha \cos(\omega t)$  is now time-dependent, and  $\omega$  is the vibration frequency. We start oscillations from a maximum displacement of the  $P_n$  deformation  $\alpha$ . The adiabaticity parameter  $\eta = \alpha\omega / \Omega$  ( $\Omega = v_F / R$ ,  $v_F$  is the Fermi velocity) and amplitude  $\alpha$  are small so that  $\omega / \Omega \ll 1$ .

Figure shows strong correlations between the friction coefficient  $\gamma \propto \langle dE / dt \rangle$  (the mean excitation-energy rate) and shell-correction energy  $\delta E$  as functions of the particle number for the octupole vibrations, see also [4]. The uniform approximation to the friction coefficient  $\gamma$  is obtained through the semiclassical Green's function of Gutzwiller,

$$\gamma = \int d\psi P_n(\psi) \gamma(\psi) \text{ with } \gamma(\psi) = \gamma_{wf} + \gamma_c(\psi),$$

$\gamma_{wf}$  is the friction component related to the w.f. and

$$\gamma_c(\psi) = \gamma_{wf} \sum (\sin^3 \phi \cos \phi / 2v \sin \psi) [1 - J_0(\sqrt{\Delta S})].$$



Mean excitation-energy rates  $\langle dE / dt \rangle$  in w.f. units (top) and shell corrections  $\delta E$  at the initial time (bottom) for  $P_3$  vibrations vs. the particle number  $N^{1/3}$  for the WS potential of the depth -200 MeV and diffuseness 0.1 fm.

The sum over  $v$  and  $w$  runs classical trajectories connecting two points on the surface of the spherical equilibrium cavity with the arc distance  $\psi$ ,  $v$  vertexes,  $v \geq 2|w|$ , and  $w$  winding numbers,  $w = \pm 1, \pm 2, \dots$ ,  $\phi = \pi w / v - \psi / 2v$ ,  $J_0(x)$  is the cylindrical Bessel function of the zero order,  $\Delta S = kR \cos(\pi w / v) \sin \psi$ ,  $k$  is the wave number at the Fermi energy. For  $\psi \rightarrow 0$  one obtains the contribution of the one-parametric periodic-orbit families. Table shows essential differences of the friction  $\gamma$  from that of [4], especially for the quadrupole case. The  $kR$  dependence appears through  $J_0$  due to the uniform approximation used for small  $\psi$ .

Friction coefficient  $\gamma$  in units of the w.f. value

kR	n	2	3	4	5	6	7	8	9	10
10		0.73	1.15	0.92	1.05	0.97	1.02	0.99	1.01	0.99
20		0.69	1.20	0.82	1.12	0.82	1.07	0.95	1.04	0.97
30		0.84	1.16	0.80	1.14	0.87	1.10	0.91	1.07	0.95
40		0.95	1.10	0.86	1.13	0.86	1.11	0.89	1.08	0.93
50		0.97	1.06	0.93	1.09	0.88	1.10	0.89	1.09	0.91
$\infty$		1.11	0.93	1.06	0.95	1.08	0.96	1.03	0.97	1.03
	[5]	0.00	0.85	0.45	0.90	0.62	0.93	0.71	0.94	0.76

1. J. Blocki, Y. Boneh, J.R. Nix *et al.*, Ann. Phys. **113**, 330 (1978).
2. J.P. Blocki, A.G. Magner, and I.S. Yatsyshyn, Nucl. Phys. At. Energy, **11**, 239 (2010); Int. J. Mod. Phys. **E283**, 292 (2011).
3. J.P. Blocki and A.G. Magner, this annual report.
4. S.E. Koonin, J. Randrup, V.M. Kolomietz, and R.L. Hatch, J. Phys. Soc. Japan **44**, 372 (1978).
5. S.E. Koonin and J. Randrup, Nucl. Phys. **A289**, 475 (1977).

## STATISTICS OF THE SINGLE-PARTICLE LEVELS

 J. P. Blocki<sup>1</sup>, A.G. Magner<sup>2</sup>
<sup>1</sup> National Nuclear Research Center, Otwock, Poland

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

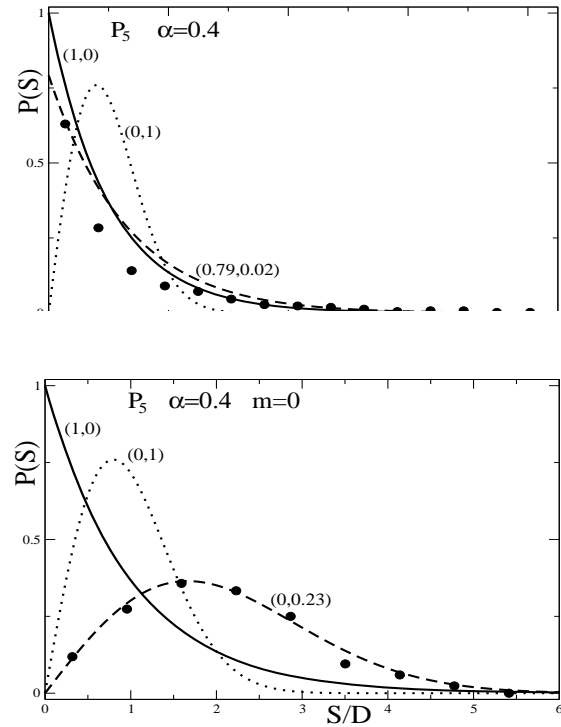
The microscopic many-body interaction of Fermi particles is very complicated. Several theoretical approaches to the description of the Hamiltonian which are based on the statistical properties of its discrete levels are applied for solutions of the realistic problems. For a quantitative measure of the degree of chaoticity, the statistical Poisson and Wigner nearest neighbor spacing distributions (NNSD)  $P(S)$  were introduced within the random matrix theory [1]. A regular behavior (order) of the system is associated usually to the Poisson-like exponentially decreasing dependence, see Fig. 1, while the chaoticity was connected more to the Wigner-like behavior with a maximum at some finite value of the spacing variable  $S$ .

On the other hand, many nuclear dynamical problems can be reduced to the collective motion of independent Fermi particles in a mean field with a relatively sharp time-dependent edge within the microscopic-macroscopic approximation. Intensive semiclassical and quantum studies of the one-body dissipative phenomena were based largely on the macroscopic wall formula for the excitation energy. The order-chaos transitions were shown through the Poincare sections and Lyapunov exponents as the macroscopic measures of the chaoticity. For a further study of the order-chaos properties of the Fermi systems, it might be worth to apply the statistical methods of the description of the single-particle levels. Our purpose in this report is to look at the order-chaos properties of such levels in terms of the Poisson and Wigner distributions with focus to their dependence on the multiplicities, equilibrium deformations and shell effects in relation to the integrability of the Hamiltonian.

The quantum gas is considered in the Woods-Saxon (WS) potential with the radius

$R(\theta) = R[1 + \alpha\sqrt{4\pi/5}Y_{n0}(\cos\theta) + \alpha_1Y_{10}(\cos\theta)]/\lambda$  rippled according to the spherical harmonics  $Y_{n0}(\cos\theta) \propto P_n(\cos\theta)$ ,  $P_n$  are Legendre polynomials,  $\lambda$  is a normalisation factor ensuring volume conservation and  $\alpha_1$  stands for keeping a position of the center of mass for odd multiplicities  $n$ .  $R$  is the radius of the equivalent sphere. Figure (top) shows the NNSD  $P(S)$  with an exponentially decreasing  $S$  dependence like the Poisson (more ordered) one for

the full spectrum in the WS potential in the  $P_5$  shape as example. Almost Wigner chaotic behaviour was found in this Figure (see bottom) for the case of the fixed angular momentum projection  $m = 0$ . The po-



The NNSD  $P(S)$  (heavy dots [1]) vs. the energy spacing  $S$  (in units of the average distance between levels  $D$ ) for the spectrum with the fixed angular momentum projection  $m = 0$  (lower) and for full spectrum (upper) in the WS potential for the  $P_5$  shape at the deformation  $\alpha = 0.4$ ; its depth equal to -200 MeV and diffuseness parameter 0.1 fm; solid curve is the Poisson distribution and dotted line is the Wigner one; numbers in brackets show the parameters  $A$  and  $B$  of the linear level density defined in [1],  $r_0(S) = (A + BS/D)/D$ , in a general Eq. (1.3) of [1]; dashed curve corresponds to this linear density obtained by the mean-square fitting to the heavy dots.

(chaotic) in the symmetry-axis plane: Owing to the fixed  $m$  we are remaining with the only one single-valued integral of motion, - an energy of the particle.

1. T.A. Brody *et al.*, Rev. Mod. **53**, 385 (1981).

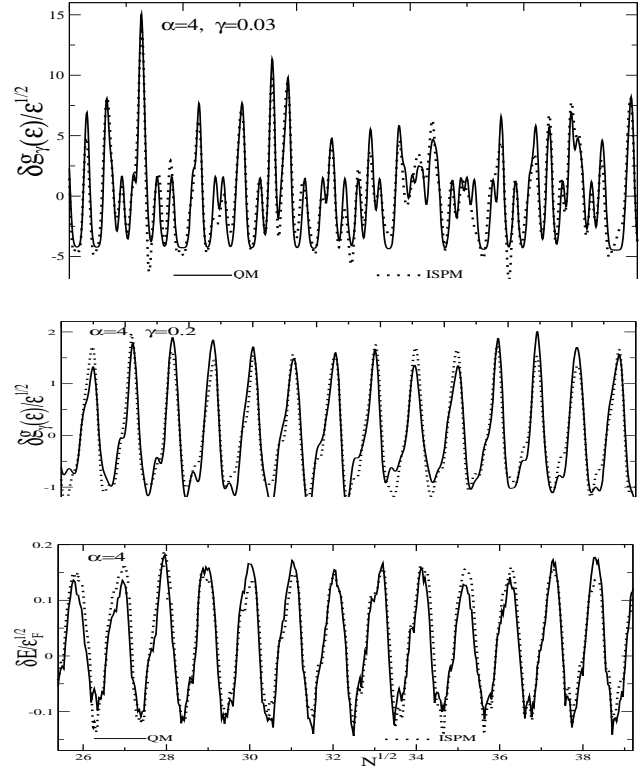
## PERIODIC ORBITS AND SHELL STRUCTURE IN RADIAL POWER-LAW POTENTIALS

A. G. Magnier<sup>1</sup>, A. A. Vlasenko<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, Univer

The periodic orbit theory (POT) semiclassically relates shell oscillations in the level density and the energy shell correction of a fermionic quantum system to a sum over the periodic orbits (p.o.s) of the corresponding classical system; bifurcations of the p.o.s hereby can play a significant role [1]. The POT is a powerful tool for the study of gross and finer shell structures in finite Fermi systems like nuclei, metallic clusters and quantum dots. Such systems are often well described phenomenologically by mean fields with a diffuse surface region.

In this report, we study a general class of radial power-law potentials  $V(r) \propto r^\alpha$  which, for large enough  $\alpha$ , approximate well the shape of a Woods-Saxon potential in the bound region. The advantage of this approach is a far-reaching analytical POT derivation of trace formulae using scaling transformations of the phase space variables. The actions  $S = \hbar \varepsilon \tau$  (with period  $\tau$ ), and the curvatures  $K \propto 1/\varepsilon$  are easily found at  $\varepsilon=1$  at the stationary points of  $L \propto \varepsilon$  (angular momentum) for the particle motion along the p.o. as functions of the scaled dimensionless energy  $\varepsilon \propto E^{1/(\alpha+1/2)}$  ( $E$  is the energy of the particle). Their exact analytical solutions were derived for  $\alpha=4$  and 6. They are close to the bifurcations at  $\alpha=4.25$  for the birth of the star-like orbit from the twice repeated circle orbit, and at 7 for the triangular-like orbit arising from the primitive circle. An enhancement of the shell structure at the order of the large semiclassical parameter  $(\varepsilon \tau)^{1/2}$  near these bifurcation points is found in nice agreement with peaks in the Fourier transform of the quantum level density, which exhibit the quantum predictions of the semiclassical amplitudes of contributions of periodic orbits to the trace formula. Various limits (including the harmonic oscillator potential and the spherical box) have also been given analytically.

In Figure, as an example in two dimensions, we show a nice agreement of semiclassical and quantum shell-corrections for the coarse-grained level density  $\delta g_\gamma$  (averaged over the energy with two small Gaussian widths  $\gamma$ ) and for the energy shell correction  $\delta E$  at  $\alpha=4$ . The comparison in the bottom and center panels for  $\gamma=0.2$  shows the



Coarse-grained level density  $\delta g_\gamma$  and energy shell correction  $\delta E$  vs. scaled energy  $\varepsilon$  and particle number variable

$$N^{1/2} \quad \text{for} \quad \alpha=4 \quad . \quad N = 2 \int_0^{\varepsilon_F} d\varepsilon g_\gamma(\varepsilon) \quad \text{with}$$

$g_\gamma(\varepsilon) = g_{TF} + \delta g_\gamma(\varepsilon)$ ,  $\gamma=0.1$ ,  $g_{TF}$  is the Thomas-Fermi component. QM: quantum results using Strutinsky's shell-correction method; ISPM: semiclassical results using the improved stationary-phase method [1].

basic gross-shell structure with a convergence of the periodic orbit sum mainly at the dominating shortest one-parametric families of diameters. The top panel demonstrates a nice agreement even for a finer shell structure for which interferences of contributions from shorter polygonal one-parametric orbit families become important (see also [2]). The circular p.o.s are significant also near the symmetry breaking (bifurcation) values of  $\alpha$ , or in the case of three-dimensional radial power-law potentials.

1. A.G. Magnier, I.S. Yatsyshyn, K. Arita, and M. Brack, Phys. Atom. Nucl. **74**, 1445 (2011).
2. M. Brack, M. Ögren, A. Yu, and S.M. Reimann, J. Phys. A: Math. Gen. **38**, 9941 (2005).

# SEMICLASSICAL DISPERSION RELATION FOR PAIRING VIBRATIONS IN HEAVY NUCLEI

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 and Università di Firenze, Firenze, Italy*

We have studied the solutions of the semiclassical time-dependent Hartree - Fock - Bogoliubov equations of motion in an improved linear approximation (compared to Ref. [1]) in which the pairing field is allowed to oscillate and to become complex. In Ref. [1] we have considered a more simplified approach based on the constant- $\Delta$  approximation that corresponds to the quantum noninteracting quasiparticles approximation. In present paper the pairing field fluctuations are derived from the self-consistent relations, while the static pairing field is approximated with the same phenomenological constant as used in [1]. We use our improved semiclassical approach to study the effects of a self-consistent pairing interaction on the isoscalar nuclear density response [2].

The self-consistent pairing-field fluctuations introduce possibility of new collective modes of the system, generated by the pairing interaction. Our (normal) density response function  $R(\omega)$  is defined as

$$R(\omega) = \frac{1}{\eta} \int d\mathbf{r} Q(\mathbf{r}) \delta\rho(\mathbf{r}, \omega), \quad (1)$$

where  $\delta\rho(\mathbf{r}, \omega)$  is the time Fourier transform of the normal density fluctuation induced by the external driving field

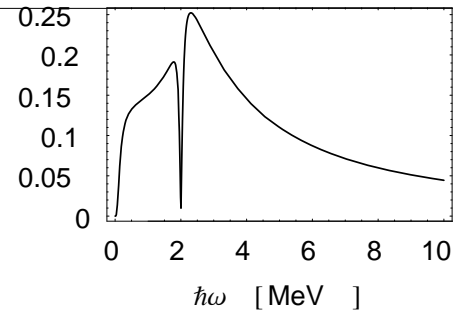
$$V^{ext}(\mathbf{r}, t) = \eta \delta(t) Q(\mathbf{r}) \quad (2)$$

with the Dirac  $\delta$ -function in time  $\delta(t)$  and a parameter specifying the strength of the external field  $\eta$ . The response function (1) has additional terms which contain contributions of the real and imaginary parts of the pairing-field fluctuations. These extra terms introduce the possibility of extra poles in the density response function  $R(\omega)$ .

The density response function  $R(\omega)$  has been explicitly evaluated for a system of  $A = 208$  nucleons enclosed in a spherical cavity characterized by parameters (size, density, pairing gap) typical of heavy nuclei. We have found out the dispersion relation which determines possible collective modes of the system induced by the pairing interaction. It reads

$$\omega^2 K(L, \omega) = 0, \quad (3)$$

where  $L$  is the multipolarity of pairing vibrations. The obvious solution of our dispersion relation (3) at  $\omega = 0$  corresponds to the Anderson - Goldstone - Nambu mode and is related to gauge symmetry [3]. We have found that the dispersion relation (3) has approximate solution at  $\omega \approx 2\Delta$  (the value of  $\Delta = 1$  MeV is used here) for the monopole and quadrupole channels.



Absolute value of the quantity  $K(L=0, \omega)$   
for  $\omega$  below 10 MeV.

In Figure the absolute value of the quantity  $K(L=0, \omega)$  is shown for the monopole channel. The deep dent of the absolute value of the quantity  $K(L=0, \omega)$  at  $\omega \approx 2$  MeV means that the dispersion relation (3) has an approximate solution at  $\omega \approx 2\Delta$ . However, the contribution of the terms, generated by the pairing interaction, to the density strength function turns out to be negligible.

It is known that collective pairing modes in nuclei can be strongly excited by two-neutron transfer reactions. To study these processes within the quasiparticle random phase approximation, the response function for the two-particle transfer is used that is related to the external field which changes the number of particles in the system. It would be of interest to introduce a corresponding external field in our semiclassical approach in order to get the response function that would be more suitable for studying of collective pairing effects.

1. V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, and F. Matera, Nucl. Phys. A **800**, 1 (2008).
2. V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, and F. Matera, Nucl. Phys. A **864**, 38 (2011).
3. D.M. Brink and R.A. Broglia, *Nuclear Superfluidity* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2005).



## THE SHAPE TRANSITIONS IN ROTATING NUCLEI

F. A. Ivanyuk<sup>1</sup>, K. Pomorski<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> Theoretical Physics Division, UMCS, Lublin, Poland<sup>3</sup> Institute Pluridisciplinaire Hubert Curien, Strasbourg, University, Strasbourg, France

The compound nuclei formed in heavy-ions reactions correspond to rotating systems. To describe the energy and other properties of such a system one should know, first of all, the system's shape and its dependence on the angular momentum.

It was found out in the past that apart from a smooth dependence of the shape on the angular momentum there are two kinds of instabilities discussed in the literature already in the 19-th century: the Jacobi transition and the Poincare instability. However, it is not at all evident whether in atomic nuclei the Jacobi transition or the Poincare instability will take place in an observable spin range and a realistic value of the fissility parameter. The question to ask is therefore: *In which nuclei and at what spin ranges these two mechanisms can, indeed, be observed.*

In the present work we try to answer this question. For that purpose we apply the Strutinsky procedure [1] to define the shape of the nuclear surface, a procedure which does not rely on any shape parameterization. In this method the shape of a charged drop is defined by the minimization of liquid-drop energy under additional constraints fixing the volume and deformation.

For given surface shape the potential energy is

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

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

In case of axially asymmetric shapes one can characterize the shape of the liquid drop by some profile function  $\rho(z, \varphi)$ . Since the energy (1) is a functional of  $\rho(z, \varphi)$

$$E_{\text{RLD}} = \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz \int_0^{2\pi} d\varphi E(\rho, \rho_z, \rho_\varphi; z, \varphi) \quad (2)$$

one can find  $\rho(z, \varphi)$  from the Euler equation

$$\frac{\partial E}{\partial \rho} - \frac{d}{dz} \frac{\partial E}{\partial \rho_z} - \frac{d}{d\varphi} \frac{\partial E}{\partial \rho_\varphi} = 0. \quad (3)$$

Solving (3) is unfortunately very difficult. An approximation for  $\rho(z, \varphi)$

$$\rho^2(z, \varphi) = \frac{\zeta(z) \sqrt{1 - \eta^2(z)}}{1 + \eta(z) \cos(2\varphi)} \quad (4)$$

was suggested in [2]. By inserting (4) into (3) it turns into the functional of two functions  $\zeta(z)$  and  $\eta(z)$  and the variational problem (3) is reduced to a pair of simpler equations

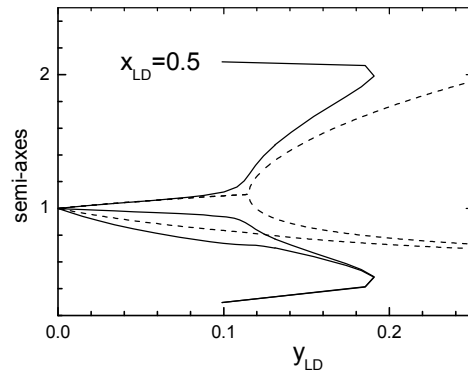
$$\delta E_{\text{RLD}}[\zeta, \eta] / \delta \zeta = 0, \quad \delta E_{\text{RLD}}[\zeta, \eta] / \delta \eta = 0. \quad (5)$$

The equations (5) can be solved by the same methods as for nonrotating nuclei, see [3, 4]. For given  $\zeta(z)$  and  $\eta(z)$  it is not difficult to find the shape, energy, moments of inertia of the drop and their dependence on the angular velocity. The numerical calculations show that:

the sharp Jacobi transition from oblate to triaxial spheroids is an artefact caused by the assumption of spheroidal shape, without such an assumption the nonaxiality is found to grow continuously with increasing angular momentum, see Figure;

at high angular momentum the deviation of the liquid drop energy calculated with the optimal shapes from the one for triaxial spheroids is of the order of a few MeV for medium mass nuclei;

for drops with a fissility parameter  $x_{\text{LD}} > 0.612$  the fission takes place before the Jacobi transition can occur.



The dependence on the rotational parameter  $y_{\text{LD}} = E_{\text{rot}}/E_{\text{rot}}^{(\text{sph.})}$  of the semi-axes of rotating liquid drop whose shape has the form of triaxial ellipsoid (dash) and the length of the optimal shape in  $x, y, z$ -directions (solid) for the fissility parameter  $x_{\text{LD}} = 0.5$ .

1. V.M. Strutinsky, N.Ya. Lyashchenko, and N.A. Popov, Nucl. Phys. **46**, 659 (1963).
2. F.A. Ivanyuk, K. Pomorski, and J. Bartel, submitted to Int. J. Mod. Phys.
3. F.A. Ivanyuk, Int. J. Mod. Phys. **E18**, 130 (2009).

4. F.A. Ivanyuk and K. Pomorski, Phys. Rev. **C79**, 054327 (2009).

# RENEWED VALUES OF GIANT DIPOLE RESONANCE PARAMETERS WITH UNCERTAINTIES

V. A. Plujko<sup>1,2</sup>, R. Capote, O. M. Gorbachenko<sup>2</sup>, V. M. Bondar<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

<sup>3</sup> NAPC-Nuclear Data Section, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria

The reliable values of the characteristics of isovector giant dipole resonance (GDR) are of considerable importance for the calculations of gamma-ray strength functions as well as for a verification of different theoretical approaches used for description of high-energy resonances of nuclei (see Ref. [1] and references therein).

We renewed values of GDR parameters and estimated their uncertainties [2]. These quantities were found by a chi-square fit of the theoretical photoabsorption cross sections to the experimental data retrieved from the EXFOR database for 131 isotopes from <sup>10</sup>B to <sup>239</sup>Pu nuclei (262 entries) and 9 elements of natural isotopic composition (14 entries).

The theoretical photoabsorption cross sections were taken as a sum of the components corresponding to excitation of the GDR and quasideuteron contribution to the photoabsorption cross section. For experimental data, we used either the total photoabsorption cross section (if they exist in the EXFOR database) or a combination of experimental partial cross sections best suited for approximation of the total photoabsorption cross section. Estimated data also include contributions from photo-proton reactions, which are important for light nuclei. The GDR component of the photoabsorption cross section was calculated within a standard Lorentzian (SLO) model or within a simplified version of the modified Lorentzian approach (see the [1, 2] for details).

Renewed systematics of GDR parameters were also obtained and they are presented in the following forms (in units of MeV; the numbers in the brackets are uncertainties and correspond to the last digits of the parameter values,  $I = (N - Z) / A$ ):

$$\bar{E}_r = 17.79(13)A^{-1/3} + 26.45(6)A^{-1/6},$$

$$\bar{E}_r = 156.47(68)(1 - I^2)^{1/2} A^{-1/3} / \sqrt{1 + 15.13(17)A^{-1/3}},$$

$$\Gamma_r = 0.02509(4)E_r^{1.91},$$

$$\Gamma_r = 0.3351(10)E_r + 0.0297(47)E_r\beta_2 - 0.325(10)E_{2_1^+},$$

where  $E_r$  and  $\Gamma_r$  are GDR energy and width respectively, average GDR energy  $\bar{E}_r$  is equal to  $E_r$  for spherical nuclei and  $\bar{E}_r = (E_1\sigma_1 + E_2\sigma_2) / (\sigma_1 + \sigma_2)$  for axially deformed nuclei,  $\sigma_{1,2}$  - cross section values in the first and second peak respectively,  $E_{2_1^+}$  - energy of the first

collective  $2^+$  state,  $\beta_2$  - parameter of quadrupole deformation,  $N$  and  $Z$  - numbers of neutrons and protons in nuclei with mass number  $A$ .

The coefficients of the energy systematics were used to estimate values of symmetry energy coefficient ( $J$ ) and ratio ( $J/Q$ ) of symmetry energy coefficient to neutron skin stiffness ( $Q$ ). The results with the use of different expressions for GDR energy [5, 6] are given in the following Table:

[Ref.]	$J$ , MeV	$J/Q$
[5]	36.8	2.18
our fit	37.09(27)	2.42(03)
[6]	32.5	1.00
our fit	42.39(33)	1.91(02)

Calculated value of  $J/Q$  are better agrees with used in Ref. [5].

It was also demonstrated that high energy part of gamma-ray spectrum from  $(n, \gamma)$  reactions on middle-weight and heavy atomic nuclei are rather strong dependent on the GDR parameter uncertainties.

1. R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky *et al.*, Nucl. Data Sheets **110**, 3107 (2009).
2. V.A. Plujko, R. Capote, and O.M. Gorbachenko, At. Data Nucl. Data Tables **97**, 567 (2011).
3. V.A. Plujko, R. Capote, O. Gorbachenko, and V. Bondar, Journ. Korean Phys. Soc. **59(2)**, 1514 (2011).
4. V.A. Plujko, R. Capote, O.M. Gorbachenko, and V.M. Bondar in *Proc. of the 3-rd Int. conf. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2010), June 7-12, 2010, Kyiv, Ukraine* (Kyiv, 2011), P. I, p. 342.
5. W.D. Myers, W.J. Swiatecki, T. Kodama *et al.*, Phys. Rev. **15(6)**, 2032 (1977).
6. E. Lipparini, S. Stringari, Phys. Rep. **175**, 103 (1989).

# POLARIZED ELECTRIC DIPOLE MOMENT OF WELL-DEFORMED REFLECTION ASYMMETRIC NUCLEI

V. Yu. Denisov

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

Reflection asymmetric deformation of nucleus induces the proton-neutron redistribution. As a result, the proton or neutron density distributions became slightly polarized and reflection asymmetric in the nuclear volume. Due to such density polarization the position of proton center of mass is shifted relatively the nuclear center of mass; therefore reflection asymmetric nuclei have the polarized electric dipole moment (PEDM). The PEDM enhances the dipole electric transitions in reflection asymmetric nuclei.

The PEDM of nuclei with quadrupole and octupole surface deformations was firstly obtained by V.M. Strutinsky in 1956 [1] in the framework of liquid-drop model.

However the proton-neutron density polarization in the nuclear volume induces the variation of proton and neutron radii and, therefore, leads to the corresponding surface contribution into the PEDM. The expression for PEDM with volume and surface contributions was derived in Refs. [2 - 5].

The expression for PEDM for nuclei with geometrically similar proton and neutron surfaces, i.e. when proton and neutron radii have the same angular dependence

$$R_P(\Theta)/R_{P0} = R_N(\Theta)/R_{N0} = 1 + \sum_{l=2} \beta_l Y_{lm}(\Theta).$$

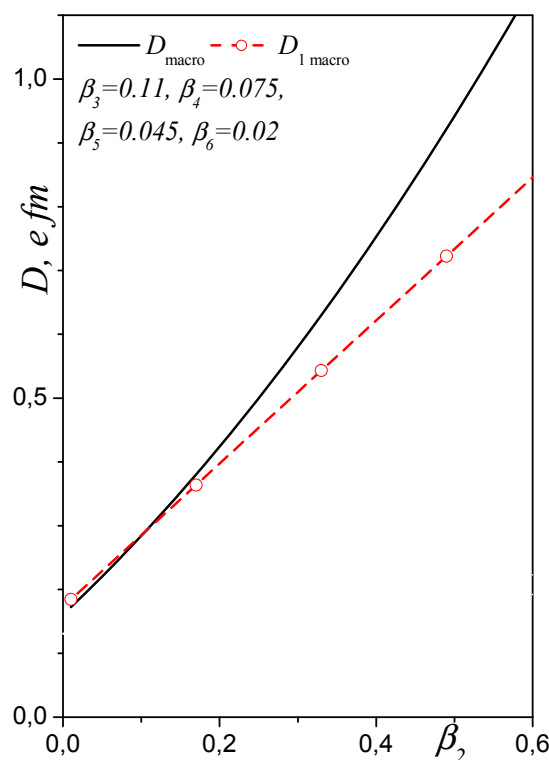
was obtained in Ref. [3]. Here  $R_{P0}$  and  $R_{N0}$  are the proton and neutron radius of spherical nucleus. The neutron skin thickness depends on  $\Theta$ , when radii of the proton and neutron surfaces are proportionally to each other. The PEDM consists of the volume and surface charge redistribution contributions only [3], because the neutron skin thickness contribution equals zero for geometrically similar proton and neutron surfaces [3, 4]. The neutron skin center of mass coincides with the nucleus the ones [3, 4].

The expression for PEDM for nuclei with non-axial shape was derived in [5].

We emphasize that the PEDM obtained in the first non-zero order on multipole deformations of nuclear surface is proportional to  $\beta_l \beta_{l+1}$  and all expressions for the PEDM presented in Refs. [1 - 5] are derived in this approximation. These expressions for the PEDM cannot apply for well-deformed reflection asymmetric nuclei. Therefore it is necessary to find expression for the PEDM for analyzes of the dipole electric transitions in well-deformed reflection asymmetric nuclei.

Such expression is obtained in [6], where both the first and the second order terms on multipole deformations of nuclear surface are taken into account. The second-order correction terms of the polarized electric dipole moment are important for well-deformed nuclei, see Figure. The influence of the second order terms rises with the values of the deformation parameters, see Figure.

By using obtained expression for the PEDM the experimental data for PEDM in Th isotopes are well described [6]. The value of PEDM for the hyperdeformed state of  $^{152}\text{Dy}$  is also evaluated [6]. The second order terms are especially important at large values of deformation parameters.



Dependencies of the macroscopic PEDM of  $^{220}\text{Th}$  evaluated in the first  $D_{1\text{macro}}$  and second  $D_{\text{macro}}$  orders on quadrupole  $\beta_2$  deformation [6].

1. V.M. Strutinsky, J. Nucl. Energy **4**, 523 (1957).
2. C.O. Dorso, W. Myers, and W. Swiatecki, Nucl. Phys. **A451**, 189 (1986).
3. V.Yu. Denisov, Yad. Fiz. **49**, 644 (1989).
4. V.Yu. Denisov, Yad. Fiz. **55**, 2647 (1992).
5. V.Yu. Denisov and O.I. Davidovskaya, Yad. Fiz. **59**, 981 (1996).
6. V.Yu. Denisov, Eur. Phys. J **A47**, 80 (2011).

## АНТИСИМЕТРИЗАЦІЯ ТА ПОТЕНЦІАЛ ЯДЕРНО-ЯДЕРНОЇ ВЗАЄМОДІЇ

В. О. Нестеров

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У роботі порівнювалися особливості ядерно-ядерних потенціалів взаємодії, отриманих у рамках різних підходів. Ядерно-ядерний потенціал обчислювався в наближенні функціоналу густини енергії [1], у моделі подвійної згортки [2, 3] та двоцентровій оболонковій моделі [4].

У наближенні густини енергії [1] потенціал ядерно-ядерної взаємодії являє собою різницю між енергією системи на скінченній  $E_{12}(R)$  та нескінченній  $E_1 + E_2$  відстанях:

$$V(R) = E_{12}(R) - E_1 - E_2. \quad (1)$$

Відповідні енергії зв'язку можна знайти, знаючи густину розподілу нуклонів у ядрах та функціонал густини енергії ядер

$$E_{12}(R) = \int \varepsilon[\rho_p(\vec{r}) + \rho_{2p}(\vec{r}, R), \rho_n(\vec{r}) + \rho_{2n}(\vec{r}, R)] d\vec{r}, \quad (2)$$

$$E_{1(2)} = \int \varepsilon[\rho_{1(2)p}(\vec{r}), \rho_{1(2)n}(\vec{r})] d\vec{r}. \quad (3)$$

Тут  $\varepsilon$  – функціонал густини енергії;  $\rho_{1n}$  та  $\rho_{1p}$  – нейтронна й протонна густини першого ядра відповідно;  $\rho_{2n}$  і  $\rho_{2p}$  – нуклонні густини другого ядра;  $R$  – відстань між центрами мас ядер.

Потенціали подвійної згортки останнім часом широко використовуються у ядерній фізиці [2, 3]. Для побудови потенціалу ядерно-ядерної взаємодії в рамках методу подвійної згортки необхідно задати потенціал нуклон-нуклонної взаємодії  $V$  та розподіли нуклонних густин основного стану  $\rho_{1(2)}$  у ядрах, що зіштовхуються:

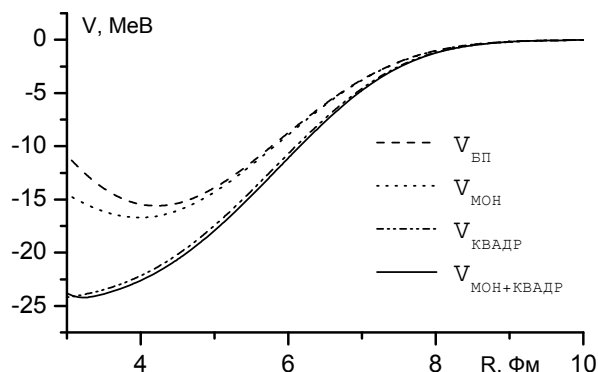
$$V_{DF}(R) = \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}_1) F(\rho_1(\vec{r}_1) + \rho_2(\vec{r}_2)) V(R + \vec{r}_2 - \vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2). \quad (4)$$

У даному випадку  $r_1$  і  $r_2$  – радіус-вектори, що задають положення взаємодіючих нуклонів у системах координат, пов'язаних із центрами мас ядер, а  $R$  – відстань між центрами мас ядер.

Двоцентрова оболонкова модель базується на підході густини енергії. Густина розподілу нуклонів та густина енергії при цьому розраховуються в рамках оболонкової моделі. Великою перевагою в даному випадку є те, що двоцентрова оболонкова модель дає змогу явного врахування антисиметризації нуклонів.

Нами детально досліджувався вплив урахування принципу Паулі та антисиметризації на форму ядерно-ядерного потенціалу, також роз-

глядалося явище поляризації атомних ядер у процесі їхньої взаємодії. Обчислення проводилися для систем  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  та  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ . При обчисленні потенціалу враховувалися як монопольна, так і квадрупольна поляризації атомних ядер. Це означає, що ядра в процесі взаємодії можуть змінювати свої розміри та форму. При обчисленнях використовувалися сили Скірма та залежні від густини сили МЗУ (DDM3Y) та МЗУ–Raid.



Потенціал ядерно-ядерної взаємодії для системи  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ , одержаний в рамках двоцентрової оболонкової моделі. Тут  $V_{\text{МОН}}$  – потенціал з урахуванням монопольної поляризації;  $V_{\text{КВАДР}}$  – потенціал з урахуванням квадрупольної поляризації;  $V_{\text{МОН+КВАДР}}$  – потенціал з урахуванням як монопольної, так і квадрупольної поляризації;  $V_{\text{БП}}$  – потенціал без урахування поляризації.

Порівняння потенціалів, отриманих у різних наближеннях для двоцентрової оболонкової моделі (рисунк), дає змогу зробити висновки, що реалістичний потенціал ядерно-ядерної взаємодії має враховувати як явища антисиметризації, так і явища поляризації нуклонів у ядрах. Порівняння потенціалів, одержаних у рамках різних підходів, указує на необхідність враховувати також внутрішню кінетичну енергію нуклонів. Виявлено суттєвий вплив усіх цих явищ на форму потенціалу взаємодії.

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

# АНАЛІЗ ФАЗОВИХ ТРАЄКТОРІЙ МУЛЬТИФРАГМЕНТАЦІЇ ЯДЕР

Л. А. Булавін, В. М. Сисосєв, К. В. Черевко

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

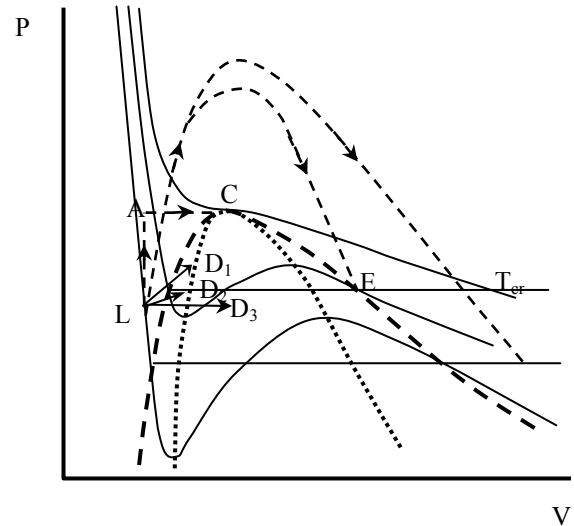
Експериментальне спостереження множинних фрагментів середньої маси часто пов'язують із фазовим переходом "рідина - газ" в ядерній матерії [1]. Вивчення цього процесу є надзвичайно важливим, оскільки явище мультифрагментації дає змогу досліджувати рівняння стану ядерної матерії в скінченних об'ємах, визначати коефіцієнт стисливості ядерної матерії. Важливим для вивчення є і той факт, що такі дослідження мають багато спільного з сусідніми розділами фізики, такими як фізика конденсованого стану та статистична фізика [2].

Незважаючи на велику кількість існуючих теорій можна з певністю зазначити існування переходу рідкої фази в газову при протіканні явища мультифрагментації в ядерних системах. З цієї точки зору дуже важливо відзначити, що термодинамічна поведінка ядерної матерії має багато спільного з термодинамічною поведінкою класичних флюїдів. Фізичною основою для цього є якісна подібність нуклон-нуклонної та ван-дер-ваальсівської взаємодії [3]. Цей факт підтверджується тим, що ізотерми ядерної матерії (взаємодія Скірма з теорією Хартрі - Фока для скінченних температур [4]) мають таку саму структуру, як і ізотерми газу Ван-дер-Ваальса. Така подібність дає змогу зробити припущення, що для опису ядерної матерії можна застосувати підходи аналогічні до тих, що використовуються при описі класичних рідин.

Першим кроком при дослідженні явища мультифрагментації ядер повинно бути дослідження найпростішого випадку, що являє собою зіткнення високоенергетичного протона з ядром-мішенню. У цьому випадку відпадає необхідність досліджувати еліптичні потоки, нема необхідності враховувати стискання ядерної речовини тощо. Першим етапом досліджень був аналіз фазових траєкторій збудженої ядерної системи в площині змінних  $P$ - $V$ . При цьому враховувались обмеженість системи та відомі закони, що описують поведінку класичних систем за аналогічних умов у спінодальній та метастабільній областях.

Загальним випадком є такий, що на початку процесу система знаходиться в точці  $L$  фазової діаграми (рисунок). Наступна еволюція системи суттєвим чином залежить від енергії збудження, масового числа та розподілу енергії всередині системи. Таке початкове положення системи в точці  $L$  фазової діаграми передбачає існування двох різних груп можливих фазових траєкторій:

однофазних переходів, що позначені пунктирними лініями, та двофазних переходів, позначених суцільною лінією. Очевидно, що можуть існувати й змішані переходи, при яких різні частини системи будуть мати різні фазові траєкторії. У роботі окремо розглянуто кожний із можливих наборів фазових траєкторій.



Можливі фазові діаграми ядерної системи в явищі мультифрагментації ядер.

Аналіз зазначених механізмів руйнування дав змогу зробити такі висновки [5]:

1. Спінодальний розпад не може слугувати механізмом явища мультифрагментації через розмір системи.
2. Найбільш адекватним каналом явища мультифрагментації є механічне руйнування оболонки в однофазному процесі, що може супроводжуватись кипінням в метастабільній області.
3. Одним із можливих механізмів, що відповідають за явище мультифрагментації, може бути кипіння в метастабільній області внутрішньої частини системи.

1. J. Schmelzer, G. Ropke, and F.-P. Ludwig, Phys. Rev. C **55**, 1917 (1997).
2. O. Lopez and M.F. Rivet, Eur. Phys. J. A **30**, 263 (2006).
3. V.A. Karnaukhov, Phys. Part. Nuclei **37**, 165 (2006).
4. H. Jaqaman, A.Z. Mekjian, and L. Zamick, Phys. Rev. C **27**, 2782 (1983).
5. K.V. Cherevko, L.A. Bulavin, and V.M. Sysoev, Phys. Rev. C **84**, 044603 (2011)

# РЕАКЦІЯ РОЗВАЛУ СЛАБКОВ'ЯЗАНИХ ЧАСТИНОК У ПОЛІ ЯДЕР: «PRIOR»-ПІДХІД

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Створено алгоритми загального підходу до розрахунку перерізів розвалу слабков'язаних частинок, які є двокластерними системами, у полі ядер. На прикладі дейтрона розраховано диференціальний переріз реакції розвалу.

Виходячи з рівняння

$$(E - K - V_p - U_n - V_{np})\Psi^- = 0$$

та загального виразу амплітуди реакції розвалу у наближенні деформованих хвиль [1, 2]

$$T = \langle \Psi^- | V_p - V_d | \chi_d^+ \varphi_0 \rangle,$$

де  $\Psi^-$  – повна хвильова функція вихідного каналу;  $V_p$ ,  $V_d$  – кулонівські потенціали;  $U_n$ ,  $U_p$  – ядерні потенціали відповідних частинок;  $V_{np}$  – потенціал взаємодії в n-p парі, отримується вираз для амплітуди розвалу дейтрона у «prior»-підході методу деформованих хвиль

$$T_{prior}^{DWBA} = \langle \chi_F^- \varphi_f^- | U_n + U_p + V_p - V_d | \chi_d^+ \varphi_0 \rangle. \quad (1)$$

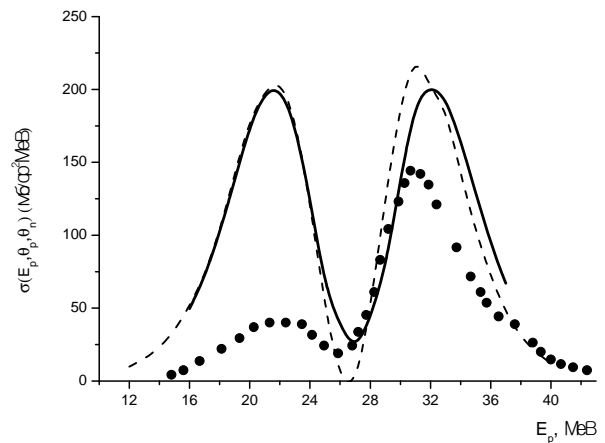
У цьому виразі  $\chi_F^-$  – функція відносного руху незв'язаної n-p пари у вихідному каналі;  $\chi_d^+$  – функція відносного руху дейтрона у вхідному каналі;  $\vec{K}_F = \vec{q}_p + \vec{q}_n$ ,  $\vec{f} = (\vec{q}_n - \vec{q}_p)/2$ ;  $\varphi_0$  – хвильова функція основного стану дейтрона,

$$\varphi_f^- = e^{i\vec{f}\vec{r}} - \frac{1}{\alpha + if} \frac{e^{i\vec{f}\vec{r}}}{r} \quad (2),$$

хвильова функція квазізв'язаного стану дейтрона.

Чисельні розрахунки проводились для реакції розвалу дейтрона при взаємодії з ядром  $^{12}\text{C}$  при енергії дейтрона 56 MeV з вильотом продуктів реакції під нульовими кутами. За таких кінематичних умов реакції вибір хвильової функції n-p пари у вихідному каналі як добутку функції квазізв'язаного стану (2) і функції руху n-p пари як цілого може бути виправданим. Результати розрахунків у порівнянні з експериментом [3] представлено на рисунку.

З рисунка видно, що основну роль у формуванні перерізів у вибраній області конфігураційного простору відіграє кулонівський розвал, а вплив ядерних сил незначний.



Порівняння розрахунків розвалу дейтрона при розсіянні на ядрі  $^{12}\text{C}$  за енергії 56 MeV з експериментом. Протони і нейтрони вилітають під нульовими кутами. Суцільною лінією показано розрахунок з ядерним та кулонівським потенціалом, штриховою – лише з кулонівським потенціалом.

Як можна бачити також, розраховані перерізи суттєво розходяться з виміряними експериментально. Причинами такого розходження можуть бути декілька факторів: на рисунку теоретичні перерізи розраховано точно для нульових кутів вильоту нейтрона та протона, тоді як експериментальні дані є результатом усереднення по тілесному куту детекторів, що становить  $\pm 3,5^\circ$ , а, як показано в роботі [3], перерізи розвалу різко зменшуються із збільшенням кута спостереження. Крім того, можливим є вплив процесу рекомбінації частинки, що розвалилася.

1. G. Baur and D. Trautmann, Phys. Rev. Lett. C **25**, 293 (1976).
2. F. Rybicki and N. Austern, Phys. Rev. C **6**, 1525 (1972).
3. H. Okamura et al. Phys. Rev. C **58**, 2180 (1998).

# УРАХУВАННЯ ЕФЕКТІВ ДРУГОГО ПОРЯДКУ В АМПЛІТУДАХ РОЗВАЛУ ДЕЙТРОНА АТОМНИМИ ЯДРАМИ

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Реакції фрагментації ядер є широко застосовуваним інструментом вивчення взаємодії складних ядер. Дослідження таких реакцій дає змогу зробити висновки як про структуру ядер, що зіштовхуються, так і про механізми проходження ядерних реакцій за участю цих ядер. Свого часу вивчення розвалу дейтронів на ядрах – ізотопах одного елемента привело до відкриття ефекту Німця [1]. Розвал дейтрона добре досліджений експериментально. Виміряно перерізи в широкій області енергій та кутів вильоту продуктів реакції на великій кількості ядер мішені. Інтерпретація цих даних у рамках сучасних теоретичних підходів, таких як метод деформованих хвиль, адіабатичний метод, дифракційний підхід та ін. показала, що якість опису експериментальних даних суттєво залежить від області конфігураційного простору, для якої проводяться розрахунки. Якщо протон та нейтрон після розвалу дейтрона вилітають по різні боки падаючого пучка дейтронів, то дані описуються досить добре. Коли ж кути вильоту знаходяться по один бік пучка, узгодження значно погіршується, а при кутах вильоту близьких до нуля (обидві частинки летять уперед) для узгодження теоретичних результатів з експериментальними необхідне перенормування приблизно на фактор 2 [2, 3]. Можливою причиною цієї особливості є те, що незв'язана n-p пара, за умови вильоту у вузькому конусі, встигає взаємодіяти й рекомбінувати.

У рамках методу деформованих хвиль розроблено теоретичний підхід, що дає змогу врахувати ефекти другого порядку в амплітуді розвалу дейтрона атомними ядрами.

$$(E - K - V_p - V_{np})\Psi^- = 0. \quad (1)$$

Виходячи з рівняння (1) та загального виразу для амплітуди розвалу дейтрона в «prior»-формі методу деформованих хвиль

$$T = \langle \Psi^- | V_p - V_d | \chi_d^+ \varphi_0 \rangle, \quad (2)$$

де  $V_p$ ,  $V_d$  – потенціали кулонівської взаємодії відповідних частинок,  $V_{np}$  – потенціал взаємодії в n-p парі,  $\chi_d^+$  – функція відносного руху дейтрона у вхідному каналі,  $\varphi_0$  – хвильова функція основного стану налітаючого дейтрона,  $\Psi^-$  – повна хвильова функція n-p пари у вихідному каналі) отримано поправку другого порядку по взаємодії  $V_{np}$ .

$$T = T^{DWBA} + \Delta T,$$

$$T^{DWBA} = \langle \chi_p^- e^{i\vec{k}_n \vec{r}_n} | V_{np} | \chi_d^+ \varphi_0 \rangle,$$

$$T = \langle \chi_f^- \varphi_f | V_{np} (E - K - V_p)^{-1} V_{np} | \chi_d^+ \varphi_0 \rangle,$$

де  $\chi_f^-$  – кулонівська хвильова функція центрф мас n-p пари у вихідному каналі,

$$\varphi_f^- = e^{i\vec{f}\vec{r}} - \frac{1}{\alpha + i f} \frac{e^{i\vec{f}\vec{r}}}{r}$$

– хвильова функція внутрішнього незв'язаного стану дейтрона,  $\vec{f} = (\vec{q}_n - \vec{q}_p) / 2$ .

Вказана поправка  $\Delta T$  враховує взаємодію n-p пари у вихідному каналі q може бути суттєвим внеском у переріз розвалу дейтронів при кутах вильоту продуктів реакції, близьких між собою або близьких до нуля.

Розроблено алгоритми розрахунку додаткової амплітуди  $\Delta T$ , виконано тестові розрахунки для випадку розвалу дейтрона на ядрі  $^{12}\text{C}$ .

1. O.F. Nemets *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **1**, 722(1965).
2. H. Okamura *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 2180 (1998).
3. J. Tolstevin *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 3225 (1998).



ДИФРАКЦІЙНА ВЗАЄМОДІЯ ДЕЙТРОНІВ З ЯДРАМИ  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$ 

В. П. Михайлюк, О. Д. Григоренко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

В останні роки великий інтерес викликає дослідження взаємодії легких слабкозв'язаних частинок і легких іонів з енергією близько 100 МеВ/нуклон з атомними ядрами.

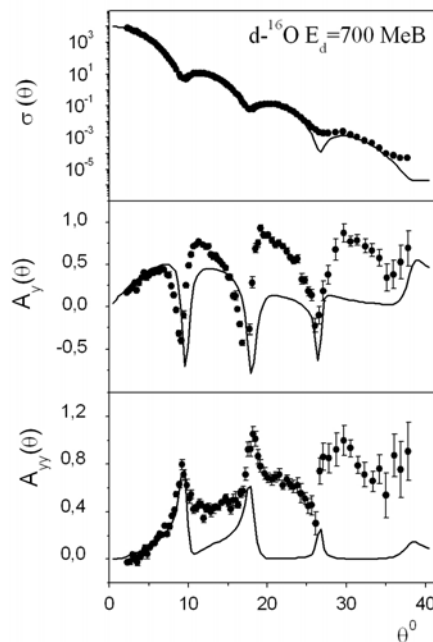
При вивченні взаємодії таких частинок з ядрами можна скористатися дифракційною моделлю, в якій вважається, що амплітуди взаємодії структурних компонентів налітаючого ядра з ядром-мішенню відомі. Такий підхід зазвичай використовується для вивчення характеристик розсіяння частинок, які складаються з двох кластерів різними атомними ядрами.

У даній роботі в якості налітаючого ядра розглядались високоенергетичні дейтрони, які являються найпростішою легкою слабкозв'язаною частинкою, що складається з двох кластерів. Окрім того, вибір дейтрона в якості об'єкта дослідження обумовлюється ще й тим, що в результаті взаємодії дейтронів з ядрами виникає більш широкий спектр кінцевих станів у порівнянні з безструктурними налітаючими частинками, що дає змогу отримати важливу інформацію щодо внутрішньої структури та характеристик взаємодії слабкозв'язаних частинок з ядрами.

У роботі в рамках дифракційної моделі та  $\alpha$ -кластерної моделі з дисперсією отримано аналітичні вирази для амплітуди пружного розсіяння дейтронів ядрами  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$ . На основі наведених виразів розраховано диференціальні перерізи та аналізуючі здатності  $d$ - $^{12}\text{C}$  та  $d$ - $^{16}\text{O}$  розсіяння при енергії 700 МеВ [1, 2]. При розрахунках враховувалась  $\alpha$ -кластерна структура ядра-мішені, а також спінова структура налітаючого ядра.

Результати проведених розрахунків для ядер  $^{16}\text{O}$  [2] представлено на рисунку.

З рисунка видно, що представлений підхід дозволяє описати наявні експериментальні дані без використання параметрів, що підганяються. Представлений підхід також дає змогу спрогнозувати поведінку поляризаційних характеристик розсіяння, що ще не вимірювались [1].



Диференціальний переріз та аналізуючі здатності для пружного розсіяння дейтронів ядрами  $^{16}\text{O}$  при енергії 700 МеВ. Експериментальні дані з роботи [3].

Слід зазначити, що в даному підході збіг між розрахованими та виміряними поляризаційними характеристиками розсіяння носить лише якісний характер. Така поведінка розрахованих характеристик розсіяння може бути пов'язана з наближеннями, що використовувались в [1, 2]. Дане питання потребує додаткових досліджень.

1. В.П. Михайлюк, Д.В. Федорченко та О.Д. Григоренко, Ядерна фізика та енергетика **12**, № 2, 145 (2011).
2. В.П. Михайлюк, Д.В. Федорченко та О.Д. Григоренко, Ядерна фізика та енергетика **12**, № 3, 221 (2011).
3. Nguyen Van Sen, Ye Yanlin, J. Arvieux *et al.*, Nucl. Phys. **A464**, 717 (1987).

# ИОНИЗАЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ ОБОЛОЧЕК АТОМА ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНА, ИСПУЩЕННОГО В ПРОЦЕССЕ $\beta^+$ -РАСПАДА

С. Н. Федоткин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

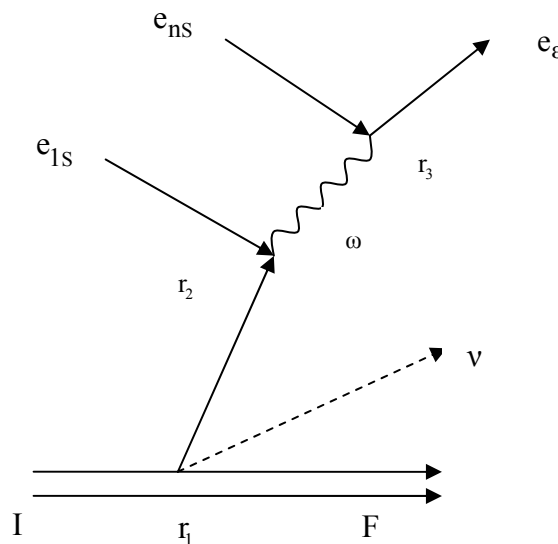
Процесс  $\beta^+$ -распада может сопровождаться возбуждением дочернего ядра или атомной оболочки при аннигиляции испущенного позитрона с одним из электронов дочернего атома. Возбуждение дочернего ядра  $^{45}\text{Sc}$  при аннигиляции позитрона, испущенного при  $\beta^+$ -распаде ядра  $^{45}\text{Ti}$ , с электроном дочернего атома исследовался экспериментально [1]. В работе [2] был изучен другой безрадиационный процесс, когда аннигиляция позитрона происходит с К-электроном, а выделенная при этом энергия передается другому К-электрону. В настоящей работе рассматривается аналогичный процесс, в котором в результате аннигиляции позитрона и К-электрона дочернего атома энергия передается электрону с орбитальным моментом  $l = 0$  из L, M или N слоя (соответствующие квантовые числа  $n$  равны  $n = 2, 3, 4$ ), в результате чего он покидает атом.

Диаграмма Фейнмана, соответствующая этому процессу, изображена на рисунке. Здесь  $I$  и  $F$  - начальное и конечное состояния ядра;  $e_{1s}$  и  $e_{ns}$  - атомные электроны;  $\nu$  - нейтрино;  $\omega$  - энергия, передаваемая в результате аннигиляции позитрона и 1S-электрона электрону n-оболочки,  $e_e$  - электрон, вылетающий в непрерывный спектр. Получено следующее выражение для вероятности  $W_{\beta^+K,n}$  аннигиляции испущенного при  $\beta^+$ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании из атомной оболочки с квантовым числом  $n$  s-электрона [3]:

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

где  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры;  $Z$  - заряд ядра;  $m$  - масса электрона;  $M_{FI}^\beta$  - ядерный матричный элемент  $\beta^+$ -распада;  $I_{\beta^+K,n}$  - интеграл по всем допустимым энергиям нейтрино и вылетевшего электрона [3]. Определены отношения  $R_n$  вероятности аннигиляции испущенного при  $\beta^+$ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании s-электрона из атомной

оболочки с квантовым числом  $n$   $W_{\beta^+K,n}$  к аналогичной вероятности с выбиванием другого электрона с К-оболочки  $W_{\beta^+K,1}$ .



Диаграмма, описывающая аннигиляцию испущенного в процессе  $\beta^+$ -распада позитрона с электроном 1S с передачей энергии  $\omega$  другому электрону nS.

В случае  $\beta^+$ -распада  $^{45}\text{Ti}$  отношения вероятностей  $R_n$  для  $n = 2, 3, 4$  соответственно равны 0.17, 0.057, 0.025. Таким образом, процесс аннигиляции испущенного при  $\beta^+$ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивание из атомной оболочки второго К-электрона является значительно более вероятным по сравнению с процессами, в которых атомный электрон выбивается из более удаленных слоев L, M, N. Причем чем с более удаленного слоя  $n$  выбивается электрон, тем меньше вероятность этого процесса, а уменьшение вероятности в значительной мере определяется фактором  $n^{-3}$ .

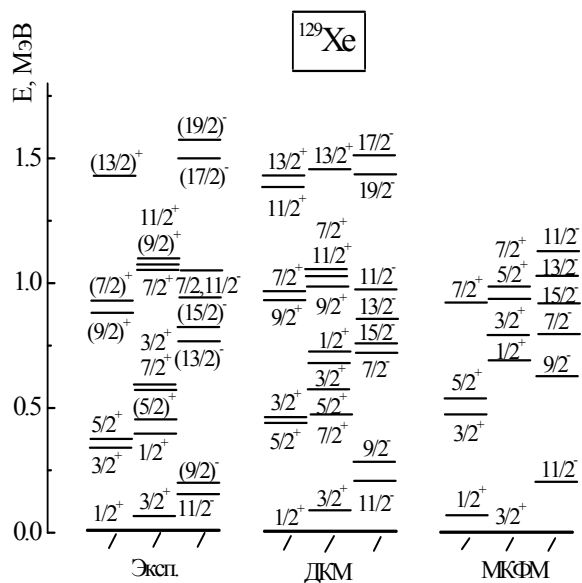
1. Г.П. Борозенец, И.Н. Вишневский и В.А. Желтоножский, Ядер. физ. **43**, 14 (1983).
2. С.Н. Федоткин, Ядерна фізика та енергетика **11**, 233 (2010).
3. С.Н. Федоткин, Ядерна фізика та енергетика, **12**, 335 (2011).

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  $^{129}\text{Xe}$ 

А. А. Куртева

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

На основе динамической коллективной модели (ДКМ) [1] рассчитаны спектроскопические характеристики  $^{129}\text{Xe}$ . На рисунке представлена часть схемы уровней  $^{129}\text{Xe}$ : экспериментальная, рассчитанная в рамках ДКМ и микроскопической квази-частично-фононной модели (МКФМ) [2].

Часть схемы уровней  $^{129}\text{Xe}$ .

В низколежащей области спектра возбуждаются три полосы состояний с основаниями, главный вклад в которые дают подболочки  $s_{1/2}$ ,  $d_{3/2}$ ,  $h_{11/2}$ . Одноквазичастичным является только  $11/2_1^-$ -состояние, а  $1/2_1^+$  - и  $3/2_1^+$ -состояния содержат значительные примеси одночастичных состояний из заполняемой оболочки с четными орбитальными моментами. Остальные возбужденные состояния  $^{129}\text{Xe}$  образованы главным образом связью этих состояний с основной полосой четно-четного остова  $^{128}\text{Xe}$ . Вероятности электромагнитных переходов, магнитные и квадрупольные моменты возбужденных состояний хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

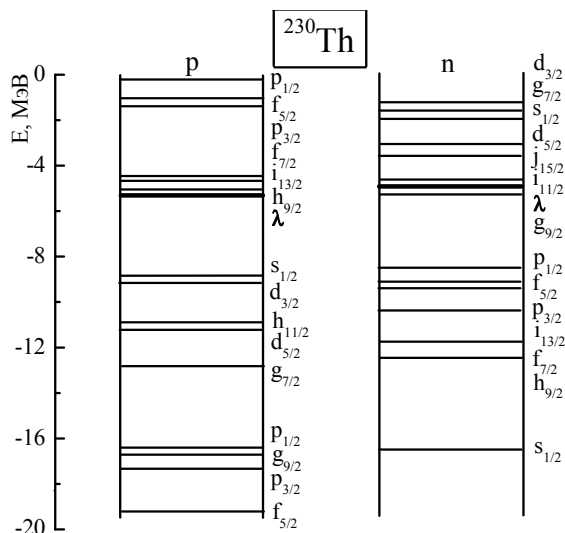
1. Г.Б. Крыгин и В.Е. Митрошин, ЭЧАЯ **16**, 927 (1985).
2. J. Toivanen and J. Suhonen, Phys. Rev. C **57**, 1237 (1998).

БЕТА-РАСПАД  $^{231}\text{Th} \rightarrow ^{231}\text{Pa}$ 

А. А. Куртева

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В рамках динамической коллективной модели (ДКМ) рассчитаны спектроскопические характеристики  $^{231}\text{Pa}$  и описан бета-распад  $^{231}\text{Th} \rightarrow ^{231}\text{Pa}$ . У стабильного деформированного ядра  $^{231}\text{Pa}$  сверх протонной оболочки  $Z = 82$  имеется 9 протонов, а сверх нейтронной оболочки  $N = 126$  - 14 нейтронов. Использованный в расчетах базис представлен на рисунке; буквой  $\lambda$  обозначены положения протонного и нейтронного хиппотенциалов, латинскими буквами с нижними индексами – орбитальные и полные моменты подоболочек. Нейтронный хиппотенциал находится выше протонного, именно поэтому происходит  $\beta^-$ -распад.



Разность между хиппотенциалами коррелирует с энергией бета-распада  $Q = 389$  кэВ. Этот изотоп отличается от ядер из области  $A = 100$  большей плотностью уровней и сильной нелинейной зависимостью структуры состояний от трех вариационных параметров модели.

Бета-распад идет с основного  $5/1_1^+$ -состояния  $^{231}\text{Th}$ . В волновую функцию этого состояния в  $f_{jk}^{(I)}$ -представлении модели примерно одинаковый вклад дают все подоболочки из заполняемой оболочки с четными орбитальными моментами и с  $K=1/2$ , т. е. состояние имеет почти чисто «вращательную» природу. С максимальной интенсивностью и вероятностью бета-переходы идут на  $5/2_1^+$  - и  $7/2_1^+$ -состояния  $^{231}\text{Pa}$ , которые в  $f_{jk}^{(I)}$ -представлении являются членами вращательной полосы. В  $F_{jR}^{(I)}$ -представлении ДКМ они образованы (главным образом) сильной связью одноквазичастичного состояния  $i_{13/2}$  с фоновными состояниями остова с полными моментами  $R = 4, 6, 8$  и даже  $R = 10$  (для  $7/2_1^+$ -состояния). Не менее сложна структура  $3/2_1^+$  - и  $5/2_2^+$ -состояний, интенсивность переходов на которые примерно в 3 раза меньше. В таблице приведено сравнение рассчитанных  $\lg ft$  с экспериментальными: в первой строке указаны спины состояний, на которые происходят бета-переходы, во второй – экспериментальные значения энергии этих состояний, далее – интенсивности переходов, экспериментальные и рассчитанные значения  $\lg ft$ .

Сравнение рассчитанных и экспериментальных значений  $\lg ft$ 

$I^\pi$	$5/2_1^+$	$7/2_1^+$	$3/2_1^+$	$5/2_2^+$
$E_{\text{экс.}}, \text{кэВ}$	84,2	101,4	102,3	183,5
$I, \%$	35	37	12	12,8
$\lg ft, \text{экс.}$	6,0	5,9	6,4	5,9
$\lg ft, \text{рас.}$	6,2	5,8	6,4	6,2

Для этого ядра рассчитанные значения  $\lg ft$  слабо зависят от количества учитываемых классов диаграмм, в отличие от ядер из области

$A = 100$ . Использована та же перенормировка констант слабого взаимодействия, что и для ядер из области  $A = 100$ .

# ON SCATTERING CROSS SECTIONS AND DURATIONS NEAR A COMPOUND-NUCLEUS RESONANCE, DISTORTED BY A NON-RESONANT BACKGROUND

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

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

It is found in [1, 2] that the standard formulas of the cross-section transformations from the  $L$ -system to the  $C$ -system are not valid in case of two collision mechanisms. The pure cinematic transformations from the  $L$ -system into the  $C$ -system and vice versa are valid only for one collision mechanism.

Following [3], one can describe the exit channel in the collision  $x + X \rightarrow y + Y$  as the motion of two out-coming wave packets, each of which has the form like  $c_n \exp[i(\mathbf{k}_n \mathbf{r}_n - \varepsilon_n t / \hbar)] G(\mathbf{r}_n - \mathbf{v}_n t)$  with  $\varepsilon_n = \hbar^2 k_n^2 / 2\mu_n$ ,  $\mathbf{v}_n = \hbar \mathbf{k}_n / \mu_n$ ,  $c_n$  are the normalization constants,  $n = 1, 2$ . These wave packets are practically the plane waves in the limits of the packet functions  $G(\mathbf{r}_n - \mathbf{v}_n t)$  with the space (radial) width  $\gg 1/k_n$  (for quasi-monochromatic particles), which are moving with the constant group velocities  $\mathbf{v}_n$ .

Using the *usual macroscopic definition of the cross section of elastic neutron-nucleus scattering* with the help of some transformations for the exit asymptotic wave packet of the system  $\mathbf{y} + \mathbf{Y}$ , in [1, 2] it was obtained the following expression for the cross section  $\sigma$  of the scattering in the  $L$ -system:

$$\sigma = \sigma_0^{(incoh)} + \sigma_1^{(interf)}, \quad (1)$$

$$\sigma_0^{(incoh)} \equiv \left| f_{dir}^{(L)} \right|^2 + \frac{J_{C \rightarrow L} \left| \gamma_{Z^*}^{(C)} \right|^2}{(E_Z - E_{res,Z})^2 + \Gamma^2 / 4}, \quad (2)$$

$$f_{dir}^{(L)} = \sqrt{J_{C \rightarrow L}} f_{dir}^{(C)}(E_1^C, \vartheta_1^C), \quad (3)$$

$$\frac{\gamma_{Z^*}^{(L)}(E_1, E_2)}{E_Z - E_{res,Z} + i\Gamma/2} = \frac{(2l+1)P_l(\cos \vartheta_1^C)}{2ik_1^C} \left\{ e^{2i\delta_l} \frac{E^C - E_{res}^C - i\Gamma/2}{E^C - E_{res}^C + i\Gamma/2} - 1 \right\} \quad (4)$$

$$f_{dir}^{(C)} = \frac{1}{2ik_1^C} \sum_{l' \neq l} (2l'+1) P_{l'}(\cos \vartheta_1^C) (e^{2i\delta_{l'}} - 1), \quad (5)$$

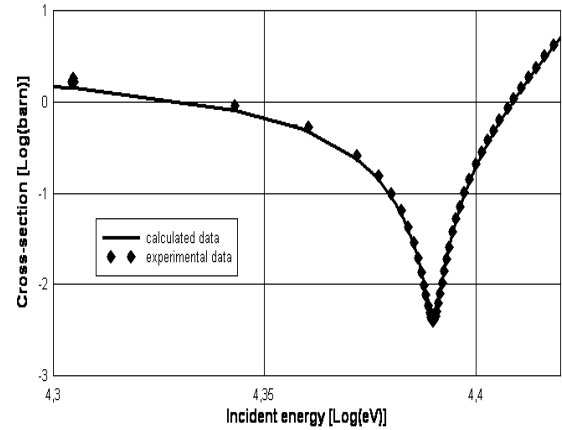
$$\sigma_1^{(interf)} = 2 \left| f_{dir}^{(L)} \cdot \frac{J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma_{Z^*}^{(C)}}{E_Z - E_{res,Z} + i\Gamma/2} \right| \cos \Phi, \quad (6)$$

$$\Phi = \chi + \beta + \varphi, \quad \chi = \arg(J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma_{Z^*}^{(L)}) - \arg(f_{dir}^{(L)}), \quad (7)$$

$\beta = \arg(E_Z - E_{res,Z} + i\Gamma/2)^{-1}$ ,  $\varphi = \pi_1 \Delta \kappa_1 + \pi_2 \Delta \kappa_2$ ,  $\Delta \kappa_{162} = V_{proj1,2} \Delta \tau_{res}$ ,  $V_{proj1,2}$  is the projection of the  $Z^*$ -nucleus velocity to the direction of  $\vec{k}_{1,2}$ ,  $\delta_l$  is the  $l$ -wave scattering background phase shift. Formulas (2) - (7) were obtained for a quasi-monochromatic incident beam.

Here  $J_{C \rightarrow L}$  is the Jacobian of pure cinematic transformations from the  $C$ -system to the  $L$ -system.

We underline that formulas (2) - (7) for the cross section  $\sigma$  are obtained in [1, 2] and defined by the usual *macroscopic* way, taking into account a real *microscopic* motion of the compound nucleus. The formulas (2) - (7) do strongly differ from the standard cinematic transformation of  $\sigma^C(E, \theta) = |F^C(E, \theta)|^2$  from the  $C$ -system into the  $L$ -system, considering only the cinematic transformations of the energies and angles from the  $C$ -system to the  $L$ -system. Such difference arises because the formal expression for  $\sigma^C(E, \theta)$  was taken *without consideration* of the parameter  $\varphi = k_1 \Delta r_1 + k_2 \Delta r_2$ ,  $\Delta r_{1,2} = V_{proj1,2} \Delta \tau_{res}$ . So, parameters  $\beta$  и  $\varphi$  resolve the delay-advance paradox, caused by the virtually “unmoving” compound nucleus in the  $C$ -system. The calculated data in comparison with the experimental data from [4]  $n + {}^{56}\text{Fe}$  are presented in the Figure.



Excitation function for  ${}^{56}\text{Fe}(n, n)$ .

Our conclusions are: (1) The delay-advance phenomenon in the  $C$ -system, firstly revealed for elastic scattering in [5], is not being observed in the  $L$ -system, if one considers the compound-nucleus motion, following the approach, presented in [1, 2]. (2) Here we present the results of calculations, compared with the experimental data for low-energy neutron-nucleus scattering in the  $L$ -system (see Figure), taken from [4].

1. N.V. Eremin, G. Giardina, V.S. Olkhovsky, and S.A. Omelchenko, *Mod. Phys. Lett.* **9**, 2849 (1994).
2. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, and S.A. Omelchenko, *Applied Phys. Lett.* **99**, 244103 (2011).
3. M.L. Goldberger and K.M. Watson, *Collision Theory* (J. Wiley and sons, inc., N.Y., 1964), Ch. 3, § 1 - 3.
4. The JEFF - 3.1.1. *Nuclear Data Library*, OECD-NEA/NEA2009; EXFOR 13.759.002, J.A. Harvey, D.C. Larson, ORNL, 1974.
5. V.S. Olkhovsky and N.L. Doroshko, *Europhys.Lett.* **18**, 483 (1992).

# О ВРЕМЕНИ КАК КВАНТОВОЙ НАБЛЮДАЕМОЙ, КАНОНИЧЕСКИ СОПРЯЖЕННОЙ ЭНЕРГИИ, И О ВРЕМЕННОМ АНАЛИЗЕ КВАНТОВЫХ И ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

В. С. Ольховский

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

## 1. Время как квантовая наблюдаемая, канонически сопряженная энергии, для систем с непрерывным и дискретным спектрами.

В авторских статьях [1, 2] представлена последняя глава квантовой механики, посвященная времени и энергии как паре канонически сопряженных квантовых наблюдаемых для систем с непрерывными и дискретными спектрами энергий, которая, по сути, долго не разрабатывалась после известного комментария Паули [3]. В них строго показано соотношение неопределенностей энергии-времени  $\Delta E \Delta t \geq \hbar / 2$ , имеющее для непрерывного спектра энергий тот же физический смысл, что и для других пар канонически сопряженных наблюдаемых (импульс-координата, момент импульса-угловая переменная). Оно вытекает из коммутативного соотношения  $[\hat{E}, \hat{t}] = i\hbar$  или  $[\hat{H}, \hat{T}] = i\hbar$ , где  $\hat{t} = -i\hbar \partial / \partial E$ ,  $\hat{E} = E$  в энергетическом представлении, а во временном представлении  $\hat{t} = t$ ,  $\hat{E} = -i\hbar \partial / \partial t$ ;  $E$  - энергия частицы или системы (обычно кинетическая);  $\hat{H}$  - гамильтониан частицы или системы;  $\hat{T}$  определяется из второго коммутационного соотношения ( $\hat{H}$  и  $\hat{T}$  входят в дуальные уравнения:  $\hat{H}\Psi = i\hbar \partial \Psi / \partial t$  и  $\hat{T}\Phi = -i\hbar \partial \Phi / \partial E$ , где  $\Phi$  - фурье-компонента волновой функции  $\Psi(t) = \int_0^\infty dE \exp(-iEt / \hbar) \Phi(E)$ ).

## 2. Результаты временного анализа квантовых процессов, основанного на применении времени как квантовой наблюдаемой.

1. Временной анализ процессов туннелирования позволил получить ряд результатов:

а) В [1, 4] было установлено, что практически все известные ранее частные определения и рецепты определений оказались в рамках общего определения Olkhovsky - Recami (O-R) просто частными случаями среднего времени туннелирования или среднеквадратичной флуктуации в распределении времен туннелирования. В [5] O-R подход был признан самым самосогласованным подходом в квантовой механике.

б) Показано наличие серии *многократных внутренних отражений затухающих и антизатухающих волн от входной и выходной стенок внутри потенциального барьера* [6].

в) Был изучен и проанализирован эффект Хартманна в разных ситуациях и условиях [1, 4]. В ряде случаев он состоит в независимости времен туннелирования частиц и фотонов от ширины достаточно широких барьеров. Этот эффект был подтвержден туннелированием микроволновых фотонов в [7]. Такие явления вызвали ряд дискуссий по релятивистской причинности, хотя как будто уже давно ясно, что скорость волнового фронта (четко определенная для импульсов с резко возрастающим передним краем) не может превышать скорость света  $c$  в вакууме. Одна из точек зрения полагает нарушения релятивистской причинности следствием нелокальности барьеров.

г) В [8] было показано, что нестационарные потоки волновых пакетов, составленных только из затухающих или только из анти-затухающих волн, описывают осцилляции, *возникающие одновременно во всем пространстве внутри барьера*. Это имеет место и для частиц, и для фотонов. Это означает *нелокальность* поведения туннелирующих частиц и фотонов внутри барьера. С помощью разных методов (в частности, метода инстантонов на мнимой оси времен) можно описать такие волновые пакеты как *бегущие* волновые пакеты в пространствах с необычной метрикой.

2. Были рассмотрены и *последние результаты временного анализа ядерных реакций* (см. [1]).

1. В.С. Ольховский, Успехи физ. наук, **181**, № 8, 859 (2011).
2. V.S. Olkhovsky, Advances in Math. Phys. (2009), article ID 859710, doi:10.1155/2009/859710.
3. W. Pauli, in *Handbuch der Physik*, Ed. S. Fluegge (Springer, Berlin, Germany, 1926), Vol. 5/1, p. 60; В. Паули *Общие принципы волновой механики* (Гостехиздат, Л.-М., 1947), с. 102, 103.
4. V.S. Olkhovsky and E. Recami, Phys. Reports, **214** 339 (1992); V.S. Olkhovsky, E. Recami, and J. Jakiel, Phys. Rep. **398**, 133 (2004).
5. M. Abolhasani and M. Golshani, Phys. Rev. A **62**, 012106 (2000).
6. F. Cardone, S.P. Maidanyuk, R. Mignani, and V.S. Olkhovsky, Found. Phys. Lett. **19**:5, 441 (2006).
7. A. Enders and G. Nimtz, J. Phys. I (Paris) **2**, 1693 (1992); **3**, 1089 (1993); A. Haibel, G. Nimtz, and A.A. Stahlhofen, Phys. Rev. E **63**, 047601 (2001).
8. F. Cardone, S.P. Maidanyuk, R. Mignani, and V.S. Olkhovsky, Found. Phys. Lett. **19**:5, 441 (2006).

# TWO-PHOTON EXCHANGE IN POLARIZED ELECTRON-DEUTERON ELASTIC SCATTERING

A. Kobushkin<sup>1</sup>, Ya. Krivenko-Emetov<sup>2</sup>, S. Dubnička<sup>3</sup>, A. Z. Dubničkova<sup>4</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

<sup>3</sup> Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovak Republic

<sup>4</sup> Department of Theoretical Physics, Comenius University, Bratislava, Slovak Republic

Structure functions and polarization observables in elastic scattering of longitudinally polarized electrons on polarized deuterons are considered within the approximation of one-photon plus two-photon exchange (TPE) [1]. In numerical calculations of the TPE amplitudes we used the semirelativistic approach of Ref. [2] with the deuteron wave function from CD-Bonn and Paris NN potentials [3]. The deuteron form factors  $G_C(Q^2)$ ,  $G_Q(Q^2)$ , and  $G_M(Q^2)$  are taken from the parametrization of Ref. [4], with parameters taken from the fit of Ref. [5].

It is shown that the contribution of TPE to the generalized deuteron structure function  $A$  is of the order of few percent (Fig. 1), while the contribution to the generalized structure function  $B$  is of the order of 10 - 20 %.

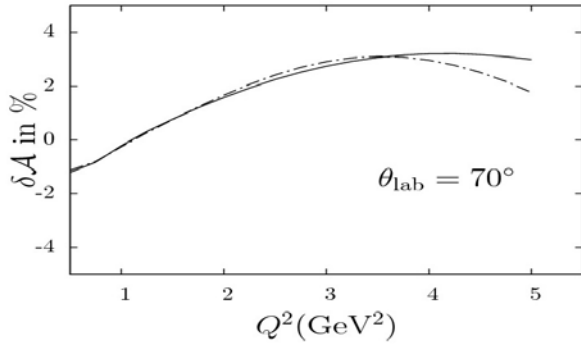


Fig. 1. The TPE correction to the generalized structure function  $A$  at  $\theta_{lab} = 70^\circ$ . The solid and dash-dotted lines are for CD-Bonn and Paris wave functions, respectively.

We also have found that the component  $T_{20}$  of the tensor analyzing power is mainly determined by one-photon exchange, but that  $T_{21}$  and  $T_{22}$  are mainly determined by interference between one-photon exchange and TPE (Figs. 2 and 3). In  $T_{21}$  and  $T_{22}$  the role of TPE effects increases with  $Q^2$ . For example, at  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$ , the TPE correction increases to 20 % in  $T_{21}$  (see Fig. 3).

This means that  $T_{22}$  and  $T_{21}$  may be a good subjects for experimental study of the TPE in  $ed$  scattering. We have also considered the polarization observables  $T_{11}$ ,  $C_{21}$ , and  $C_{22}$ , which are proportional to the imaginary part of the reaction amplitude and vanish in the framework of one-photon exchange.

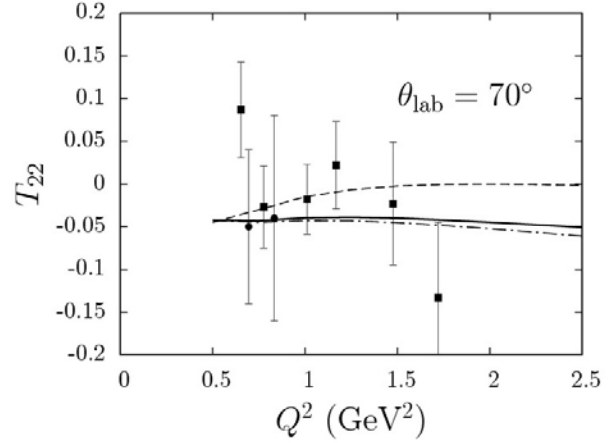


Fig. 2.  $T_{22}$  at  $\theta_{lab} = 70^\circ$ . The dashed line is for OPE calculations, the solid and dot-dashed lines are for OPE+TPE calculated with CD Bonn and Paris NN potentials, respectively. Data are from Refs. [6].

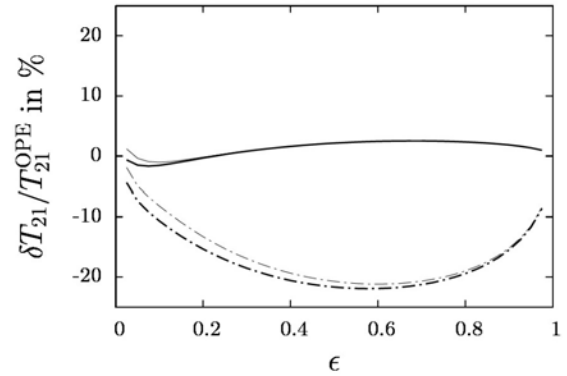


Fig. 3. The TPE correction to  $T_{21}$  at  $Q^2 = 1$  and  $3 \text{ GeV}^2$  (solid and dot-dashed lines, respectively). The bold and thin lines are for calculations with CD-Bonn and Paris NN-potentials.

1. A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov, S. Dubnička, and A.Z. Dubničkova, Phys. Rev. C **84**, 054007 (2011).
2. A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov, and S. Dubnička, Phys. Rev. C **81**, 054001 (2010).
3. R. Machleidt, Phys. Rev. C **63**, 024002 (2001); M. Lacombe *et al.*, Phys. Lett. B **101**, 139 (1981).
4. A.P. Kobushkin and A.I. Syamtomov, Phys. At. Nucl. **58**, 1477 (1995).
5. D. Abbott *et al.*, Eur. Phys. J., A **7**, 421 (2000).
6. M. Garcon *et al.*, Phys. Rev. C **49**, 2516 (1994); D. Abbott *et al.*, Phys. Rev. Lett., **84**, 5053 (2000).



## HIGH ENERGY PHYSICS AND TRIANGULATED CATEGORIES

Yu. M. Malyuta, T. V. Obikhod

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

Superstring theory is applied to construct the minimal supersymmetric standard model (MSSM) [1]. It was shown in [2] that the module space of an open superstring has the form

$$\begin{aligned} Ext^0(Q, Q') &= C^{aa'+bb'+cc'}, \\ Ext^1(Q, Q') &= C^{3ab'+3bc'+3ca'}. \end{aligned} \quad (1)$$

Substituting orbifold charges

$$a = b = c = a' = b' = c' = 4$$

in (1) and using the Langlands hypothesis [3], we obtain a realization of (1) in terms of  $SU(5)$  multiplets

$$3 \times (24 + 5_H + \bar{5}_H + 5_M + \bar{5}_M + 10_M + \bar{10}_M).$$

This result determines the particle content of the MSSM. The gauge invariant MSSM superpotential takes the form

$$W_{SU(5)} = \lambda_{ij}^d \cdot \bar{5}_H \times \bar{5}_M^{(i)} \times 10_M^{(j)} + \quad (2)$$

$$+ \lambda_{ij}^u \cdot 5_H \times 10_M^{(i)} \times 10_M^{(j)} + \mu \cdot 5_H \times \bar{5}_H,$$

where  $5_H$  and  $\bar{5}_H$  are Higgs multiplets,  $\bar{5}_M^{(i)}$  and  $10_M^{(j)}$  are multiplets of quark and lepton superpartners,  $\lambda_{ij}^d$ ,  $\lambda_{ij}^u$  are Yukawa coupling constants, and  $\mu$  is the Higgs mixing parameter. The analysis of Yukawa coupling constants, based on observational hints and theoretical considerations, allows one to restrict the parameter space in (2) to five free parameters [4]:

$$\begin{aligned} m_0 &= 0.01 \text{ GeV}, m_{1/2} = 600 \text{ GeV}, A_0 = 0, \\ \tan \beta &= 35, \text{sgn}(\mu) = +1. \end{aligned} \quad (3)$$

Using this restricted parameter set, it is possible to calculate the mass spectrum of superpartners by applying the computer program SOFTSUSY [5].

This MSSM spectrum is shown in the Table 1.

Using the parameter set (3) it is possible to calculate partial widths of superpartners by applying the computer program SDECAY [6]. Applying the computer program PYTHIA [7] it is possible to calculate the production cross sections. These cross sections at the center-of-mass energy  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  are shown in the Table 2.

Table 1. Mass spectrum of superpartners

Sparticle	GeV	Sparticle	GeV	Sparticle	GeV
$\tilde{u}_R$	1187	$\tilde{\nu}_e$	391	$\tilde{g}$	1354
$\tilde{u}_L$	1232	$\tilde{e}_R$	224	$\tilde{\chi}_1^0$	249
$\tilde{d}_R$	1182	$\tilde{e}_L$	398	$\tilde{\chi}_2^0$	471
$\tilde{d}_L$	1235			$\tilde{\chi}_3^0$	727
$\tilde{c}_L$	1187	$\tilde{\nu}_\mu$	391	$\tilde{\chi}_4^0$	738
$\tilde{c}_R$	1232	$\tilde{\mu}_R$	224	$\tilde{\chi}_1^\pm$	470
$\tilde{s}_R$	1182	$\tilde{\mu}_L$	398	$\tilde{\chi}_2^\pm$	738
$\tilde{s}_L$	1235			$h^0$	116
$\tilde{t}_1$	958	$\tilde{\nu}_\tau$	379	$A^0$	671
$\tilde{t}_2$	1155	$\tilde{\tau}_1$	127	$H^0$	671
$\tilde{b}_1$	1095	$\tilde{\tau}_2$	408	$H^\pm$	676
$\tilde{b}_2$	1148				

Table 2. Cross sections of superpartners

Channel	Cross section, pb
$gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$	$\sigma_{\tilde{g}\tilde{g}} = 0.307$
$gu \rightarrow \tilde{g}\tilde{u}$	$\sigma_{\tilde{g}\tilde{u}} = 0.891$
$du \rightarrow \tilde{d}\tilde{u}$	$\sigma_{\tilde{d}\tilde{u}} = 0.466$
$\bar{u}u \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$	$\sigma_{\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-} = 0.157$
$\bar{d}u \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_2^0$	$\sigma_{\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_2^0} = 0.208$

1. H.E. Haber, e-print arXiv: hep-ph/9306207.
2. S. Katz, T. Pantev, and E. Sharpe, e-print arXiv: hep-th/0212218 (2002).
3. W. Schmid, Proc. Nat. Acad. Sci. USA **69**, 56 (1968).
4. J.J. Heckman and C. Vafa, e-print arXiv: 0809.1098 [hep-th] (2008).
5. B.C. Allanach, Comput. Phys. Commun. **143**, 305 (2002).
6. M. Muhlleitner, A. Djouadi, and Y. Mambrini, Comput. Phys. Commun. **168**, 46 (2005).
7. T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, JHEP **05**, 1 (2006).

## RECONSTRUCTION OF SUPERPARTNER MASSES

Yu. M. Malyuta, T. V. Obikhod

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

Minimal supersymmetric standard model (MSSM) [1] is determined by the superpotential

$$W = h_{ij}^e L_i H_1 \bar{E}_j + h_{ij}^d Q_i H_1 \bar{E}_j + \\ + h_{ij}^u Q_i H_2 E \bar{U}_j + \mu H_1 H_2$$

and by the soft supersymmetry breaking potential

$$V = m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 - m_{12}^2 (\varepsilon_{ij} H_1^i H_2^j + h.c.) + \\ + M_{\tilde{Q}}^2 [\tilde{t}_L^* \tilde{t}_L + \tilde{b}_L^* \tilde{b}_L] + M_{\tilde{U}}^2 \tilde{t}_R^* \tilde{t}_R + M_{\tilde{D}}^2 \tilde{b}_R^* \tilde{b}_R + \\ + M_{\tilde{L}}^2 [\tilde{\nu}^* \tilde{\nu} + \tilde{\tau}_L^* \tilde{\tau}_L] + M_{\tilde{E}}^2 \tilde{\tau}_R^* \tilde{\tau}_R + \\ + \frac{g}{\sqrt{2} m_W} \varepsilon_{ij} \left[ \frac{m_{\tau} A_{\tau}}{\cos \beta} H_1^i \tilde{t}_L^j \tau_R^* + \frac{m_b A_b}{\cos \beta} H_1^i \tilde{q}_L^j \tilde{b}_R^* - \right. \\ \left. - \frac{m_t A_t}{\sin \beta} H_2^i \tilde{q}_L^j t_R^* \right] + \frac{1}{2} [M_3 \tilde{g} \tilde{g} + M_2 \tilde{W}^a \tilde{W}^a + M_1 \tilde{B} \tilde{B}],$$

where  $L_i$  and  $Q_i$  are slepton and squark  $SU(2)_L$  doublets;  $\bar{E}_j$  and  $(\bar{D}_j, \bar{U}_j)$  are selectron and squark  $SU(2)_L$  singlets;  $H_1$  and  $H_2$  are Higgs  $SU(2)_L$  doublets.

The superpotential  $W$  and the potential  $V$  contain more than 100 parameters [2]. The analysis of this parameter space, based on theoretical and experimental constraints, allows obtaining the restricted parameter set [3]:

$$m_0, m_{1/2}, A_0, \tan \beta, \text{sgn}(\mu), \quad (1)$$

where  $m_0$  and  $m_{1/2}$  are respectively universal masses of scalar and spinor superpartners,  $A_0$  is the trilinear soft supersymmetry breaking parameter,  $\tan \beta$  is the ratio of vacuum expectation values of two Higgs doublets,  $\text{sgn}(\mu)$  is the sign of the Higgs mixing parameter. The choice of concrete values of parameters (1) is ambiguous.

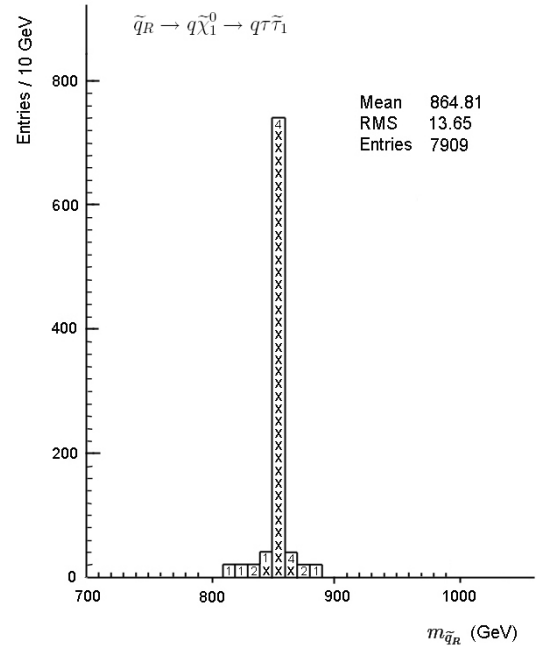
The purpose of this work is the construction of histograms describing mass distributions for superpartners

$$\tilde{q}_R, \tilde{\chi}_1^0, \tilde{q}_L, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{l}_L, \tilde{g}. \quad (2)$$

We choose the following set of parameters:

$$m_0 = 20 \text{ GeV}, m_{1/2} = 440 \text{ GeV}, A_0 = -25 \text{ GeV}, \\ \tan \beta = 15, \text{sgn}(\mu) = +1. \quad (3)$$

Using the parameter set (3) it is possible to construct histograms of mass distributions for superpartners (2) by application of the computer program PYTHIA [4]. One of this histograms is shown in the Figure.



Histogram of mass distribution for  $\tilde{q}_R$ .

1. H.E. Haber, e-print arXiv: hep-ph/9306207.
2. B.C. Allanach, Comput. Phys. Commun. **143**, 305 (2002).
3. G.L. Kane *et al.*, e-print arXiv: hep-ph/9312272.
4. T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, JHEP **05**, 1 (2006).

# ONE-TUBE FLUCTUATION IN INITIAL ENERGY DENSITY DISTRIBUTIONS 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 Science of Ukraine, Kyiv

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

Hydrodynamic models have been rather successful at describing data obtained in relativistic nuclear collisions at RHIC and LHC. Usually, the initial conditions (IC) in the hydrodynamic description of relativistic nuclear collisions are used to be smooth [1, 2]. However some data require knowledge of the event-by-event fluctuating initial conditions. Motivated by the glasma-flux-tube scenario, the initial conditions could be modeled by the set of high energy density tube-like fluctuations with longitudinally homogeneous structure within some space-rapidity region in a boost-invariant 2D geometry.

The question we address here is whether such structures (hot tubes or more precisely fluctuating bumping structures of IC) can have a sizable effect on observables. To test whether this effect influences significantly the observed particle spectra and could lead to the ridge structure we examine the angular dependence of the particle (pion) spectra for IC with one tube displaced from center. For this aim we use hydrokinetic model (HKM) [3] with longitudinally homogeneous and a transversally bumping IC.

There were calculated two cases with one displaced tube: first one when one tube was located at 3 fm and another - at 5.6 fm. The configuration with one tube (fluctuation) has the background energy density profile in the form of Gauss distribution and the high energy density fluctuation (maximum in the center - 270 GeV/fm<sup>3</sup>) with radius  $r_{\text{tube}} = 1.0$  fm/c.

The initial and final hydrodynamic energy density distributions (for the tube at 3 fm) are presented in Fig. 1. One can see the residue of high energy density fluctuation at the later stages of hydrodynamic. The similar behavior demonstrates the freeze-out hypersurface (at  $T = 165$  MeV) that also shows for both cases the concavity at the location of tube position.

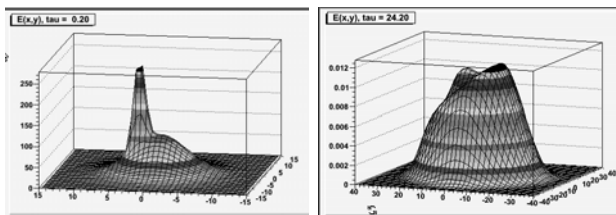


Fig. 1. The initial ( $\tau = 0.2$  fm/c) and final hydro distributions of energy density ( $\tau = 24.2$  fm/c) for the case IC with one tube at  $x = 3$  fm.

There were calculated transverse spectra for both cases, its dependences on azimuthal angle (for different  $p_T = 0.3 - 3.0$  GeV/c) and also all flows calculations (impact parameter  $b = 0$ ) in frames of 2 + 1 HKM with volume+surface contributions to freeze-out hypersurface. The results of spectra calculations for several transversal momenta are presented in the Fig. 2.

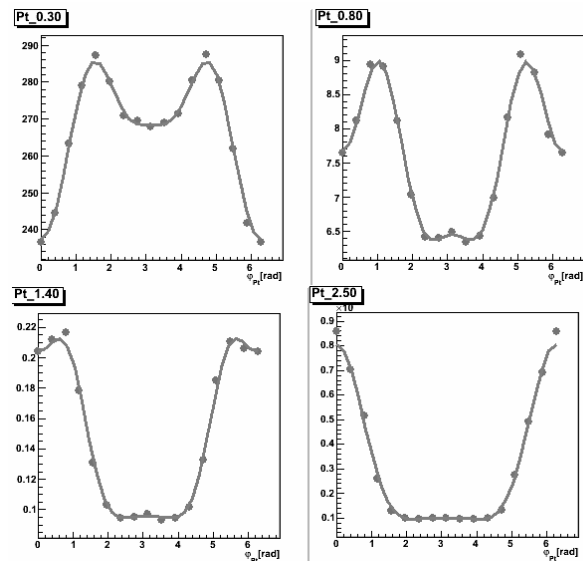


Fig. 2 Final azimuthal distributions of one-particle spectra for the case IC with one tube at  $x = 5.6$  fm in HKM.

As for outlook.

The initial energy density configuration with one tube was considered and it was found that the effect of initial bumping-like fluctuation is not washed out during the system expansion and preserve in the final energy density of hadronic matter. That, probably, could lead to the ridges structures of the correlations, which are caused by these fluctuations [4]. The effect of high energy density fluctuations on azimuthal distributions of transverse spectra is observed.

The numerical calculations were performed using the cluster and GRID environment of the M. M. Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine.

1. T. Hirano and K. Tsuda, Phys. Rev. C **66**, 054905 (2002).
2. C. Nonaka and S.A. Bass, Phys. Rev. C **75**, 014902 (2007).
3. S.V. Akkelin *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 034906 (2008).
4. M.S. Borysova *et al.*, Nucl. Phys. At. Energy **11**, No. 3, 269 (2010).

# THE BASIC PROPERTIES OF THE NON-LAGRANGIAN THEORIES OF GRAVITY

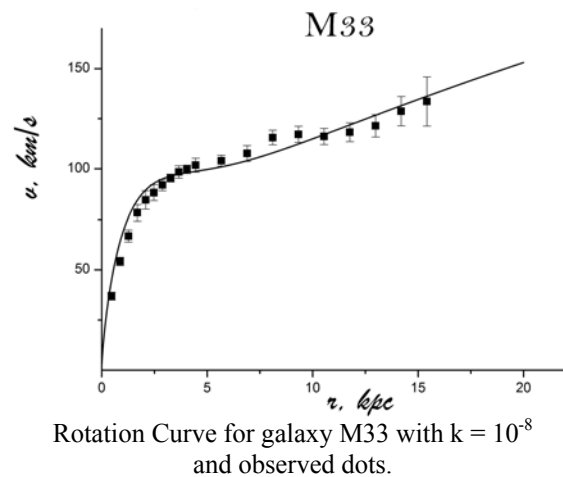
P. A. Nakaznoy

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

To satisfactorily describe the currently available data on the composition and dynamics of the Universe, the idea of the so-called dark matter and dark energy is introduced in cosmology and astrophysics. But it isn't a candidate for a dark matter particle in the standard model of elementary particles physics and the modern quantum field theory which is a theoretical fundament for the high energy physics can't describe the value of the physical vacuum density which is needed for dark energy description. As alternative for the modification of standard model and QFT (new particles introducing) is the generalization of general relativity, which is the theoretical paradigm for describing of modern astrophysical and cosmological observations. Particularly the modification of field equations can modify motion equations (processing of dark matter observation depends from it) and scale factor equations (needed for dark energy effects). Thus we must research possible consequences of such theories in high energy physics and its correlation with observation data.

The possibility of a weak space-time dependence of the energy-momentum tensor for the physical vacuum that expresses the response of the vacuum to its curvature cannot be ruled out. In this case, the cosmological constant alone will be not enough to describe dark energy, because it will also be necessary to apply the corresponding corrections dependent on the space-time curvature (metric). In other words, in this approach, we can talk about a cosmological term that depends on the space-time coordinates via a metric tensor and about its role in modeling the current value of the cosmological constant [1]. It is important to emphasize that, in general, when a variable cosmological term  $\Lambda = \Lambda(R)$  is introduced; the theory becomes non-Lagrangian in the sense that this term cannot be obtained by varying some scalar function, an analogue of the action for the gravitational field. This clearly distinguishes the approach being described from the broad class of theories studying the generalizations of the classical Hilbert - Einstein action for the gravitational field. In the latter case, the Einstein equations are also modified by additional curvature-dependent terms using which one can attempt to model dark energy. However, since these theories are Lagrangian, one can satisfy the condition for the total 4-divergence of the corresponding correction terms being equal to zero within their framework and, thus, to retain the "classical" law  $\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$  for the matter without any additional assumptions [2].

As we show, the assumption about the breakdown of this relation that follows from the introduction of a variable cosmological term into the theory gives rise to additional terms in Newton's second law, which describes the effective acceleration of a particle in a gravitational field. In the capacity of "toy model" we often consider the simple case of a linear dependence:  $\Lambda(R) = \Lambda_0 - kR$ , where  $\Lambda_0$  and  $k$  are parameters of the theory. We will model a spiral galaxy with mass  $M$  using the approximation of an unbounded thin disk with an exponential distribution of the surface density with scale factor  $r_0$  along the radius and find the velocity curve in such theory (Figure, where  $x = r/2r_0$ ,  $\alpha(M, r_0) = 2GM/c^2 r_0$ ).



In general, we can assert that the results obtained do not yet allow the model with a variable cosmological term to be ruled out: they require a deep understanding and a more careful analysis. However, since the hypothesis considered has radical corollaries (in both positive and negative aspects with regard to the present physical views), it may be concluded that the question about its recognition will be solved in the near future.

The last results of such work discussed on international conferences: Selected Issues of Astronomy and Astrophysics (Lviv), International students and young scientists conference in theoretical and experimental physics HEUREKA-2011 (Lviv) and seminars of Kiev Institute of Nuclear Researches NASU, Institute of Mathematics NASU, Pidstryhach Institute for Applied Problems of Mechanics and Mathematics NASU, Astronomical Observatory of Lviv University etc.

1. P.A. Nakaznoy, JETP **107**, 405 (2008).
2. P.A. Nakaznoy, Astron. Reports **54**, 121 (2010).

CLUSTER DECAY OF HIGH EXCITED RESONANCES OF  ${}^5\text{He}$  NUCLEUS

Yu. N. Pavlenko<sup>1</sup>, V. L. Shablov<sup>2</sup>, V. O. Kyva<sup>1</sup>, O. K. Gorpinich<sup>1</sup>, N. L. Doroshko<sup>1</sup>,  
O. I. Rundel<sup>1</sup>, A. V. Stepanyuk<sup>1</sup>, L. L. Dulger<sup>3</sup>, D. V. Kasperovych<sup>3</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

<sup>3</sup> Taras Shevchenko National University, Kyiv

The processes of excitation and decay of high excited  ${}^5\text{He}$  resonances into the channels  $\alpha + n$ ,  $t + d$ ,  $t + n + p$  and  ${}^3\text{He} + n + n$  have been studied of the three- and four-particle channels of reaction  ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^5\text{He}$  at the cyclotron U-240 of the Institute for Nuclear Research using the deuteron beam with energy  $E_d = 37$  MeV. Due to high Q-value of reaction  ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^5\text{He}$  the excitation spectrum of  ${}^5\text{He}$  has been investigated in kinematically complete and incomplete experiments up to the energy  $E_x \sim 40$  MeV.

In the inclusive spectra of  $\alpha$ -particles on a significant background caused by the accompanying three-particle reaction channels, in addition to the contributions of well known  ${}^5\text{He}$  resonances [1] the high excited states with  $E_x \sim 19$  MeV and  $E_x > 20$  MeV were observed. Cluster decay of these resonances was also identified in coincidence spectra of  $\alpha$ -particles and other products of reaction  ${}^7\text{Li}(d, \alpha)$ .

Excitation energy and width of  ${}^5\text{He}$  resonances, obtained from  $\alpha + d$  and  $\alpha + t$  coincidence spectra that were measured at the kinematic conditions under which the contributions of known resonances  ${}^6, {}^7\text{Li}$  are not possible, are shown in the Table.

Excitation energies and widths of  ${}^5\text{He}$  resonances

Reaction ${}^7\text{Li}(d, \alpha)d$		Reaction ${}^7\text{Li}(d, \alpha)t$	
$E^*, \text{MeV}$	$\Gamma, \text{MeV}$	$E^*, \text{MeV}$	$\Gamma, \text{MeV}$
$18,7 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,6$	$19,2 \pm 0,5$	$1,2 \pm 0,6$
$20,2 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,7$	$20,5 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,8$
$23,1 \pm 0,2$	$2,1 \pm 0,8$	$23,3 \pm 0,4$	$2,7 \pm 1,0$
$25,7 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,8$	$26,0 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,4$
$28,1 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,7$		

For the first time the decay into the  $d + t$  channel was observed for  ${}^5\text{He}$  resonances with  $E_x > 24$  MeV.

The determined resonance energy and width are partially agreed with the R-matrix analysis of data obtained in the study of binary reactions  $d + {}^3\text{H}$  and  $n + {}^4\text{He}$  [1], and with the results of correlation experiments performed by other authors [2, 3].

The possible Coulomb effects in three-particle channels of reaction  ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^5\text{He}$  are also analyzed for different conditions of observation of high excited  ${}^5\text{He}$  resonances.

1. D.R. Tilley, C.M. Cheves, J.L. Godwin *et al.*, Nucl. Phys. **A708**, 3 (2002).
2. G.M. Ter-Akopian, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov *et al.*, Eur. Phys. J. A **25**, 315 (2005).
3. O.K. Gorpinich, O.M. Povoroznyk, and A.A. Yachmeniov, Izvestia. RAN, (ser. fiz.), **69**, 745 (2005).

# SUBBARIER INTERACTION OF DEUTERONS WITH $^{58,62}\text{Ni}$ , $^{124}\text{Sn}$ AND $^{208}\text{Pb}$ NUCLEI

Yu. N. Pavlenko, A. I. Rundel, **K. O. Terenetskyi**, V. P. Verbitsky, I. P. Dryapachenko,  
V. V. Ostashko, O. K. Gorpinich, L. I. Slusarenko, Yu. Ya. Karlyshev, A. V. Stepanyuk,  
E. M. Mozhzhukhin

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

The elastic scattering and reaction (d, p) on nuclei  $^{58,62}\text{Ni}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  and  $^{208}\text{Pb}$  have been studied in order to determine the features of subbarrier interaction of deuterons with nuclei of different masses. Experimental data were obtained at electrostatic tandem accelerator EGP-10K of the Institute for Nuclear Research (Kyiv) using the deuteron beam with energy in the range  $E_d = 3.5 - 7.3$  MeV.

At energies that are twice lower than the Coulomb barrier, for example, at  $E_d = 4.0$  MeV for

$d + ^{124}\text{Sn}$  interaction, significant deviation of the elastic scattering cross sections from Rutherford one have not been observed (Fig. 1, a).

At higher energies the measured differential cross sections of deuteron elastic scattering on all mentioned above nuclei (see also [1, 2]) significantly differ from the Rutherford scattering cross sections and those which were calculated theoretically, taking into account the processes of break-up and polarizability of deuterons in the Coulomb field of the target nuclei.

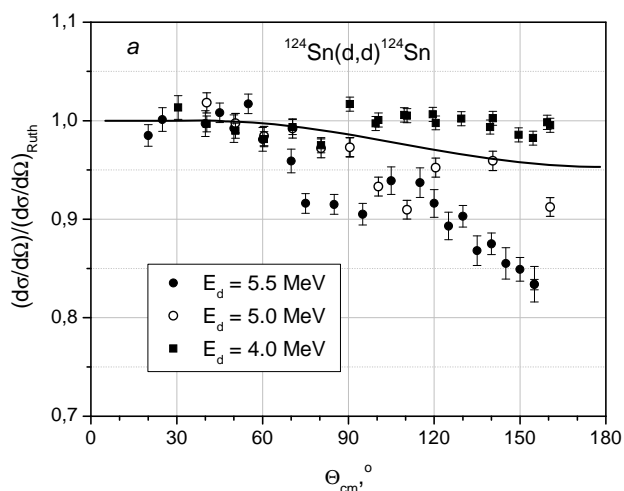


Fig. 1. a – Angular distributions of differential cross sections of elastic  $^{124}\text{Sn}(d,d)^{124}\text{Sn}$  scattering, which were measured at  $E_d = 4.0, 5.0$  and  $5.5$  MeV, as a ratio to the Rutherford cross sections. The curve corresponds to the calculation of deuteron elastic scattering cross sections with taking into account of their break-up at  $E_d = 5.5$  MeV.

The contribution of the Coulomb deuteron break-up to the spectral distributions of protons was estimated using the algorithm described in [3]. For this purpose the calculations of differential and integral (over the neutron emission angles) cross sections of reactions  $A(d, p)nA$  were performed.

Analysis of the calculations and the measured inclusive spectra of protons and their integrated over the energy yields (Fig. 1, b) showed that the differences of experimental and theoretical cross sections of deuteron elastic scattering on the  $^{58,62}\text{Ni}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  and  $^{208}\text{Pb}$  nuclei are mainly caused by the

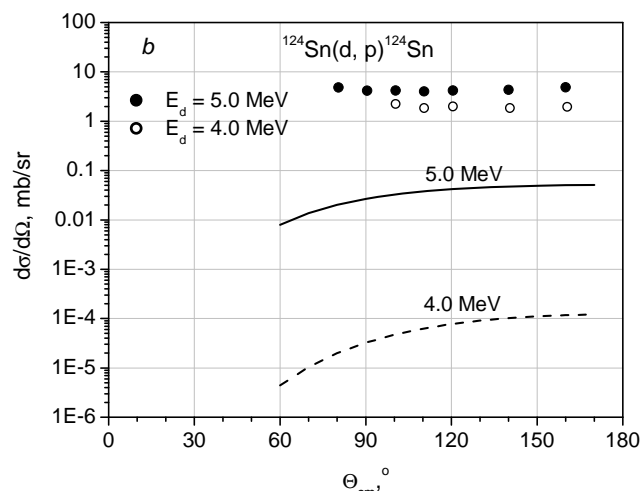


Fig. 1. b – Angular dependences of proton yield in the reaction  $d + ^{124}\text{Sn}$  at  $E_d = 4.0$  and  $5.0$  MeV. Points show the total measured yield of protons with  $E_p > 1.5$  MeV (statistical error does not exceed the size of points). Curves correspond to the calculations of proton yields in the break-up reaction  $^{124}\text{Sn}(d, p)n^{124}\text{Sn}$ , which were performed according to [3].

process of neutron transfer to the target nuclei (reaction  $A(d, p)A + 1$ ), which was not included in the calculations, but not by deuteron break-up reaction  $A(d, p)nA$ .

1. Yu.N. Pavlenko, K.O. Terenetsky, V.P. Verbitsky *et al.*, Nucl. Phys. At. Energy **11**, 400 (2010).
2. Yu.N. Pavlenko, K.O. Terenetsky, V.P. Verbitsky *et al.*, in *Book of Abstract 61 Int. Conf. "Nucleus-2011", October 10 - 14, 2011, Sarov, Russia*, p. 79.
3. K.O. Terenetsky and V.P. Verbitsky, Nucl. Phys. At. Energy **2(17)**, 36 (2006).

# THE INCLUSIVE SPECTRA OF DEUTERONS FROM $d + T \rightarrow d + n + d$ REACTION AT $E_d = 36.9$ MeV

O. O. Belyuskina, V. I. Grantsev, K. K. Kisurin, S. E. Omelchuk,  
Yu. S. Roznyuk, B. A. Rudenko, V. S. Semenov, L. I. Slyusarenko, B. G. Struzhko

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

The inclusive spectra of deuterons from tritium - titanium (t-Ti) and titanium (Ti) targets in the particle emission angular range of  $15^\circ \leq \theta_d \leq 52^\circ$  at the incident deuteron energy of 36.9 MeV were measured on the U-240 isochronous cyclotron at the Institute for Nuclear Research, NAS of Ukraine.

Obtained deuteron spectra from t-Ti and Ti targets and the deuteron spectra for  $d + T \rightarrow d + d + n$  reaction at the angle  $15^\circ$  are presented in Fig. 1.

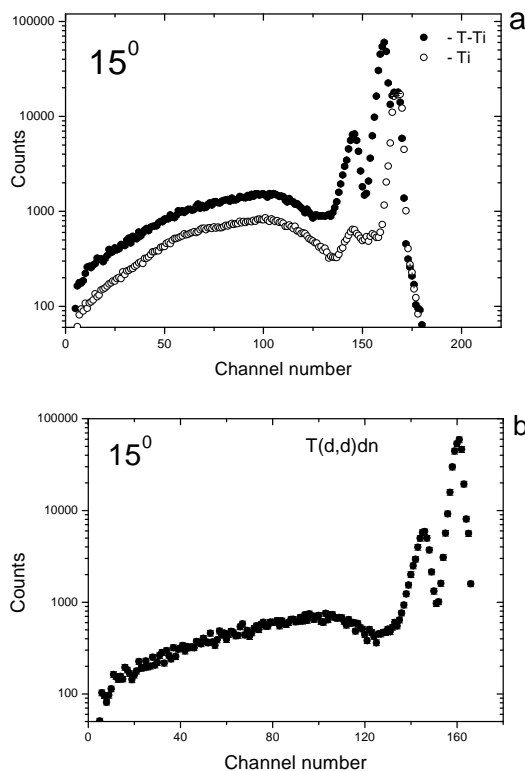


Fig. 1. Inclusive spectra of deuterons from t-Ti and Ti targets at the incident deuteron energy of 36.9 MeV (a). Spectra of deuterons from  $d + T \rightarrow d + d + n$  reaction (b).

Energy distributions of deuterons for their escape angles of 15, 20, 30 and  $35^\circ$  are shown in Fig. 2. The spectra of deuterons are wide bell-shaped distributions whose centers are shifted at angles  $\theta = 15$  and  $20^\circ$  toward the range of high

energies. It can be seen from the figure that the cross section is reduced sharply upon an increase in the deuteron emission angle of up to  $\theta_d \approx 30^\circ$ , and as emission angle  $\theta_d$  continues to grow, the reduction in the cross section becomes smoother.

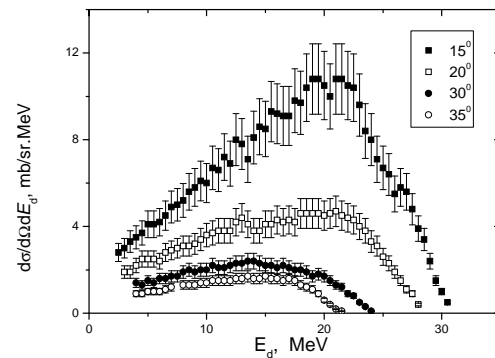


Fig. 2. Energy spectra of deuterons from  $d + T \rightarrow d + d + n$  reaction at the incident deuteron energy of 36.9 MeV.

The angular distribution of deuterons from  $d + T \rightarrow d + d + n$  reaction are shown in Fig. 3.

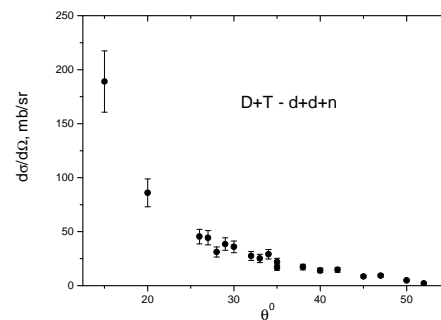


Fig. 3. Angular distribution of deuterons from  $d + T \rightarrow d + d + n$  reaction at the incident deuteron energy of 36.9 MeV.

The differential cross section of deuterons was determined by integrating the cross sections  $\frac{d\sigma}{d\Omega_d dE_d}$  over the energy in the range of  $\sim 5 \leq E_d \leq 35$  MeV.



# ANALYSIS OF BREAK-UP PROCESSES OF TRITONS IN THREE-PARTICLE REACTION

**O. O. Belyuskina, V. I. Grantsev, V. V. Davydovskyy, K. K. Kisurin, S. E. Omelchuk, Yu. S. Roznyuk, B. A. Rudenko, V. S. Semenov, L. I. Slyusarenko, B. G. Struzhko**

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

The break-up processes of tritons in three-particle reaction at an incident deuteron energy of 36.9 MeV were analyzed using a microscopic nuclear diffraction model developed by V. K. Tartakovsky. The motion of a particle in the initial and final states in the  $d + t \rightarrow d' + \bar{d} + n$  reaction (where  $d'$  is a scattered deuteron and  $\bar{d}$  is a deuteron formed in the process of triton splitting) can be considered as quasiclassical and a diffraction approximation can be used at small particle emission angles.

Fig. 1 shows the comparison of the theoretical and experimental spectra for angles 15 and 30°.

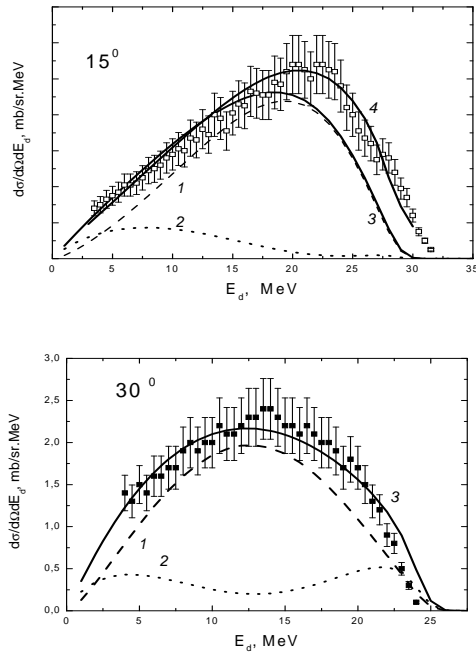


Fig. 1. The comparison of the theoretical (curves) and experimental (dots) spectra: 1 - the energy distribution of deuterons  $d'$ ; 2 - the energy distribution of deuterons  $\bar{d}$ ; 3 - total cross sections of both processes; 4 - estimate of cross sections allowing for the correct asymptotic of wave functions.

The obtained energy spectra are generally described well within a wide range of variation in energy  $E_d$  of fixed deuterons, both in shape and in absolute value using only one diffraction approximation.

It can be seen from Fig. 1 that the main contribution to the cross section (as much as 70 - 90 %) comes from scattered deuterons  $d'$ , while deuterons from a triton  $\bar{d}$  can be observed well only at the spectra edges, at rather low and high energies.

Fig. 2 shows the experimental and calculated angular distributions of the final deuterons from the  $d + t \rightarrow d + d + n$  reaction. The absolute values of the theoretical cross sections calculated in the diffraction approximation are in agreement with the experimental values.

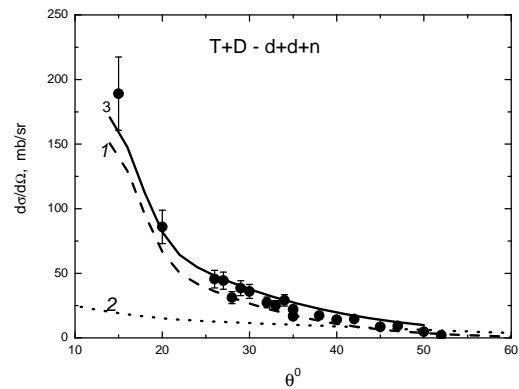


Fig. 2. The experimental (dots) and calculated (curves) angular distributions of the final deuterons from the  $d + t \rightarrow d' + \bar{d} + n$  reaction: 1 - the angular distribution of deuterons  $d'$ ; 2 - the angular distribution of deuterons  $\bar{d}$ ; 3 - total cross sections of both processes.

The diffraction microscopic model we used generally allowed successful interpretation, and enabled us to show that the quasi-free scattering of incident deuterons and a quasi-free process leading to the formation of deuterons during the splitting of target tritons are in this case predominant. The contribution of intermediate resonance formation probably is small.

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF  ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ 

A. T. Rudchik<sup>1</sup>, R. M. Zelinsky<sup>1</sup>, A. A. Rudchik<sup>1</sup>, E. I. Koshchy<sup>2</sup>, S. Kliczewski<sup>4</sup>, K. Rusek<sup>5,6</sup>,  
V. A. Plujko<sup>3</sup>, O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>, S. Yu. Mezhevych<sup>1</sup>, Val. M. Pirnak<sup>1</sup>, A. P. Ilyin<sup>1</sup>,  
V. V. Uleshchenko<sup>1</sup>, J. Choiński<sup>6</sup>, B. Czech<sup>4</sup>, R. Siudak<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> V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv

<sup>3</sup> Taras Shevchenko National University, Kyiv

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

<sup>5</sup> National Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

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

Angular distributions of the  ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  elastic and inelastic scattering were measured at the energy  $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$  MeV using the  ${}^{18}\text{O}$  beam of the Warsaw C-200P cyclotron (Figs. 1 and 2).

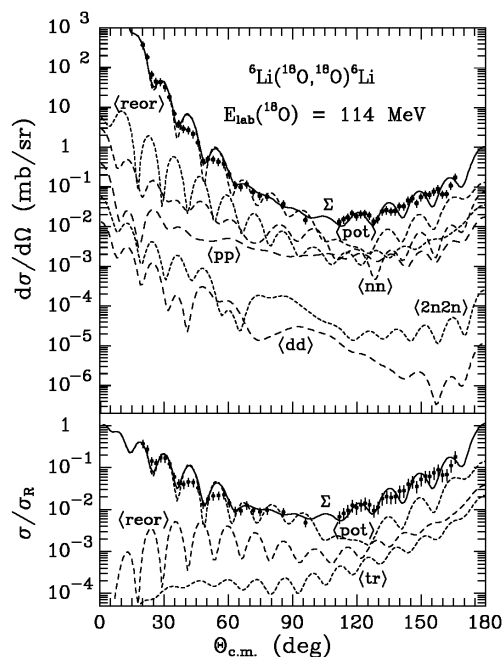


Fig. 1. Angular distributions of the  ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  elastic scattering at the energy  $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$  MeV. The curves show the CRC calculations for different nuclear processes. The curves  $\langle \text{tr} \rangle$  and  $\Sigma$  show the CRC calculations for the sums of all transfers and all processes, respectively.

The data were analyzed within the optical model and coupled-reaction-channels method (CRC). The elastic and inelastic scattering, the  ${}^6\text{Li}$  reorientation as well as simplest one- and two-step transfers were included in the channels-coupling scheme.

The  ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ -optical-potential and deformation parameters of  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^{18}\text{O}$  were deduced with the CRC-analysis of the data. It was considered that low-energy excitations of the nuclei have collective nature.

The isotopic differences between the  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  and  ${}^6\text{Li} + {}^{16,18}\text{O}$  potentials were studied. It was found that only imaginary parts of these potentials differ mainly. The potential scattering dominates at

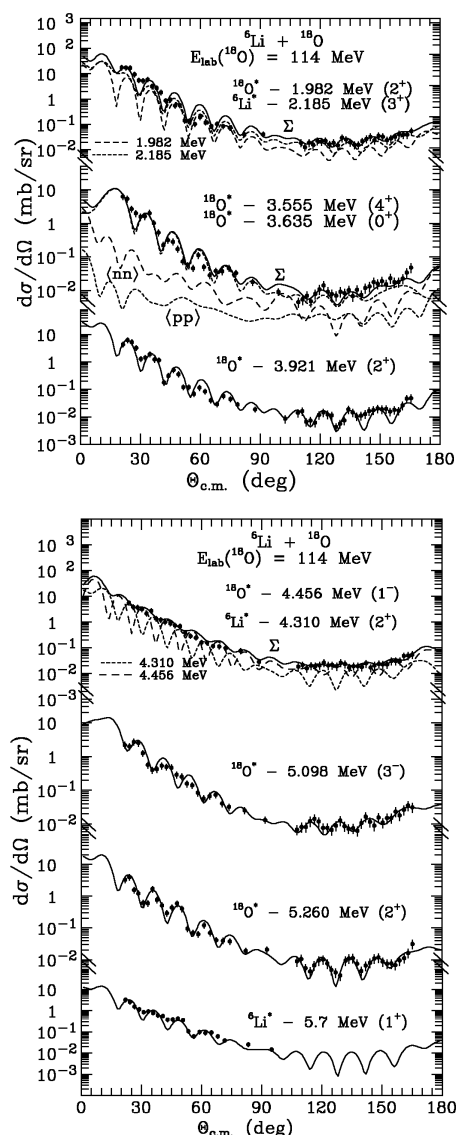


Fig. 2. Angular distributions of the  ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$  inelastic scattering at  $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$  MeV. The curves show the CRC calculations for the transitions to the collective excited states of  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^{18}\text{O}$  and for the nucleon transfers (curves  $\langle \text{nn} \rangle$  and  $\langle \text{pp} \rangle$ ).

forward angles (curve  $\langle \text{pot} \rangle$ ). The  ${}^6\text{Li}$  reorientation is important at large angle scattering (curve  $\langle \text{reor} \rangle$ ). The transfers of nucleons as well as d and 2n-clusters contribute small in the scattering channels (curves  $\langle \text{nn} \rangle$ ,  $\langle \text{pp} \rangle$ ,  $\langle \text{2n2n} \rangle$  and  $\langle \text{dd} \rangle$ ).

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF  $^{12}\text{C}$  IONS BY  $^7\text{Li}$  AT 115 MeV

A. T. Rudchik<sup>1</sup>, V. Yu. Kanishchev<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>, V. A. Plujko<sup>2</sup>, S. Yu. Mezhevych<sup>1</sup>, Val. M. Pirnak<sup>1</sup>, A. P. Ilyin<sup>1</sup>,  
V. V. Uleshchenko<sup>1</sup>, J. Choiński<sup>6</sup>, B. Czech<sup>4</sup>, R. Siudak<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> Taras Shevchenko National University, Kyiv

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

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

<sup>5</sup> National Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

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

Angular distributions of the  $^7\text{Li} + ^{12}\text{C}$  elastic and inelastic scattering were measured at the energy  $E_{\text{lab}}(^{12}\text{C}) = 115$  MeV using the  $^{12}\text{C}$  beam of the Warsaw C-200P cyclotron (Figs. 1 and 2).

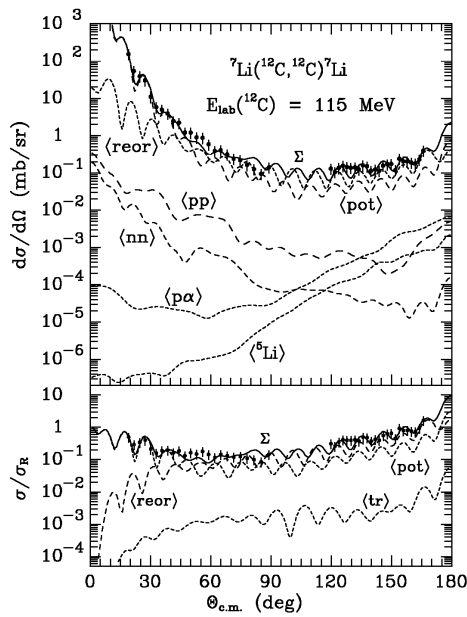


Fig. 1. Angular distributions for the elastic scattering of  $^{12}\text{C}$  ions by  $^7\text{Li}$  at the energy  $E_{\text{lab}}(^{12}\text{C}) = 115$  MeV. The curves show CRC calculations for different nuclear processes. The curves  $\langle \text{tr} \rangle$  and  $\Sigma$  show CRC calculations for the sums of all transfers and all processes, respectively.

The data were analyzed within the optical model and coupled-reaction-channels method (CRC). The elastic and inelastic scattering, the  $^7\text{Li}$  reorientation as well as simplest one- and two-step transfers were included in the channels-coupling scheme.

The  $^7\text{Li} + ^{12}\text{C}$ -optical-potential and deformation parameters of  $^7\text{Li}$  and  $^{12}\text{C}$  were deduced with the CRC-analysis of the data. It was considered that low-energy excitations of the nuclei have collective nature (rotation or vibration excitations).

It was found that the potential scattering dominates at small angles. In other angular range, the reorientation of  $^7\text{Li}$  is also important (curve  $\langle \text{reor} \rangle$ ). The two-step transfers of nucleons as well as  $\alpha$ - and  $^5\text{Li}$ -clusters contribute small in the elastic and inelas-

tic scattering channels (curves  $\langle \text{nn} \rangle$ ,  $\langle \text{pp} \rangle$ ,  $\langle \text{p}\alpha \rangle$  and  $\langle ^5\text{Li} \rangle$ ).

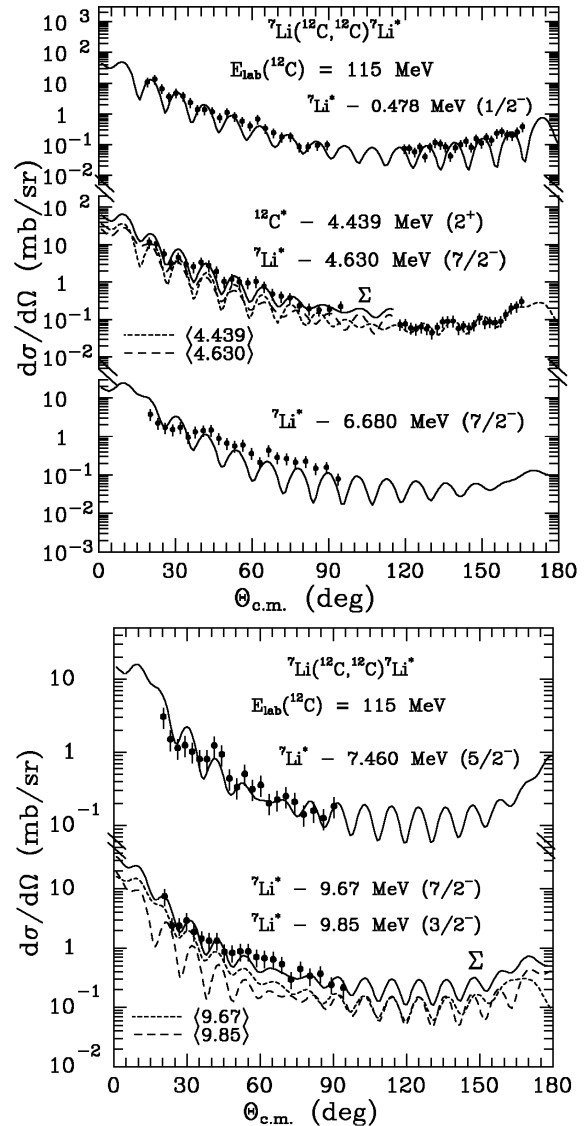


Fig. 2. Angular distributions of the  $^7\text{Li} + ^{12}\text{C}$  inelastic scattering at  $E_{\text{lab}}(^{12}\text{C}) = 115$  MeV. The curves show the CRC calculations for the transitions to the collective excited states of  $^7\text{Li}$  and  $^{12}\text{C}$ .

The CRC calculations for the transitions to the collective excitations of  $^7\text{Li}$  and  $^{12}\text{C}$  describe the  $^7\text{Li} + ^{12}\text{C}$  inelastic scattering data satisfactorily.

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF  $^{14}\text{N}$  IONS BY  $^7\text{Li}$  AT 80 MeV

A. T. Rudchik<sup>1</sup>, O. V. Gerashchenko<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>, V. A. Plujko<sup>2</sup>, S. Yu. Mezhevych<sup>1</sup>, Val. M. Pirnak<sup>1</sup>, A. P. Ilyin<sup>1</sup>,  
V. V. Uleshchenko<sup>1</sup>, J. Choiński<sup>6</sup>, B. Czech<sup>4</sup>, R. Siudak<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> Taras Shevchenko National University, Kyiv

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

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

<sup>5</sup> National Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

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

Angular distributions of the elastic and inelastic scattering of  $^{14}\text{N}$  ions by  $^7\text{Li}$  were measured at the energy  $E_{\text{lab}}(^{14}\text{N}) = 80$  MeV using the  $^{14}\text{N}$  beam of the Warsaw cyclotron C-200P (Figs. 1 and 2).

important (curve <re-Li>). The two-step transfers of nucleons as well as  $^3\text{He}$ -,  $\alpha$ - and  $^7\text{Be}$ -clusters contribute small in the elastic and inelastic scattering channels (curves <nn>, <pp>, < $\alpha^3\text{He}$ > and < $^7\text{Be}$ >).

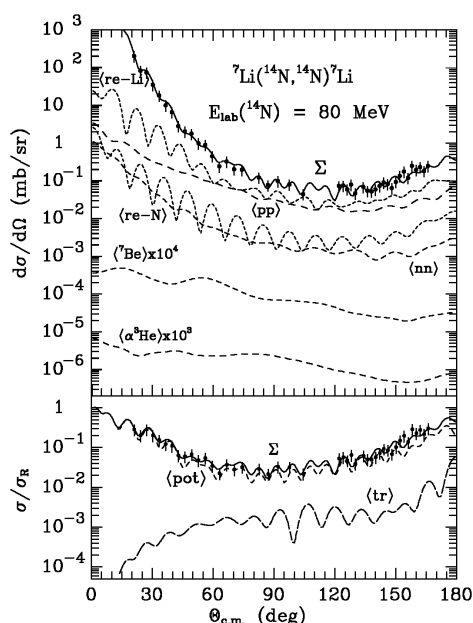


Fig. 1. Angular distributions for the elastic scattering of  $^{14}\text{N}$  ions by  $^7\text{Li}$  at the energy  $E_{\text{lab}}(^{14}\text{N}) = 80$  MeV. The curves show CRC calculations for different nuclear processes. The curves <tr> and  $\Sigma$  show CRC calculations for the sums of all transfers and all processes, respectively.

The data were analyzed within the optical model (OM) and coupled-reaction-channels method (CRC). The elastic and inelastic scattering, the reorientations of  $^7\text{Li}$  and  $^{14}\text{N}$  as well as simplest one- and two-step transfers were included in the channels-coupling scheme.

The  $^7\text{Li} + ^{14}\text{N}$ -optical-potential and deformation parameters of  $^7\text{Li}$  and  $^{14}\text{N}$  were deduced with the CRC-analysis of the data. It was considered that low-energy excitations of  $^7\text{Li}$  and  $^{14}\text{N}$  have collective nature (rotation or vibration excitations).

It was found that the potential scattering dominates in all angular range. In large angle scattering, the contribution of the  $^7\text{Li}$  reorientation is also

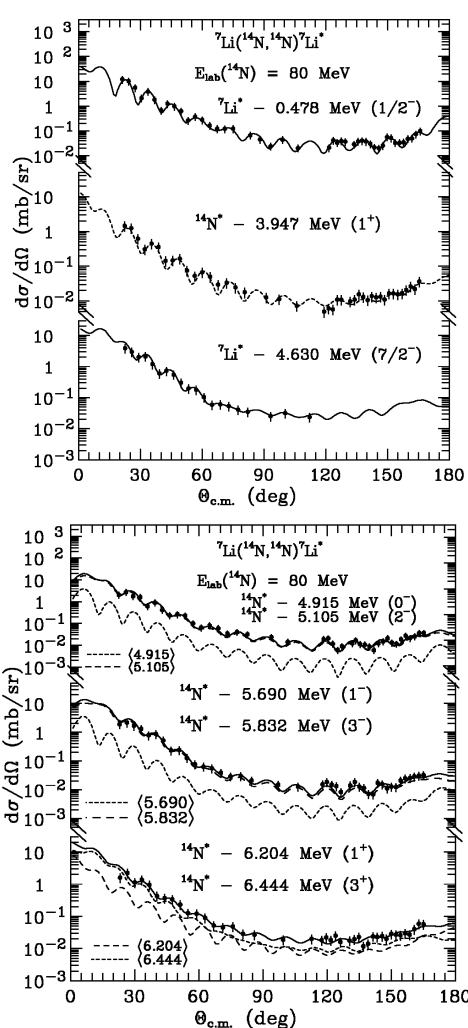


Fig. 2. Angular distributions of the  $^7\text{Li} + ^{14}\text{N}$  inelastic scattering at  $E_{\text{lab}}(^{14}\text{N}) = 80$  MeV. The curves show the CRC calculations for the transitions to the collective excited states of  $^7\text{Li}$  and  $^{14}\text{N}$ .

The CRC calculations for the transitions to the collective excitations of  $^7\text{Li}$  and  $^{14}\text{N}$  describe the  $^7\text{Li} + ^{14}\text{N}$  inelastic scattering data satisfactorily.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВЫСОКОСПИНОВОГО ИЗОМЕРНОГО СОСТОЯНИЯ В ЯДРАХ $^{120}\text{Sb}$ В (d, n)-РЕАКЦИИ

И. Н. Вишневский, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Исследование изомерных отношений является одним из методов получения информации как о структуре возбужденных уровней ядер, так и о механизмах протекания ядерных реакций. Выбор (d, n)-реакции позволяет оценить вклад прямого механизма путем сравнения экспериментальных и теоретических значений изомерных отношений сечений. При этом для низкоэнергетических дейтронов эту оценку можно провести более однозначно. Ранее нами изучалось заселение высокоспинового изомерного состояния  $8^-$  в ядрах  $^{120}\text{Sb}$  в реакциях с протонами и гамма-квантами [1, 2] и поэтому вызывает определенный интерес продолжение изучения заселения этого состояния в реакциях с дейтронами.

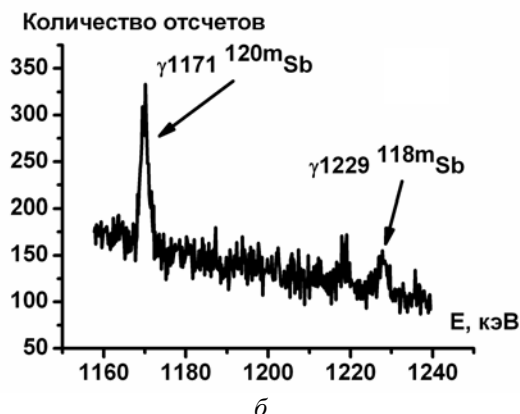
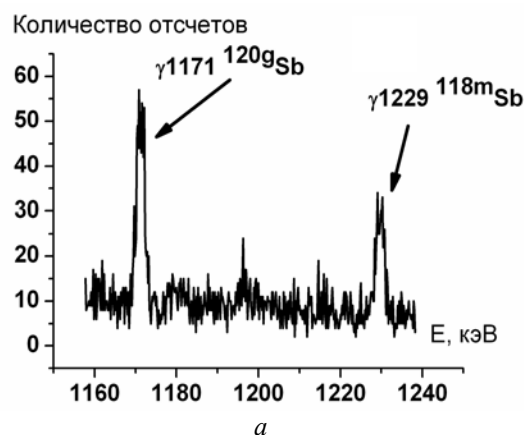
Мишень из естественного олова толщиной 20 - 30 мкм облучалась на ускорителе ЭГП-10К при энергии дейтронов 4,0 МэВ. Облученные мишени измерялись на Ge-спектрометре с эффективностью регистрации 30 % по сравнению с NaI(Tl)-детектором размерами  $3' \times 3''$  и энергетическим разрешением 2 кэВ на  $\gamma$ -линиях  $^{60}\text{Co}$ .

С целью улучшения точности измерений и используя большую разницу во времени в периодах полураспада между изомерным ( $T_{1/2} = 5,8$  сут.) и основным ( $T_{1/2} = 16$  мин) состояниями  $^{120}\text{Sb}$  для идентификации распада обоих этих состояний мы использовали одну и ту же  $\gamma$ -линию с энергией 1171 кэВ.

На рисунке приведены фрагменты  $\gamma$ -спектра. Как видно, нами уверенно наблюдаются активности  $^{120\text{m,g}}\text{Sb}$ . Используя полученные данные и табличные константы, мы определили значение изомерного отношения сечений для  $^{119}\text{Sn}(d, n)^{120\text{m,g}}\text{Sb}$ :  $\sigma_m/\sigma_g = (6,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$ .

Теоретический расчет изомерных отношений сечений проводился с помощью программного пакета TALYS-1.0.[3]. В нем заложены статистический и предравновесный механизмы протекания ядерных реакций. В процессе моделирования

высокоспиновое изомерное состояние не заселялось. Из этого следует вывод о доминировании прямого механизма для реакции  $^{119}\text{Sn}(d, n)^{120\text{m,g}}\text{Sb}$  при энергии дейтронов 4 МэВ.



Фрагменты  $\gamma$ -спектра облученной мишени олова, измеренные сразу после облучения (а) и через сутки (б).

1. В.А. Желтоножский и А.М. Саврасов, Изв. РАН. Сер. Физ. **74**, 861 (2010).
2. В.А. Желтоножский и А.М. Саврасов, Изв. РАН. Сер. Физ. **75**, 1349 (2010).
3. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn, in *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology* **769**, 1154 (2005).

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОДЕЛЕНИЯ  $^{237}\text{Np}$  И  $^{241}\text{Am}$ 

И. Н. Вишневский, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Измерение средних угловых моментов осколков деления представляет большой научный интерес, так как до сих пор отсутствует ясное понимание одновременного существования двух каналов деления: асимметричного и симметричного.

Целью данной работы было исследование изомерных отношений для осколков деления, из которых извлекаются величины средних угловых моментов на нечетных по  $Z$  ядрах:  $^{237}\text{Np}$  и  $^{241}\text{Am}$ .

Измерения проводились по активационной методике. Для измерений использовались мишени из нептуния и америция, обогащенного  $^{241}\text{Am}$ . Облучение мишени с  $^{237}\text{Np}$  проводилось  $\gamma$ -квантами тормозного спектра электронов микротрона М-30 с энергией 17 и 9,8 МэВ, а мишени

с  $^{241}\text{Am}$  – тормозными  $\gamma$ -квантами от электронов с энергией 17 МэВ. Облучение проводилось в течение 5 - 10 мин и через 15 - 20 с начинались измерения на Ge-спектрометрах. Через каждые 60 с спектры записывались в течение всего времени измерения (как правило время измерения составляло 5 - 6 ч).

Экспериментальные значения изомерных отношений выходов вычислялись с учетом вклада от  $\beta$ -распада изобарных ядер в выходы исследуемых изомерных пар, детальное описание таких расчетов можно найти в [1].

Полученные данные о средних угловых моментах осколков деления  $^{237}\text{Np}$  и  $^{241}\text{Am}$  приведены в таблице.

Средние угловые моменты осколков деления

Изомерная пара	$\Delta I$	$\bar{J}$			
		$^{235}\text{U}$ [2]	$^{237}\text{Np}$		$^{241}\text{Am}$
		9,6 МэВ	9,8 МэВ	17 МэВ	17 МэВ
$^{90m,g}\text{Rb}$	3	1,6(3)	1,5(3)	2,5(3)	2,0(3)
$^{130m,g}\text{Sb}$	3	3,3(3)	3,3(4)	4,3(3)	4,4(2)
$^{133m,g}\text{Te}$	4	6,5(5)	6,0(8)	6,2(12)	5,1(12)
$^{134m,g}\text{I}$	4	6,9(1)	8,8(2)	8,7(2)	8,2(2)
$^{135m,g}\text{Xe}$	4	2,4(1)	2,9(1)	4,2(1)	4,5(1)

Полученные данные о средних угловых моментах фрагментов фотоделения нечетных по  $Z$  ядер показывают инверсию по сравнению с нечетными по  $N$  ядрами  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  [2]. Мы наблюдаем уменьшение  $\bar{J}$  для  $^{90}\text{Rb}$  и  $^{135}\text{Xe}$  при уменьшении энергии. Уменьшение энергии на 6 МэВ на фоне 200 МэВ, которая выделяется в процессе деления, вряд ли влияет на изменение  $\bar{J}$ . Более вероятным фактором является то, что при энергии 16 МэВ доминирующим является фотоделение с вылетом быстрого нейтрона ( $\gamma, n$ ), т. е. при фотоделении с граничной энергией 16 МэВ происходит фотоделение на нечетно-нечетных ядрах  $^{236}\text{Np}$  и  $^{240}\text{Am}$ . Это указывает на большую роль нечетно-нечетных и четно-нечетных эффектов. Для более детальных выводов необходимо получение информации о фотоделе-

нии  $^{241}\text{Am}$  ниже порога реакции ( $\gamma, n$ ) и уточнение величины  $\bar{J}$  для ядер вблизи  $^{132}_{50}\text{Sn}^{82}$ .

Увеличение величины  $\bar{J}$  с ростом  $A$  для нечетных по  $Z$  ядер в отличие от четных ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  не наблюдается. Более того, проявляется уменьшение  $\bar{J}$  для  $^{241}\text{Am}$  по сравнению с  $^{237}\text{Np}$  при  $E_{\text{гр}} = 16$  МэВ. Правда, это различие находится в пределах погрешности измерений и расчетов.

Результаты этой работы будут опубликованы в [3].

1. И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский, О.И. Давидовская и др., Изв. РАН. Сер. физ. **73**, 782 (2009).
2. И.Н. Вишневский, О.И. Давидовская, В.А. Желтоножский и А.Н. Саврасов, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 538 (2010).
3. И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский и А.Н. Саврасов, Изв. РАН. Сер. физ. (в печати).

# СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОНОВ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ТИТАНОВОЙ МИШЕНИ $\beta$ -ЧАСТИЦАМИ ТРИТИЯ И $\alpha$ -ЧАСТИЦАМИ $^{238}\text{Pu}$

А. И. Феоктистов, В. Т. Купряшкин, Л. П. Сидоренко,  
Н. Ф. Коломиец, А.В. Коваленко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Исследован низкоэнергетический спектр электронов, возникающий при бомбардировке мишени титана  $\beta$ - частицами из распада трития. Изменялась скорость счета временных ( $\beta e$ )-совпадений от величины тормозящего напряжения, подаваемого на мишень. Чтобы сравнить сходство или отличие влияния различных заряженных частиц на процесс ионизации, в тех же экспериментальных условиях и с той же мишенью, аналогичные измерения проведены с  $\alpha$ -частицами из распада  $^{238}\text{Pu}$ .

Измерения совпадений проводились в двух геометриях: «на пропускание» (рисунок, а) и «на отражение» (рисунок, б). В первом случае источник трития S размещался вблизи мишени Т, а мишенью служила самоподдерживающаяся пленка титана толщиной 0,4 мкм. После прохождения мишени  $\beta$ -частицы регистрировались детектором МСР<sub>1</sub>. Вылетевшие при прохождении  $\beta$ -частиц через мишень электроны попадали на детектор МСР<sub>2</sub>, который был закреплен в вакуумной камере неподвижно, а все остальные элементы конструкции (МСР<sub>1</sub>, S, К, Т) закреплялись на подвижной оси О и могли поворачиваться. Мишень, коллиматор и источник находились при одном и том же потенциале U, который изменялся в процессе измерений.

В эксперименте «на отражение» непосредственно за мишенью располагался детектор  $\beta$ -частиц МСР<sub>1</sub>, в то время как источник S перемещался на место, где раньше находился детектор МСР<sub>1</sub>. В обеих геометриях исследовалась одна и та же поверхность мишени. Источник представлял собой пятно трития диаметром 22 мм, внедренного в титановую подложку диаметром 35 мм. Средняя энергия его непрерывного спектра  $\beta$ -частиц составляет  $5,69 \pm 0,02$  кэВ при граничной энергии 18 кэВ, а активность

источника  $5 \cdot 10^7$  Бк. Интегральный спектр электронов ионизации определялся как разность спектров «на пропускание» и «на отражение».

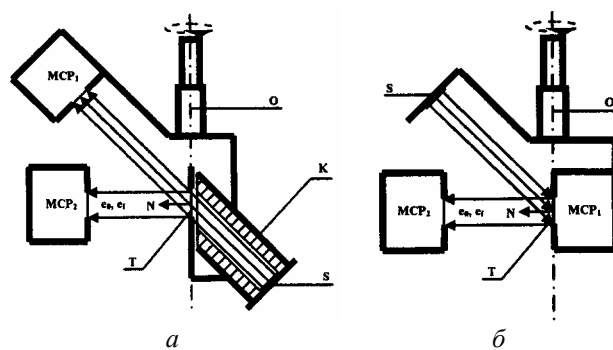


Схема эксперимента: а - «на пропускание»; б - «на отражение». S - источник; Т - мишень; МСР<sub>1</sub> и МСР<sub>2</sub> - детекторы; К - коллиматор; О - ось вращения.

При измерениях с  $\alpha$ -частицами источник трития заменялся просто источником  $^{238}\text{Pu}$  из набора ОСАИ. В работе измерены временные спектры ( $\alpha e$ )-совпадений в интервале задерживающего потенциала от 0 до 400 В, всего измерено 13 точек с экспозицией 1 ч.

Проведенное сравнение спектров электронов при пролете  $\beta$ - и  $\alpha$ -частиц через мишень Ti, показало, что ионизацию атомов при бомбардировке мишени заряженными частицами можно представить как эффект встряски в обоих случаях. Ранее такое утверждение было сделано нами для  $\alpha$ -частиц при исследованиях ионизации для других мишеней [1 - 3].

1. Л.П. Сидоренко, В.Т. Купряшкин, О.И. Феоктистов та Є.П. Ровенських, УФЖ **55**, 757 (2010).
2. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов и Е.П. Ровенских, ЖЭТФ **139**, 679 (2011).
3. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов и Е.П. Ровенских, УФЖ **57**, № 1, 5 (2012).

# НИЗЬКОЕНЕРГЕТИЧНІ ЕЛЕКТРОНИ ІОНІЗАЦІЇ, ЩО ВИНИКАЮТЬ ПРИ БОМБАРДУВАННІ ЗОЛОТА $\alpha$ -ЧАСТИНКАМИ $^{238}\text{Pu}$

В. Т. Купряшкін, Л. П. Сидоренко, О. І. Феоктістов, Є. П. Ровенських

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Методом часових ( $\alpha e$ )-збігів досліджено низькоенергетичний спектр електронів, що виникає внаслідок бомбардування атомів мішені Au  $\alpha$ -частинками  $^{238}\text{Pu}$ . Вимірювання енергетичного спектру електронів проводились у двох геометріях (рис. 1) - на пропускання та відбиття, при цьому в обох випадках  $\alpha$ -частинки вилітають з однієї і тієї ж самої поверхні мішені.

У роботі було виміряно часові спектри ( $\alpha e$ )-збігів в геометрії на пропускання і на відбиття в інтервалі від 0 до 400 В при різних значеннях затримуючого потенціалу  $U$  наступним чином: від 0 до 50 В, через кожні 5 В, від 50 до 100 В, через кожні 10 В, від 100 до 200 В, через кожні 20 В, а також від 200 до 400 В, через кожні 50 В; всього 25 точок. Час вимірювання кожної точки становив 2 год.

Представлено залежності швидкості лічби з експериментів на пропускання  $N_a(E)$  і на відбиття  $N_b(E)$ . Попередньо із цих залежностей був виключений розподіл електронів близьконульової енергії, що має місце в спектрі при енергіях  $E < 24$  еВ. Різниця швидкості лічби збігів в експериментах на пропускання і відбиття визначають залежність швидкості лічби ( $\alpha e$ )-збігів  $N_c(E)$  тільки для швидких електронів  $e_f^i$ , що виникають при іонізації атомів, які вилітають у вакуум. З них можна отримати інтегральний спектр  $N_f(E)$  в інтервалі від 0 до  $E$  для електронів іонізації, що струшуються в неперервний спектр. Це дає змогу провести порівняння отриманого експериментального розподілу електронів з теоретичним, який слідує з розгляду процесу іонізації як ефекту струсу.

Хоча для золота число оболонок і підоболонки велике, але для К-, L- і М-оболонки, внаслідок великої енергії зв'язку, їхній вклад у загальну інтенсивність ліній не перевищує декількох відсотків, тому їхній вплив на розподіл електронів по енергії в області, що розглядається, ще менше і ними можна знехтувати. Аналіз вкладу інших підоболонки показав, що електрони N- і O-підоболонки також відіграють невелику роль у розподілі електронів струсу по енергії і суттєвий вклад спостерігається тільки для  $O_{4,5}$ -підоболонки. Тому далі розподіл електронів по енергії представлявся таким, що складається з двох доданків:  $O_{4,5}$ -підоболонки та рівнодіючої усіх інших оболонок. Підгонка проводилась за методом найменших квадратів  $\chi^2_{\min}$  по всіх 25 точках вимірю

вань. На рис. 2 кожний із розподілів представлено порівняно з експериментальними значеннями  $N_f(E)$ , зображеними на рисунку точками.

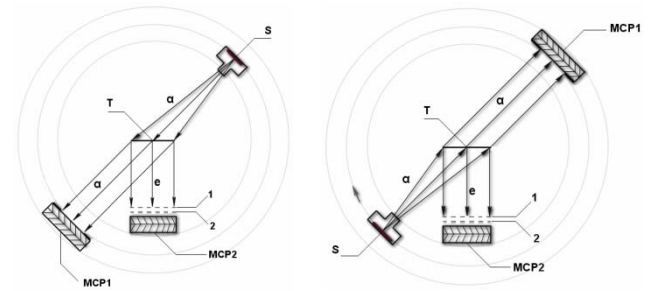


Рис.1. Схема експерименту на пропускання та на відбиття.

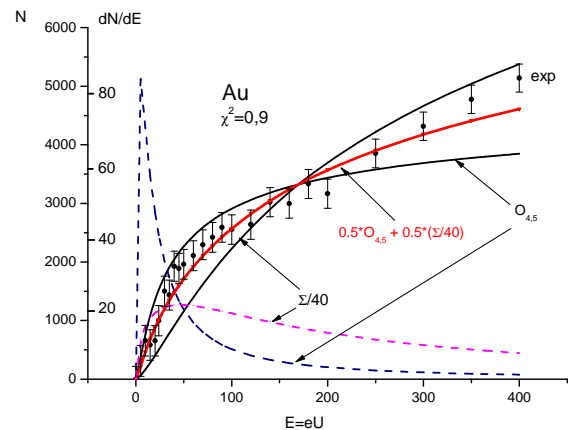


Рис. 2. Порівняння експериментальних значень  $N_f(E)$  із розподілом, розрахованим для електронів, що струшуються з  $O_{4,5}$  і рівнодіючої  $\Sigma/40$  підоболонки. Наведено також розрахункові диференційні розподіли цих електронів по енергії.

Раніше успішний опис експериментального розподілу електронів іонізації по енергії, які виникають внаслідок ефекту струсу, було отримано нами для мішеней із алюмінію та міді [1, 2]. Тепер цей опис підтверджується отриманим нами розподілом електронів і для мішені із золота, що має значно більше електронів на підоболонках атома, ніж у алюмінію та міді. Спостерігається гарне узгодження між експериментальним розподілом електронів в низькоенергетичній області з теоретичним, що базується на представленні процесу іонізації як ефекту струсу.

1. Л.П. Сидоренко, В.Т. Купряшкін, О.І. Феоктістов та Є.П. Ровенських, УФЖ **55**, 757 (2010).
2. В.Т. Купряшкін, Л.П. Сидоренко, О.І. Феоктістов та Є.П. Ровенських, ЖЭТФ **139**, 679 (2011).



# ПЕРЕНОРМУВАННЯ СПІНОВИХ ГІРОМАГНІТНИХ ВІДНОШЕНЬ В M1-КОНВЕРСІЙНИХ ПЕРЕХОДАХ

В. І. Кирищук, А. П. Лашко, Т. М. Лашко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Як неодноразово зазначалось [1], вивчення внутрішньоядерної конверсії (ефекту проникнення) дає унікальну можливість експериментально визначити перенормування  $g$ -факторів при матричних елементах з оператором  $\hat{S}$  ( $g_s$ -факторів) у гамільтоніані залишкової взаємодії. Найважливішою частиною гамільтоніана залишкової взаємодії є спин-мультипольна взаємодія, що містить тензорні добутки оператора спіну  $\hat{S}$  на сферичні вектори  $T_{LM}^V$ . При кожному  $L$  оператор спин-мультипольної взаємодії включає три компоненти з індексами  $V=0$ ,  $V=-1$  і  $V=+1$  в  $T_{LM}^V$ :

$$ST_{LM}^{-1}; ST_{LM}^0; ST_{LM}^{+1}, \quad (1)$$

з відповідними константами  $\chi_L^V$ .

Матричний елемент оператора  $ST_{LM}^{-1}$  входить до виразу для магнітних мультипольних моментів і в імовірність магнітного мультипольного випромінювання, матричний елемент оператора  $ST_{LM}^0$  входить в матричний елемент проникнення для аномальної конверсії електричної мультипольності, а матричний елемент оператора  $ST_{LM}^{+1}$  входить у матричний елемент проникнення для аномальної магнітної конверсії. Знайшовши відповідні перенормування  $g_s/g_s^{\text{free}}$  з вивчення  $\gamma$ -випромінювання та аномальної конверсії, ми одержимо експериментальні значення всіх матричних елементів, що входять в оператор гамільтоніана залишкової взаємодії. І якщо перенормування для простого магнітного оператора  $ST_{LM}^{-1}$ , який в дипольному випадку ( $L=1$ ) є просто оператор  $\hat{S}_Z$ , добре відоме з вивчення магнітних моментів і магнітних  $\gamma$ -переходів (воно дорівнює в середньому приблизно 0,6), то для знаходження перенормування двох інших операторів у виразах (1) вивчення аномальної конверсії є єдиним на сьогоднішній день шляхом, що дає конкретний кількісний результат.

На магнітному  $\beta$ -спектрометрі типу  $\pi\sqrt{2}$  із залізним ярмом і радіусом рівноважної орбіти 50 см було проведено вимірювання спектрів електронів внутрішньої конверсії ряду пригнічених ротаційних  $\gamma$ -переходів в  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{165}\text{Er}$ ,  $^{177}\text{Hf}$  і  $^{191}\text{Ir}$ ,

для яких можливі аномалії в коефіцієнтах внутрішньої конверсії (КВК), обумовлені ефектом проникнення. З високою точністю визначено абсолютні та відносні КВК на К- та L-підоболонках атомів, параметри змішування  $\delta(E2/M1)$  і параметри проникнення  $\lambda$  для M1-компоненти цих переходів.

Величина  $\lambda$  визначена як відношення матричних елементів проникнення та випромінювання. Тобто якщо поміряно парціальний період напіврозпаду для радіаційного переходу, а з КВК одержано експериментальне значення  $\lambda^{\text{exp}}$ , то можна знайти експериментальне значення ядерного матричного елемента проникнення. Порівнявши його з теоретичним значенням, можна знайти величину перенормування  $g$ -фактора.

У таблиці представлено експериментальні значення перенормування спінового гіромагнітного відношення в ротаційних M1-переходах у  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{177}\text{Hf}$  і  $^{191}\text{Ir}$ , які було одержано при порівнянні експериментальних матричних елементів проникнення, уперше отриманих нами, з теоретичними, обчисленими на базі хвильових функцій потенціалу Нільсона.

**Експериментальні значення перенормування  
спінових гіромагнітних відношень  $g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(p)$   
і  $g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(n)$  у M1-конверсійних переходах  
у  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{177}\text{Hf}$  та  $^{191}\text{Ir}$**

Ядро	$E_\gamma$ , кеВ	$g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(p)$	$g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(n)$
$^{163}_{68}\text{Er}$	84,0		$0,70 \pm 0,18$
$^{177}_{72}\text{Hf}$	113,0		$0,57 \pm 0,08$
$^{191}_{77}\text{Ir}$	129,4	$0,574 \pm 0,023$	

Середнє значення перенормування  $g_s$ -фактора для нейтронних переходів у  $^{163}\text{Er}$  і  $^{177}\text{Hf}$ , обчислене за даними таблиці, становить  $g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(n) = 0,59 \pm 0,07$ . Величина перенормування  $g_s$ -фактора, одержана з даних по аномальній M1-конверсії, близька за значенням до перенормування  $g_s$ -фактора для M1-переходів, яке одержано з вивчення магнітних моментів ядер. Якою мірою цей збіг не є випадковим, сказати зараз важко, але важливо продовжити вивчення цієї проблеми.

1. М.А. Листенгартен *и др.*, Изв. АН СССР. Сер. физ. **40**, 712 (1976).

ГАММА-ЛУЧИ ИЗ РАСПАДА  $^{177m}\text{Lu}$ 

А. П. Лашко, Т. Н. Лашко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Изотоп  $^{177m}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 160$  сут) является весьма перспективным ядром, чтобы использовать его в качестве калибровочного источника для нужд ядерной спектроскопии. Удобный период полураспада, простота наработки изотопа в (n,  $\gamma$ )-реакции и более 40 достаточно интенсивных  $\gamma$ -линий в области (105 ÷ 465) кэВ делают его привлекательным для этих целей.

Энергии 38  $\gamma$ -переходов измерены с высокой (в несколько электрон-вольт) точностью на полупроводниковом спектрометре благодаря оригинальной методике градуировки спектра, разработанной группой [1]. В нашей предыдущей работе [2] на магнитном  $\beta$ -спектрометре типа  $\pi\sqrt{2}$  были измерены разности энергий нескольких переходов в  $^{177}\text{Lu}$   $^{177}\text{Hf}$ . Совместный анализ результатов показал отсутствие систематических ошибок в определении энергии переходов и эти данные были рекомендованы для использования в качестве энергетических стандартов.

Интенсивности сильных  $\gamma$ -лучей известны с точностью (2 ÷ 5) %, однако есть разногласия в оценках интенсивностей некоторых более слабых линий. Наши нынешние исследования должны были прояснить все спорные вопросы в этой области.

Относительные интенсивности  $\gamma$ -лучей, возбуждающиеся при распаде  $^{177m}\text{Lu}$ , были измерены на  $\gamma$ -спектрометре, включающем в себя два горизонтальных коаксиальных HPGe-детектора GMX-30190 и GEM-40195 с разрешением 1,89 и 1,73 кэВ на  $\gamma$ -линии 1,33 МэВ  $^{60}\text{Co}$  и эффективностью регистрации 33 и 43 % соответственно, а также многоканальный буфер 919 SPECTRUM MASTER фирмы ORTEC.

Источники  $^{177m}\text{Lu}$  получены в реакции (n,  $\gamma$ ) на исследовательском реакторе ВВР-М ИЯИ НАН Украины при облучении нейтронами мишеней из обогащенного  $^{176}\text{Lu}$ . Измерения проводились с выдержкой в два месяца после окончания облучения, чтобы полностью распался  $^{177}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 6,6$  сут), сечение активации которого значительно выше.

Была выполнена тщательная градуировка детекторов по эффективности регистрации при помощи образцовых спектрометрических  $\gamma$ -источников  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{228}\text{Th}$  и  $^{241}\text{Am}$  в

диапазоне энергий от 26 до 1620 кэВ. Форма кривой эффективности хорошо описывается функцией Кэмпбелла, ошибка градуировки для обоих детекторов не превышает 2 % во всем диапазоне энергий.

Результаты измерений приведены в таблице. Энергии  $\gamma$ -переходов взяты из [1].

Относительные интенсивности  $\gamma$ -лучей, возбуждающиеся при распаде  $^{177m}\text{Lu}$

$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$ , отн. ед.	$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$ , отн. ед.
105,3589	100	249,6742	49,0(9)
112,9498	173,0(25)	268,7847	27,4(7)
115,8682	5,12(14)	281,7868	112,6(23)
121,6211	48,2(8)	283,609	3,23(26)
128,5027	126,1(18)	291,5429	8,14(30)
136,7245	11,47(23)	292,5266	6,75(10)
145,7693	7,65(13)	296,4584	39,8(8)
147,1637	28,1(4)	299,0534	13,11(29)
153,2842	136,2(20)	305,5033	14,11(29)
159,7341	4,21(9)	313,7250	9,9(3)
171,8574	38,1(6)	319,0210	83,1(23)
174,3988	100,8(14)	321,3159	10,3(4)
177,0007	28,6(4)	327,6829	145,9(28)
181,9093	0,77(7)	341,6432	13,8(4)
195,5602	6,60(12)	367,4174	25,1(6)
204,1050	109,2(16)	378,5036	241(5)
208,3662	482(7)	385,0304	25,4(4)
214,4341	51,8(7)	413,6637	138,8(21)
218,1038	26,8(5)	418,5388	171,7(23)
228,4838	296(5)	426,4726	3,64(16)
233,8615	44,5(7)	465,8416	19,8(3)
242,07	0,458(24)		

Применение различных типов детекторов позволило улучшить точность определения относительных интенсивностей  $\gamma$ -лучей в области энергий выше 100 кэВ. Наши данные хорошо согласуются с результатами других авторов, но имеют более высокую точность. Это позволяет рекомендовать  $^{177m}\text{Lu}$  к использованию в качестве калибровочного источника также и для градуировки полупроводниковых детекторов по эффективности регистрации.

1. S. Matsui, H. Inoue, and Y. Yoshizawa, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A281**, 568 (1989).
2. А.П. Лашко та Т.М. Лашко, Ядерна фізика та енергетика, **10**, № 2, 152 (2009).

ЕНЕРГІЇ ГАММА-ПРОМЕНІВ, ЩО СУПРОВОДЖУЮТЬ РОЗПАД  $^{175}\text{Hf}$ 

А. П. Лашко, Т. М. Лашко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Електронний захват  $^{175}\text{Hf}$  ( $T_{1/2} = 70$  діб) досліджувався багатьма авторами. Проте і на сьогоднішній день енергії рівнів  $^{175}\text{Lu}$  у верхній частині схеми розпаду та переходів між ними відомі лише з точністю до сотень, а в кращому випадку – в кілька десятків електрон-вольт. Значно краще визначені енергії рівнів у нижній частині схеми, які збуджуються при  $\beta$ -розпаді  $^{175}\text{Yb}$  ( $T_{1/2} = 4,2$  доби). Виміри енергії кількох переходів на кристал-дифракційному спектрометрі [1] дали змогу зменшити похибку до  $(2 \div 4) \cdot 10^{-5}$ .

Раніше [2, 3] нами з високою точністю було визначено енергію лінії  $\gamma_{346}$  кеВ із розпаду  $^{181}\text{Hf}$ , а також різницю енергій переходів  $\gamma_{346}$   $^{181}\text{Hf}$  -  $\gamma_{343}$   $^{175}\text{Hf}$ , що дало змогу суттєво уточнити енергію останнього. Метою наших теперішніх досліджень було уточнення енергії переходів  $\gamma_{230}$  і  $\gamma_{433}$  кеВ та корекція на основі нових експериментальних даних енергії рівнів  $^{175}\text{Lu}$  та розряджачих їх  $\gamma$ -квантів.

Джерела випромінювання  $^{175}\text{Hf}$  були отримані в реакції  $(n, \gamma)$  на дослідницькому реакторі ІЯД НАН України. Використовували гафнієві мішені з природним вмістом ізотопів.

В якості джерел випромінювання реперних  $\gamma$ -квантів найбільш зручними для цих цілей виявилися  $^{152}\text{Eu}$  ( $T_{1/2} = 13,5$  років) і  $^{192}\text{Ir}$  ( $T_{1/2} = 73,8$  доби), які були напрацьовані в реакції  $(n, \gamma)$  при опроміненні тепловими нейтронами європію та іридію, збагачених ізотопами  $^{151}\text{Eu}$  та  $^{191}\text{Ir}$  відповідно. Було виготовлено кілька різних джерел випромінювання із суміші двох ізотопів ( $^{175}\text{Hf} + ^{152}\text{Eu}$  та  $^{175}\text{Hf} + ^{192}\text{Ir}$ ) з різними співвідношеннями активностей цих радіонуклідів.

Вимірювання проводили на  $\gamma$ -спектрометрі, який складався з двох горизонтальних коаксіальних детекторів із надчистого германію (GEM-40195 та GMX-30190 з роздільною здатністю 1,73 і 1,89 кеВ на лінії  $\gamma_{1332}$   $^{60}\text{Co}$  відповідно) та багатоканального буфера 919 SPECTRUM MASTER фірми ORTEC. Було поміряно різниці енергії між 4 парами  $\gamma$ -променів:  $\gamma_{245}$  -  $\gamma_{230}$ ,  $\gamma_{230}$  -  $\gamma_{205}$ ,  $\gamma_{433}$  -  $\gamma_{411}$  та  $\gamma_{468}$  -  $\gamma_{433}$ . Один  $\gamma$ -перехід із кожної пари збуджується при розпаді  $^{175}\text{Hf}$ , а другий, енергія якого відома з високою точністю, супроводжує розпад  $^{152}\text{Eu}$  або  $^{192}\text{Ir}$ .

Щоб звести до мінімуму можливі систематичні похибки, вимірювання проводили серіями на джерелах випромінювання з різними співвідно-

шеннями питомих активностей  $^{175}\text{Hf}$  та  $^{152}\text{Eu}$  і  $^{192}\text{Ir}$ , при різних коефіцієнтах підсилення та різних ширинах каналу амплітудно-цифрового перетворювача (8192 і 16384 рівня квантування вхідного сигналу). Усього було виконано 36 серій вимірів.

Отримані дані про енергії  $\gamma$ -променів та значення енергії трьох переходів з [1] були використані нами для розрахунку енергії збуджених станів  $^{175}\text{Lu}$ .

Після визначення енергії рівнів ядра було нескладно розрахувати й енергії  $\gamma$ -переходів між ними. Результати розрахунків представлено в таблиці.

Уточнені значення енергії рівнів  $^{175}\text{Lu}$  і  $\gamma$ -променів, що збуджуються в розпаді  $^{175}\text{Hf}$ 

Енергії, еВ	
рівнів	$\gamma$ -променів
$113800,8 \pm 2,8$	$113800,8 \pm 2,8$
$251459 \pm 4$	$137658 \pm 5$
	$251459 \pm 4$
$343410,2 \pm 1,9$	$229609,2 \pm 3,4$
	$343409,8 \pm 1,9$
$396322 \pm 5$	$144863 \pm 6$
	$282521 \pm 6$
	$396322 \pm 5$
$432772 \pm 5$	$89362 \pm 5$
	$318971 \pm 6$
	$432771 \pm 5$

Отримані значення енергії рівнів  $^{175}\text{Lu}$  та  $\gamma$ -променів, що супроводжують розпад  $^{175}\text{Hf}$ , добре узгоджуються з даними інших експериментальних робіт, але перевершують їх за точністю. Відзначимо також, що енергія найбільш інтенсивного переходу  $\gamma_{343}$  кеВ визначена нами з похибкою, кращою за  $10^{-5}$ . Така точність відповідає вимогам щодо ліній, які можуть бути використані як енергетичні стандарти для ядерної спектроскопії. Зважаючи на це, ми рекомендуємо використовувати її в якості енергетичної нормалі четвертого порядку.

1. J.D. Reiersen, G.C. Nelson, and E.N. Hatch, Nucl. Phys. **A153**, 109 (1970).
2. A.P. Lashko and T.M. Lashko, Ukr. J. Phys. **54**, 678 (2009).
3. А.П. Лашко та Т.М. Лашко, УФЖ, **54**, 337 (2009).

# ABOUT RESEARCH CORRELATION OF AN OUTGOING DIRECTION "SHAKE-OFF" ELECTRON WITH AN OUTGOING DIRECTION OF POSITRON AT $\beta^+$ -DECAY

N. F. Mitrokhovich

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

The investigations of space correlations in emitting an electron of "shake-off" and main (basic) particle (positron at  $\beta^+$ -decay or electron at  $\beta^-$ -decay) are complementing one another and in joint researches are specially relevant. In particular, for the understanding mechanism, accountable for observation of these correlations [1 - 3], as the charge and current components of interaction at  $\beta^-$ - and  $\beta^+$ -decay are various. On our data correlation of emitting "shake-off" electron along direction motion main particle is large. It increases with energy of an electron of "shake-off" qualitatively follows to relation  $\sim E^{1/2}$ , i.e. is proportional to momentum "shake-off" electron. It some points to interaction, responsible for correlation motion of "shake-off" electron and particle, as interaction of currents from moving this charge particles. If it so, the space correlations in emitting an electron of "shake-off" and main particle at  $\beta^-$ - or  $\beta^+$ -decay should be different, as the currents created by motion of an electron and a positron are inverse.

The experimental implementation observation of correlations at  $\beta^+$ -decay is added in the Fig. 1.

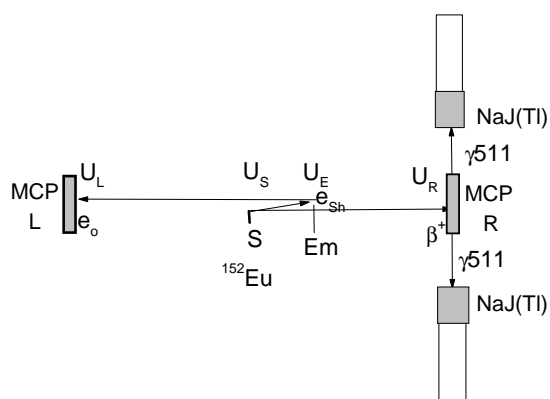


Fig. 1. The technique of definition correlating of motion of  $e_{sh}$ -electron "shake-off" with a positron at measurement  $\gamma\gamma_{511}\beta^+$ - and  $\gamma\gamma_{511}\beta^+e_o$ -coincidences from a source  $S$   $^{152}\text{Eu}$  at registration of electrons of "shake-off"  $e_{sh}$  on  $e_o$ -electrons of the secondary electron emission. MCP-detectors of electrons (left and right), NaJ(Tl) - scintillation detectors, Em - emitter of  $e_o$ -electrons.

In measurements it is necessary to receive relative (in relation to  $\gamma_{344}$ ) intensity of a  $\gamma$ -quantum 511 keV in spectra of treble and quarter coincidences. The  $\gamma$ -spectrum  $\gamma\gamma_{511}\beta^+$ -coincidences corresponds to an arbitrary direction of emitting of an electron of "shake-off"  $e_{sh}$  in relation to a positron. The quarter  $\gamma\gamma_{511}\beta^+e_o$ -coincidences correspond to emitting of an electron of "shake-off"  $e_{sh}$  along the direction of moving of a positron.

As the intensity  $\beta^+$ -component is low (estimates at 0.05 % from decay), in the Fig. 2 the only obtained at present times data from measurements with treble  $\gamma\gamma_{511}\beta^+$ -coincidences with reasonable statistics are added. The data set in quarter  $\gamma\gamma_{511}\beta^+e_o$ -coincidences is prolonged.

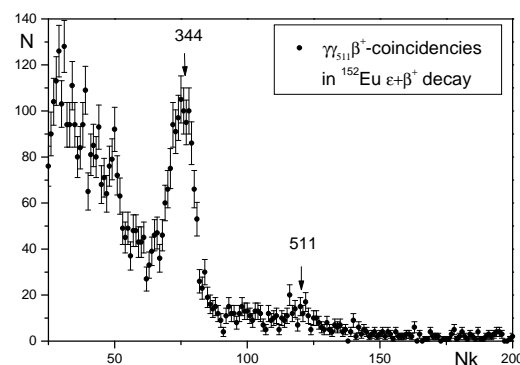


Fig. 2. The  $\gamma$ -spectrum in coincidence with photo-part of  $\gamma$ -quantum 511 keV from other  $\gamma$ -detector and with positron, registered by right MCP detector.

1. N.F. Mitrokhovich, *Annual Report – 2010, Institute for Nuclear Research* (Kyiv, 2011), p. 46.
2. N.F. Mitrokhovich, *Nuclear Physics and Atomic Energy* **2**, 136 (2010).
3. N.F. Mitrokhovich, in *Proc. of the 3-rd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* (NPAE-Kyiv2010) (Kyiv, 2011), Part 1, p. 312.

# EXITATION OF $0^+$ STATES IN $^{228}\text{Th}$ NUCLEUS IN THE (p, t) REACTION

A. I. Levon<sup>1</sup>, G. Graw<sup>2</sup>, R. Hertenberger<sup>2</sup>, P. G. Thirolf<sup>2</sup>, H.-F. Wirth<sup>2</sup>

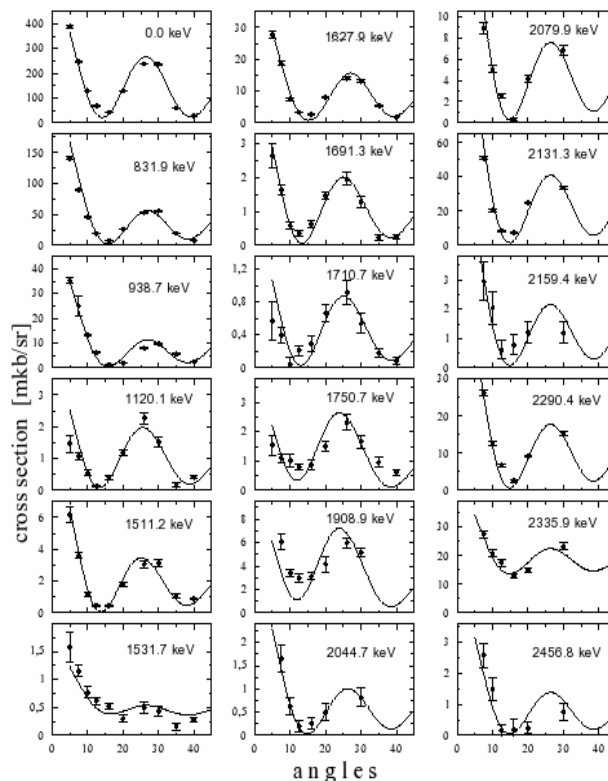
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, Garching, Germany

Already in arlier publication [1] a conclusion was made that the nature of the first excited  $0^+$  states in the actinide nuclei is different from that in the rare earth region where they are due to the quadrupole vibration. The strong excitations in the (p, t)-reaction suggest that these states represent a collective excitation different from the  $\beta$ -vibration. Because of octupole degrees of freedom in the actinide region one has to expect a complicated picture at higher excitations: residual interactions could mix the one-phonon and multiphonon vibrations of quadrupole and octupole character with each other and with quasiparticle excitations.

Detailed experimental information on the properties of such excitations is needed. The excitation spectra in the deformed nucleus  $^{228}\text{Th}$  were studied by means of the (p, t) reaction. A radioactive target of  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$   $^{230}\text{Th}$  with half life  $T_{1/2} = 8 \cdot 10^4$  yr evaporated on a  $22 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  thick carbon backing was bombarded with 25 MeV protons of an intensity of 1 - 2  $\mu\text{A}$  from the Munich Tandem accelerator. The isotopic purity of the target was about 99 %. The tritons were analyzed with the Q3D magnetic spectrograph and then detected in a focal plane detector. The focal plane detector is a multiwire proportional chamber with readout of a cathode foil structure for position determination and dE/E particle identification. The resulting triton spectra have a resolution of 4 - 7 keV (FWHM) and are background free.

The angular distributions of tritons are measured for about 110 excitations seen in the triton spectra up to 2.5 MeV. The spins of the excited states in the final nucleus  $^{228}\text{Th}$  were assigned via an analysis of the angular distributions of tritons from the (p, t) reaction. The angular distributions for  $0^+$  excitations have a steeply rising cross section at very small reaction angles and a sharp minimum at a detection angle of about  $14^\circ$ . This pronounced feature can help to identify these states in complicated and dense spectra even without fitting experimental angular distributions.



Angular distributions of assigned  $0^+$  states in  $^{228}\text{Th}$  and their fit with CHUCK3 one-step calculations

No complication of these angular distributions was expected, since the excitation of  $0^+$  states predominantly is a one-step process. Results of fitting the angular distributions for the states assigned as  $0^+$  excitations are shown in Figure. Firm  $0^+$  assignments are made for 16 excited states by comparison of experimental angular distributions with the calculated ones using the CHUCK3 code. Additional tentative assignments are possible for 2 states.

Calculations with interacting boson model and quasiparticle-phonon model in order to account for the number of states detected and to make detailed predictions on their properties are in progress.

1. V. Maher, J.R. Erskine, A.M. Friedman *et al.*, Phys. Rev. C5, 1380 (1972).

# FINAL RESULTS OF AN EXPERIMENT TO SEARCH FOR $2\beta$ PROCESSES IN ZINC AND TUNGSTEN WITH THE HELP OF RADIOPURE $\text{ZnWO}_4$ 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>, S. d'Angelo<sup>1,2</sup>,  
A. Incicchitti<sup>3,4</sup>, V. V. Kobychiev<sup>6</sup>, D. V. Poda<sup>5,6</sup>, V. I. Tretyak<sup>6</sup>

<sup>1</sup> INFN sezione di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

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

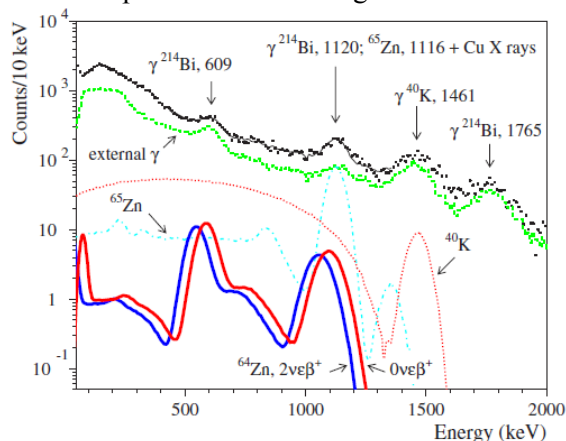
<sup>3</sup> INFN sezione di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

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

<sup>5</sup> INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

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

A search for double beta decay of zinc and tungsten isotopes has been performed with the help of radiopure  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillators at the Gran Sasso National Laboratories of the INFN. The total exposure of the low background measurements is  $0.529 \text{ kg} \cdot \text{yr}$ . The detector with the  $\text{ZnWO}_4$  crystals, experimental set-up, measurements, data analysis and preliminary results are described in [1, 2]. Radiopurity of the  $\text{ZnWO}_4$  scintillators has been studied in [3]. Components of the background and distributions of  $2\beta$  processes searched for were simulated with the help of GEANT4 package [4] and event generator DECAY0 [5]. Fits of the experimental data in different energy regions of the background spectra obtained by combining the measured spectra for various runs give the new limits on  $2\beta$  processes in Zn and W isotopes listed in the Table. For instance, the energy spectrum of background obtained by sum of data accumulated with the  $\text{ZnWO}_4$  samples with an exposure  $0.349 \text{ kg} \cdot \text{yr}$  in the low background set-up is shown in the Figure.



The measured energy spectrum of the  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillators (the total exposure is  $0.349 \text{ kg} \cdot \text{yr}$ ) in the low background DAMA/R&D set-up together with the GEANT4-simulated response functions for the  $e\beta^+$  process in  $^{64}\text{Zn}$  excluded at 90 % C.L. The most important components of the background are shown too. The energies of  $\gamma$  lines are in keV.

## The new half-life limits on $2\beta$ decay of Zn and W.

Nuclide	Decay channel	Experimental $\lim T_{1/2}$ at 90% C.L.
$^{64}\text{Zn}$	$2\nu 2\text{K}$	$\geq 1.1 \cdot 10^{19} \text{ yr}$
	$0\nu 2\epsilon$	$\geq 3.2 \cdot 10^{20} \text{ yr}$
	$2\nu e\beta^+$	$\geq 9.4 \cdot 10^{20} \text{ yr}$
	$0\nu e\beta^+$	$\geq 8.5 \cdot 10^{20} \text{ yr}$
$^{70}\text{Zn}$	$2\nu 2\beta^-$	$\geq 3.8 \cdot 10^{18} \text{ yr}$
	$0\nu 2\beta^-$	$\geq 3.2 \cdot 10^{19} \text{ yr}$
	$0\nu 2\beta^- \text{M1}$	$\geq 6.0 \cdot 10^{18} \text{ yr}$
	$0\nu 2\beta^- \text{M2}$	$\geq 4.7 \cdot 10^{18} \text{ yr}$
	$0\nu 2\beta^- \text{bM}$	$\geq 5.4 \cdot 10^{18} \text{ yr}$
$^{180}\text{W}$	$2\nu 2\text{K}$	$\geq 1.0 \cdot 10^{18} \text{ yr}$
	$0\nu 2\epsilon$	$\geq 1.3 \cdot 10^{18} \text{ yr}$
$^{186}\text{W}$	$2\nu 2\beta^-$	$\geq 2.3 \cdot 10^{19} \text{ yr}$
	$2\nu 2\beta^- (2_1^+)$	$\geq 1.8 \cdot 10^{20} \text{ yr}$
	$0\nu 2\beta^- \text{M2}$	$\geq 1.1 \cdot 10^{19} \text{ yr}$
	$0\nu 2\beta^- \text{bM}$	$\geq 1.1 \cdot 10^{19} \text{ yr}$

All the half-life limits obtained in the present work are near one–two orders of magnitude higher than those established in previous experiments.

This study was supported in part by the Project “Double beta decay and neutrino properties” for young scientists of NASU.

The results of this work are published in [6].

1. P. Belli *et al.*, Phys. Lett. B **658**, 193 (2008).
2. P. Belli *et al.*, Nucl. Phys. A **826**, 256 (2009).
3. P. Belli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **626&627**, 31 (2011).
4. S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250 (2003); J. Allison *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
5. O.A. Ponkratenko, V.I. Tretyak and Yu.G. Zdesenko, Phys. At. Nucl. **63**, 1282 (2000); V.I. Tretyak, to be published.
6. P. Belli *et al.*, J. Phys. G **38**, 115107 (2011).

FIRST SEARCH FOR DOUBLE  $\beta$  DECAY OF DYSPROSIUM

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>, S. d'Angelo<sup>1,2</sup>,  
M. L. Di Vacri<sup>5</sup>, A. Incicchitti<sup>3,4</sup>, M. Laubenstein<sup>5</sup>, S. S. Nagorny<sup>6</sup>, S. Nisi<sup>5</sup>, A. V. Tolmachev<sup>7</sup>,  
V. I. Tretyak<sup>6</sup>, R. P. Yavetskiy<sup>7</sup>

<sup>1</sup> INFN sez. di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

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

<sup>3</sup> INFN, sez. di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

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

<sup>5</sup> INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

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

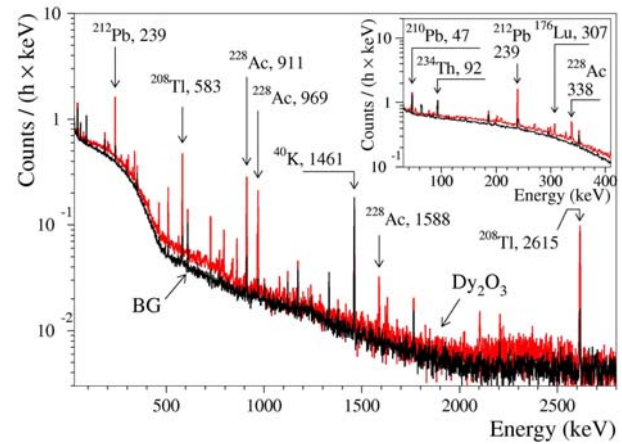
<sup>7</sup> Institute for Single Crystals, Kharkiv

There are two potentially  $2\beta$  active dysprosium isotopes:  $^{156}\text{Dy}$  (energy of decay  $Q_{2\beta} = 2012(6)$  keV, isotopic abundance  $\delta = 0.056(3)\%$ ) and  $^{158}\text{Dy}$  ( $Q_{2\beta} = 284.6(2.5)$  keV,  $\delta = 0.095(3)\%$ ). Despite low isotopic abundance the nuclides are very interesting because of the possibility of a resonant enhancement of the neutrinoless double electron capture due to energy degeneracy. The resonant double electron capture was discussed in Refs. [1 - 5], where an enhancement of the decay rate by some orders of magnitude was predicted for the case of coincidence between the released energy and the energy of an excited state. According to [4], high  $Z$  atoms are strongly favored to search for resonant  $2\varepsilon$  decay. Dysprosium has one of the highest  $Z$  among nuclides for which resonant processes could occur.

A search for  $2\beta$  decay of dysprosium was realized for the first time with the help of an ultra-low background HPGe  $\gamma$  detector of 244 cm<sup>3</sup> volume using a 322 g sample of high purity dysprosium oxide ( $\text{Dy}_2\text{O}_3$ ). The energy spectra accumulated with the dysprosium sample over 2512 h and without sample over 6110 h are presented in the Figure. We have found that the  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  sample contains on the level of several mBq/kg  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{235}\text{U}$  and  $^{226}\text{Ra}$ ; the activities of  $^{228}\text{Ra}$  and  $^{228}\text{Th}$  are  $\approx 0.18$  and  $\approx 0.16$  Bq/kg, respectively. Limits on  $2\beta$  processes in  $^{156}\text{Dy}$  and  $^{158}\text{Dy}$  have been established at the level of  $T_{1/2} \sim 10^{14} - 10^{16}$  yr by analysis of the accumulated data.

Resonant  $0\nu 2\varepsilon$  processes in  $^{156}\text{Dy}$  have been restricted as:  $T_{1/2}(0\nu 2K \rightarrow 2^+ 1914.8 \text{ keV}) > 1.1 \cdot 10^{16} \text{ yr}$ ,  $T_{1/2}(0\nu KL_1 \rightarrow 1^- 1946.4 \text{ keV}) > 9.6 \cdot 10^{15} \text{ yr}$ ,  $T_{1/2}(0\nu KL_1 \rightarrow 0^- 1952.4 \text{ keV}) > 2.6 \cdot 10^{16} \text{ yr}$ ,  $T_{1/2}(0\nu 2L_1 \rightarrow 0^+ 1988.5 \text{ keV}) > 1.9 \cdot 10^{16} \text{ yr}$ ,  $T_{1/2}(0\nu 2L_3 \rightarrow 2^+ 2003.8 \text{ keV}) > 3.0 \cdot 10^{14} \text{ yr}$ .

As a by-product of the experiment, a search for alpha decay of dysprosium isotopes ( $^{156}\text{Dy}$ ,  $^{158}\text{Dy}$ ,  $^{160}\text{Dy}$ ,  $^{161}\text{Dy}$  and  $^{162}\text{Dy}$ ) to the excited levels of daughter nuclei was realized on the level of sensitivity  $\text{lim} T_{1/2} \sim 10^{15-17} \text{ yr}$ .



Energy spectra accumulated with dysprosium sample over 2512 h ( $\text{Dy}_2\text{O}_3$ ) and without sample over 6110 h (BG) by ultra-low background HPGe  $\gamma$  spectrometer. The low energy part of the spectra is shown in Inset. Energy of  $\gamma$  lines are in keV.

The results of the experiment are published in [6].

1. R. G. Winter, Phys. Rev. **100**, 142 (1955).
2. M. B. Voloshin, G. V. Mitselmakher, and R. A. Eramzhyan, JETP Lett. **35**, 656 (1982).
3. J. Bernabeu, A. De Rujula, and C. Jarlskog, Nucl. Phys. **B223**, 15 (1983).
4. Z. Sujkowski and S. Wycech, Phys. Rev. C **70**, 052501 (2004).
5. M. I. Krivoruchenko *et al.*, Nucl. Phys. **A859**, 140 (2011).
6. P. Belli *et al.*, Nucl. Phys. **A859**, 126 (2011).



# FIRST SEARCH FOR DOUBLE $\beta$ DECAY PROCESSES IN $^{190}\text{Pt}$ AND $^{198}\text{Pt}$ BY ULTRA-LOW BACKGROUND HP Ge $\gamma$ SPECTROMETRY

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>3,4</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> INFN sez. di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

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

<sup>3</sup> INFN, sez. di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

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

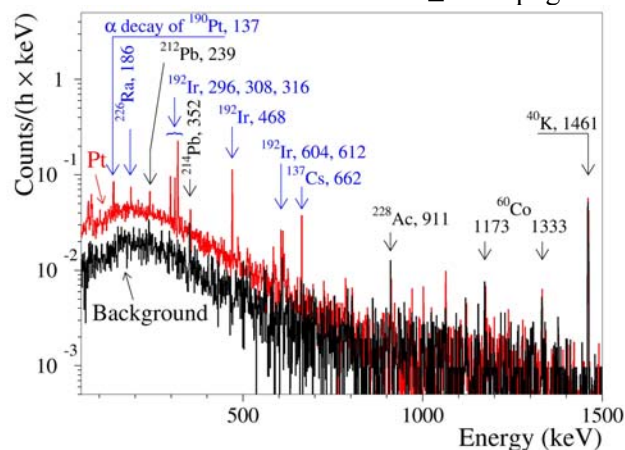
<sup>5</sup> INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

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

The investigation of the double beta ( $2\beta$ ) decay is considered now as one of the most sensitive probe of physics beyond the Standard Model of particles and interactions. The  $^{190}\text{Pt}$  is one of the twenty-two potentially  $\epsilon\beta^+$  active nuclei [1]. The energy of double beta decay of  $^{190}\text{Pt}$  is  $Q_{2\beta} = (1383 \pm 6)$  keV. It is also worth noting that in the capture of two electrons from external atomic shells, the energy release is close to the energy of the excited level of  $^{190}\text{Os}$  with  $E_{\text{exc}} = 1382.4$  keV. Such a coincidence should give a resonant enhancement of the neutrinoless double electron capture in result of energy degeneracy. The possibility of the resonant neutrinoless double electron capture was discussed in [2 - 4], where an enhancement of the rate by a few orders of magnitude was predicted. According to [5] high  $Z$  atoms are strongly favoured to search for resonant  $2\epsilon$  decay. It should be noted that  $^{190}\text{Pt}$  has the greatest  $Z$  value among the nuclei for which a resonant double electron capture is possible.

A search for double  $\beta$  processes in  $^{190}\text{Pt}$  and  $^{198}\text{Pt}$  was realized with the help of an ultra-low background HPGe  $\gamma$  spectrometer of 468 cm<sup>3</sup> in the underground Gran Sasso National Laboratories of the INFN (Italy). The data with the platinum sample were accumulated over 1816 h, while the background spectrum was taken over 1046 h. The spectra normalized on the time of measurements are presented in the Figure. Limits on  $2\beta$  processes in  $^{190}\text{Pt}$  ( $\epsilon\beta^+$  and  $2\epsilon$ ) have been established on the level of  $10^{14}$  -  $10^{16}$  yr by analysis of the data in different energy intervals. The obtained limits are 3 to 5 orders of magnitude higher than those known previously. In particular, a possible resonant double electron capture in  $^{190}\text{Pt}$  was restricted on the level of  $3.3 \cdot 10^{16}$  yr. In addition,  $T_{1/2}$  limit on  $2\beta^-$  decay of  $^{198}\text{Pt}$  ( $2\nu + 0\nu$ ) to the  $2_1^+$  excited level of  $^{198}\text{Hg}$  has been set at the first time:  $T_{1/2} \geq 4.0 \cdot 10^{18}$  yr.

The measurements allowed us to estimate the radioactive contamination of the used platinum sample. We have detected 6 mBq/kg of  $^{137}\text{Cs}$  and 35 mBq/kg of  $^{192\text{m}}\text{Ir}$  in the sample; the contamination of  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{228}\text{Ra}$  and  $^{228}\text{Th}$  does not exceed the level of a few mBq/kg, while the activities of  $^{40}\text{K}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  are less than a few tens mBq/kg (we assume a broken equilibrium in U/Th chains). The contamination of  $^{210}\text{Pb}$  is limited as  $\leq 16$  Bq/kg.



Energy distributions measured with the 42.6 g platinum sample over 1816 h (Pt) and without the sample over 1046 h (Background) by ultra-low background HP Ge  $\gamma$  spectrometer. The energies of the  $\gamma$  lines are in keV.

The results of the experiment are published in [6]

1. V.I. Tretyak and Yu.G. Zdesenko, At. Data Nucl. Data Tables **61**, 43 (1995); **80**, 83 (2002).
2. R.G. Winter, Phys. Rev. **100**, 142 (1955).
3. M.B. Voloshin, G.V. Mitselmakher, and R.A. Eramzhyan, JETP Lett. **35**, 656 (1982).
4. J. Bernabeu, A. De Rujula, and C. Jarlskog, Nucl. Phys. B **223**, 15 (1983).
5. Z. Sujkowski and S. Wycech, Phys. Rev. C **70**, 052501 (2004).
6. P. Belli *et al.*, Eur. Phys. J A **47**, 91 (2011).



# LOW BACKGROUND DETECTOR WITH ENRICHED $^{116}\text{CdWO}_4$ CRYSTAL SCINTILLATORS TO SEARCH FOR DOUBLE $\beta$ DECAY OF $^{116}\text{Cd}$

A. S. Barabash<sup>1</sup>, P. Belli<sup>2</sup>, R. Bernabei<sup>2,3</sup>, R. S. Boiko<sup>4</sup>, F. Capella<sup>5,6</sup>, V. Caracciolo<sup>7,8</sup>, D. M. Chernyak<sup>4</sup>, R. Cerulli<sup>7</sup>, F. A. Danevich<sup>4</sup>, M. L. Di Vacri<sup>7</sup>, A. E. Dossovitskiy<sup>9</sup>, E. N. Galashov<sup>10</sup>, A. Incicchitti<sup>5,6</sup>, V. V. Kobychiev<sup>4</sup>, S. I. Konovalov<sup>1</sup>, G. P. Kovtun<sup>11</sup>, V. M. Kudovbenko<sup>4</sup>, M. Laubenstein<sup>7</sup>, A. L. Mikhlin<sup>9</sup>, S. Nisi<sup>7</sup>, D. V. Poda<sup>4,7</sup>, R. B. Podviyanyuk<sup>4</sup>, O. G. Polischuk<sup>4</sup>, A. P. Shcherban<sup>11</sup>, V. N. Shlegel<sup>10</sup>, D. A. Solopikhin<sup>11</sup>, Yu. G. Stenin<sup>10</sup>, V. I. Tretyak<sup>4</sup>, V. I. Umatov<sup>1</sup>, Ya. V. Vasiliev<sup>10</sup>, V. D. Virich<sup>11</sup>

<sup>1</sup> Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

<sup>2</sup> INFN sez. di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>3</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

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

<sup>5</sup> INFN sez. di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

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

<sup>7</sup> INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

<sup>8</sup> Dipartimento di Fisica, Università dell'Aquila, L'Aquila, Italy

<sup>9</sup> Joint Stock Company NeoChem, Moscow, Russia

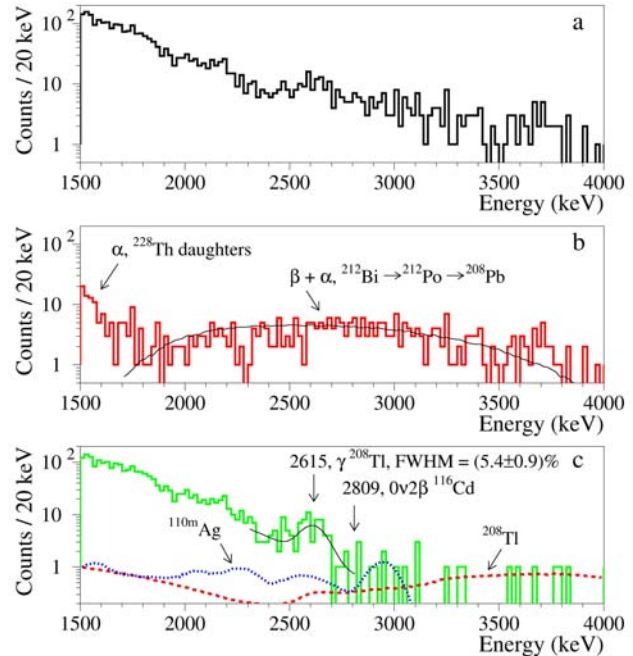
<sup>10</sup> Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry, Novosibirsk, Russia

<sup>11</sup> National Scientific Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology", Kharkiv

A cadmium tungstate crystal boule enriched in  $^{116}\text{Cd}$  to 82 %, with mass of 1868 g was grown by the low-thermal-gradient Czochralski technique for an experiment to search for double  $\beta$  decay of  $^{116}\text{Cd}$ . The isotopic composition of cadmium and the trace contamination of the crystal were estimated by High Resolution Inductively Coupled Plasma Mass-Spectrometry. The crystal scintillators produced from the boule were subjected to characterization that included measurements of transmittance and energy resolution.

A low background scintillation detector with two  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators (586 and 589 g) was developed. The detector was running over 1727 h deep underground at the Gran Sasso National Laboratories of the INFN (Italy), which allowed estimating the radioactive contamination of the enriched crystal scintillators. In addition, the radioactive contamination of another  $^{116}\text{CdWO}_4$  sample (326 g) was tested with the help of ultra-low background HPGe  $\gamma$  ray spectrometry. The activities of  $^{226}\text{Ra}$  and  $^{228}\text{Th}$ , which are the most dangerous isotopes for the double  $\beta$  decay experiment, are on the level  $<0.005$  mBq/kg and  $\approx 0.06$  mBq/kg, respectively.

The low background experiment to search for double  $\beta$  decay of  $^{116}\text{Cd}$  with the help of the  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystal scintillators is in progress. The raw energy spectra accumulated over first 1322 h of measurements, and after pulse-shape discrimination are shown in the Figure. We estimate sensitivity to  $0\nu 2\beta^-$  decay of  $^{116}\text{Cd}$  as  $T_{1/2} \sim (0.5 - 1.5) \cdot 10^{24}$  yr over 5 yr of measurements. It corresponds to the effective neutrino mass  $\langle m_\nu \rangle \approx 0.4 - 1.4$  eV.



Initial sum spectrum of the two  $^{116}\text{CdWO}_4$  detectors measured over 1322 h (a). The spectra of  $\alpha$  and  $\beta + \alpha$  events selected by the pulse-shape and the front edge analyses together with the simulated response function for the  $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$  decay chain (b). The  $\beta$  and  $\gamma$  events selected with the help of the pulse-shape and the front edge analyses (c). The fit of the  $^{208}\text{Tl}$   $\gamma$  peak with the energy 2615 keV is shown by solid line. The Monte Carlo simulated energy spectra of internal  $^{110m}\text{Ag}$  and  $^{208}\text{Tl}$  in the  $^{116}\text{CdWO}_4$  crystals are presented.

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

1. A.S. Barabash *et al.*, JINST **06**, P08011 (2011).

# EFFECT OF RECRYSTALLIZATION ON THE RADIOACTIVE CONTAMINATION OF $\text{CaWO}_4$ CRYSTAL SCINTILLATORS

F. A. Danevich<sup>1</sup>, I. K. Bailiff<sup>2</sup>, V. V. Kobychiev<sup>1</sup>, H. Kraus<sup>3</sup>, M. Laubenstein<sup>4</sup>, P. Loaiza<sup>5</sup>,  
V. B. Mikhailik<sup>3</sup>, S. S. Nagorny<sup>1</sup>, A. S. Nikolaiko<sup>1</sup>, S. Nisi<sup>4</sup>, I. M. Solsky<sup>6</sup>, G. Warot<sup>5</sup>

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

<sup>2</sup> University of Durham, Luminescence Dosimetry Laboratory, South Road, Durham DH1 3LE, Great Britain

<sup>3</sup> University of Oxford, Department of Physics, Keble Road, Oxford OX1 3RH, Great Britain

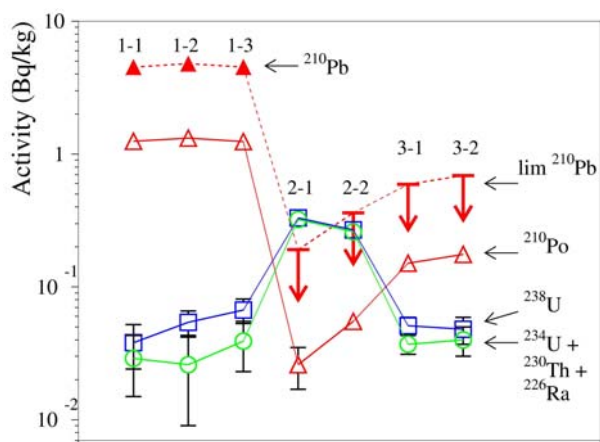
<sup>4</sup> Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

<sup>5</sup> Laboratoire Souterrain de Modane, Modane, France

<sup>6</sup> Scientific Research Company "CARAT", Lviv

Minimizing intrinsic radioactivity of crystal scintillators is of particular importance for experiments searching for weak interacting massive particles – hypothetical candidates on dark matter. We studied the impact of the recrystallization process on the level of radioactive contamination of  $\text{CaWO}_4$  crystals, material used in the CRESST dark matter experiment [1 - 3], considered as promising target for large scale EURECA dark matter project [4].

Seven  $\text{CaWO}_4$  scintillation crystals were produced from 3 ingots (sets 1 - 3) that have been grown using the recrystallization procedure. The radioactive contamination of the crystals was investigated and it was found that  $^{210}\text{Po}$  and  $^{238}\text{U}$  constitute the dominant fraction of the intrinsic  $\alpha$  background.



Dependence of radioactive contamination of  $\text{CaWO}_4$  crystals on growing conditions. Data for the samples are marked as 1-1, 1-2, 1-3 (set 1, crystals grown from  $\text{CaWO}_4$  powder), 2-1, 2-2 (set 2, crystals grown from rest of the melt after the first growth), and 3-1, 3-2 (set 3, crystals grown from mixture of the crystals of set 1 and 2). The activity of  $^{210}\text{Pb}$  in the samples of set 1 is derived from the activity of  $^{210}\text{Po}$  assuming that the accumulation of this nuclide in all samples of set 1 has the same trend as that of in sample 1-2. Limits on activity of  $^{210}\text{Pb}$  in the samples of sets 2 and 3 are shown by arrows.

The recrystallization causes significant changes of the radioactive contamination of  $\text{CaWO}_4$  crystals

(Figure). It leads to a variation in the activity of  $^{210}\text{Po}$  (in the range  $0.03 - 1.32 \text{ Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$ ), and  $^{238}\text{U}$  ( $0.04 - 0.33 \text{ Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$ ) in the crystals. The increase of  $^{210}\text{Po}$  activity evidenced that  $^{210}\text{Po}$  is mainly produced due to  $^{210}\text{Pb}$  decay. The segregation coefficient for U was estimated to be  $\approx 0.3$ .

The radioactive contamination of  $\text{CaWO}_4$  powder prepared in special conditions was studied by low-background  $\alpha$  and  $\gamma$  spectroscopy. The initial contamination of the powder by  $^{210}\text{Po}$  was found to be at the level of  $(5 \pm 2) \text{ Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$ . In the same batch, for  $^{210}\text{Pb}$  only an upper detection limit of  $<47 \text{ mBq} \cdot \text{kg}^{-1}$  was obtained. We also observed an essential decrease of the activity of  $^{210}\text{Po}$  with time, which is in line with this finding. Altogether, this demonstrates that the optimised procedure used to produce the  $\text{CaWO}_4$  compound can facilitate efficient removal of  $^{210}\text{Pb}$  and offers a possibility for the improving the radiopurity of  $\text{CaWO}_4$  crystal scintillators.

This study was supported in part by a grant from the Royal Society (London) "Development of advanced scintillation detectors for cryogenic dark matter search" and by the Science and Technology Facilities Council (STFC). The support of the group from the Institute for Nuclear Research (Kyiv, Ukraine) through the project "Kosmomikrofizyka-2" (Astroparticle Physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine is gratefully acknowledged.

The results of this work are published in [5].

1. R.F. Lang and W. Seidel, New J. Phys. **11**, 105017 (2009).
2. G. Angloher *et al.*, Astropart. Phys. **23**, 325 (2005).
3. G. Angloher *et al.*, Astropart. Phys. **31**, 270 (2009).
4. H. Kraus *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **173**, 168 (2007).
5. F.A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **631**, 44 (2011).

## ULTRAPURIFICATION OF ARCHAEOLOGICAL LEAD

R. S. Boiko<sup>1</sup>, V. D. Virich<sup>2</sup>, F. A. Danevich<sup>1</sup>, T. I. Dovbush<sup>3</sup>, G. P. Kovtun<sup>2</sup>, S. S. Nagorny<sup>1</sup>  
S. Nisi<sup>4</sup>, A. I. Samchuk<sup>3</sup>, D. A. Solopikhin<sup>2</sup>, A. P. Shcherban'<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> National Scientific Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology", Kharkiv

<sup>3</sup> Semenenko Institute of Geochemistry, Mineralogy, and Ore Formation, Kyiv

<sup>4</sup> INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

Low radioactive archaeological lead (<sup>40</sup>K, <sup>210</sup>Pb, <sup>226</sup>Ra and <sup>228</sup>Th activity on the level of 1 mBq/kg and less [1]) is promising material to construct passive shield of low background detectors and to develop radiopure PbWO<sub>4</sub> and PbMoO<sub>4</sub> crystal scintillators [2 - 4].

A combined process for ultra-purification of archaeological lead based on purification efficiency calculations for lead distillation has been developed. According to the thermodynamic partition coefficients of impurities ( $\alpha_i$ ) at the lead distillation and condensation temperatures the impurities can be divided into highly volatile elements (Se, Zn, Te, Mg, Sr, Ba, Tl, Bi, Ca, Sb, and others) with  $\alpha_i$  from  $10^{-5}$  to  $10^{-2}$ , and low volatile elements (Mn, Ag, Al, Ni, Co, Cu, Sn, Si, Cr, Fe, U, and others) with  $\alpha_i$  from  $10^2$  to  $10^9$ .

According to the calculations the highly volatile impurities can be removed from molten Pb through vaporization efficiently if  $\alpha_i < 10^{-2}$ . For example, to reduce the Mn content in lead by one order of magnitude, no more than 5 % of the charge should be evaporated. Removal of low volatile impurities by lead distillation will be efficient for  $\alpha_i > 5 \cdot 10^1$ . In particular, to reduce the Mg, Ag, and Cu concentration in lead condensate by one order of magnitude, the distilled part may not exceed 90 %. These data were taken into account to set distillation conditions and to design the distillation apparatus.

To ensure lead ultra-purification, we have been used molten metal filtration followed by distillation with vapor condensation at a temperature close to the distillation temperature. The distillation apparatus was made from MPPG7 high purity, dense graphite with very low impurity content, nonreactive with the lead.

Evaporation of 95 % of lead from the crucible ensures the removal of low volatile impurities, which remain in the residual melt. Highly volatile impurities arrive at a heated condenser together with the host. Since the condenser and metal are maintained at an elevated temperature during purification, the highly volatile impurities vaporize and leave the

condenser through special holes. Thus, in the purification procedure the low and high volatile impurities are removed simultaneously, which raises the process rate and the yield of purified material.

After the purification the lead was converted to PbO by dissolving the metallic lead in 20 % ultrapure HNO<sub>3</sub> with the following neutralization of the acidic lead nitrate solution by ammonia to obtain Pb(OH)<sub>2</sub> precipitation. Yellow PbO powder was produced after calcination of lead hydroxide in a muffle furnace at 300 °C.

The concentrations of impurities in the lead and its oxide were determined by inductively coupled plasma mass spectrometry (ICP-MS) and with laser mass spectrometry (LMS).

As a result a pilot amount of archaeological lead was obtained with 99.9996+ % purity and the following concentrations of major elements: U, <2 ppb; Th, <1 ppb; Ni, Cu, Fe, Si, Ti, Mg, Al, Mn, Cr, V, Co, <0.1 ppm; K, Ca, Zn, Cd, Ag, Sb, <1 ppm. The purification factor for some elements like Cu, Sb, and Ag was on the level 10 - 500.

The lead can be used to produce a passive shield of ultra-low background detectors, while the lead oxide was used to grow PbWO<sub>4</sub> crystal scintillator for low background experiments.

In addition we measured the <sup>204</sup>Pb/<sup>206</sup>Pb isotopic ratio of initial archaeological lead by mass spectrometry to determine an origin of the metal. This investigation shows that the archaeological lead was extracted from silver-lead ores on Mount Lavrion (Attica, Greece).

The results of this work are published in [5].

1. F.A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **603**, 328 (2009).
2. F.A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **556**, 259 (2006).
3. L. Bardelli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **584**, 129 (2008).
4. F.A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **622**, 608 (2010).
5. R.S. Boiko *et al.*, Inorg. Mat. **47**, 645 (2011).

# DEVELOPMENT OF RADIOPURE NATURAL AND ISOTOPICALLY ENRICHED CADMIUM AND ZINC FOR LOW BACKGROUND SCINTILLATORS

G. P. Kovtun<sup>1</sup>, A. P. Shcherban<sup>1</sup>, D. A. Solopikhin<sup>1</sup>, V. D. Virich<sup>1</sup>,  
V. I. Zelenskaya<sup>1</sup>, R. S. Boiko<sup>2</sup>, F. A. Danevich<sup>2</sup>, V. M. Kudovbenko<sup>2</sup>, S. S. Nagorny<sup>2</sup>

<sup>1</sup>National Scientific Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology", Kharkiv

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

Crystal scintillators are widely used in experiments to search for double  $\beta$  decay and dark matter. Zinc tungstate ( $\text{ZnWO}_4$ ) crystal scintillators were first studied as low background detectors in the Soltvina Underground Laboratory [1], the possibilities to use  $\text{ZnWO}_4$  crystals in the field of dark matter search were discussed too. The scintillator looks very promising target in the EURECA cryogenic dark matter experiment [2]. Cadmium tungstate ( $\text{CdWO}_4$ ) crystals scintillators were successfully used to search for double beta decay of cadmium and tungsten isotopes [3 - 5], detection of  $\alpha$  activity of  $^{180}\text{W}$  [6], investigation of  $\beta$  decay of  $^{113}\text{Cd}$  [7]. At present two sensitive  $2\beta$  decay experiments to search for double beta decay of  $^{106}\text{Cd}$  and  $^{116}\text{Cd}$  are carried out in the Gran Sasso National Laboratories of INFN (Italy) with the help of enriched in  $^{106}\text{Cd}$  [8] and  $^{116}\text{Cd}$  [9] cadmium tungstate crystal scintillators.

Low level of intrinsic radioactive contamination of  $\text{ZnWO}_4$  and  $\text{CdWO}_4$  crystal scintillators is extremely important for their application in the low counting experiments. The radioactive contaminations of the initial compounds, in particular of cadmium and zinc used in the crystal growth, give considerable contribution to the radioactivity of the crystal scintillators. Chemical purity of the initial materials plays key role to obtain high quality crystal scintillators.

New approach to deep purification of natural and isotopically enriched cadmium and natural zinc to grow high quality radiopure crystal scintillators has been developed. Purification of Cd and Zn by distillation through getter filters has been investigated. Application of the complex refinement method (heating with filtration in combination with distillation through getter filter) provides the best efficiency of purification. The developed method allows achieving high purification efficiency, high yield of product and low losses of the initial metals. Contamination of the purified materials was checked by using different analytical approaches: Inductively coupled Plasma – Mass Spectrometry, Laser Mass Spectrometry, Atomic Absorption Spectroscopy. The results of the measurements are presented in the Table. The purified materials satisfy the requirements of crystal growth protocols to initial materials.

Radioactive contaminations of the crystal scintillators produced from the purified cadmium were reported in [5, 9]. Further R&D is requested to decrease the radioactive contamination of  $\text{CdWO}_4$  and  $\text{ZnWO}_4$  scintillators to the  $\mu\text{Bq/kg}$  level requested by the next generation double  $\beta$  and dark matter experiments.

## Contamination of Cd and Zn after refining

Impurity element	Concentration in purified materials, ppm			
	Cd	$^{106}\text{Cd}$	$^{116}\text{Cd}$	Zn
K	0.7	0.04	$\leq 0.04$	$\leq 0.05$
Ni	$\leq 0.2$	$\leq 0.2$	$\leq 0.2$	$\leq 0.03$
Cu	$\leq 0.2$	0.5	$\leq 0.1$	$\leq 0.04$
Fe	$\leq 0.5$	$\leq 0.4$	$\leq 5$	$\leq 0.08$
Mg	$\leq 0.05$	$\leq 0.05$	$\leq 0.05$	$\leq 0.02$
Mn	$\leq 0.1$	0.1	$\leq 5$	$\leq 0.02$
Cr	0.1	$\leq 0.1$	$\leq 0.1$	$\leq 0.02$
V	$\leq 0.005$	$\leq 0.01$	$\leq 0.08$	$\leq 0.004$
Co	$\leq 0.003$	$\leq 0.01$	$\leq 0.1$	$\leq 0.02$
Pb	$\leq 1$	0.04	$\leq 0.7$	$\leq 0.01$
Th	$\leq 0.001$	$\leq 0.001$	$\leq 0.6$	$\leq 0.2$
U	$\leq 0.001$	$\leq 0.001$	$\leq 0.6$	$\leq 0.2$

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.

Results of this work are published in [10].

1. F.A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **544**, 553 (2005).
2. H. Kraus *et al.*, PoS (IDM2010) 109.
3. F.A. Danevich *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 035501 (2003).
4. P. Belli *et al.*, Eur. Phys. J. A **36**, 167 (2008).
5. P. Belli *et al.*, Search for double  $\beta$  decay processes in  $^{106}\text{Cd}$  with the help of  $^{106}\text{CdWO}_4$  crystal scintillator, submitted to Phys. Rev. C.
6. F.A. Danevich *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 014310 (2003).
7. P. Belli *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 064603 (2007).
8. P. Belli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **615**, 301 (2010).
9. A.S. Barabash *et al.*, JINST **06**, p08011 (2011).
10. G.P. Kovtun *et al.*, Functional Materials **18**, 121 (2011).

# PRECISION MEASUREMENT OF THE ${}^7\text{Be}$ SOLAR NEUTRINO INTERACTION RATE IN BOREXINO

V. V. Kobychev  
(on behalf of Borexino collaboration)

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

The liquid scintillator detector Borexino (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy) was designed for the measurement of the flux of monoenergetic (862 keV) solar neutrinos from electron capture by  ${}^7\text{Be}$  nuclei in the  $pp$  chain. The detector is described in details elsewhere [1]. It detects neutrinos through the neutrino-electron elastic scattering interaction on a  $\sim 278$  metric ton liquid scintillator target.

The low energy backgrounds in the detector have been suppressed to unprecedented levels, making Borexino the first experiment capable of making spectrally resolved measurements of solar neutrinos at energies below 1 MeV.

The rate of neutrino-electron elastic scattering interactions from 862 keV  ${}^7\text{Be}$  solar neutrinos in Borexino is determined to be

$$46.0 \pm 1.5(\text{stat})_{-1.6}^{+1.5}(\text{syst}) \text{ counts}/(\text{day} \cdot 100 \text{ ton}).$$

This corresponds to a  $\nu_e$ -equivalent  ${}^7\text{Be}$  solar neutrino flux of  $(3.10 \pm 0.15) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  and, under the assumption of  $\nu_e$  transition to other active neutrino flavours, yields an electron neutrino survival probability of  $0.51 \pm 0.07$  at 862 keV. The no flavor change hypothesis is ruled out at  $5.0 \sigma$ .

A global solar neutrino analysis with free fluxes determines the flux of  $pp$  neutrino:

$$\Phi_{pp} = 6.06_{-0.06}^{+0.02} \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ (95 \% C.L.)}$$

and CNO neutrino:

$$\Phi_{\text{CNO}} < 1.3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ (95 \% C.L.)}.$$

Expressed as a fraction of the fluxes predicted by the Standard Solar Model (of high metallicity) these  $\Phi_{pp}$  and  $\Phi_{\text{CNO}}$  correspond to  $f_{pp} = 1.013_{-0.010}^{+0.003}$  and  $f_{\text{CNO}} < 2.5$  at 95 % C.L. The latter limits the CNO contribution to the solar luminosity to  $< 1.7 \%$  (95 % C.L.). Both the precision of the  $pp$  flux determination and the constraint on the CNO flux are improved by approximately a factor of 2.

These results significantly improve the precision with which the Mikheyev – Smirnov - Wolfenstein large mixing angle neutrino oscillation model is experimentally tested at low energy.

The work is published in [2]. The partial support by the project “Kosmomikrofizyka-2” (Astroparticle Physics) of the NAS of Ukraine is acknowledged.

1. G. Alimonti *et al.*, Borexino Collaboration, Nucl. Instr. Methods A **600**, 568 (2009).
2. G. Bellini *et al.*, Borexino Collaboration, Phys. Rev. Lett. **107**, 141302 (2011).

# STUDY OF SOLAR AND OTHER UNKNOWN ANTI-NEUTRINO FLUXES WITH BOREXINO AT LNGS

V. V. Kobychiev  
(on behalf of Borexino collaboration)

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

The liquid scintillator detector Borexino (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy), is sensitive for neutrinos and antineutrinos from the Sun, supernovae, nuclear reactors, and the Earth. The detector is described in details elsewhere [1].

Anti-neutrinos of yet unknown origin were searched for with the detector. In particular, a hypothetical anti-neutrino flux from the Sun is investigated. Anti-neutrinos are detected through the neutron inverse beta decay reaction ( $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ ) in a large liquid organic scintillator target. We set a new upper limit for a hypothetical solar  $\bar{\nu}_e$  flux of  $760 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , obtained assuming an undistorted solar  $^8\text{B}$  energy spectrum. This corresponds to an upper limit on the transition probability of solar neutrinos to anti-neutrinos of  $1.3 \cdot 10^{-4}$  (90 % C.L.) for  $E_{\bar{\nu}} > 1.8 \text{ MeV}$ , covering the entire  $^8\text{B}$  spectrum. The following limits on the transition probability of solar neutrinos to anti-neutrinos were also set:  $p_{\nu \rightarrow \bar{\nu}} < 1.7 \cdot 10^{-4}$  (90 % C.L.) for  $E_{\bar{\nu}} > 7.3 \text{ MeV}$  and  $p_{\nu \rightarrow \bar{\nu}} < 0.35$  (90 % C.L.) for  $E_{\bar{\nu}} = 862 \text{ keV}$  ( $^7\text{Be}$  neutrino line). Best differential limits on anti-neutrino fluxes from unknown sources are also

obtained between the detection energy threshold of 1.8 MeV and 17.8 MeV with more than 2 yr of data.

**Limits on the  $\bar{\nu}_e$  flux with undistorted  $^8\text{B}$  spectrum for the Borexino, its prototype CTF, KamLAND, SNO and SuperKamiokaNDE experiments.**  
Upper limits are given at 90 % C.L.

Experiment	Measurement threshold, MeV	Total flux of $\bar{\nu}_e$ ( $^8\text{B}$ ), $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
CTF	> 1.8	< $1.1 \cdot 10^5$
SNO	> 4	< $4.09 \cdot 10^4$
SuperK	> 8	< $4.04 \cdot 10^4$
KamLAND	> 8.3	< 1250
Borexino (this work)	> 7.3	< 990
Borexino (this work)	> 1.8	< 760

The work is published in [2].

1. G. Alimonti *et al.*, Borexino Collaboration, Nucl. Instr. Methods A **600**, 568 (2009).
2. G. Bellini *et al.*, Borexino Collaboration, Phys. Lett. B **696**, 191-196 (2011).



## MUON AND COSMOGENIC NEUTRON DETECTION IN BOREXINO

V. V. Kobychiev  
(on behalf of Borexino collaboration)

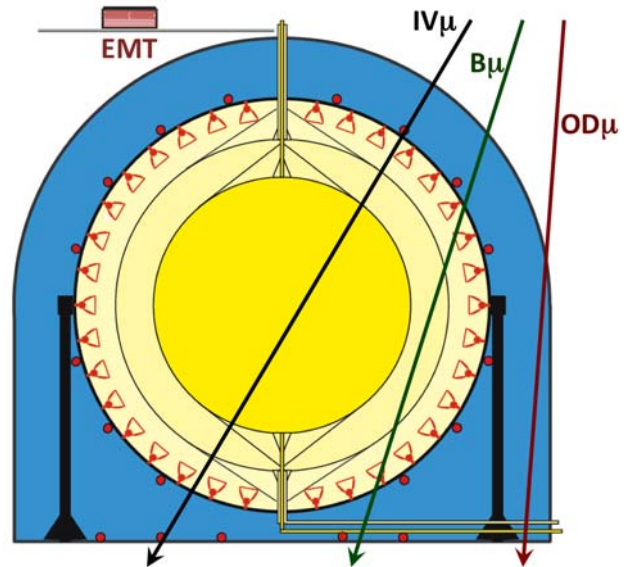
*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Borexino, a liquid scintillator detector at Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy, is designed for the detection of neutrinos and antineutrinos from the Sun, supernovae, nuclear reactors, and the Earth. The feeble nature of these signals requires a strong suppression of backgrounds below a few MeV. Very low intrinsic radiogenic contamination of all detector components needs to be accompanied by the efficient identification of muons and of muon-induced backgrounds. The description of this task and its solution had been published this year in the article of Borexino Collaboration [1]. The detector is described in details elsewhere [2], see the sketch of the design in the Figure.

The flux of muons in the Laboratori Nazionali del Gran Sasso is  $\sim 1.2 \text{ h}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ . Muons produce unstable nuclei through various spallation processes [3] on carbon nuclei along their trajectory through the detector. Decays of these nuclei can mimic the expected signals; for isotopes with half-lives longer than a few seconds, the dead time induced by a muon-related veto becomes unacceptably long, unless its application can be restricted to a sub-volume along the muon track. Consequently, not only the identification of muons with very high efficiency but also a precise reconstruction of their tracks is of primary importance for the physics program of the experiment.

The Borexino inner detector is surrounded by an outer water-Cherenkov detector that plays a fundamental role in accomplishing this task. The detector design principles and their implementation are described in Ref. [1]. The strategies adopted to identify muons are reviewed and their efficiency was evaluated. The overall muon veto efficiency is found to be 99.992 % or better. Three ad-hoc track reconstruction algorithms were developed. Their performance is tested against muon events of known direction such as those from the CNGS (CERN Neutrinos to Gran Sasso) neutrino beam, test tracks available from a dedicated External Muon Tracker and cosmic muons whose angular distribution reflects the local overburden profile. Generally speaking, vertical and through-going muon tracks are best reconstructed by the OD and global trackings, while horizontal and (semi-)contained tracks are reproduced best by the ID algorithm. The achieved angular resolution is

$\sim 3 - 5^\circ$  and the lateral resolution is  $\sim 35 - 50 \text{ cm}$ , depending on the impact parameter of the crossing muon.



Definition of muon subsamples. Muons crossing only the Outer Detector are abbreviated as ODμ's. Muons traversing the Inner Detector (IDμ's) are further distinguished in Inner Vessel-crossing muons (IVμ's) and only Buffer-crossing muons (Bμ's). In addition, the position of the auxiliary External Muon Tracker (EMT) is shown.

The methods for efficient tagging of cosmogenic neutrons were also developed. The analysis of the distance of cosmogenic neutrons to their parent muon tracks provides information on the precision of the track reconstruction. As the light generated by muon-induced particle showers severely interferes with the ID electronics, special techniques have been developed to efficiently detect both neutrons and subsequent decays of cosmogenic radioisotopes.

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

1. G. Bellini *et al.*, Borexino Collaboration, *Journal of Instrumentation* **6**, P05005 (2011).
2. G. Alimonti *et al.*, Borexino Collaboration, *Nucl. Instr. Methods A* **600**, 568 (2009).
3. C. Galbiati *et al.*, *Phys. Rev. C* **71** 055805 (2005) [hep-ph/0411002].

# SPECTRAL MODELING OF SCINTILLATOR FOR THE NEMO-3 AND SUPERNEMO DETECTORS

V. I. Tretyak<sup>1</sup>

(on behalf of the SuperNEMO Collaboration<sup>2</sup>)

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

<sup>2</sup> Near 100 physicists from 25 Institutions in Czech Republic, France, Japan, Russia, Slovakia, Spain, Great Britain, Ukraine, USA

Double beta ( $2\beta$ ) decay is a nuclear transformation which changes atomic number by 2 units:  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$ . Emission of two antineutrinos is necessary in the Standard Model (SM) to conserve the lepton number  $L$ . Many extensions of the SM, where neutrinos are naturally described as Majorana particles (particle = antiparticle) with tiny masses, allow also neutrinoless  $2\beta$  decay [1]. While we know now from the neutrino oscillation experiments that neutrino surely has mass [2], these experiments are sensitive only to the neutrino mass differences but not to the absolute mass values. Experimental observation of  $2\beta 0\nu$  process would give the absolute mass scale, prove that the total lepton number is not conserved, and that  $\nu$  is a Majorana particle, allowing to understand a way of evolution of our world.

Despite the extensive searches during 70 years,  $2\beta 0\nu$  decay is still not detected even in experiments with the best to-date sensitivity of  $T_{1/2} \sim 10^{23} - 10^{25}$  yr (but allowed  $2\beta 2\nu$  processes are already observed for 11 isotopes). Several projects of experiments with higher sensitivity are under development now, and SuperNEMO is one of them. The SuperNEMO is planned to be built of 20 identical super-modules ( $6 \times 2 \times 4$  m), 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. The baseline candidates for SuperNEMO are <sup>82</sup>Se, <sup>150</sup>Nd and <sup>48</sup>Ca. The expected sensitivity to  $2\beta 0\nu$  decay is at the level of  $T_{1/2} \sim 10^{26}$  yr. The SuperNEMO is based on the approach developed in the NEMO-3 experiments, where ability to study different isotopes and track the outgoing electrons provides the means to discriminate different underlying mechanisms for the  $2\beta 0\nu$  decay by measuring the decay half-life and the electron angular and energy distributions (see [3] and Refs. therein).

To reach such a sensitivity, energy resolution of scintillators should be 4 % at 3 MeV ( $Q_{2\beta}$  value of <sup>82</sup>Se). To better understand the propagation and col-

lection of light in scintillator blocks, a GEANT4-based spectral model of NEMO-3 and SuperNEMO calorimeter blocks has been constructed [3]. The results of simulations were compared with measurements of single electrons from <sup>207</sup>Bi sources. The measured energy resolution and spatial dependence for the blocks were demonstrated to be in good agreement with simulations. The EC blocks show a doubly symmetric distribution of response about the center of the block while the EE blocks show a symmetric distribution about the z-axis, both in agreement with observations. For the SuperNEMO block (a hexagonal block with a circumscribed radius of 22.5 cm made out of PVT scintillator coupled to a super-bialkali 8" hemispherical PMT), the main elements improving the resolution over the NEMO-3 blocks are the 25 % increase in scintillator light yield, the 35 % increase in the PMT quantum efficiency, the larger PMT size, and the incorporation of the high reflectivity aluminized Mylar. Additionally, by directly coupling the scintillator and PMT, we render light guides unnecessary which further improves the transparency and response uniformity. The results show that an FWHM of 7.5 % is expected at 1 MeV.

As expected, including the spectral properties of all materials and incorporating wavelength-shifting absorption and emission with the effects of fluorescent quantum yield in the scintillator improves the agreement of modeling with measurements. The approach used is necessary for a detailed understanding of high resolution plastic calorimeters. The importance of these spectral simulations increases with distances traveled by photons so such models are necessary to study large-scale scintillator detectors.

The results are published in [3]; some other achievements in the SuperNEMO R&D are presented in [4 - 6].

1. F.T. Avignone III *et al.*, Rev. Mod. Phys. **80**, 481 (2008).
2. U. Dore *et al.*, Rep. Prog. Phys. **71**, 106201 (2008).
3. M. Bongrand *et al.*, AIP Conf. Proc. **1338**, 49 (2011).
4. F. Perrot *et al.*, AIP Conf. Proc. **1338**, 130 (2011).
5. A. Freshville *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **293**, 012037 (2011).
6. J. Argyriades *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **625**, 20 (2011).



## STATUS OF THE EURECA CRYOGENIC DARK MATTER PROJECT

F. A. Danevich, V. V. Kobychiev, V. M. Mokina, A. S. Nikolaiko,  
D. V. Poda, R. B. Podviyanuk, O. G. Polischuk, V. I. Tretyak  
(on behalf of the EURECA collaboration)

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

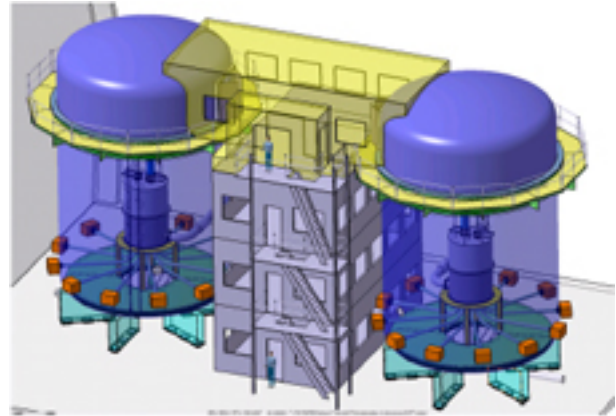
Recent measurements of the cosmic microwave background support earlier evidence that a substantial fraction of the Universe is made up of non-baryonic dark matter. Despite this progress, the nature of this matter remains unknown. Particle physics provides a possible explanation for non-baryonic dark matter in the form of weakly interacting massive particles (WIMPs). The most likely WIMP candidate is the neutralino, predicted by supersymmetry theory. One cannot also exclude a multiple nature of the dark matter.

There are several experiments (scintillation, cryogenic, noble gases) aiming to search for WIMPs by detection of the elastic scattering of these particles on atomic nuclei. Positive results on observation of annual modulations of dark matter signal have been obtained by the DAMA/NaI and DAMA/LIBRA [1-3] experiments by using NaI(Tl) crystal scintillators. Recently the CoGeNT experiment [4] applying germanium diodes have also reported a positive indication on dark matter signal. Some excess of recoil events was also observed in the CRESST experiment [5].

The CRESST experiment employs simultaneous measurements of scintillation and phonons in  $\text{CaWO}_4$  crystal scintillators to determine energy and interaction type. One of the most sensitive dark matter experiments, EDELWEISS, uses germanium crystals with simultaneous registration of ionisation and phonon signals. The EURECA collaboration<sup>1</sup> [6 - 9] was formed in March 2005 at a meeting of the two experiments. The aim of the EURECA is to search for WIMPs using cryogenic detectors, with a total absorber mass of up to 1 ton, with sensitivity two orders of magnitude better than that of the best presently running experiments. A schematic view of the EURECA set-up, which foreseen to be installed in the extension of the Modane Underground Laboratory (France), is shown in the Figure.

In realizing the project, a need for variety of scintillation targets has been identified. Development of crystal scintillators with high light yield and low level of radioactive contamination is important objectives of the EURECA project. R&D of radiopure

$\text{CaWO}_4$ ,  $\text{ZnWO}_4$ ,  $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{PbMoO}_4$  and  $\text{PbWO}_4$  (from deeply purified archaeological lead [10]) crystal scintillators is in progress [11 - 13].



Design of the EURECA set-up. The two cryostats of EURECA, each inside its individual water shielding, with the central building between. The top level of the building, together with the space covered by the domes, is a clean room.

The support of the research by the project “Kosmomikrofizyka-2” (Astroparticle Physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine is acknowledged.

1. R. Bernabei *et al.*, Riv. Nuovo Cimento **26**(1), 1 (2003).
2. R. Bernabei *et al.*, Eur. Phys. J. C **56**, 333 (2008).
3. R. Bernabei *et al.*, Eur. Phys. J. C **67**, 39 (2010).
4. C.E. Aalseth *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 141301 (2011).
5. G. Angloher *et al.*, arXiv:1109.0702
6. H. Kraus *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **173**, 168 (2007).
7. H. Kraus *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **39**, 139 (2006).
8. H. Kraus *et al.*, Proc. of Science PoS (IDM2010) 109.
9. G. Gerbier for EURECA collaboration, report at TAUP 2011, Munich, 5 - 9 September 2011.
10. R.S. Boiko *et al.*, Inorganic Materials **47**, 645 (2011).
11. H. Kraus *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **600**, 594 (2009).
12. F.A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **622**, 608 (2010).
13. F.A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **631**, 44 (2011).

<sup>1</sup>Great Britain, France, Germany, Spain, Ukraine, JINR Dubna, CERN (<http://www.eureca.ox.ac.uk/>)

# AMoRE EXPERIMENT: A SEARCH FOR NEUTRINOLESS DOUBLE BETA DECAY OF $^{100}\text{Mo}$ WITH $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ SCINTILLATORS

R. S. Boiko, D. M. Chernyak, F. A. Danevich, V. V. Kobychiev, V. M. Mokina, A. S. Nikolaiko, D. V. Poda, R. B. Podviyanuk, O. G. Polischuk, V. I. Tretyak  
(on behalf of the AMoRE collaboration)

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

Isotope  $^{100}\text{Mo}$  is considered as one of the most promising candidate for a high sensitivity neutrinoless double  $\beta$  ( $0\nu2\beta$ ) experiment due to high transition energy ( $Q_{2\beta} = 3034$  keV), comparatively high isotopic abundance ( $\delta = 9.82\%$ ), and reasonable cost of enrichment by gas centrifugation. Calcium molybdate ( $\text{CaMoO}_4$ ) crystal scintillators are considered as appropriate detectors to realize a large scale experiment to search for  $0\nu2\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$  [1]. Unfortunately, the two-neutrino double beta decay of  $^{48}\text{Ca}$  ( $2\beta$  active  $^{48}\text{Ca}$  with  $Q_{2\beta} = 4272$  keV is present in natural Ca with an abundance of 0.187 %), albeit very rare, will impose unavoidable background, limiting the sensitivity of the experiment to search for  $0\nu2\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$  with enriched  $\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  [1]. This background can be eliminated by the use of Ca depleted in  $^{48}\text{Ca}$  to the level of  $\leq 0.001\%$ .

Large volume  $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  crystals ( $\approx 0.5$  kg) of high optical quality were developed for the first time from calcium depleted in  $^{48}\text{Ca}$  ( $^{40}\text{Ca}$ ) and molybdenum enriched in  $^{100}\text{Mo}$  for  $^{100}\text{Mo}$   $0\nu2\beta$  search by the AMoRE collaboration (Advanced Mo based Rare process Experiment)<sup>2</sup>. The light yield of  $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  samples is shown to be comparable with the reference  $\text{CaMoO}_4$  sample throughout the wide temperature range down to 8 K [2].

The scintillation properties and the internal background of several  $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  crystals were studied. Radioactive contamination of one of the  $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  scintillators (produced by re-crystallization) by  $^{226}\text{Ra}$  and  $^{228}\text{Th}$  was estimated to be on the level of 0.08 and 0.07 mBq/kg, respectively [3].

Cryogenic particle detection measurements with a 2.5 g  $\text{CaMoO}_4$  sample as an absorber were made in KRISS [4]. A small MMC (Metallic Magnetic Calorimeter) sensor [5] in form of gold alloy doped with 800 ppm of erbium was used to study the detector performances for 5.5 MeV alpha particles and 59.5 keV gamma quanta from a thin layer  $^{241}\text{Am}$

source. The change in magnetization caused a change in the magnetic flux inside the pick-up loop of a dc-SQUID. Energy resolutions (full width at half maximum, FWHM) of 1.7 keV (59.5 keV gamma quanta) and 11.2 keV (5.5 MeV alpha particles) were achieved. A  $\text{CaMoO}_4$  crystal  $\varnothing 40 \times 40$  mm (crystals of such size are considered as to be used in real experiment) with new meander-type MMC as a phonon sensor is now under investigation.

The AMoRE collaboration is going to use  $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  crystals with a total mass of 100 kg as cryogenic scintillation detector to search for  $0\nu2\beta$  of  $^{100}\text{Mo}$ . Simultaneous detection of phonons and scintillation light is expected to be used to reject backgrounds from internal radioactive contamination of crystals. Projected sensitivity of the AMoRE experiment after 250 kg · yr of data taking was estimated as  $\lim T_{1/2} \sim 3 \cdot 10^{26}$  yr, which corresponds to the effective Majorana neutrino mass  $\langle m \nu \rangle \sim 0.02 - 0.06$  eV.

The results are published in [4] (see also [3, 6]).

1. A.N. Annenkov *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 584, 334 (2008).
2. V. Alenkov *et al.*, Cryst. Res. Technol. 46, 1223 (2011).
3. J.H. So *et al.*, "Scintillation properties and internal background study of  $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  crystal scintillators for neutrino-less double beta decay search", to be published in Proc. of 11<sup>th</sup> Int. Conf. on Inorganic Scintillators and their Applications (SCINT 2011), Giessen, Germany, September 11 - 16, 2011.
4. S. Lee *et al.*, Astropart. Phys. 34, 732 (2011).
5. A. Fleischmann *et al.*, AIP Conf. Proc. 1185, 571 (2009).
6. H. Bhang *et al.*, "AMoRE experiment: a search for neutrinoless double beta decay of  $^{100}\text{Mo}$  isotope with  $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  cryogenic scintillation detector", to be published in Proc. of 12<sup>th</sup> Int. Conf. Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP'2011), Munich, Germany, September 5 - 9, 2011.

<sup>2</sup> <http://q2c.snu.ac.kr/DBD/>

РАДІАЦІЙНІ РОЗПАДИ  $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$  ТА  $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$  В ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCbВ. М. Яковенко  
(колаборація LHCb)

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У рамках досліджень на LHCb (Large Hadron Collider beauty), що є одним із чотирьох основних експериментів, побудованих на прискорювальному комплексі LHC (Large Hadron Collider), була захищена кандидатська дисертація [1]. Робота присвячена дослідженню радіаційних розпадів, які можуть еказувати на нові явища, за рамками «стандартної моделі», що здатні впливати на динаміку  $b \rightarrow s \gamma$  переходу. Свідчення нової фізики 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 нової фізики, включаючи суперсиметричні моделі.

Станом на кінець 2011 р. детектор LHCb зареєстрував більш ніж  $1,1 \text{ фб}^{-1}$  інтегральної світимості при енергії 7 TeV в с.д.м. Попередні результати по різних каналах розпаду, отримані вже для 100 - 350  $\text{пб}^{-1}$  при цій енергії, становлять найкращу точність вимірювання параметрів «стандартної моделі» та ймовірностей розпадів  $B_d$  та  $B_s$ -мезонів.

Аналіз експериментальних даних у каналах  $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$  та  $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$  проводився для інтегральної світимості 340  $\text{пб}^{-1}$  при енергії  $E_{\text{сум}} = 7 \text{ TeV}$ , накопиченої при протон-протонних зіткненнях у березні - червні 2011 р. [2], попередні результати приведено на рисунку.

Відношення ймовірностей розпаду визначається з кількості апроксимованих подій на рисунку:

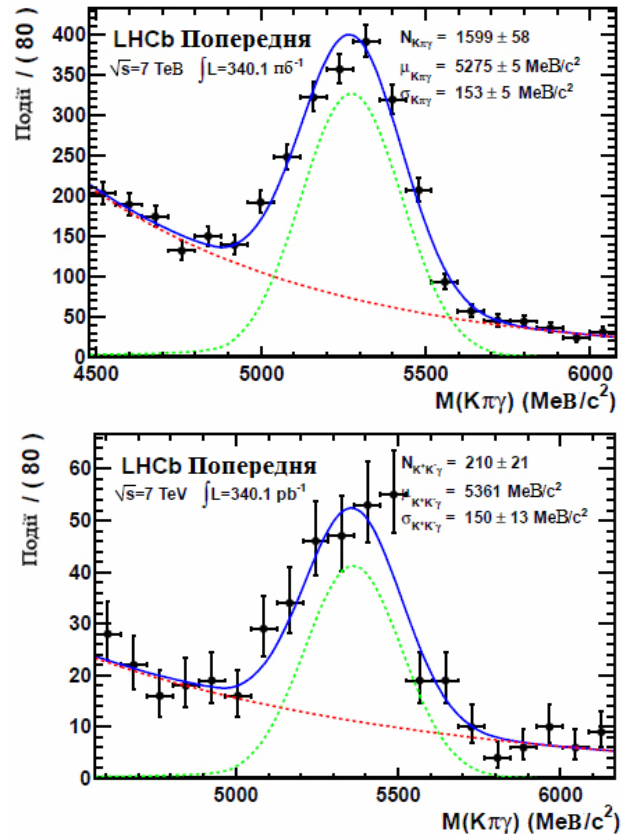
$$\frac{B(B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma)}{B(B_s^0 \rightarrow \phi \gamma)} = \frac{y_{B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma}}{y_{B_s^0 \rightarrow \phi \gamma}} \frac{B(\phi \rightarrow K^+ K^-)}{B(K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-)} \frac{f_s}{f_d} \frac{\epsilon_{B_s^0 \rightarrow \phi \gamma}}{\epsilon_{B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma}}.$$

Проведено комплекс розрахунків у роботі [2] й отримано значення відношення ймовірностей розпаду  $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$  та  $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$  для інтегральної світимості 340  $\text{пб}^{-1}$  при енергії  $E_{\text{сум}} = 7 \text{ TeV}$ :

$$\frac{B(B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma)}{B(B_s^0 \rightarrow \phi \gamma)} = 1,52 \pm 0,14 (\text{стат.}) \pm 0,10 (\text{сист.})$$

Це значення узгоджується з теоретичними передбаченнями в межах 1,6 стандартного відхилення. Визначено найточніше значення ймовірності розпаду для  $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$ :

$$B(B_s^0 \rightarrow \phi \gamma) = (2,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}.$$



Попередні результати апроксимації інваріантної маси для розпаду  $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$  (зверху) та  $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$  (знизу). Експериментальні дані позначені чорними точками, результати апроксимації – синьою лінією. Сигнал апроксимовано функцією Crystal-Ball (зелена пунктирна лінія), фон описано експоненціальною функцією (червона пунктирна лінія).

1. В.М. Яковенко, Дослідження радіаційного розпаду  $B_s^0$ -мезона та система радіаційного моніторингу в експерименті LHCb, Дис. ... канд. фіз.-мат. наук. (Київ, 2011).
2. R. Nobrega et al. (LHCb Collaboration), in Proc. of the Conf. on Lepton-Photon 2011, Mumbai, 2011. (CERN, Geneve, 2011), p. 12.

## METAL MICRO-DETECTORS FOR RADIATION THERAPY INSTRUMENTATIONS

O. S. Kovalchuk<sup>1</sup>, V. M. Pugatch<sup>1</sup>, A. V. Chaus<sup>1</sup>, O. A. Fedorovich<sup>1</sup>, O. Yu. Okhrimenko<sup>1</sup>,  
D. I. Storozhyk<sup>1</sup>, M. Campbell<sup>2</sup>, L. Tlustos<sup>2</sup>, X. Llopart<sup>2</sup>, S. Pospisil<sup>3</sup>, Y. Prezado<sup>4</sup>, M. Renier<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, Prague, Czech Republic

<sup>4</sup> European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France

Physics principle and production technologies have been developed at KINR for the new type detectors of the charged particles as well as synchrotron radiation – Metal Foil Detectors (MFD). Micro-strip MFDs – Micro-strip Metal Detectors (MMD) 0.5 - 1.0 micro-meter thick were used for the beam profile monitoring of the synchrotron radiation at HASYLAB (DESY, Hamburg) as well as for the charged particles beam profile monitoring [1]. The number of photons (mean X-ray energy 18 keV) producing out of a strip a single SEE was evaluated as  $(1.5 \pm 0.5) \cdot 10^4$ . The MMD has demonstrated stable operation under the X-ray flux of  $4.5 \cdot 10^{14}$  photons/second/mm<sup>2</sup>.

The current technology allows for production of the thin ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) Ni-strips with a pitch of about few micrometers, providing high position resolution. Micro-strip Metal Detector technology includes some stages: microstrip layout made by photolithography on silicon wafer, plasma-chemistry etching of the silicon wafer in the operating window, microcabling connection to the readout electronics and DAQ. The main technical features of the MMD: High Radiation tolerance ( $> 100 \text{ MGy}$ ); Low thickness of sensors ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ); Low operation voltage (20 V); Perfect spatial resolution (5 - 25  $\mu\text{m}$ ). In comparison with the latest developments in beam profile monitoring based on the silicon micro-strip or micro-pixel detectors Metal Micro-strip Detectors have an advantage of being extremely thin and semi-transparent device. Those features provide: first, nearly non-destructive beam analysis; second, on-line measurement of the in-situ beam-data; no danger of the charge accumulation leading otherwise to the high voltage breakdown resulting in a device loss. All those features make this detector a perfect candidate for MBRT.

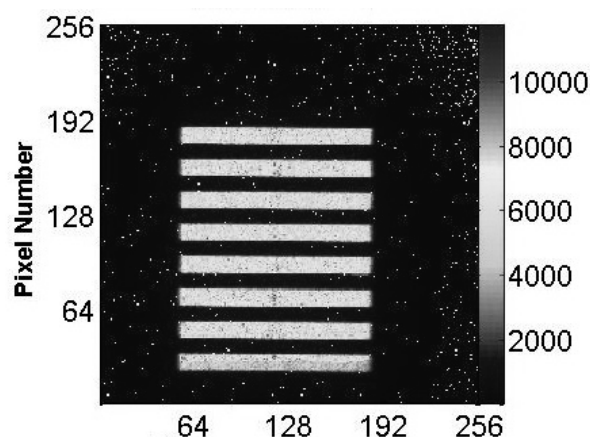
Characterization studies of the Metal Micro-detectors measuring in real time high level dose distribution at the Mini-beam Radiation Therapy setup (ESRF, ID17) have been recently performed.

For the purposes of fractionated radiation therapy at the medical-biological line ID17 ESRF the installation of the multi-beam irradiation has been created.

Developed mode of the therapy requires powerful doses up to several kGy/s. High radiation load factor makes unable to apply of any conventional detectors for measuring dose distribution in real time. The distribution of dose is measured only by using special X-ray films, information processing of which takes 1 - 2 days.

For monitoring the distribution of dose from individual beams of synchrotron radiation we have proposed and tested detector system based on metal mode micro-pixel detector TimePix [2]. 'In-situ' operation of the TimePix provides beam diagnostics in real time.

The results obtained illustrate an excellent performance of the metal TimePix micro-detector providing 2D image of the dose distribution over many beams in  $(14 \times 14) \text{ mm}^2$  area (Figure). Peak-Valley-Ratios measured by the TimePix and gafchromic films agree well, in general.



2D image of the radiation dose distribution measured by the metal TimePix detector.

Obtained a large amount of data for many different modifications of beam configuration will be used for creating a novel MMD-based radiation monitoring system for radiation therapy applications.

1. V. Pugatch *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **581**, 531 (2007).
2. V. Pugatch *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **650**, 194 (2011).

# ВИМІРЮВАННЯ ВИХОДУ ІЗОЛЮВАНИХ ФОТОНІВ У КОРЕЛЯЦІЇ ІЗ АДРОННИМИ СТРУМЕНЯМИ У ГЛИБОКОНЕПРУЖНОМУ $ep$ РОЗСПОВАННЯННІ

В. Є. Аушев<sup>1,2</sup>, Н. Жмак<sup>1,2</sup>, О. Купраш<sup>1,4</sup>, П. Бассі<sup>3</sup>, І. Скіллікорн<sup>3</sup>, Д. Саксон<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Німецький електронний синхротрон (DESY), Гамбург, Німеччина

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

<sup>3</sup> Університет Глазго, Великобританія

<sup>4</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Події із високоенергетичними фотонами забезпечують пряме зондування основних партонних процесів для високоенергетичних зіткнень за участю адронів, оскільки на випромінювання таких фотонів не впливають процеси адронізації партонів. У даній роботі вивчалось продукування ізолюваних високоенергетичних фотонів із супроводжуючим струменем під час глибоконепружного  $ep$  розсіювання на детекторі ZEUS прискорювача HERA, використовуючи інтегральну світимість  $320 \text{ pb}^{-1}$ , тоді як у попередній роботі [2] нами вимірювались поперечні перерізи народження ізолюваних фотонів в інклюзивних процесах. Обрахунки проводились із значеннями віртуальності обмінного фотона  $Q^2$  у діапазоні від 10 до  $350 \text{ GeV}^2$ . Вимірювані фотони мали поперечну складову енергії  $4 < E_T^\gamma < 15 \text{ GeV}$  та псевдошвидкісність  $-0,7 < \eta^\gamma < 0,9$ , а вимірювані струмені – поперечну енергію  $2,5 < E_T^{\text{jet}} < 35 \text{ GeV}$  та псевдошвидкісність  $-1,5 < \eta^{\text{jet}} < 1,8$ . Нами виміряно диференціальні поперечні перерізи продукування ізолюваних фотонів у кореляції з адронними струменями як функції декількох змінних ( $E_T^\gamma$ ,  $\eta^\gamma$ ,  $E_T^{\text{jet}}$ ,  $\eta^{\text{jet}}$ ,  $Q^2$ ,  $x$ ). Як і очікувалося, величина диференціальних перерізів зменшується із зростом значень  $Q^2$ ,  $x$ ,  $E_T^\gamma$  та  $E_T^{\text{jet}}$ . Для прикладу на рис. 1 наведено диференціальний попе-

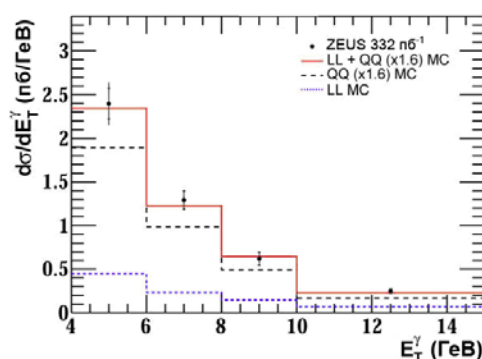


Рис. 1. Диференціальний поперечний переріз ізолюваних фотонів із струменями як функція змінної  $E_T^\gamma$ . Суцільна лінія відповідає передбаченням Монте-Карло і є сумою двох складових: фотонів QQ (кваркова фрагментація), домножених на значення 1,6, та фотонів LL (лептонне випромінювання). Пунктирна (крапкова) лінія зображує внесок QQ (LL) фотонів.

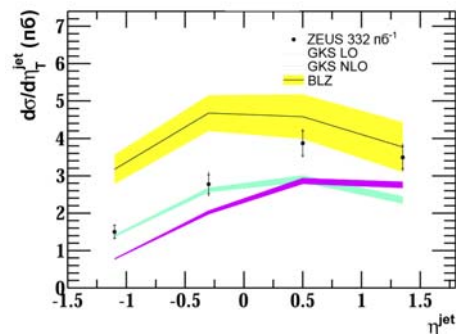


Рис. 2. Диференціальний поперечний переріз ізолюваних фотонів із струменями як функція змінної  $\eta^{\text{jet}}$ . Показано також теоретичні передбачення (GKS) [3] та (BLZ) [4].

речний переріз, представлений як функція величини  $E_T^\gamma$ ; наведені суцільною лінією передбачення пертурбативної квантової хромодинаміки (КХД) задовільно погоджуються з експериментальними даними майже по всьому кінематичному діапазону.

Теоретичні передбачення [3] відтворюють форму всіх вимірюваних експериментально розподілів так само, як і теоретичні передбачення [4], як це видно, наприклад, на рис. 2 для змінної  $\eta^{\text{jet}}$ , але відрізняються за абсолютною величиною.

Ці результати вказують на необхідність майбутніх КХД обчислень та надають важливу інформацію, що може бути використана обчисленнях партонної структури протона.

1. N. Zhmak, in *Proc. of the XIX Int. Workshop Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS2011)*, (Newport News, Virginia, USA, 2011).
2. V. Aushev *et al.*, *Phys. Letters B* **687**, 16 (2010).
3. A. Gehrmann-De Ridder and T. Gehrmann, *Eur. Phys. J. C* **47**, 395 (2006).
4. S. Baranov, A. Lipatov, and N. Zotov, *Phys. Rev. D* **81**, 094034 (2010).



## ЕКСКЛЮЗИВНЕ ЕЛЕКТРОПРОДУКУВАННЯ ДВОХ ПІОНІВ НА HERA

В. Є. Аушев<sup>1,2</sup>, Н. Жмак<sup>1,2</sup>, С. Кананов<sup>3</sup>, С. Проскураков<sup>4</sup>,  
А. Леві<sup>3</sup>, Г. Абрамовіч<sup>3</sup>, Ю. Томашевська<sup>1</sup>

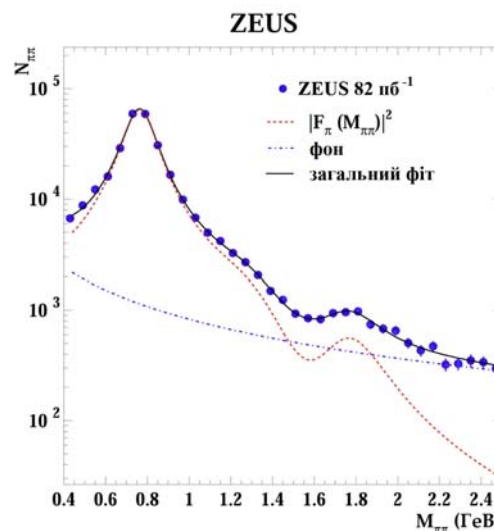
<sup>1</sup> Німецький електронний синхротрон (DESY), Гамбург, Німеччина

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

<sup>3</sup> Тель-Авівський Університет, Тель-Авів, Ізраїль

<sup>4</sup> Московський державний університет, Інститут ядерної фізики, Москва, Росія

Ексклюзивне електропродукування двох піонів у діапазоні мас  $0,4 < M_{\pi\pi} < 2,5$  GeV вивчалось на детекторі ZEUS прискорювача HERA з інтегральною світимістю  $82 \text{ пб}^{-1}$  [1, 2]. Аналіз проводився в кінематичному діапазоні  $2 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$ ,  $32 < W < 180 \text{ GeV}$  та  $|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$ , де  $Q^2$  – віртуальність фотона,  $W$  – фотон-протонний центр мас, а  $t$  – квадрат 4-імпульсу, переданий вершині протона. Система  $M_{\pi\pi}$  складається з резонансної частини та нерезонансного фону. Резонанси описуються за допомогою піонного форм-фактора  $|F(M_{\pi\pi})|$ , для інваріантної маси двох піонів припускається, що досліджений діапазон мас включає в себе вклади станів векторних мезонних  $\rho$ ,  $\rho'$  та  $\rho''$ . Було отримано значення мас та ширини резонансів, а також обраховано залежність від  $Q^2$  відношень  $R_{\rho'} = \sigma(\rho' \rightarrow \pi\pi)/\sigma(\rho)$  та  $R_{\rho''} = \sigma(\rho'' \rightarrow \pi\pi)/\sigma(\rho)$  поперечних перерізів і порівнювалось із передбаченнями квантової хромодинаміки (КХД). Маси і ширини цих трьох резонансів добре погоджуються із світовими табличними даними, занесеними до Particle Data Group (PDG). Залежність від  $Q^2$  відносних перерізів та амплітуд було виконано для трьох діапазонів  $Q^2$  (2 - 5, 5 - 10 та 10 - 80 GeV<sup>2</sup>) (таблиця). Одержаний у даній роботі піонний форм-фактор порівнювався із форм-фактором, що було отримано при дослідженні розпаду  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ .



Розподіл двопіонної інваріантної маси  $M_{\pi\pi}$ , де  $N_{\pi\pi}$  – число подій у кожному біні енергії 60 MeV. Чорними точками позначено дані експерименту, суцільною лінією – результат фітування, використовуючи параметризацію [3]. Пунктирна лінія показує результати розрахунків резонансної компоненти спектра на основі піонного форм-фактора, нормованого на експериментальні дані. Пунктирна з крапками лінія показує внесок фону.

Залежність частки  $R_V$  від  $Q^2$ , де  $V = \rho'$  та  $\rho''$   
(перша похибка статистична, друга систематична)

$Q^2, \text{GeV}^2$	2 - 5	5 - 10	10 - 80
$R_{\rho'}$	$0,063 \pm 0,006 \pm 0,004$	$0,081 \pm 0,007^{+0,006}_{-0,005}$	$0,122 \pm 0,008^{+0,005}_{-0,006}$
$R_{\rho''}$	$0,027 \pm 0,006^{+0,004}_{-0,003}$	$0,026 \pm 0,006 \pm 0,003$	$0,039 \pm 0,010^{+0,003}_{-0,005}$

Як видно з рисунка, розподіл мас ексклюзивного двопіонного електропродукування добре узгоджується із піонним електромагнітним форм-фактором  $|F_{\pi}(M_{\pi\pi})|^2$ , що містить три резонанси  $\rho$ ,  $\rho'(1450)$  та  $\rho''(1700)$ .

Відношення  $R_{\rho'}$  зростає при збільшенні величини  $Q^2$ , як і передбачалося моделями на основі КХД, у яких хвильова функція вектор-мезону обраховується в межах кваркової моделі, у той час як частка  $R_{\rho''}$  слабо або зовсім не залежить від  $Q^2$ .

1. V. Aushev, in *Proc. of the XIX Int. Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects* (DIS2011), 10.04.2011-15.04.2011 (Newport News, Virginia, USA, 2011).
2. H. Abramowicz, V. Aushev, N. Zhmak *et al.*, *Exclusive electroproduction of two pions at HERA*, DESY-11-220 (2011), submitted to EPJC.
3. J.H. Kuhn and A. Santamaria, *Z. Phys. C* **48**, 445 (1990).

## CALIBRATION OF THE N-XYTER SELF-TRIGGERING READOUT ASIC

A. O. Lymanets<sup>1,2</sup>, T. Balog<sup>3,4</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

<sup>3</sup> Gesellschaft fuer Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany

<sup>4</sup> Comenius University, Bratislava, Slovak Republic

CBM (Compressed Baryonic Matter) experiment [1] at future Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) will investigate the properties of the phase diagram of strongly interacting matter in ultrarelativistic collisions of heavy ions with nuclear target at typical beam energies of 25 GeV/nucleon. Its key detector – Silicon Tracking System (STS) – will reconstruct up to 1000 particle trajectories created in each collision and measure their momenta with  $\sim 1.5\%$  resolution [2].

Inelastic collisions at average interaction rate of 10 MHz require fast readout electronics with high channel density and free streaming data acquisition system with high throughput. Current prototype front-end electronics has been developed using n-XYTER [3] readout chip with 128 channels and self-triggering readout at 32 MHz frequency. The chip is suitable for positive and negative signals and offers a variety test modes (test trigger, test pulse, special channel with analogue diagnostic output).

In order to characterize analog response of the chip, energy calibration using external pulses has been performed. Pulses of variable amplitude have been passed through a capacitor with nominal capacitance of 1 pF and fed into several individual channels. The actual capacitance value of 1.2 pF has been verified with a precision LCR-meter. For precise determination of generated charge, amplitude of the voltage pulse has been measured with an oscilloscope.

By generating pulses with amplitudes between 2.5 and 52 fC, conversion factor of the ADC has been obtained. As can be seen from Fig. 1, strong non-uniformities of the conversion coefficient are present for input charge below 10 fC. This complicates the determination of signal charge generated by minimum ionizing particles ( $\sim 4$  fC in 300  $\mu\text{m}$  Si) and strip cluster analysis where signal charge is shared between several strips. ADC conversion factor for negative signal charge with default chip settings is about 40 ADC counts per fC within the dynamic range of 30 fC and decreases at higher amplitudes.

Characterization of threshold is required for achieving optimal noise occupancy and detection efficiency. Global threshold in the fast shaper of every channel is controlled by a *Vth* register setting that can be changed between 0 and 255. In order to relate input charge to the arbitrary register setting, S-curve scan method has been employed.

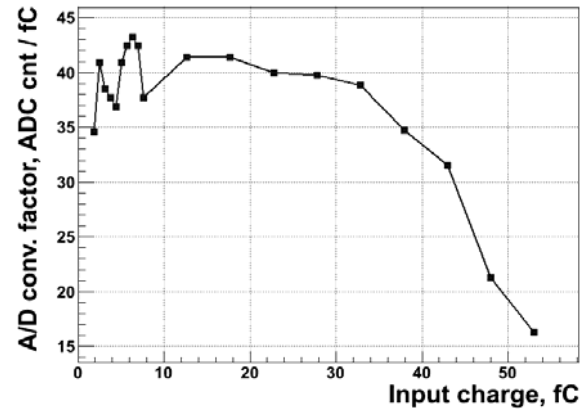


Fig. 1. ADC conversion factor of the chip as a function of input charge.

Measured dependence of threshold register setting versus input charge is shown in Fig. 2. The dependence is almost linear for input charge between 2.5 and 10 fC. The slope of the threshold characteristic is 21.2 *Vth* DAC units per fC.

Current studies of the n-XYTER will be further complemented with local threshold calibration. Threshold trim procedure will allow the adjustment of threshold to the same amplitude in all channels of a chip thus providing uniform analog response.

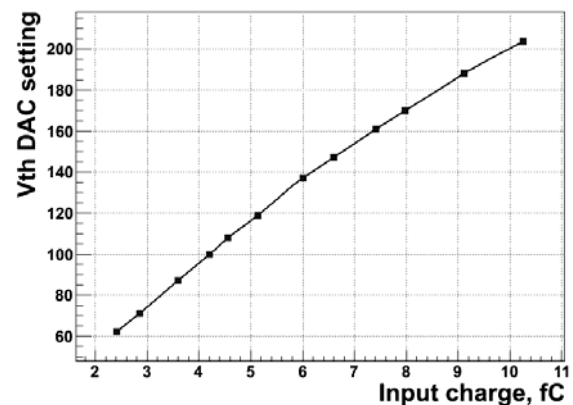


Fig. 2. Threshold DAC setting versus input charge measured using S-curve method.

1. P. Senger *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **36**, 064037 (2009).
2. J.M. Heuser *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **568**, 258 (2006).
3. A. Brogna *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **568**, 301 (2006).

# CHARGED PARTICLES FLUENCES AT THE LHCb INNER TRACKER IN THE YEAR 2011

O.Y. Okhrimenko, V.M. Pugatch, V.M. Iakovenko  
(LHCb Collaboration)

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

During the year 2011 LHC has been colliding proton beams at 7 TeV. In total,  $1.2 \text{ fb}^{-1}$  of Integrated Luminosity (IL) has been delivered at IP8, where LHCb experiment is located.

The Radiation Monitoring System (RMS) [1 - 3] of the LHCb Inner Tracker (IT) has detected about  $1 \text{ fb}^{-1}$  (87 %) of total Luminosity - about 3 % was unseen by the RMS due to low intensity colliding beams at the startup of LHC and  $\sim 10 \%$  of data was lost due to a power cut. By the principle of operation RMS measures secondary electron emission from metal sensors caused by impinging charged particles.

It was shown in 2010 RMS response is correlated with IL measured by LHCb. That has allowed calibrating the RMS for monitoring LHCb Luminosity in 2011. Fig. 1 illustrates evolution of the luminosity measured by different sensors of the RMS and LHCb.

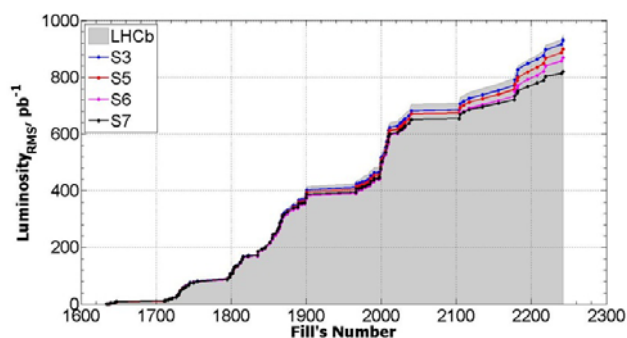


Fig. 1. Integral Luminosity evaluation in 2011 measured by LHCb (grey area) and RMS sensors (color lines). The data are shown only for Bottom modules (4 working channels). Other modules have similar performance.

The distribution of the absorbed dose (proportional to the charged particles fluence) at  $1.2 \text{ fb}^{-1}$  IL over the IT Si-sensors is shown in Fig. 2.

Up to 100 - 500 Gy has been loaded to different sensors. These doses correspond to  $(0.5 - 2) \times 10^{12} \text{ MIP/cm}^2$ . Evaluated correspondingly leakage

currents increase in Si-sensor constitutes 60 - 250  $\mu\text{A}$ . This agrees well with the direct leakage current measurements.

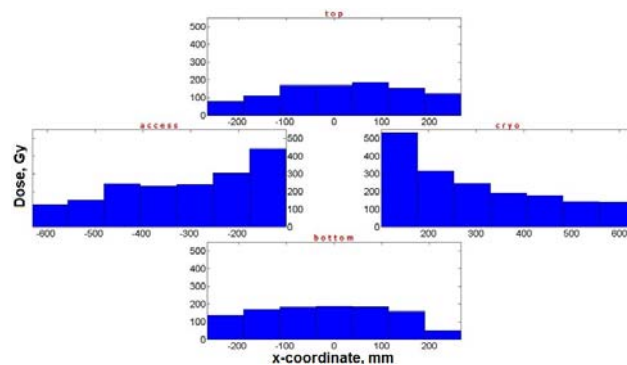


Fig. 2. Dose Distribution over the IT Si-sensors at IT-2 station measured by the RMS in 2011 at  $1.2 \text{ fb}^{-1}$ .

RMS's data are included in Beam and Background monitoring tools and displayed online in LHCb Control Room to prevent damage of Si-detectors from unexpected radiation incidents during LHC operational, in particular, during the beam injection.

MIP fluxes and absorbed dose distribution measured by the RMS are in a good agreement with the Monte - Carlo simulated data.

As future plans, online displaying of the radiation load and integrated luminosity will be improved. New Monte-Carlo simulation of the radiation background at RMS region will be done with new conditions.

We would like to thank Silicon Tracker and Beam and Background groups and all LHCb Collaboration. Special thanks to Fred Blanc, Helge Voss, Jeroen van Tilburg, Matthew Needham, Gloria Corti, Federico Alessio and Richard Jacobsson.

1. V. Pugatch *et al.*, LHCb Note 2007-062.
2. V. Pugatch *et al.*, Ukr. J. Phys. **54**, 418 (2009).
3. V. Iakovenko *et al.*, Nucl. Phys. and Atom Energy. **12**, 225 (2011).
4. O. Okhrimenko *et al.*, in *Proc. of ICALEPCS, 2011*, p. 1115.



## РОЗРОБКА КРЕМНІЄВОЇ ТРЕКОВОЇ СИСТЕМИ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ CBM

В. О. Кива<sup>1</sup>, Г. М. Малигіна<sup>1,2</sup>, Я. В. Панасенко<sup>1</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, Ю. Є. Сорокін<sup>1,2</sup>, Й. Хойзер<sup>3</sup><sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ<sup>2</sup> Університет ім. Й. В. Гете, Франкфурт-на-Майні, Німеччина<sup>3</sup> Центр досліджень з важкими іонами, Дармштадт, Німеччина

Експеримент для дослідження стиснутої баріонної речовини CBM (Compressed Baryonic Matter) – це майбутній експеримент з релятивістськими важкими іонами та фіксованою мішенню на базі прискорювача SIS-300 в GSI (Дармштадт, Німеччина). Його мета – дослідити фазову діаграму квантової хромодинаміки в області високих баріонних густин та помірних температур. Для пошуку рідкісних сигналів можливого утворення нового стану речовини (кварк-глюонної плазми) необхідна висока інтенсивність ядро-ядрових взаємодій, що висуває суворі вимоги до конструкції детекторних систем.

Трекову систему CBM [1], яка є одним із найважливіших елементів експериментальної установки, планується побудувати на базі кремнієвих мікропиксельних та двосторонніх мікстріпових сенсорів. Для зчитування буде використовуватися спеціально розроблена електроніка на базі мікрочіпа nXYTER (Front-End Boards) [2].

Чіп nXYTER містить 128 каналів, кожен з яких складається з низькошумового попереднього підсилювача і двох формувачів: швидкого (30 нс) і повільного (130 нс). nXYTER має 2 режими роботи: самотригерний і режим зовнішнього тригера.

Симуляція МІЧ за допомогою джерела електронів  $^{90}\text{Sr}$  -  $^{90}\text{Y}$  здійснювалася в режимі зовнішнього тригера: запуск відбувався від пластикового сцинтилятора, який був підключений до ФЕП. Відбиралися електрони з енергією більше 1 МеВ. Недоліком режиму зовнішнього тригера є високий рівень шумів: електрон залишає заряд на кількох стріпах, але в цей момент записується сигнал з усіх 128 каналів, тому більшість відліків у спектрі кожного стріпа – фонові.

Важливою характеристикою блок-схеми є часова затримка сигналу. Було досягнуто затримки 50 нс (не враховуючи затримку в зчитувальному контролері, що становить порядку 30 нс). Спектр з одного типового стріпа при різних затримках представлено на рис. 1. Спектр МІЧ описується розподілом Ландау. Отриманий спектр не є істинним розподілом Ландау внаслідок неідеальної колімації пучка: електрон-діркові пари від одного електрона вносили вклад у 1 - 4 стріпи, утворюючи так звані кластери. Оскільки мікрокабелі, що приєднують сенсор до чіпа, мають двошарову структуру [3], то кожен другий канал має вищий

рівень шумів, що ускладнює реконструкцію кластерів.

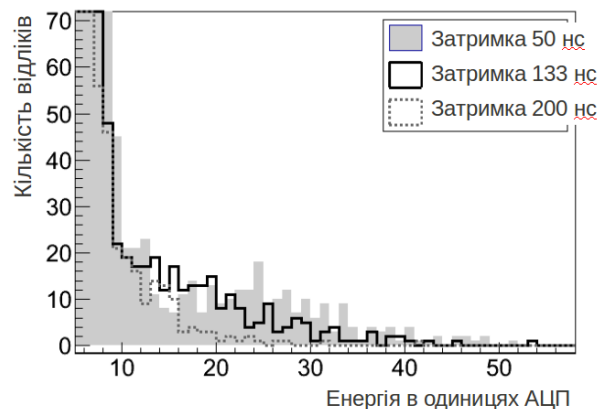


Рис. 1. Спектр електронів з енергією більше 1 МеВ з одного зі стріпів для різних затримок тригера, отриманий за допомогою мікстріпового кремнієвого сенсора.

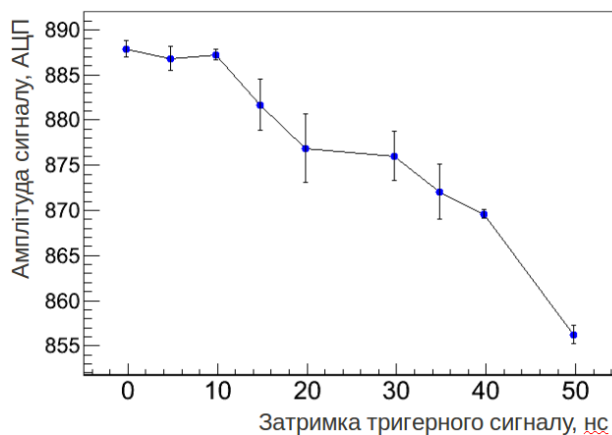


Рис. 2. Залежність амплітуди сигналу від затримки зовнішнього тригера.

Також було досліджено залежність амплітуди сигналу від затримки тригера. На один із каналів чіпа подавався певний заряд від генератора, який також слугував тригером. На рис. 2 представлено результати таких досліджень, величина затримки не враховує затримку в зчитувальному контролері. Бачимо, що затримка до 10 нс не впливає на величину сигналу.

1. J.M. Heuser *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A568**, 258 (2006).
2. A.S. Bronga *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A568**, 301 (2006).
3. V.M. Borshchov *et al.*, CBM Progress Report 2009, p. 15.

# ЕКСПЕРИМЕНТ СВМ. ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТОТИПІВ ЕЛЕМЕНТІВ ДЛЯ КРЕМНІЄВОГО ТРЕКЕРА

В. М. Пугач<sup>1</sup>, В. О. Кива<sup>1</sup>, Г. М. Малигіна<sup>1,2</sup>, Я. В. Панасенко<sup>1</sup>, Ю. Є. Сорокін<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Франкфуртський інститут перспективних досліджень,  
Університету ім. Й. В. Гете, Франкфурт-на-Майні, Німеччина

Однією з актуальних задач фізики високих енергій є пошук кварк-глюонної плазми. Очікується, що суттєві дослідження цього явища будуть зроблені в експерименті СВМ, який пропонує дуже цікаві фізичні програми для дослідження фазової діаграми квантової хромодинаміки. Унікальні особливості очікуються для енергетичного діапазону СВМ: фазовий перехід першого роду та критична точка. СВМ, як експеримент 2-го покоління, буде спроможний вивчати рідкі проби, флуктуації та кореляції. Наразі йде розробка детектора [1]. У роботі представлено результати досліджень характеристик детекторних сенсорів та електроніки, що проводяться в Інституті ядерних досліджень НАН України.

Було проведено дослідження прототипів двосторонніх кремнієвих мікростріпових сенсорів типу СВМ02. Детектор СВМ02В2 досліджено за допомогою мікроелектроніки (чіп NXYTER). Сенсор було розміщено на демонстраторі прототипу детекторного модуля.

Результати досліджень показали, що сенсори дають відгук з обох боків (n- і p-стріпи). Дослідження вольт-амперних характеристик сенсора СВМ02В2 виявили його нетипову характеристику (рис. 1) [2]. Для порівняння наведено вольт-амперну характеристику сенсора СВМ02В1, дослідження з яким проводилися раніше.

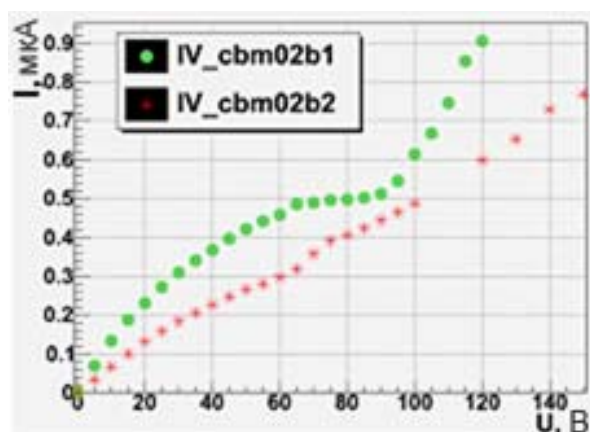


Рис. 1. Вольт-амперні характеристики сенсорів СВМ02.

Сенсори було характеризовано також у дослідженнях із радіоактивними джерелами (<sup>226</sup>Ra, <sup>90</sup>Sr). Оскільки динамічний діапазон чіпа NXYTER лише 120000 електронів, то максимальна зареєстрована енергія близько 400 кеВ.

Якщо ж частинка втрачає в детекторі більшу енергію, то вона дасть відлік у максимальному каналі спектра – це пояснює пік у виміряному сенсором СВМ02В2 спектрі <sup>226</sup>Ra. Якщо між джерелом та сенсором покласти тонку алюмінієву фольгу, яка поглине всі  $\alpha$ -частинки, то цей пік зникає. Симуляція МІЧ (мінімум іонізуючі частинки) здійснювалася за допомогою джерела <sup>90</sup>Sr (має неперервний спектр електронів до 2,2 МеВ). Вимірювання проведено в режимі зовнішнього тригерування чіпа NXYTER від МІЧ. Тригером був швидкий пластиковий сцинтилятор. Таким чином, використання зовнішнього тригерування дало змогу змоделювати спектр МІЧ (рис. 2).

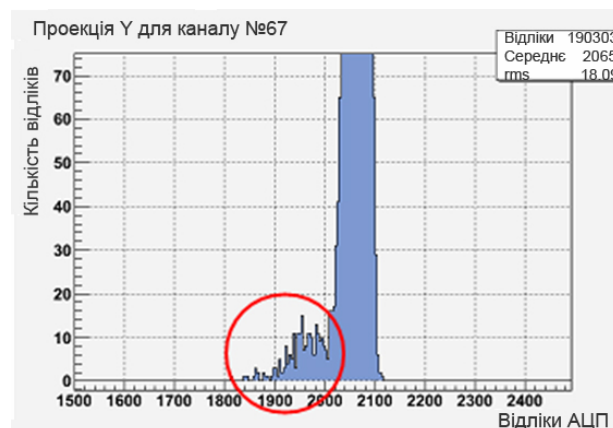


Рис. 2. Амплітудний спектр nXYTER.  
Колом обведено внесок від МІЧ.

Довготривалі дослідження показали, що базова лінія NXYTER має сильну залежність від температури, що заважає проводити тривалі вимірювання без надійного підтримання сталої температури. Половина стріпів (кожний другий) при підключенні сенсора СВМ02В2 через мікрокабелі до чіпа NXYTER має значно більший рівень шумів. Це пояснюється двошаровою структурою мікрокабелів, яка призводить до того, що половина провідників має більшу ємність. Розробникам мікрокабелів було запропоновано створити новий кабель з дизайном, який виключав би різні умови підключення стріпів до мікроелектроніки.

1. J. Heuser *et al.*, Nucl. Phys. **A830**, 563 (2009).
2. J. Heuser *et al.*, CBM Progress Report 2010, 18 (2011).

# RICE FORMULA APPLICABILITY FOR NOISE RATE ESTIMATION IN THE CBM AND OTHER EXPERIMENTS WITH SELF-TRIGGERED ELECTRONICS: COMPARING THE CALCULATION TO A MEASUREMENT ON EXMAPLE OF N-XYTER CHIP

I. E. Sorokin<sup>1,2</sup>, W. F. J. Müller<sup>3</sup>, C. J. Schmidt<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Göthe University Frankfurt, Frankfurt/Main, Germany*

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

<sup>3</sup> *Gesellschaft fuer Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt, Germany*

Self-triggered electronics is a natural solution for high rate experiments with Poisson-like distributed events. One of the problems which arise when using self-triggered electronics is noise hits.

In a self-triggered system a noise hit is generated as soon as the instantaneous noise amplitude exceeds the threshold. This is in contrast to the conventional triggered systems, where a noise hit is generated only when a noise fluctuation coincides in time with the trigger. A triggered system is therefore inherently protected against fake hits.

When designing a self-triggered system the expected noise rate has to be estimated and taken into account. Underestimating the noise rate may result in overloading the data acquisition system and excessive background, whereas overestimating it may lower the efficiency.

Assuming a Gaussian noise with dispersion  $\sigma$ , the noise rate can be estimated with the Rice formula [1, 2]

$$f_t = \frac{f_0}{2} \exp\left(-\frac{\nu_t^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

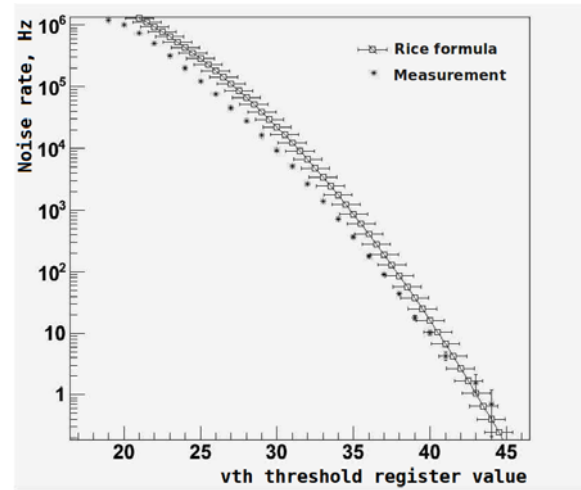
where  $\nu_t$  is the threshold;  $f_t$  is the threshold crossing rate, which the noise rate equals to provided the dead time is small;  $f_0$  is the zero crossing rate, which depends on the system bandwidth. For a simple CR-(RC)<sup>3</sup> shaper with rise time  $\tau$ , the zero crossing rate is given by [2]

$$f_0 = \frac{1}{\pi\tau}. \quad (2)$$

The Rice formula applicability to real systems was tested on example of the n-XYTER chip [3]. A large and stable in time noise was induced on a single n-XYTER channel by loading the input with 10 pF capacitance in series with 15.4 kOhm resistance. The noise rate was measured as a function of the  $\nu_{th}$  threshold register. In order to compare the measurement to the Rice formula, the induced noise needed to be known in units of  $\nu_{th}$ , and it was measured in the following way: the n-XYTER internal test pulse generator was enabled and the pulse detection efficiency was measured as a function of the

$\nu_{th}$ ; the dependence was fitted with an error function, and the  $\sigma$  parameter of the error function was taken as noise. Also the threshold offset (i.e. physical threshold in  $\nu_{th}$  units at  $\nu_{th} = 0$ ) had to be determined. For this the latter procedure was repeated with various pulse amplitudes  $A$ , but now we extracted the *mean* parameter of the error function, which is the pulse amplitude  $A_{\nu_{th}}$  in  $\nu_{th}$  units. The threshold offset was evaluated by extrapolating the  $A_{\nu_{th}}(A)$  to  $A=0$ . For a rough estimate of the  $f_0$  parameter the formula (2) was applied (even though n-XYTER fast shaper is in fact CR-RC type; rise time  $\tau_{fast} = 19$  ns:  $f_0 = 16.8$  MHz).

Taking into account the simplicity of the model and the fact that no model parameters were fit to the measurement, the observed agreement over 6 orders of magnitude in rate is considered to be surprisingly good (Figure). We conclude the Rice formula can be used for noise rate estimates in designing self-triggered readout systems for future experiments.



Noise rate calculated with the Rice formula and the measured.

Supported by HIC for FAIR, HGS-HiRe and H-QM Helmholtz Research School.

1. S.O. Rice, Bell System Techn. J. **23**, 282 (1944).
2. W. Dabrowski *et al.*, *Notes on requirements on noise level and threshold matching for the DETNI ASIC and on design validation*, Collaboration DETNI.
3. A.S. Brogna *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **568**, 301 (2006).

# АНАЛІЗАТОР ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТІВ НА ФІЛЬТРОВАНИХ ПУЧКАХ НЕЙТРОНІВ

А. П. Войтер, О. О. Грицай, М. І. Доронін, О. М. Ковальов, В. А. Лібман, І. О. Мазний

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Розроблено новий аналізатор для експериментів на фільтрованих пучках нейтронів на реакторі ВВР-М [1].

До складу аналізатора входять три вимірювальних тракти (два кутових тракти та один тракт вимірювання на прямому пучку) і система керування установкою кутового розсіювання нейтронів УКР-3. Кожен з кутових вимірювальних трактів містить нейтронний детектор, попередній підсилювач (ПП) та спектрометричний підсилювач (СП). Кутові вимірювальні тракти об'єднані через аналоговий комутатор з номером детектора (АКНД), який забезпечує комутацію імпульсів з їхніх виходів на спектрометричний амплітудно-цифровий перетворювач (САЦП) та формування номера відповідного кутового тракту. Тракт вимірювання на прямому пучку має апаратний склад, аналогічний кутовим вимірювальним трактам. Керування роботою аналізатора здійснюється одноплатним системним комп'ютером (СК). До комунікаційного порту системного комп'ютера підключено модуль комутації для програмного керування електроприводом механізму установки УКР-3. СК має зв'язок з локальною комп'ютерною мережею для забезпечення доступу до сервера та інших ресурсів, що можуть використовуватися в процесі експериментів.

СП, АКНД та САЦП є пристроями ядерної електроніки з програмним керуванням від системного комп'ютера через шину ISA. Указані пристрої, а також модуль комутації розроблено в Інституті ядерних досліджень НАН України.

Програмне забезпечення аналізатора призначено для керування роботою аналізатора та отримання результатів вимірювань. При цьому відповідно до алгоритму роботи УКР-3 за одну експозицію накопичується три спектра (по прямому та двох вимірювальних трактах). У свою чергу число експозицій в одному циклі визначається кількістю комбінацій зразків, що дорівнює 16. Таким чином, за повний цикл вимірювань накопичується 48 спектрів. Структуру програмного забезпечення показано на рис. 1.

Аналізатор реалізовано на основі розширювача шини ISA BP-14S-RS-R30 та корпусу системного блока персонального комп'ютера з використанням штатного блока живлення. З конструк-

тивних міркувань та з урахуванням особливостей керування електромеханізмом УКР-3 модуль комутації БУК-1М виконано в блоці САМАС одиначної ширини. Загальний вигляд аналізатора показано на рис. 2.

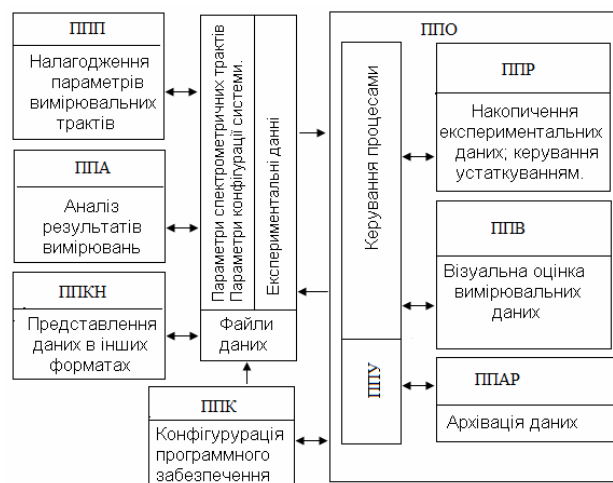


Рис. 1. Структура програмного забезпечення.

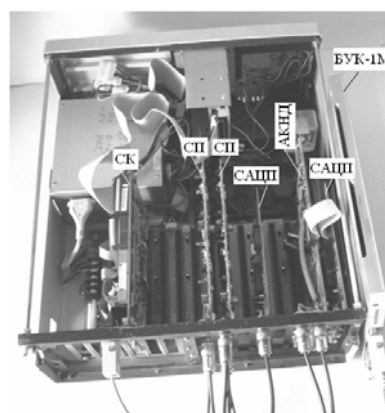


Рис. 2. Конструкція аналізатора.

Аналізатор буде використано для розширення напрямків експериментальних робіт із фільтрованими пучками нейтронів на дослідницькому ядерному реакторі ВВР-М, зокрема для отримання диференціальних перерізів розсіювання нейтронів на ядрах, повних нейтронних перерізів ядер та для дослідження ефектів самоекранування нейтронних перерізів.

1. А.П. Войтер, О.О. Грицай, М.І. Доронін та ін., Ядерна фізика та енергетика **12**, 294 (2011).



# КОРЕЛЯЦІЙНА МЕТОДИКА ПАРАМЕТРИЗАЦІЇ ЕФЕКТИВНОСТІ СЦИНТИЛЯТОРІВ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРІЇ ШВИДКИХ НЕЙТРОНІВ

А. П. Воронов<sup>1</sup>, І. П. Дряпаченко<sup>2</sup>, В. В. Осташко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут монокристалів НАН України, Харків

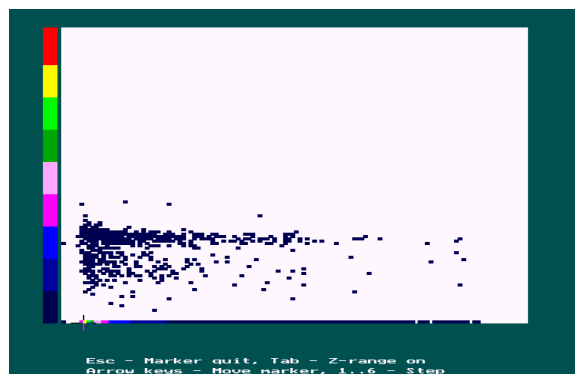
<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Радіаційні поля ядерно-фізичних установок як дослідницьких так і ядерно-технологічних, характерні різноманітністю складових випромінювання, насамперед, це – заряджені частинки, гамма-кванти, нейтрони. Саме дві останні складові – нейтрони та гамма-кванти – створюють найбільші проблеми технологічною схожістю реєстрації – проміжного кроку утворення заряджених частинок при первинній взаємодії з детектуючою речовиною, тим же сцинтилятором. Ця відома й давня проблема сприяла розвитку потужного методу спектрометрії нейтронів (та «відділенню» від завжди супутніх їм гамма-квантів) за часом прольоту. Також це сприяло пошуку детектуючих матеріалів, перш за все, сцинтиляторів, які б надавали можливість селективної реєстрації, ідентифікації, розділення чи відбору відповідної інформації стосовно цих складових мішаних радіаційних полів. Зараз відповідні дослідження та пошук привертають значний оновлений інтерес, підкріплений революційними можливостями цифрових технологій аналізу спектрометричної інформації й новими вимогами фундаментальних та прикладних досліджень [1, 2].

У даній роботі обговорюється підготовлена, налагоджена й перевірена прецизійна експериментальна методика для випробовувань сцинтиляційних матеріалів для реєстрації швидких нейтронів з енергією до 10 МеВ з обраним дискретним кроком її зміни. Для цього буде використана ядерна реакція  $D(d,n)^3\text{He}$ , два кінцевих продукти якої утворюються при бомбардуванні тонкої плівки із дейтерованого поліетилену ( $\text{CD}_2$ ) пучком прискорених іонів важкого ізотопу водню – дейтронів. Ці продукти – нейтрон та ядро  $^3\text{He}$  – реєструються на збігах імпульсів від двох детекторів з використанням комп'ютеризованої багатопараметричної установки. Кожна подія збігу імпульсів від нейтронів з імпульсами від детектора ядер  $^3\text{He}$  «помічається» енергією – ядра  $^3\text{He}$  (амплітудний спектр кремнієвого напівпровідникового детектора заряджених частинок) та двома параметрами щодо енергії нейтронів – амплітудним спектром фотопомножувача в оптичному контакті із сцинтилятором та часом прольоту нейтрона від бомбардованої мішені до детектора. При підкріпленні такого ядерно-фізичного кореляційного експерименту відповідними кінема-

тичними обрахунками «геометрії» – обраних кутів реєстрації (вильоту) продуктів – забезпечується однозначна ідентифікація події ядерної реакції з відповідними фіксованими енергіями продуктів.

Адекватність методики однозначно доведено кореляційними вимірюваннями на збігах продуктів спонтанного ділення  $^{252}\text{Cf}$  – нейтронів та  $\gamma$ -квантів – з використанням двох фотопомножувачів та досліджуваних сцинтиляторів. На рисунку наведено двовимірний спектр, отриманий із «стандартним» стильбеновим сцинтилятором. Амплітуда сигналу фотопомножувача – вісь «X» – відповідає світловиходу досліджуваного сцинтилятора; часопрольотний спектр нейтронів та  $\gamma$ -квантів – вісь «Y» – відповідає енергії нейтронів.



Результат off-line сортування накопиченої інформації стосовно продуктів спонтанного поділу  $^{252}\text{Cf}$ . За логікою блок-схеми методики «вузька» (вища) ділянка відліків відповідає  $\gamma$ -квантам, а нижня, більш «розмита» відповідно до різного часу прольоту для різних енергій – нейтронам.

Наявна однозначна ідентифікація двох сортів випромінювання, а саме  $\gamma$ -квантів та нейтронів, доводить можливість використання цієї методики з метою пошуку та випробовувань нових сцинтиляційних матеріалів для селективної реєстрації нейтронів у мішаному радіаційному полі.

1. I.P. Dryapachenko and E.M. Mozhzhukhin, *Yaderni ta radiacijni tehnologii* **4**, 76 (2004).
2. I. Dryapachenko, E. Mozhzhukhin, V. Salo, and O. Voronov, in *Book of Abstracts LUMDETR 2009* (Krakow, Poland, 12 - 17 July 2009), p. 307.

# ПРОГРАММА ДЛЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ В ВИДЕ ЛИНЕЙНОЙ КОМБИНАЦИИ КОМПОНЕНТ

А. М. Соколов

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Задача приближения экспериментальной зависимости в виде линейной комбинации базисных функций хорошо изучена и воспринимается как стандартная при анализе данных разной природы. В спектрометрии, например, такая задача возникает при определении активности отдельных радионуклидов, входящих в состав изучаемой пробы. Спектрометр регистрирует спектр, который мы представляем себе в виде суммы спектров излучений отдельных компонент пробы (излучений отдельных элементов):

$$Sp_j = \sum_{i=0}^N c_i \cdot sp_j^{(i)}. \quad (1)$$

Здесь  $Sp_j$  - спектр, заданный отсчетами в каналах спектрометра;  $c_i$  - подлежащие определению коэффициенты;  $sp_j^{(i)}$  - отдельные компоненты (спектры излучения эталонных источников из отдельных элементов);  $j$  - номер канала;  $i$  - номер компоненты.

Однако обычно при измерении и компонент, и спектра присутствует фон. Поэтому вместо чистого спектра измерение дает  $Sp_j + Fon2_j$ , т.е. спектр с фоном, а вместо компонент имеем спектры вида  $sp_j^{(i)} + Fon1_j$ . Чтобы  $Fon1$  и  $Fon2$  учесть, их измеряют отдельно ( $Fon1$  одновременно с компонентами в тех же условиях, а  $Fon2$  в одних условиях с первым спектром в серии измерений). Кроме этого, если меряется серия спектров, то условия этих измерений могут меняться, что отражается в изменении шкалы каналов. При этом спектр сдвигается и растягивается (или сжимается) по отношению к спектрам излучения компонент, измеренным при другой калибровке. Для сцинтилляционных детекторов, например, такой эффект связан с зависимостью их характеристик от температуры.

Для того чтобы задачу обработки спектра свести к уравнению (1), необходимо привести результаты измерения отдельных компонент и спектра к одной системе каналов с одинаковой

калибровкой по энергии. Для этого обычно используют калибровку по энергии, которую проводят на этапе предварительной обработки спектра и отдельных компонент. Процедура эта не очень удобная. Она может требовать реперных измерений с использованием радиоактивных калибровочных источников или других усилий для учета влияния температуры.

Настоящая программа не требует знания калибровок по энергии, а только предполагает, что калибровки для компонент и  $Fon1$  одинаковые, калибровка для  $Fon2$  и первого в серии спектров совпадают, а для последующих спектров может отличаться. Предполагается также, что калибровки по энергии для спектров и для компонент, имеющие вид  $E = Fs(k)$  и  $E = Fc(k)$  соответственно, сходны по форме, а различие выражается в замене переменной:  $Fc(k) = Fs(a \cdot k + b)$ . Программа работает с относительной калибровкой  $k2 = a \cdot k1 + b$  (не использует явный вид функций  $Fs(k)$  и  $Fc(k)$ ) и сама находит коэффициенты  $a$  и  $b$ . Задача в форме (1) преобразуется в задачу на минимум

$$\min_{a,b} \left( \min_{c_i} \left\| \sum_{i=0}^N c_i \cdot sp_j^{(i)} - Sp_{a \cdot j + b}^* \right\|^2 \right), \quad (2)$$

которая решается в два этапа (линейный для  $c_i$  и нелинейный для  $a$  и  $b$ ). При этом спектр специальной процедурой «пересыпки» переводится на шкалу каналов компонент.

Определение интересующей нас активности отдельных составляющих в образце производится по найденным коэффициентам  $c_i$ , по данным об активности эталонных источников и с учетом времени измерения отдельных компонент и спектра.

В блоке статистического анализа данных проводится оценка точности полученных активностей. Программа также проверяет, достаточно ли набора компонент для описания спектра и все ли компоненты значимо отличаются от нуля.

## ПІДГОТОВКА ПЕРЕЗАРЯДНИХ ПЛІВОК ДЛЯ ТАНДЕМ-ГЕНЕРАТОРА ДЛЯ ЕГП-10К

Д. А. Кушпій, А. С. Васильківський, А. Г. Березовський

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Визначальним для характеристики роботи лінійного прискорювача заряджених частинок, побудованого як тандем, є вузол перезарядки прискорюваних іонів і основний параметр цього вузла – товщина перезарядної мішені. За ядерно-фізичними параметрами взаємодії прискорювальних іонів з атомами матеріалу перезарядної мішені та впливу цієї взаємодії на основні характеристики пучка (енергетичний і кутовий розкиди) на виході прискорювальної трубки необхідно використовувати мішені, що характеризуються найменшим ефективним зарядом і масовим числом.

Виходячи з агрегатного стану речовини, з якої зроблено перезарядну мішень, використовуються газові або твердотільні мішені. Газові мішені складні в практичному використанні: потрібно робити ефективну систему відкачування з прискорювальної трубки саме у місці під кондуктором, який знаходиться під високим потенціалом від 1 до 15 МВ і, бажано, щоб система відкачування була з регенерацією (поверненням) газу. Можуть бути значні проблеми через геометричні розміри контейнера для утримання газу – контейнер повинен бути протяжним у напрямку руху пучка (за розрахунками, оптимальною є довжина близько 400 мм), щоб забезпечити достатню ймовірність перезарядки іонів при мінімумі енергетичного розкиду. У той же час розміри мішені в інших напрямках, а також розміри вхідних і вихідних отворів (діафрагми) для пучка в контейнері повинні забезпечувати неможливість подальшого прискорення частинок, розсіяних на внутрішніх стінках мішені. Тому на більшості тандем-генераторів використовуються твердотільні перезарядні мішені.

Усі відомі практично використовувані перезарядні твердотільні мішені для тандем-генераторів виготовляються на основі вуглецевих плівок. Вуглець є найбільш оптимальним для виго-

товлення перезарядних плівок, виходячи з необхідної товщини (значно  $< 1$  мкм), механічної стійкості, доступності вихідного матеріалу та його вартості.

У відділі електростатичних прискорювачів ІЯД НАН України було модернізовано методики виготовлення та оцінки товщини перезарядних вуглецевих плівок. Роботи проводилися з використанням промислового вакуумного агрегату ВУП-5М. Для розпилення вуглецю досліджувалися дві методики: нагрівання постійним струмом із підбором товщини зразка, що нагрівався, та величини струму; створення розряду між двома вуглецевими контактами, при цьому досліджувався вплив на характеристики плівок тривалості розряду, їхньої кількості та тривалості перерви між розрядами. Також досліджувалися параметри плівок залежно від типу та матеріалу підкладок, на які проводилося осаджування розпиленого в камері вуглецю: використовувалися відколки кристалічної солі різного ступеня обробки та лабораторне скло. Оцінка товщини плівок на перших етапах проводилася зважуванням спеціально підготовлених зразків, що отримувалися при значно більшому, ніж необхідно, часі чи кількості розрядів напilenня, для підвищення точності зважування. З отриманих таким чином даних для робочих плівок розраховувалися необхідні параметри процесу напilenня (час, кількість та тривалість розрядів) для отримання необхідної товщини.

Додатково для оцінки товщини плівок у процесі напilenня використовувалася методика реєстрації зміни частоти генерації кварцу на який наносився тонкий шар покриття відносно до опорного. Також товщина мішені додатково оцінювалася за методикою зворотного резерфордського розсіяння на пучку протонів тандем-генератора.

### THE OPTIMIZATION INVESTIGATIONS OF GEOMETRIC PARAMETERS OF TWO-ZONE SUBCRITICAL 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

Studies of different authors [1 - 3] show that the construction of accelerator-driven subcritical systems is a very promising way in nuclear power engineering. Such systems provide a possibility to improve the safety level and to work out effective methods of transmutation of long-lived radioactive waste.

Here we present further development of our previous work [4, 5]. The theoretic background of the development of accelerator-driven subcritical systems can be found in more detail in [4, 5], as well as preliminary results of our studies.

We investigate the amplification of the neutron flux by a number of subcritical systems, namely, by a homogeneous spherical assembly made up of enriched uranium, by a homogeneous spherical assembly made up of water solution of enriched uranium, and by a homogeneous spherical assembly made up of enriched uranium and containing beryllium reflector.

A subcritical reactor is a nuclear fission reactor that produces fission without achieving criticality. Instead of a sustaining chain reaction, a subcritical reactor uses additional neutrons from an outside source. The neutron source can be a nuclear fusion machine, a particle accelerator producing neutrons by spallation and other neutron sources [6]. Such a device with a reactor coupled to an accelerator is called an Accelerator-Driven System.

The main objective of our investigation was to establish the basic laws of the behavior of the amplification factors of neutron flux and energy depending on primary features of the assembly - such as nuclide composition, energy of neutrons of the external source, effective multiplication factor of the system, and ratio of nuclear concentrations in different zones and their sizes. Study of such model assemblies is of interest for a better understanding of

amplification properties of more complicated systems and for their parameters optimization.

The first stage of our research studied is comparative calculations of efficiency and cost one and two-zone subcritical assemblies. The research results clearly show the advantage of two-zone systems, as in the neutron-physical characteristics and in the cost of system. Also the modeling results show that the system is more effective when the outer zone is greater than the inside zone.

The second stage of our research is to find the optimum volume ratio of inner and outer zones of subcritical reactor.

Simulation results show that for simple spherical two-zone subcritical systems optimum volume ratio of outer and inner zones is order of two.

Calculations of the amplification factors and other physical characteristics of the systems under consideration were done with the help of the neutron Monte Carlo transport code MCNP-4C [7], which employs the latest ENDF/B-VI nuclear data library.

1. C. Rubia *et al.*, CERN/AT/95-44(ET), 1995.
2. C.D. Bowman, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **48**, 505 (1998).
3. S.A. Bznuni *et al.*, The physics of elementary particles and atomic nucleus **34**, 977 (2003) (in Russian).
4. V.A. Babenko, V.I. Gulik, L.L. Jenkovszky *et al.*, Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations (45) **6**, 122 (2005).
5. V.O. Babenko, V.I. Gulik, V.M. Pavlovich, and O.A. Pupirina, Problems of Nuclear Power Plants' safety and of Chernobyl **6**, 8 (2006) (in Ukrainian).
6. V.O. Babenko, V.I. Gulik, and V.M. Pavlovych, in *Proc. of Waste Management Conference (WM2010)*. - Phoenix, USA, 7 - 11 March, 2010.
7. J. Briesmeister. MCNP General Monte Carlo Code N-Particle Transport Code Version 4C, LA-13709-M.



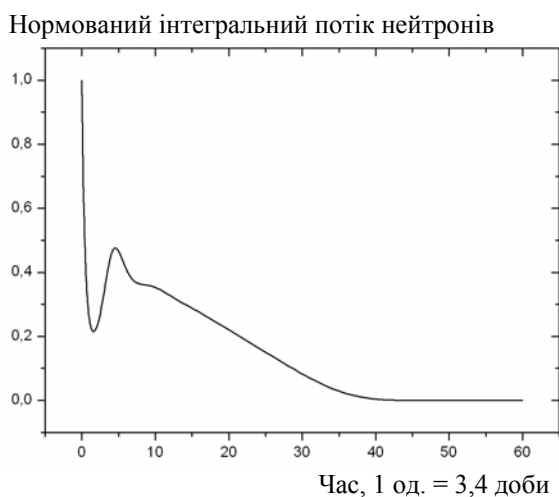
## ДОСЛІДЖЕННЯ НА СТІЙКІСТЬ СТАЦІОНАРНОЇ ХВИЛІ ЯДЕРНИХ ПОДІЛІВ

В. М. Хотяїнцев<sup>1</sup>, А. В. Аксьонов<sup>1</sup>, О. М. Хотяїнцева<sup>2</sup>, В. М. Павлович<sup>2</sup><sup>1</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Однією з інноваційних реакторних систем, що досліджуються в пошуку оптимальних джерел енергії, є швидкий саморегульований реактор, що працює на хвилі ядерних поділів (РХЯП).

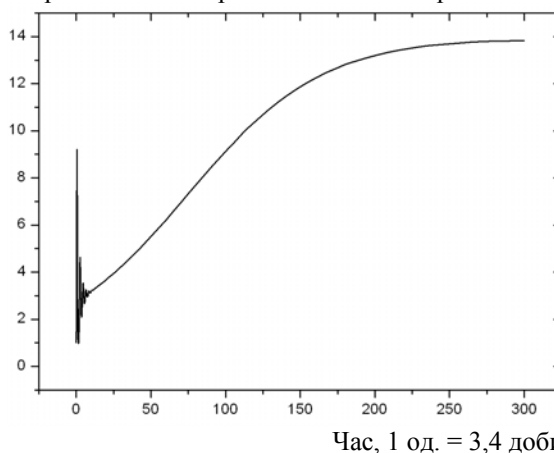
У роботі [1] показано, що для одновимірного РХЯП з уран-плутонієвим циклом в одноруповому наближенні при врахуванні  $\beta$ -розпаду  $^{241}\text{Pu}$  графік залежності швидкості стаціонарної хвилі від безрозмірної концентрації поглинач  $\rho$  має точку повороту, тобто існують верхня й нижня гілки стаціонарних розв'язків. Там же було висловлено припущення, що нижня гілка є нестійкою і швидкість стаціонарної хвилі не може бути меншою деякого граничного значення. Мета цієї роботи – дослідити на стійкість хвилі, що відповідають різним гілкам швидкісної характеристики РХЯП.

Відповідна нестационарна задача розв'язувалась чисельно. Реактор вибирався достатньо довгим, щоб вибір межових умов на його кінцях не був істотним. В якості початкових умов при розрахунку використовувались дані розв'язання задачі на стаціонарну хвилю [1] для верхньої й нижньої гілок в необмеженому по довжині реакторі, отримані при  $\rho = 0,06815$ , але значення  $\rho$  змінювалось у більший або менший бік.

Рис. 1. Затухання хвилі при  $\rho = 0,069$ .

Два типові варіанти еволюції стану нижньої гілки відображають рис. 1 і 2, на яких представлена зміна з часом інтегрального потоку нейтронів, нормованого на початкове значення, при  $\rho = 0,069$  і  $\rho = 0,065$  відповідно. В обох випадках система переходить в інший стан: у першому

Нормований інтегральний потік нейтронів

Рис. 2. Перехід хвилі у стаціонарний стан верхньої гілки при  $\rho = 0,065$ .

випадку хвиля гасне приблизно за чотири місяці, а у другому потік нейтронів поступово зростає протягом приблизно двох років більше як у десять разів, хвиля розганяється й переходить у стан, що відповідає стаціонарній хвилі верхньої гілки при даному  $\rho$ . Таким чином, стаціонарні розв'язки нижньої гілки є нестійкими і не реалізуються як стаціонарні хвилі в реакторі. У той же час стаціонарні розв'язки верхньої гілки є стійкими. Розрахунки для початкових станів верхньої гілки підтверджують цей висновок.

В обох випадках (див. рис. 1 і 2) еволюція системи включає процеси двох різних типів: 1) відносно швидкий перехідний процес типу затухаючих коливань потоку та реактивності; 2) повільний саморегульований процес, пов'язаний із поступовою зміною розподілів концентрацій ядер і переміщенням хвилі, за якими адіабатично змінюється нейтронний потік.

Для більшої наочності час життя нейтрона при проведенні розрахунків був штучно збільшений, у результаті період осциляцій зріс. У дійсності він становить близько 1 - 10 с. Період осциляцій є різним для верхньої й нижньої гілок і залежить також від вибраного значення  $\rho$ . Відносно цих швидких осциляцій стани обох гілок є стійкими, нестійкість станів нижньої гілки зумовлена саме повільною зміною концентрацій ядер.

1. V.M. Khotayintsev, V.M. Pavlovych, and O.M. Khotayintseva, Travelling-wave reactor: velocity formation mechanisms, in *PHYSOR 2010*.

**ВИКОРИСТАННЯ ДВОГРУПОВОГО НАБЛИЖЕННЯ В МЕТОДАХ  
НЕЙТРОННО-ШУМОВОЇ ДІАГНОСТИКИ****В. М. Павлович, А. І. Санжур, С. А. Стороженко***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

На основі теорії гілчастих процесів розглянуто процес розмноження нейтронів у середовищі з вмістом матеріалів, що діляться. Розгляд проведено для підкритичної системи за умови присутності зовнішнього джерела в наближенні двох енергетичних груп нейтронів. Отримано твірну функцію кількості відліків детектора за певний проміжок часу та встановлено її зв'язок з твірною функцією стаціонарного розподілу нейтронів і твірними функціями, що описують часову залежність розподілу нейтронів, які належать до повільної та швидкої енергетичних груп. Одержано аналітичні вирази для першого та другого факторіальних моментів вищевказаних твірних функцій. Проведено порівняння з одnogруповим наближенням і показано, що на відміну від одnogрупового, у двогруповому наближенні система характеризується двома параметрами критичності: перший, близький за значенням до отриманого в одnogруповому наближенні, відповідає за баланс між утворенням і поглинанням нейтронів,

а другий, за значенням набагато більший (унаслідок наближення слабопоглинаючого середовища) від першого, відповідає за сповільнюючі властивості середовища. Твірну функцію кількості відліків детектора, отриману в наближенні двох груп, застосовано в методі нейтронношумової діагностики Фейнмана й отримано аналітичний вираз відношення дисперсії до середнього значення кількості відліків залежно від часового інтервалу вимірювання. Показано, що граничне значення цього відношення при великих значеннях часового проміжку вимірювання, а також середня швидкість лічби детектора не залежать від розбиття нейтронів на групи по енергіях. Показано, що використання методу Фейнмана у двогруповому наближенні майже не має переваг порівняно з одnogруповим наближенням у випадку реакторів на повільних нейтронах, однак може стати в нагоді у випадку реакторів на швидких нейтронах із суттєво відмінними сповільнюючими властивостями середовища.

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ДОСТИЖЕНИЯ УРОВНЯ ЧИСЛОМ НЕЙТРОНОВ И ПЕРИОД РЕАКТОРА****В. В. Рязанов***Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Под временем достижения уровня числом нейтронов понимается случайное время до момента достижения случайным процессом полного числа нейтронов в реакторе заданного уровня. Время достижения уровня числом нейтронов имеет более общий физический смысл, чем период реактора. Период реактора – динамическая величина, среднее время достижения уровня – стохастическая, полученная из стационарного распределения времени первого достижения уровня. Предполагая ограниченность максимально возможного времени достижения уровня учитываем зависимости от текущего момента времени.

Энергетический реактор с обратными связями не описывается асимптотическим периодом в соответствии с уравнением обратных часов – такой период не может быть установившимся и поэтому не определена однозначная связь между периодом реактора и введенной реактивностью. И как следствие – трудно найти, насколько опасно изменение эффективного коэффициента размножения нейтронов. Поэтому широко применяемый в контроле и управлении период реактора обоснованно может быть использован только на минимально контролируемой мощности.

Период реактора определяется динамикой системы. Время достижения уровня числом нейтронов также характеризует временной интервал в эволюции нейтронной системы, однако подход к определению этой величины и ее физический смысл существенно отличаются от динамического подхода, используемого при изучении периода реактора. В выражения для времени достижения уровня можно включить зависящую от времени реактивность. Полученные в [1] соотношения зависят от верхнего предела интегрирования, максимально возможного времени достижения уровня числом нейтронов.

Предлагаемый в [1] подход позволяет описывать реальные переменные во времени режимы работы реактора. В качестве примера в [1] рассмотрена кинетика реактора в энергетических режимах работы, саморегулирование благодаря обратным связям, переходный процесс при по-

ложительном возмущении реактивности. Динамическое поведение ядерного реактора учитывается введением кусочно-непрерывных функций плотности распределения времени жизни нейтронов в зависимости, например, от переменной во времени реактивности реактора. При таком подходе учитывается история системы, каждое изменение реактивности вносит вклад в полученные выражения.

Расчеты времени достижения уровня числом нейтронов могут быть проведены при изменении реактивности вследствие изменения состава активной зоны, выгорания ядерного топлива, отравления реактора, ксеноновых колебаний и других явлений, сопутствующих работе реактора. При определенных изменениях реактивности поведение моментов времени достижения уровня (среднего, дисперсии) имеет особенности. Они могут, например, принимать комплексные или отрицательные значения. Оценка среднего времени достижения уровня числом нейтронов в реакторе и дисперсия этой величины могут служить одним из практических применений предлагаемого описания при различных вариантах изменения реактивности во времени. Эти изменения предполагаются заданными. Особенности поведения моментов времени достижения уровня будут указывать на неустойчивость нейтронной системы.

Таким образом, учитывая разные эффекты, вносящие вклад в реактивность, можно выбирать ее безопасное изменение. Математические выражения для среднего времени достижения уровня числом нейтронов проще и нагляднее соотношений, связывающих период реактора с реактивностью. Эти выражения легко рассчитываются. Алгоритм такой. Задается изменение реактивности во времени. По полученным соотношениям и графикам находят моменты времени, в которых изменение реактивности может привести к значениям среднего времени достижения уровня числом нейтронов, соответствующим опасно малым периодам реактора.

1. В.В. Рязанов, Атомная энергия **110**, 307 (2011).

## CREATION OF A NEUTRON FILTERED BEAM WITH THE ENERGY 275 keV AT THE KYIV RESEARCH REACTOR

O. O. Gritzay, V. A. Libman

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

Neutron filtered beam technique was launched at the Kyiv Research Reactor (KRR) for more than 30 years. More than ten quasi-mono-energetic neutron lines were created in the energy region from thermal energy to 150 keV instead reactor neutron spectrum using the composite neutron filters. Development of the new neutron filters is in progress to obtain the high-intensity neutron beams with energies up to 1 MeV. The development of the 275 keV filter was realized in the Neutron Physics Department during this year.

The traditional filter development procedure is consists of three steps: 1) calculation of the filtered neutron spectra and selection of the qualitative and quantitative content of the composite filter in order to receive the filtered neutron beam with given parameters; 2) making of the filter's assembly with the components as soon as close to ones chosen by calculations; 3) the experimental testing of the created filter. So, optimization of the filtered neutron beams is generally fulfilled by means calculations. The Monte Carlo simulation or analytical approach is used for this purpose. However, the filter's component selection is impossible through calculation, if the total neutron cross-section information is unknown or inefficient for one of the filter's component. Just that very case is observed in the 275 keV filter.

Manganese is proposed to use as the main component of the 275 keV filter. Possibility of the application of this material is based on the analysis of the experimental data, obtained at the KRR. The presence of resonance structure in the total neutron cross section for manganese is presented up to the energy 100 - 125 keV in the all evaluated nuclear data libraries (ENDLs). Above this energy, the cross section is smooth.

The first step of the technical filter development procedure (TFDP) cannot be used for the selection of the filter components, if information about the total neutron cross section for one of the supposed components is absent in the interesting energy region. In this case, only the experiment can answer this question. The calculation may be used as an auxiliary procedure to select materials for removing/decreasing of the known additional (garbage) lines.

The total neutron cross section for manganese has about ten deep minima in the energy region from

1 to 100 keV. These minima are "windows" for the neutron passing through the manganese and the reactor neutron beam after the Mn filter shell have the neutron lines at these minimum's energies. To remove/decrease these lines, supplementary materials having the strong resonances at these energies have to be added to manganese. The calculations were done for the several supplementary materials: Cu, Co, Zn, S, V,  $^{56}\text{Fe}$ , and  $^{58}\text{Ni}$ .

On the basis of these calculation results, the  $^{58}\text{Ni}$  nuclide was applicable for the supplementary material. Five lines – 17, 26, 33, 76, 83 keV – were removed, the intensity of the 56 keV line was decreased by 2.5 times. Copper and vanadium are also sufficiently good supplementary materials. They remove 2 - 3 lines and decrease the intensity of the rest lines.

However, this conclusion may be erroneous, as the accurate analysis of the calculation results is not possible through two unknown facts: 1) We have no information in the ENDLs about the deep minimum in  $\sigma_{\text{tot}}$  for the Mn at the 275 keV energy, so it is not be able to estimate the influence of the selected materials on the intensity of the 275 keV line. 2) We have no information about existence of the additional (garbage) lines above 100 keV, so it is not be able to estimate the influence of the selected materials on their intensities.

The second and third steps, making of the filter's assembly and the experimental testing of the created filter, are a little different from the TFDP. Only the main components of the 275 keV filter ( $^{55}\text{Mn}$  – 257.7 g/cm<sup>2</sup>,  $^{10}\text{B}$  – 0.28 g/cm<sup>2</sup>,  $^{11}\text{B}$  – 0.0496 g/cm<sup>2</sup>) were placed in the filter's assembly, then it was put in the first three shutter disks of the reactor horizontal channel. The supplementary materials were inserted in the special device for sample changing. The hydrogen proportional counter (CHM-38) was used for the neutron spectra measurement.

Analysis of the neutron filtered beam spectra, obtained by the differentiation of the instrumental spectra of the proton recoil counter, shown, that the best supplementary materials are vanadium and  $^{54}\text{Fe}$ .

The first variant of the 275 keV neutron filter was developed. It consists of the following materials:  $^{55}\text{Mn}$  – 257.7 g/cm<sup>2</sup>,  $^{10}\text{B}$  – 0.28 g/cm<sup>2</sup>,  $^{11}\text{B}$  – 0.0496 g/cm<sup>2</sup>, V - 20.7 g/cm<sup>2</sup>,  $^{54}\text{Fe}$  - 54.1 g/cm<sup>2</sup>. The intensity of the filtered neutron beam with the energy 275 keV may reach  $10^4$  n/(cm<sup>2</sup> · c).

## DEVELOPMENT OF THE FILTER-7 CODE

O. O. Gritzay

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

The first step of the traditional filter development procedure is to calculate the filtered neutron spectra and select the qualitative and quantitative content of the composite filter in order to receive the filtered neutron beam with given parameters. The package FILTER is used for these calculations in the Neutron Physics Department (NPD). This package contains special data libraries and computer code Filter. This code was up-grated and the seventh version of the Filter code (FILTER-7) is presented on the UKRNDС's site <http://ukrndc.kinr.kiev.ua/FILTER/> for work on PC under MSDOS (WINDOWS).

FILTER-7 is a code from the FILTER package, developed for neutron spectrum shape calculations after the composed filter and also for determination of the neutron spectrum shape parameters of the created quasi-mono-energy neutron line.

The code uses a simple expression for calculation of the filtered neutron spectrum  $F(E)$ :

$$F(E) = \exp[-\sum n_i \cdot \sigma_i(E)] \cdot \Phi(E), \quad (1)$$

where  $n_i$  – nuclear thickness of the  $i$ -th filter component,  $\sigma_i(E)$  – total neutron cross section of the  $i$ -th nuclide,  $\Phi(E)$  – the incident reactor neutron spectrum.

In addition, the function  $F_d(E)$  is calculated to take into account an efficiency of the used neutron detector:

$$F_d(E) = \exp[-\sum n_i \cdot \sigma_i(E)] \cdot \Phi(E) \cdot \sigma_{\text{reac}}(E). \quad (2)$$

Here  $\sigma_{\text{reac}}(E)$  is an energy-dependent cross-section of the reaction, which used for neutron detection.

Owing to this algorithm, the calculation time is very short. The code allows simulation of the combination of whatever materials and isotopes for the filter, to get quasi-mono-energetic neutron spectrum with necessary energy, intensity and purity. The correctness of this approach was tested comparing the results obtained in the exact simulation of the experimental set-up using the MCNP4C code.

The FILTER package consists of code Filter (ver. 7) and a specialized library, which contains the following information:

1. The files with the total neutron cross sections for a set of materials in the point-wise format and linear-linear interpolation low (3rd ENDF file format). Total list of these files (see [LIST CS](#)) now contains more than 100 units. These cross sections were calculated using code packages PREPRO or NJOY together with the most updated Libraries of Evaluated Nuclear Data (LEND). Accuracy of linearization procedure was taken as 0.1 %, the temperature of materials as 300K. In necessary cases this list may be added with new cross section files. The names of files may be arbitrary (except the file defined in point 2), but the length has to be equal or less than 12 symbols, one of those is the point; the last three symbols are the file extension.

2. File [DENSITY.dat](#) is the density of material (in g/cm<sup>3</sup>). This file is used when the filter component is specified in cm (length). In this case it is necessary to take in mind that the names of the input cross section files have to be just the same as the names of elements in file DENSITY.dat. For instance, if the name of material in DENSITY.dat is 3LI07, then the file name for Lithium-7 cross section has to be the same, namely 3LI07.\* (*the file extension is allowed*). In other case, one may receive the message about the absence of information: *DENSITY FOR (your element) IS ABSENT* and the code will be stopped.

3. File [HE3\\_NP](#) contains the energy dependent cross section for reaction  ${}^3\text{He}(n, p)$ , calculated with the use of JENDL-3.3 library. The accuracy of linearization was 0.1 %, the temperature was taken as 300 K. This file is used to take into account the energy-dependent efficiency in the case, when He-3 counter is used for neutron registration.

4. File [H1\\_NEL](#) contains the energy dependent cross section for reaction of neutron elastic scattering at hydrogen calculated with the use of JENDL-3.3 library. The accuracy of linearization was 0.1 %, the temperature was taken as 300 K. This file is used to take into account the energy-dependent efficiency in the case, when proton recoil counter is used for neutron registration.

Detailed manual, explanation of the input parameters and an example of running of the FILTER-7 code are presented on the site <http://ukrndc.kinr.kiev.ua/FILTER-7.html>.

# АВТОМАТИЗОВАНА УСТАНОВКА ДЛЯ ДИСТАНЦІЙНОЇ ГЕРМЕТИЗАЦІЇ АМПУЛЬНИХ ДЖЕРЕЛ ВИПРОМІНЮВАННЯ ДЛЯ ПРОМИСЛОВОЇ ДЕФЕКТОСКОПІЇ НА ОСНОВІ РАДІОІЗОТОПУ ІРИДІЙ-192

П. М. Ворона<sup>1</sup>, С. В. Дубовецький<sup>2</sup>, В. П. Левченко<sup>3</sup>, В. М. Шевель<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Науково-виробнича фірма "НАВКО-ТЕХ", Київ

<sup>3</sup> ТОВ "РАДІОФАРМ", Київ

Радіоізотопні джерела іонізуючого випромінювання (ДІВ) знаходять широке застосування в науці, медицині, техніці та інших сферах використання.

На дослідницькому реакторі ВВР-М проведено цикл досліджень нейтронних перерізів утворення радіоактивних ядер [1], що можуть бути використані як  $\gamma$ -випромінювачі для створення на їхній основі ДІВ для різних сфер використання. Серед них  $^{192}\text{Ir}$  ( $T_{1/2} = 74,02$  год), перспективний радіоізотоп для задоволення потреб промислової дефектоскопії та медицини (для брахітерапії) [2].

Промислова дефектоскопія потребує, зокрема, потужних ДІВ, активність яких лежить у межах (3 - 9) ТБк. Суттєвою проблемою при створенні таких ДІВ є забезпечення надійної ізоляції радіоактивної речовини (робочої частини) джерела від контакту з довкіллям, запобігання її розповсюдженню в навколишньому середовищі протягом усього часу експлуатації. З цією метою створено автоматизовану установку для герметизації ампул з радіоактивною речовиною. Технічні характеристики установки зорієнтовані на дистанційне заварювання кришок ампул типових ДІВ для промислових дефектоскопів "Гаммарид": тонкостінні ампули з нержавіючої сталі діаметром 5 - 6 мм та висотою 6 - 7 мм.

В установці використовується технологія дугового електрозварювання неплавким вольфрамовим електродом в атмосфері захисного газу аргону (зварювання TIG). Дистанційне керування виконавчими механізмами установки, змонтованими в гарячих камерах реактора (рисунок), здійснюється за допомогою спеціальної пневмосистеми. Виконання зварювальних операцій здійснюється в такій послідовності: монтаж ампули з радіоактивною речовиною на поворотній планшайбі, опускання пальника в початок шва, запалювання дуги при нерухомій ампулі, обертання ампули зі зварювальною швидкістю, перекриття зварювального шва, заварювання кратера, підняття пальника та повернення планшайби обертача ампули у вихідний стан. Установка забезпечує програмне керування всіма механізмами та пристроями, а також діагностику їхнього стану від контролера.



Вузол виконавчих механізмів автоматизованої установки для заварювання ампул з радіоактивною речовиною, змонтований у гарячій камері реактора.

Слід зауважити, що створена установка є базовою в технологічному циклі по виробництву ДІВ на дослідницькому реакторі ВВР-М [1]. Вона може використовуватись не лише для заварювання кришок тонкостінних ампул ДІВ на основі радіоізоотопу  $^{192}\text{Ir}$ , але й для автоматичного зварювання TIG кільцевих швів будь-яких виробів із низьковуглецевих, легованих та конструкційних сталей.

Робота підтримана УНТЦ, проект № Uz-25.

1. П.М. Ворона, у "40 років нейтронних досліджень на реакторі ВВР-М" (Київ, 2000), с. 48.
2. V.P. Vertebnyi, P.N. Vorona, A.I. Kaltchenko, and V.G. Krivenko, in *Nuclear Cross Sections Technology: Proc. of the Int. Conf., Knoxville, TN, October 22 - 26, 1979* (Washington, 1980), p. 881.

# РОБОЧА БІБЛІОТЕКА НЕЙТРОННИХ ДАНИХ ДЛЯ ЯДЕРНО-КОНСТАНТНОГО ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ РОЗРАХУНКІВ НАКОПИЧЕННЯ РАДІОІЗОТОПІВ У ДОСЛІДНИЦЬКОМУ РЕАКТОРІ

П. М. Ворона, О. О. Грицай, О. І. Кальченко, Н. А. Клімова

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

На дослідницькому реакторі ВВР-М протягом тривалого часу проводяться роботи з вимірювання нейтронних перерізів атомних ядер, важливих не лише для ядерної фізики, але й для прикладних застосувань [1]. Прикладні застосування включають, зокрема, виробництво радіоізотопної продукції для потреб практики [2]. Дана робота включає результати формування програми виробництва радіоізотопної продукції, виходячи з нейтронних потоків у реакторі [3], а також формування робочої бібліотеки нейтронних даних для ядерно-константного забезпечення розрахунків накопичення ізоотопів у реакторі.

**Програма потенційного виробництва** радіоізотопної продукції сформована, перш за все, на основі аналізу потреб України в радіоізотопній продукції для різних сфер її використання – науки, медицини, промисловості та інших прикладних застосувань. До сформованої програми виробництва включено наступні цільові радіоізотопи:

$^{32}\text{P}$ ,  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{59}\text{Fe}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{75}\text{Se}$ ,  $^{85}\text{Sr}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Y}$ ,  $^{99}\text{Mo}$  /  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ,  $^{103}\text{Ru}$ ,  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{117\text{m}}\text{Sn}$ ,  $^{131}\text{Te}$  /  $^{131}\text{I}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{141}\text{Ce}$ ,  $^{143}\text{Pr}$ ,  $^{147}\text{Nd}$ ,  $^{151}\text{Sm}$ ,  $^{153}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$ ,  $^{155}\text{Eu}$ ,  $^{153}\text{Gd}$ ,  $^{160}\text{Tb}$ ,  $^{169}\text{Yb}$ ,  $^{177}\text{Lu}$ ,  $^{182}\text{Ta}$ ,  $^{183}\text{Ta}$ ,  $^{181}\text{W}$ ,  $^{185}\text{W}$ ,  $^{187}\text{W}$ ,  $^{188}\text{W}$  /  $^{188}\text{Re}$ ,  $^{186}\text{Re}$ ,  $^{188}\text{Re}$ ,  $^{192}\text{Ir}$ ,  $^{198}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Hg}$ .

Визначальними величинами для оцінки можливостей досягнення заданої активності цільового радіоізоотопу (як загальної, так і питомої), крім потоків нейтронів у реакторі та їхнього спектрального складу, є також величини нейтронних перерізів захвату атомних ядер.

**Робоча бібліотека нейтронних даних** містить дані для 30 хімічних елементів, радіоактивні ізоотопи яких включено до програми виробництва. Причому до бібліотеки включено дані не лише для стартових стабільних та цільових радіоактивних ізоотопів, але й для всіх супутніх (домішкових) ізоотопів, що можуть бути присутні в стартовому матеріалі, а також будуть накопичуватися при опроміненні мішеней. Сформована бібліотека містить файли даних у різних комп'ютерних форматах, а також числові дані, представлені в табличному вигляді.

**Файли в END-форматі** відібрано в результаті аналізу останніх версій ENDF-бібліотек загального призначення: ENDF/B-VII, JEFF-3.1,

JENDL-3.3, BROND-2.2, CENDL-2. Для подальших розрахунків відібрано 2 з 5 бібліотек: JENDL-3.3 (Японія) та JEF3.1 (Європа). У бібліотеках BROND та CENDL оцінки для більшості потрібних ізоотопів відсутні. Для деяких ізоотопів було використано нейтронні дані з бібліотеки ENDF/B-VII, оновлена версія якої з'явилась під час виконання роботи. При відсутності даних у трьох названих бібліотеках у декількох випадках використано бібліотеку BROND-2. Загалом відібрано 154 файли ізоотопів та хімічних елементів у форматі ENDF, які записано на окремий компакт-диск у первинному вигляді, для подальшої роботи з файлами вибраних ізоотопів.

**Файли в ACE-форматі** необхідні для розрахунків накопичення радіоізоотопів в реакторі при використанні для цього можливостей комп'ютерного коду MCNP [4]. На жаль, навіть у найбільш повній бібліотеці останньої версії коду MCNP-5 представлено не всі потрібні ізоотопи або ж оцінені нейтронні дані, що використані для отримання файлу в ACE форматі, є застарілими. Виходячи з першочергових потреб, було сформовано нові файли в ACE форматі: для ізоотопів молибдену  $^{94,95,96,97,99}\text{Mo}$ , танталу  $^{181,182}\text{Ta}$ , вольфраму  $^{182,183,184,186}\text{W}$ , ренію  $^{185,187}\text{Re}$  та іридію  $^{191,193}\text{Ir}$ . Крім того, в ACE форматі сформовано файли для ізоотопів германію  $^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$ .

**Числові дані**, наведені в таблицях, містять величини теплових перерізів, резонансних інтегралів та спектральних факторів Весткотта. Для підтвердження достовірності величин, розрахованих із файлів оцінених даних, наводяться також експериментальні величини, узяті з останніх компіляцій [5].

Робота підтримана УНТЦ, проект № Uz-25.

1. П.М. Ворона, О.О. Грицай, О.І. Кальченко та В.В. Колотий, у "40 років нейтронних досліджень на реакторі ВВР-М" Київ, 2000), с. 20.
2. П.М. Ворона, там же, с. 48.
3. П.М. Ворона та В.Ф. Разбудей, Ядерна фізика та енергетика **11**, № 1, 57 (2010).
4. П.М. Ворона та В.Ф. Разбудей, Ядерна фізика та енергетика **12**, №3, 235 (2011).
5. S.F. Mughabhab, *Atlas of Neutron Resonances*, Fifth Edition, NNDC, USA, 2006.



## ELECTROSTATIC TRAPS FOR CHARGE CARRIERS AND EXCITONS IN DOUBLE QUANTUM WELLS IN THE PRESENCE OF DISK-SHAPE ELECTRODE

A. A. Chernyuk<sup>1</sup>, V. I. Sugakov<sup>1</sup>, V. V. Tomylo<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, in connection with intense search of the exciton condensation, significant achievements have been made in experimental study of semiconductor systems with double quantum wells, in which the exciton lifetime is long. To reach large concentrations of excitons, the systems with electrostatic traps are created; in which excitons are accumulated [1].

In the present paper, an idea of creation of traps for excitons in double quantum wells, which are located close to the border of one electrode, is considered (Fig. 1). As it is known, near the border of the electrode, which is under the potential, the surface charge storage occurs [2]

$$\delta(\rho) = e/(4\pi R^2)/(1 - \rho^2/R^2)^{1/2}, \quad (1)$$

where  $e$  is the disk charge and  $R$  is the disk radius [2]. This distribution causes a potential trap for the

exciton. Such traps appeared during the calculation the aperture in the electrode [3] and near the slot in the electrode [4]. The redshift of the emission was observed [5] in case of the presence of the window in the electrode.

In consequence of charge redistribution on the electrode (1), the radial profile of the exciton potential energy has a minimum near the disk edge. The calculations for some parameters are shown in Fig. 2. Thus, the largest accumulation of excitons is expected to be in the circle trap along the disk perimeter. The depth of the trap is sufficient for exciton localization at low temperatures. The trap deepens with shortening the disk radius  $R$  and with reducing the distance  $d$  between the quantum wells and the electrode.

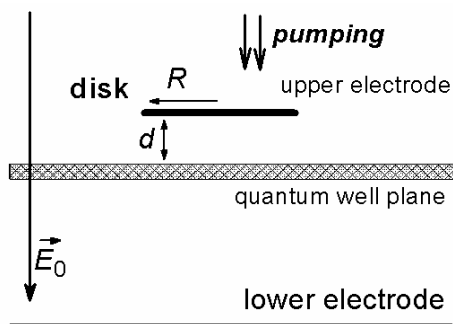


Fig. 1. The scheme of the system, in which one electrode is disk-like.

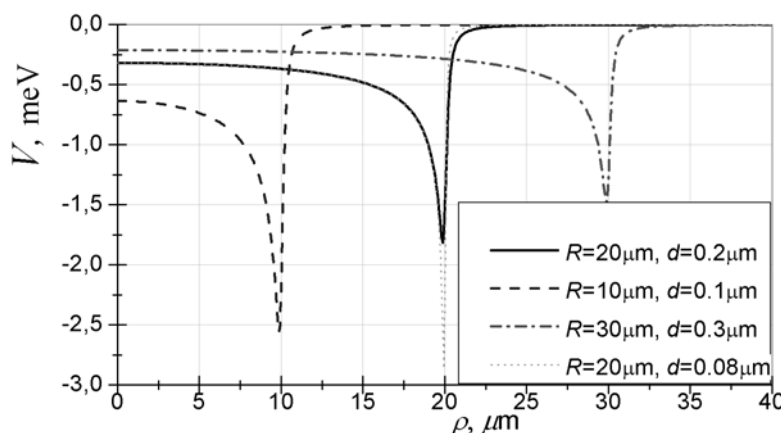


Fig. 2. Radial dependence of the exciton potential energy on the disk radius  $R$  and on the distance  $d$  between the quantum wells and the electrode

The potentials of the charge carriers (electrons and holes) are monotonous along the radial coordinate. Thus, in semiconductors with double quantum wells, traps capture excitons only, which have the dipole moment. The effect of other particles influence on these traps is absent, and it is convenient for investigation the systems with large concentrations of excitons.

Study of systems with traps is important for investigation interaction in multi-exciton systems and for optoelectronics development.

1. 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); G.J. Schinner, E. Schubert, M.P. Stallhofer *et al.*, Phys. Rev. B **83**, 165308 (2011).
2. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Course of theoretical physics*, (Oxford, 1984), Vol. 8, p. 44.
3. V.I. Sugakov and A.A. Chernyuk, JETP Lett. **85**, 570 (2007); V.I. Sugakov, Phys. Rev. B **76**, 115303 (2007).
4. V.I. Sugakov, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 275803 (2009).
5. V.B. Timofeev, A.V. Gorbunov, and A.V. Larionov, J. Phys.: Condens. Matter **19**, 295209 (2007).



# SOLID STATE DIODE – IONISATION CHAMBER METHOD FOR MEASURING OUT-OF-FIELD DOSE IN PROTON THERAPY

I. E. Anokhin<sup>1</sup>, O. S. Zinets<sup>1</sup>, A. B. Rosenfeld<sup>2</sup>, A. Ziebell<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Centre for Medical Radiation Physics, University of Wollongong, Wollongong, Australia

In proton therapy neutrons are introduced to regions inside the patient as a result of (p, n) nuclear reaction. The purpose of this study was to investigate a novel approach to (experimentally) measuring the absorbed dose from neutrons, separately to the absorbed dose from primary protons, in out-of-field regions of proton therapy beam. Operated in forward voltage mode specially designed silicon PIN diodes are sensitive to the radiation damage in silicon caused by neutrons and protons and insensitive to gamma. By pairing the diodes with a standard clinical ionization chamber that measures the total absorbed dose the absolute neutron and absolute proton dose can be obtained separately from the responses of each.

As convenient proton sensor can be used a silicon PIN diode, particularly, planar structures studied previously [1] for neutron-gamma radiation fields.

The relationships describing the response of the diode and the ionization chamber in mixed proton-neutron fields are:

$$\Delta V_F = \alpha D_p + \beta D_n, \quad (1)$$

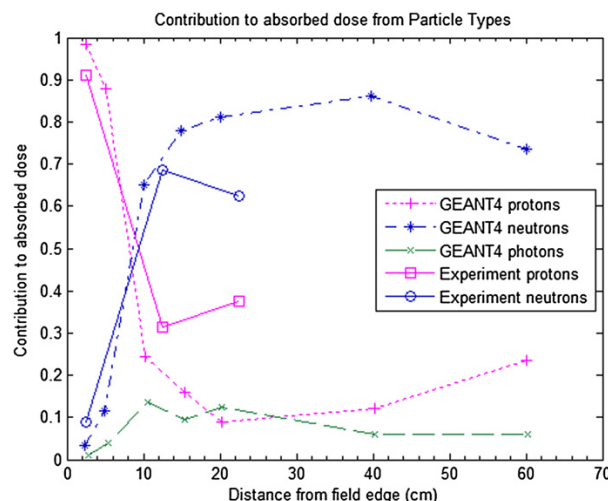
$$D_{IC} = D_p + D_n, \quad (2)$$

where  $\alpha$  and  $\beta$  are the sensitivities of the diode to proton and neutron radiation damage per unit dose in tissue respectively,  $D_{IC}$  is a tissue equivalent dose as measured by the ionization chamber, and  $D_n$  and  $D_p$  are the absolute neutron and proton doses respectively. Here  $D_{IC}$  neglects gamma dose, this has been found to be negligible in out-of-field regions in passively delivered prostate treatments [2].

Solving Eqs. (1) and (2) provides analytical expressions for the separate neutron and proton doses,  $D_p$  and  $D_n$  in terms of  $\Delta V_F$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $D_{IC}$ . A Monte Carlo GEANT4 analysis of  $\alpha$  along a 190 MeV pristine Bragg peak (a typical energy used for prostate treatments) found  $\alpha$  to be constant within 10 % along the plateau region. Experimental determination of  $\alpha$  can be obtained by calibration of the PIN diode at different depths in a phantom along the central axis of the Bragg peak. Along this central axis the contribution of neutrons to the field is negligible.

Figure shows the result of simulation of the partial contribution of protons and neutrons to the total

dose in Lucite phantom using GEANT4 package and comparison with experimental data [3, 4].



The partial contribution to the absorbed dose to Lucite from protons and neutrons as obtained through the simulated GEANT4 study and as experimentally derived using equations (1) and (2)

The small size of the diodes makes them suitable for measurements close to the field edge, and in vivo in confined body cavities. Since the diode is at least 10 times more sensitive to neutrons than protons, the response of the diode alone can be used to quickly approximate the absorbed dose deposited by neutrons at lateral distances of more than 15 - 20 cm from the field edge, possibly close to a critical organ of interest.

Obtained results can be used for separate determination of the neutron and proton out of field doses in experiments on proton beams for radiation therapy [5].

1. I.E. Anokhin, O.S. Zinets, A.B. Rosenfeld *et al.*, Nucl. Phys. At. Energy **1(19)**, 103 (2007).
2. B. Clasie, A. Wroe, H. Kooy *et al.*, Med. Phys. **34(9)**, 3449 (2007).
3. A. Ziebell *et al.*, in *Solid State Dosimetry Conference 2010, SDS-16*, p. 106.
4. A.I. Ziebell, B. Classie, A. Wroe *et al.*, Radiation Measurement **46(12)**, 1638 (2011).
5. I.E. Anokhin, O.S. Zinets, A.B. Rosenfeld *et al.*, IEEE Tran. on Nucl. Sc. **NS-56 (4)**, 2290 (2009).

# ELECTRIC FIELD DEPENDENCE OF CHARGE-CARRIER HOPPING TRANSPORT AT LARGE CARRIER CONCENTRATIONS IN DISORDERED SOLIDS: MEYER - NELDEL AND GILL ENERGIES

I. I. Fishchuk,<sup>1</sup> A. K. Kadashchuk,<sup>2</sup> Mujeeb Ullah<sup>3</sup>, H. Sitter,<sup>3</sup> N. S. Sariciftci<sup>4</sup>, H. Bässler<sup>5</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

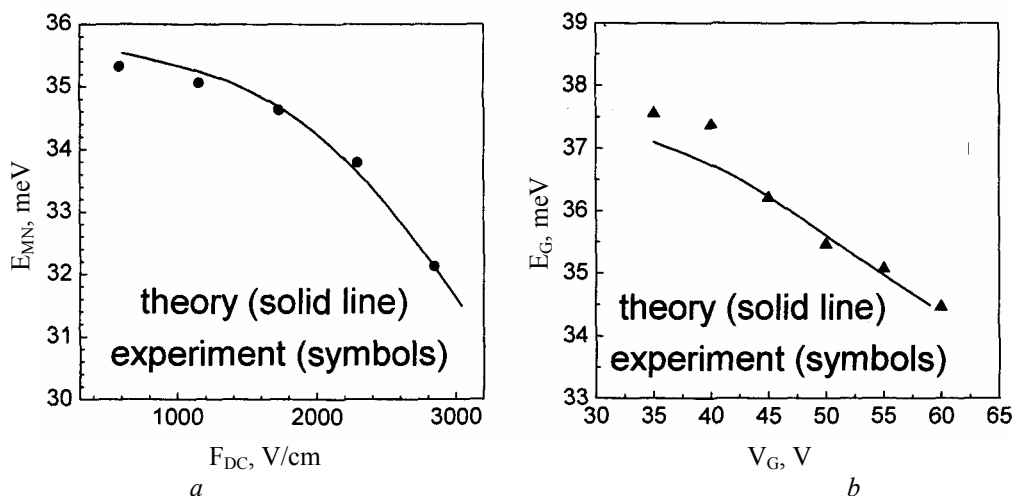
<sup>3</sup> Institute of Semiconductor & Solid State Physics, Johannes Kepler University of Linz, Austria

<sup>4</sup> Linz Institute of Organic Solar Cells, Physical Chemistry, Johannes Kepler University of Linz, Austria

<sup>5</sup> Universität Bayreuth, Lehrstuhl Experimentalphysik II, Bayreuth, Germany

Effective medium approach [1] has been extended to describe the temperature dependent hopping charge-carrier mobility at *arbitrary electric fields* in the large carrier density transport regime. Our calculations are based on the average hopping transition time approach, generalized for the large carrier concentration limit and finite fields, and taking into account also spatial energy correlations in organic materials with Gaussian disorder. The calculated electric field dependences of the hopping mobility at large carrier concentrations are in good agreement with previous computer simulations data [2, 3]. The theory is applied to describe recent experimental measurements of the electron transport properties in a C<sub>60</sub>-based OFET for different lateral

electric fields  $F_{DS}$  and a puzzling observation of a significant lateral-field-dependent OFET mobility in the range of very low source-drain fields ( $\sim 10^3$  V/cm). To rationalize quantitatively the latter observation a concept of strong local electric fields in certain regions of the transistor channel is proposed. Since this model is not limited to zero-field mobility, it allows a more accurate evaluation of important material parameters from experimental data measured at a given electric field. The shifts of the Meyer - Neldel energy  $E_{MN}$  upon applied lateral electric field  $F_{DS}$  and the Gill energy  $E_G$  upon gate voltage  $V_G$  in an OFET (Figure) are shown to be a



Theoretically and experimentally determined (a) MN-energy  $E_{MN}$  versus the applied electric field  $F_{DS}$  and (b) Gill-energy  $E_G$  as a function of used gate voltage  $V_G$ .

consequence of the spatial energy correlation effects in the organic semiconductor film. We showed that both the Meyer - Neldel and Gill energies can be used for estimating the width of the Gaussian density-of-states distribution.

1. I. Fishchuk *et al.*, Phys. Rev. B **81**, 045202 (2010).
2. S.V. Novikov, Phys. Stat. Sol. C **5**, 740 (2008).
3. M. Bouhassoune *et al.*, Organic Electronics **10**, 437 (2009).

# EFFECT OF METAL NANOPARTICLES ON ENERGY SPECTRUM AND OPTICAL PROPERTIES OF PERIPHERAL LIGHT-HARVESTING LH2 COMPLEXES FROM PHOTOSYNTHETIC BACTERIA

I. Yu. Goliney<sup>1</sup>, V. I. Sugakov<sup>1</sup>, L. Valkunas<sup>2</sup>, G. V. Vertsimakha<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Center for Physical Sciences and Technology, Vilnius, Lithuania

<sup>2</sup> Department of Theoretical Physics, Vilnius University, Vilnius, Lithuania

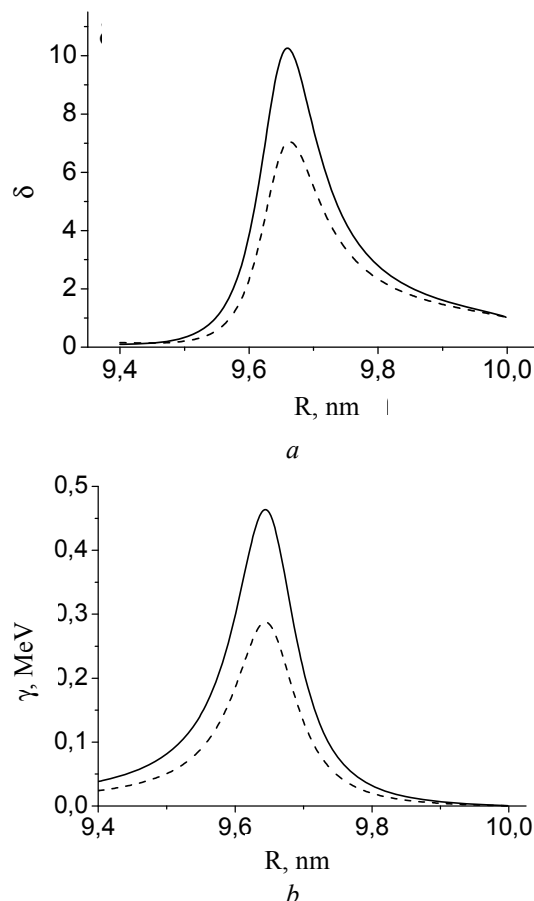
Unique optical properties of localized surface plasmons are recently of considerable interest due to potential applications in constructing biosensors or optical data storage devices using the surface-enhanced Raman scattering, surface enhanced photoluminescence and other phenomena related to the enhancement of the probability of electronic transitions.

The purpose of this paper [1] is to consider the effect a metal particle or a nanoshell may have on the photosynthetic light-harvesting pigment-protein complexes, namely, on the B850 band of the peripheral light-harvesting complexes (LH2) from photosynthetic bacteria. The model of the B850 ring from the LH2 complex was considered as a system consisting of  $N$  dipoles, arranged in a ring on a plane.

It was shown that the mixing of exciton and surface plasmon states may significantly change properties of the system composed of a metal nanoparticle and a molecular aggregate. The free electrons of the metal may contribute to the absorption of the light by organic molecules by increasing the total dipole moment of the hybrid transitions of the system. The effect is more pronounced if the energy of the surface plasmon is close to the energy of the exciton band. In order to reach the resonance between molecular levels and surface plasmons we have considered the nanoparticle with a dielectric inclusion inside (nanoshell). The calculations were performed for spherical nanoshells with silver coating.

The calculations demonstrate that the enhancement of the absorption grows with increasing the size of the nanoparticle, approaching the nanoparticle to the molecular complex and for the nanoshells containing a material with low dielectric constant inside. We present results of our calculations as the squared value of the ratio of transition dipole moment of the hybrid state and the transition dipole moment for the ring. The enhancement of the absorption may reach an order of magnitude (Figure).

The enhancement of the absorption rate due to the hybridization of the molecular excitations with the surface plasmons competes with the enhancement of the exciton damping induced by a metal particle.



Enhancement of the absorption (a) as a function of the core radius for the nanoparticle with  $R = 10$  nm,  $L = 1.5$  nm (solid curve) and  $2.5$  nm (dashed curve) and the linewidth (b) for the same values of parameters.

The effectiveness of the light-harvesting by the ring is determined by the rate of the excitation transfer to the reaction center. Estimates of the kinetics of the exciton transfer to the molecular entities further in the photosynthetic antenna show that the process of the light harvesting may either gain or lose from the effect of a metal nanoparticle. The parameters of the nanoparticles and nanoshells required to ensure the gain have been estimated.

1. I.Yu. Goliney, V.I. Sugakov, and G.V. Vertsimakha, in *Book of Abstract of the 12 Int. Conf. "Electronic and Related Properties of Organic Systems"*, Lithuania, Vilnius, July 11 - 13 2011 (Vilnius, 2011), p. 29.

## KNOCKING OUT THE ELECTRONS FROM METAL FOILS BY IONS

A. Ya. Dzyublik, V. Yu. Spivak

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

Lately the metal micro-strip detectors are widely used at different accelerators for monitoring of bunches of charged particles [1]. Such detectors are formed by parallel set of thin metal foils, separated by empty gaps. Incident ions knock out the electrons from these metal foils, which then are pooled away from gaps by applied electric field. The positive charge, remaining on the films, gives rise to weak current, which afterwards is amplified and detected.

In order to estimate the effectiveness of such detectors we calculated the number of conductivity electrons ejected from metal film by ions transmitting through the film in the plane-wave Born approximation. It has been done in analogy with our analyses [2, 3] of the shake-off process of conductivity electrons, provided by abrupt alteration of the nuclear charge following its decay. The Coulomb interaction between the ion and electrons is taken as a screened potential  $V_c(r) = (-Ze^2/r)\exp(-r/r_s) + (-\Delta Ze^2/r)\exp(-r/r'_s)$ , where  $r_s$  and  $r'_s$  are the lengths of screening due to inner atomic electrons and conductivity electrons respectively,  $Z' = Z - \Delta Z$ , while  $Ze$  is the charge of the nucleus of incident ion and  $\Delta Ze$  is a charge of the whole ion. The screening length  $r_s$  is identified with the characteristic radius of the atom  $aZ^{-1/3}$ , where  $a$  is the Bohr radius of the atom, and  $r'_s$  is calculated with the aid of the Debye-Hückel formula. Note that  $r_s \gg r'_s$ .

The conductivity electrons are treated as an ideal gas, confined in the rectangular potential well, whose depth  $U_0 = E_F + A$ , where  $E_F$  is the Fermi energy,  $A$  is the work function. The distribution of electrons over the levels is determined by the Fermi statistics. The ions are assumed to be incident perpendicularly to the film and neglect their collisions with the nuclei of the target, which lead to large

deviations of ions from direct trajectory. Well known expression, calculated in the Born approximation, for the elastic scattering amplitude of ions by the conductivity electrons is used. In calculations we take into account evident condition that the electron mass  $m$  is much less than the ion mass  $M$ .

The conductivity electron, having initially the wave vector  $\mathbf{K}$ , after collision attributes the wave vector  $\mathbf{K}'$  inside the crystal. This final electron wave can appear in any point of the crystal. While moving to the surface it suffers collisions with vibrating atoms of the crystal and exponentially attenuates. We used our result for the electron free path length in the crystal ensured by collisions of the electron with the vibrating atoms [3, 4]. Besides, the refraction of the electron wave at the exit crystal surface was taken into consideration.

The cross section for the electron emission from the crystal, averaged over the levels of the conductivity band, is expressed as an triple integral. The formula is also derived for the number of ejected electrons from the metal film, caused by one transmitting ion as a function of the ion energy. Numerical calculations are performed by this formula, which allow estimating the efficiency of the metal-strip detectors. The dependence of the detector efficiency on the ion charge  $\Delta Ze$  is also analyzed.

1. V. Pugatch *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A581**, 534 (2007).
2. V. Pugatch *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A650**, 194 (2011).
3. A.Ya. Dzyublik and V.Yu. Spivak, Ukr. J. Phys. **53**, 120 (2008).
4. A.Ya. Dzyublik and V.Yu. Spivak, Ukr. J. Phys. **55**, 428 (2010).

## SEEBECK'S EFFECT IN p-SiGe WHISKER SAMPLES

A. P. Dolgolenko<sup>1</sup>, A. A. Druzhinin<sup>2</sup>, A. Ya. Karpenko<sup>1</sup>,  
S. I. Nichkalo<sup>2</sup>, I. P. Ostrovsky<sup>2</sup>, P. G. Litovchenko<sup>1</sup>, A. P. Litovchenko<sup>1</sup><sup>1</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*<sup>2</sup> *National University "Lvivska Politechnika, Lviv*

p-SiGe whisker samples with a diameter of  $\sim 40 \mu\text{m}$ , grown by chemical precipitation from the vapor phase, were investigated. Temperature dependences of thermal emf and conductivity in temperature interval of  $20 \div 400 \text{ K}$  are measured. It is

shown that the mobility of holes in p-SiGe whiskers upon the average is 1.5 times higher than in the massive p-Si samples. p-SiGe whiskers possess smaller phonon scattering and larger phonon dragging in comparison with massive p-Si samples.

# ЭФФЕКТЫ САМООРГАНИЗАЦИИ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ, ОБЛУЧЕННОМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЛЕГКИМИ ИОНАМИ

В. И. Варнина, А. А. Гроза, П. Г. Литовченко, Л. С. Марченко, М. И. Старчик, Г. Г. Шматко

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Исследовались монокристаллы кремния, облученные протонами с энергией  $E = 6,8$  МэВ ( $\Phi = 1 \div 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ), и альфа-частицами с энергией  $E = 27,2$  МэВ, ( $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ).

С использованием спектрометра Фурье исследованы спектры ИК-поглощения облученного кремния, выращенного методом Чохральского (Si-Cz) и зонной плавки (Si-FZ). Выявлена немонотонная зависимость от флюенса протонов степени разупорядочения монокристаллов, образования дивакансий и центров, в состав которых входит водород, локализованный на разорванных связях радиационных дефектов. На рис. 1 приведены дифференциальные спектры в области поглощения локальными деформационными колебаниями Si-H центров: в кремнии, облученном протонами флюенсом  $1,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  (кривая 2). При увеличении флюенса протонов до  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  в ИК-спектрах кремния (кривая 1) не обнаруживалось образования Si-H центров и признаков разупорядочения монокристаллов (полосы ТО при  $477 \text{ см}^{-1}$  – поперечный оптический фонон) – «эффект больших доз»? В спектрах кремния, облученного альфа-частицами во всей исследованной спектральной области ( $400 \div 5000 \text{ см}^{-1}$ ) дополнительного поглощения, связанного с облучением, не наблюдалось.

Металлографическими исследованиями в пробной для альфа-частиц части кремния обнаружено образование дефектной структуры в виде «стенок дефектов», перпендикулярных направлению движения ионного пучка. Рис. 2 показывает распределение дефектов вдоль направления облучения. Структура кремния в запробной для альфа-частиц и необлученной части кристалла не отличалась.

Обнаруженные эффекты могут быть объяснены в рамках синергетического подхода как результат самоорганизации собственных радиационных дефектов, следствием которого явилось образование в дефектной подсистеме кристалла «сверхрешетки» в виде «стенок дефектов» расположенных перпендикулярно направлению облучения [1]. В наших условиях облучения солитоноподобный механизм распространения

радиационного воздействия является наиболее вероятным [2].

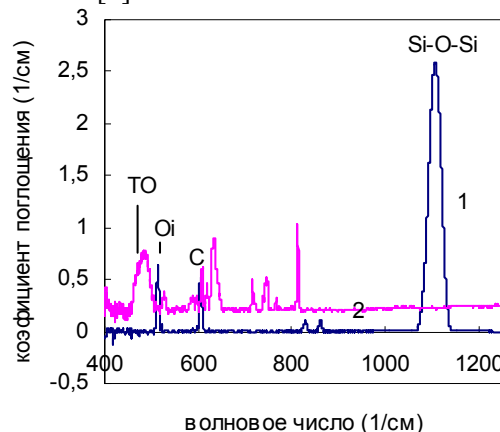


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от волнового числа для кремния (1 – Si-Gz; 2 – Si-FZ), облученного протонами ( $E = 6,8$  МэВ) по сравнению с необлученным Si-FZ; кривые 1, 2 – для флюенсов облучения  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  и  $1,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ , соответственно. Кривые сдвинуты по оси ординат для наглядности.

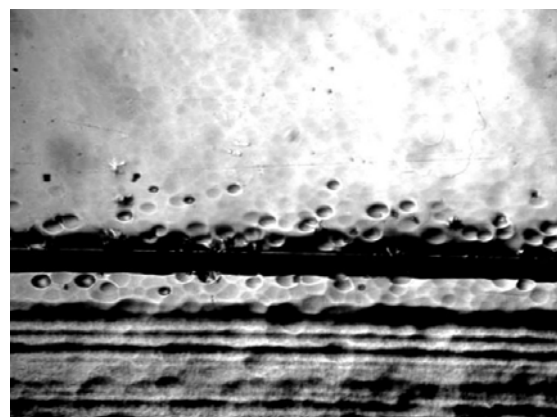


Рис. 2. Картина избирательного травления кремния, облученного альфа-частицами.

1. В.И. Варнина, А.А. Гроза, П.Г. Литовченко и др., в *Взаимодействие излучений с твердым телом: Материалы 9-й Междунар. конф., Минск, 20 - 22 сент. 2011* (Минск, Изд-во БГУ, 2011), с. 110.
2. A.A. Groza, P.G. Litovchenko, M.I. Starchik *et al.*, *Ukr. J. Phys.* **55**, 699 (2010).

## MODELLING OF STRUCTURAL DEFECTS IN GAP MONOCRYSTALS

O. V. Konoreva, V. P. Tartachnyk, M. B. Pinkovska, P. G. Litovchenko

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

The attempt is made to calculate by the method of molecular dynamic (MD) the creation energies of some structural defects in GaP and to compare them with data obtained with two different experimental methods in electron-irradiated crystals. Numerical integration of classical equations of movement was held. Parameters of Stillinzhher - Veber interatom interaction potentials are chosen in such a way as to satisfy the empiric data for GaP crystal structure, energy and properties. Bond directions are given by the three-partial term in potential decomposition. The calculation was carried out by Lammmps program (<http://lammmps.sandia.gov/>). The size of modeling system was chosen in order the computing error did not exceed the quantity of digits after comma in the format of data presentation of program Lammmps (0,0001). There are  $20 \times 20 \times 20$  elementary cells or 64000 atoms. Boundary conditions are periodical ones. The time step ( $\tau = 10 - 15$  c) was chosen depending on system temperature and was maximal if the energy was stabile. Calculations give the energies of gallium and phosphorous vacancy creation:  $E_V^{Ga} = 2,93$  eV,  $E_V^P = 2,44$  eV. This value is equal  $E_V^{GaP} = 5,37$  eV for divacancy.

There are four possible pair configurations with such creation energies (eV):

$$E_{pair}^P = E_V^P + E_i^P = 2.44 + 8.67 = 11.11,$$

$$E_{pair}^{P,Ga} = E_V^P + E_i^{Ga} = 2.44 + 7.54 = 9.98,$$

$$E_{pair}^{Ga} = E_V^{Ga} + E_i^{Ga} = 2.93 + 7.54 = 10.47,$$

$$E_{pair}^{Ga,P} = E_V^{Ga} + E_i^P = 2.93 + 8.67 = 11.60,$$

where  $E_{pair}^P$ ,  $E_{pair}^{Ga}$  – are the Frenkel pairs in phosphorous and gallium sub-lattices, accordingly.  $E_V^P + E_i^{Ga}$  and  $E_V^{Ga} + E_i^P$  – are the pairs in which interstitial atom belongs to one sub-lattice, while vacancy to another. Energy of the complex of two antistructural defects ( $E_{ant}$ ) at the distance more than  $2a_0$  is equal 3,818 eV.

It is interesting to compare the results of modeling with our experimental data, obtained while determining the threshold energies of atom shifting in electron-irradiated GaP crystals. These data were found by two independence methods: changes of the initial velocity of carrier removal  $(dn/d\Phi)_{\Phi \rightarrow 0}$  (Fig. 1) and the decrease of the emitting intensity of excitons, bounded on izoelectron nitrogen impurity (Fig. 2). The calculations have given the values of

threshold energies of phosphorous and gallium atom shifts to be, accordingly:

$$E_d^P = 30.7 \pm 0.2 \text{ eV};$$

$$E_d^{Ga} = 34.3 \pm 0.3 \text{ eV}.$$

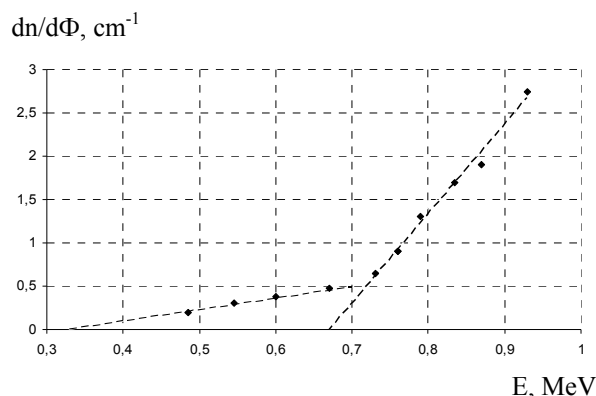


Fig. 1. Dependence of initial velocity of carrier removal on energy of electrons in irradiated GaP monocrystal.

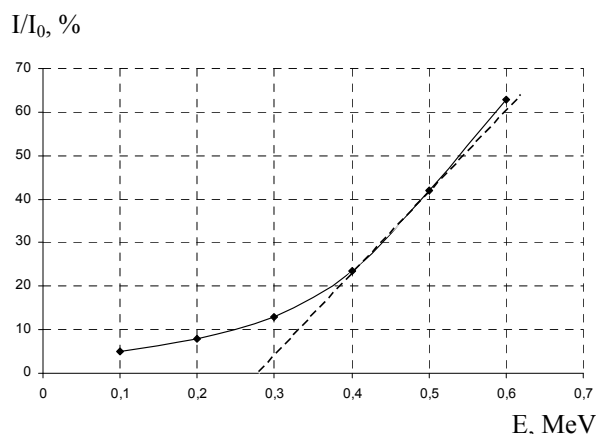


Fig. 2. Dependences of exciton emission on energy of electrons in irradiated GaP crystals.

The comparison of experimental results of threshold energies of atom shifts with the calculation data has shown that the first values are too high. The reason of such discrepancy is connected with unadiabaticity of knock atom shift. The large part of energy of electron, which shifts the atom, is passed to the lattice and this fact is not taken in account in the simple model of the frontal collision. That is why the values of threshold energies of atom shifts obtained by MD methods, where the crystal relaxation is taken in account, are more reliable.

# ПОРІВНЯННЯ УКРАЇНСЬКОГО ТА РОСІЙСЬКОГО ПІДХОДІВ ДО ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ОКИРХЧУВАННЯ МЕТАЛУ КОРПУСІВ РЕАКТОРІВ

Л. І. Чирко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У 2009 р. в Російській Федерації введено в дію новий нормативний документ [1]. У Додатку Г (обов'язковому) цього документа пропонується процедура прогнозування радіаційного окрихчування матеріалів корпусу реактора (КР) ВВЕР-1000 як функції хімічного складу сталі, часу опромінення та флюенсу швидких нейтронів у випадку неможливості використання методики прямого визначення параметрів радіаційного окрихчування за результатами випробування зразків-свідків матеріалів конкретного КР. Крім того, функціональні залежності, що пропонуються в цьому додатку, також мають бути застосовані до прямого визначення параметрів радіаційного окрихчування за результатами випробувань

зразків-свідків. Положення даного документа поширюються на матеріали КР до флюенсу нейтронів  $64 \cdot 10^{22}$  нейтрон/м<sup>2</sup>.

Для порівняння розрахунків залишкового ресурсу за допомогою залежностей ПНАЕ [2], що діє наразі в Україні, і РД використано дані для двох КР: енергоблоків № 1 і № Южно-Української АЕС. Ресурс КР визначається перетином дозових залежностей критичної температури крихкості  $T_K$  з його максимально допустимим значенням  $T_{ka}$ .

Для обох КР залишковий ресурс за ПНАЕ визначається до флюенсу  $F_1$ , який приблизно на  $20 \cdot 10^{22}$  нейтрон/м<sup>2</sup> більший, ніж при застосуванні положень РД (флюенс  $F_2$ ) (рис. 1 і 2).

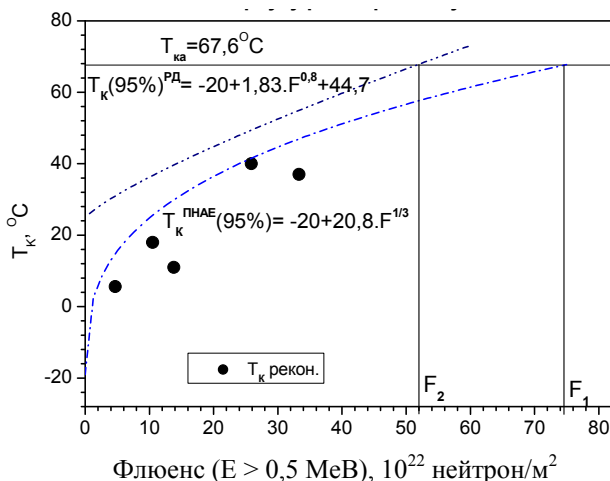


Рис. 1. Метал шва КР блока № 1 ЮУАЕС

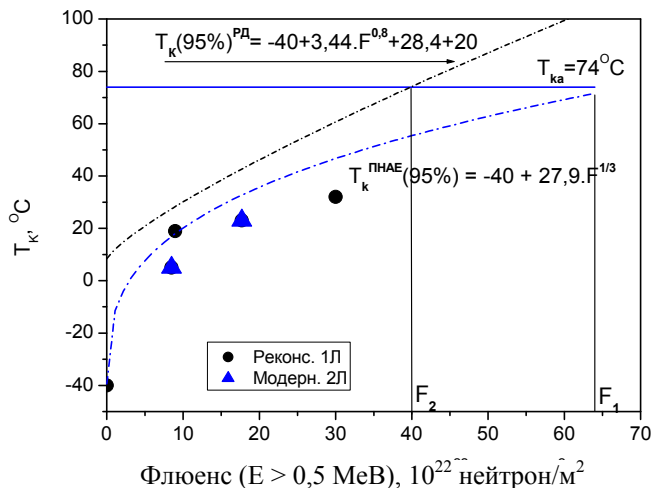


Рис. 2. Метал шва КР блока № 2 ЮУАЕС.

Таким чином, результати порівняльних розрахунків за обома методиками продемонстрували надзвичайну консервативність підходу російського документа, який зменшує термін безпечної експлуатації КР на ~ 20 років.

Статистика отриманих результатів недостатня для кінцевого висновку. Необхідні подальші подібні дослідження для інших КР, особливо зважаючи на те, що розглянуті положення документа [1] увійшли під тиском російської сторони

до документа МАГАТЕ VERLIFE-2011, який буде невдовзі діяти і в Україні.

1. РД ЭО 1.1.2.09.0789-2009. «Методика определения вязкости разрушения по результатам испытаний образцов-свидетелей для расчета прочности и ресурса корпусов реакторов ВВЭР-1000» (М: ОАО Концерн Энергоатом, 2009), 64 с.
2. Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок. ПНАЭ Г-7-002-86 (М., Энергоатомиздат, 1989), 524 с.



# О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ИОННО-ЛУЧЕВЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ И ЦЕЛЕНАПРАВЛЕННОГО ИЗМЕНЕНИЯ СВОЙСТВ ЭЛЕМЕНТОВ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ

Л. С. Марценюк

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Как следует из [1], центральным элементом интегральной оптики является волновод (полосковый, планарный или заглубленный), образующийся в оптически прозрачных средах (рисунок).

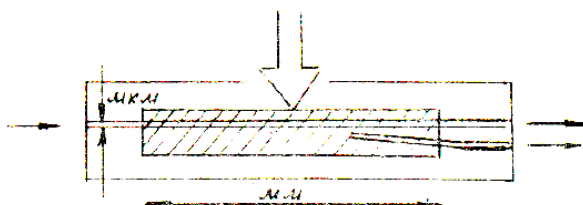


Схема операций, осуществляемая интегрально-оптическим устройством в электрооптических и магнитооптических кристаллах.

Поэтому главной технологической задачей является формирование таких волноводов и одним из наиболее перспективных методов является метод ионной имплантации.

Минимальное изменение показателя преломления, необходимое для существования волновода, определяется из формулы

$$\Delta n_{\min} \geq \frac{1}{32n} \left( \frac{1}{d} \right)^2,$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения;  $d$  – толщина волновода.

Волноводные участки формируются, в основном, в области конца треков заряженных ионов, поэтому глубина залегания этих участков определяется длиной пробега ионов.

Исследовалась возможность создания волновода в монокристаллах дифосфида цинка ( $\text{ZnP}_2$ ) тетрагональной модификации нелегированных и легированных германием и галием. Как известно [2], введение примеси галия изменяет тип проводимости с р-типа на п-тип. Введение германия не приводило к изменению типа проводимости, но, как и в случае кристаллов, легированных галием,

приводило к изменению цвета от ярко-красного до черного в зависимости от степени легирования. Облучение протонами с энергиями 500 кэВ – 1 МэВ и доз до  $10^{16} \text{ см}^{-2}$  специально нелегированных и легированных германием монокристаллов  $\text{ZnP}_2$  позволило получить слои неоднородности с глубиной до 7 - 10 мкм, которые, вероятно, могут, при дальнейшей обработке, проявить себя как сформированные в кристалле полосковые волноводы.

При облучении  $\text{ZnP}_2$  обнаруживалось поглощение, в облученном слое монокристаллов, обусловленное, по-видимому, появлением глубоких компенсационных уровней. Механизм возникновения таких уровней исследовался в [3], где обнаружено, что облучение протонами  $\text{ZnP}_2$  ведет к изменению в них концентрации глубоких безизлучательных центров.

Для некоторых образцов (нелегированных и легированных германием) обнаруживалась более темная полоска на глубине порядка 10 мкм от поверхности кристалла. Возможно, за ее формирование ответственны дефекты, вносимые протонами в области конца их треков, и она соответствует участку с измененным показателем преломления, который и требуется для создания волновода или для удержания электромагнитного излучения в приповерхностной области (в зависимости от знака изменения показателя преломления).

1. Л.С. Марценюк, в *Материалы 9-ой Междунар. конф. «Взаимодействие излучений с твердым телом»*, Беларусь, Минск, 20 - 22 сент. 2011, ВИТТ-2011 (Минск, 2011), с. 251.
2. Z. Januškevičius, L. Marčeniuk, A. Sakalas and A. Sodeika, *Phys. Stat. Sol. (a)* **59**, K139 (1980).
3. А.П. Кудін, В.П. Тартачник, П.Г. Литовченко *та ін.*, *Укр. фіз. журн.* **47**, № 1, 85 (2002).



# СТРУКТУРА КОНФОРМЕРІВ СТАБІЛЬНОГО РАДИКАЛА $\text{CH}_3\dot{\text{C}}\text{HCOO}^-$ В ОПРОМІНЕНОМУ L-АЛАНІНІ

В. А. Онищук, В. Р. Заїтов, О. І. Левон

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Структура радіаційних дефектів в L-аланіні – вільних радикалів – вивчається методом електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) та іншими спорідненими методами протягом багатьох років. Особливий інтерес до цієї сполуки останнім часом пов'язаний з її застосуванням у високоточній дозиметрії. Поглинута доза опромінення визначається за інтенсивністю спектра ЕПР. Виявилось, що в області кімнатних температур, при яких проводяться вимірювання, спектри проявляють температурну залежність. Автори робіт [1, 2] прийшли до висновку, що даний ефект може бути пов'язаний з міжконформаційними переходами стабільного радикала  $\text{CH}_3\dot{\text{C}}\text{HCOO}^-$ . Було досліджено динаміку цих рухів, проте структура конформерів та механізм міжконформаційних переходів залишилися нез'ясованими.

У даній роботі проведено дослідження температурної залежності спектрів ЕПР  $\gamma$ -опромінених монокристалів L-аланіну в діапазоні 220 - 430 К. Для підвищення чутливості до форми ліній спектри реєструвалися у вигляді другої похідної кривої поглинання.

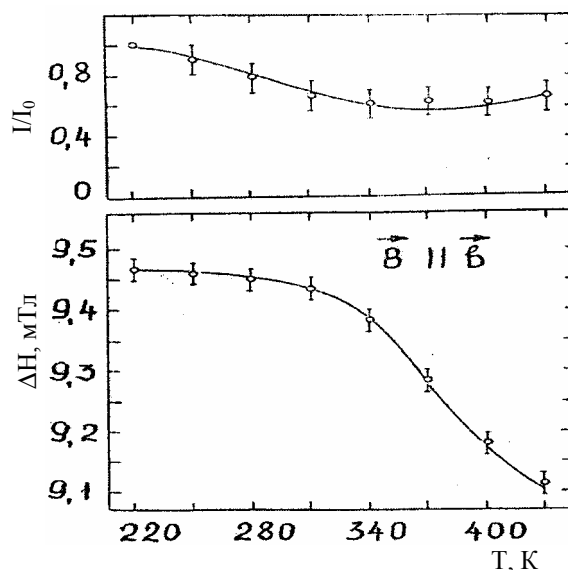
Було помічено, що при нагріванні від 220 К до 430 К  $\gamma$ -опромінених кристалів L-аланіну спектри ЕПР стабільного радикала змінюються в напрямку спектрів нестабільного радикала, який спостерігається в зразках, опромінених у рідкому азоті й відігрітих до 110 К, але не вище 220 К, має таку ж саму хімічну структуру, але відрізняється просторовою. При температурі близько 220 К нестабільна форма радикала необернено переходить у стабільну. У зв'язку з цим було отримані кутові залежності спектрів ЕПР та розраховано тензори надтонкої взаємодії (НТВ) стабільного радикала при 220 і 430 К, а також нестабільного при 77 К.

Виходячи з аналізу отриманих даних, було зроблено припущення, що одним конформером (А) є стабільна форма радикала [3], а другим (В) – нестабільна [4], в яку обернено переходить радикал. Спектри ЕПР, що спостерігаються, є усередненими, а їхня температурна залежність обумовлена різницею термодинамічних вла-

востей конформерів і, відповідно, залежністю часу життя від температури

$$\tau^c = \tau_0^c \exp(E^c / RT), \quad c = A, B \quad (1).$$

Для перепереверки цієї гіпотези використовувався метод найменших квадратів. Теоретичні спектри розраховувались за кінетичним рівнянням спінової матриці густини з використанням спин-гамільтоніана в першому наближенні теорії збурення по НТВ (рисунок). Параметри тензорів НТВ закладалися: для конформеру А – визначені для стабільного радикала при 220 К, для конформеру В – розраховані для нестабільного радикалу при 77 К. Знайдено такі значення:  $\tau_0^A = 1,7 \cdot 10^{-12}$  с,  $\tau_0^B = 2,5 \cdot 10^{-10}$  с,  $E^A = 24,3$  і  $E^B = 3,8$  кДж/моль.



Залежність висоти крайньої лінії та ширини спектра ЕПР радикала  $\text{CH}_3\dot{\text{C}}\text{HCOO}^-$  від температури.

1. B. Rakvin, N. Maltar-Strmecki, D. Katting, and G. Grampp, J. Phys. Chem. A **114**, 7500 (2010).
2. K. Itoh and I. Miyagawa, J. Mol. Struct. **190**, 85 (1988).
3. I. Miyagawa and K. Itoh, J. Chem. Phys. **36**, 2157 (1962).
4. J.W. Sinclair and M.W. Hanna, J. Phys. Chem. **71**, 84 (1967).

## ДОСЛІДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ШАРІВ КРЕМНІЄВИХ БАР'ЄРНИХ ДЕТЕКТОРІВ МЕТОДАМИ ЯДЕРНОГО МІКРОАНАЛІЗУ

В. І. Сорока,<sup>1</sup> С. О. Лебедь,<sup>2</sup> М. Г. Толмачев,<sup>2</sup> О. Г. Кухаренко,<sup>2</sup> О. О. Веселов<sup>2</sup><sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ<sup>2</sup> Дослідницька лабораторія «Спектр», Фірма «Т.М.М.», Київ

Ядерними аналітичними методами резерфордівського зворотного розсіяння та індукованого частинками характеристичного рентгенівського випромінювання досліджено поверхневі шари пробної партії кремнієвих поверхнево-бар'єрних детекторів, які виготовляються в ІЯД НАН України. Вимірювання виконано на прецизійній мікроаналітичній установці «Скануючий ядерний зонд», щойно введений в експлуатацію в лабораторії «Спектр». Товщини шарів та їхня однорідність значно впливають на спектрометричні параметри детекторів, перш за все на енергетичну роздільну здатність. Експеримент показав (спектри, рис. 1), що товщина шару золота, напilenого на поверхню детекторів, була  $\sim 17$  нм для першого і  $\sim 20$  нм для другого детекторів.

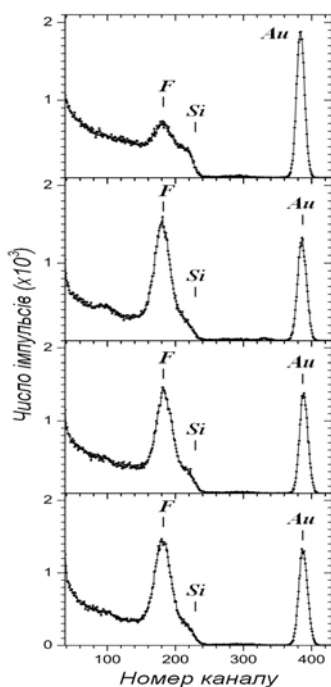


Рис. 1. RBS-спектри від ділянок робочої поверхні детекторів за різних умов експерименту (зверху вниз): 1 - детектор 1 ( $\theta = 157^\circ$ ,  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $I = 12$  нА); 2 - детектор 2 ( $\theta = 157^\circ$ ,  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $I = 2,5$  нА); 3 - детектор 1 ( $\theta = 157^\circ$ ,  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $I = 2,5$  нА); 4 - детектор 1 ( $\theta = 157^\circ$ ,  $\theta_1 = 60^\circ$ ,  $I = 2,5$  нА).

Неоднорідність шарів по товщині не перевищує 1,6 нм і не виходить за межі похибки експерименту (рис. 2). Під золотом на поверхні крем-

нію виявлено значну кількість фтору. Імовірно, що це залишок після технологічної операції травлення поверхні зразків кремнію в суміші кислот, куди входить і плавикова (HF) кислота. Указано шлях можливої трансформації цього залишку. Виявлено також, що кількість фтору для серії вимірювань сильно корелює з величиною струму альфа-частинок на мішені під час набору спектра (рис. 3).

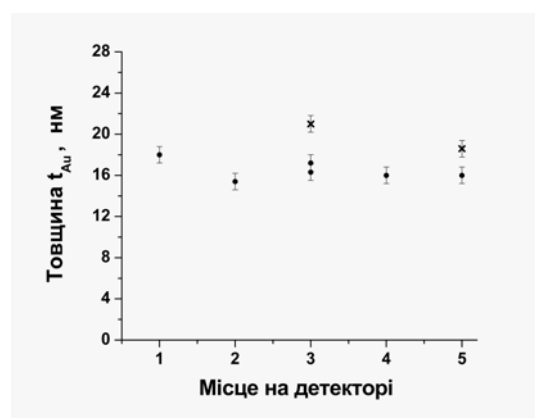


Рис. 2. Залежність товщини поверхневого шару золота від місця на поверхні детектора: • - детектор 1; x - детектор 2. Місця для вимірювань розташовано вздовж лінії, що проходила через центр детектора (місце 3). Місця 1 і 5 вибиралися на краях детектора.

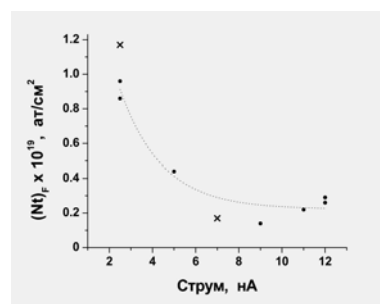


Рис. 3. Залежність кількості атомів фтору від величини струму альфа-частинок: • - детектор 1; x - детектор 2.

Очевидно, що локальний нагрів мішені залежить від величини струму. Звідси впливає різна швидкість локальної дифузії атомів фтору з місця опромінення. Одержані результати можуть бути використані для корегування технології виробництва детекторів.

### СИНЕРГІЗМ АЛЬФВЕНОВИХ НЕСТІЙКОСТЕЙ ЧЕРЕЗ КОМПТОНІВСЬКЕ РОЗСІЯННЯ НА ШВИДКИХ ІОНАХ

Ю. В. Яковенко<sup>1</sup>, Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, М. Г. Тищенко<sup>1</sup>, Р. Б. Вайт<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Принстонська лабораторія фізики плазми, Принстон, США

Комптонівське розсіяння відіграє важливу роль у формуванні спектрів альфвенових хвиль в астрофізичних плазмових системах. У токамаках комптонівське розсіяння ТАСЕ-мод на електронах може підсилювати загасання цих мод [1]. У цій роботі демонструється, що наслідки комптонівського розсіяння таких мод на швидких іонах є протилежними: розсіяння може підсилювати збудження мод швидкими іонами та викликати їхню вибухову нестійкість.

Комптонівське розсіяння відбувається завдяки резонансній взаємодії між частинками та биттями пари хвиль. Залежно від вигляду цього резонансу така взаємодія веде або до трансформації одної хвилі в іншу, або до одночасного випромінювання/поглинання обох хвиль. Отриманий у роботі вираз для комптонівського внеску в інкременти пари альфвенових мод показує, що нелінійна взаємодія має тенденцію підсилювати нестійкість, якщо ці моди є лінійно нестійкими. Аналіз модельної системи рівнянь, що описує еволюцію амплітуд мод, показує, що комптонівське розсіяння веде до їхнього синергічного розвитку. А саме, щойно амплітуда одної з них перевищує певний поріг, друга мода починає зростати надекспоненційно. Коли ж амплітуди обох

мод стають порівнянними, відбувається їхня вибухова нестійкість (тобто зростання амплітуд до нескінченності за скінченний час). При цьому вибух має тенденцію залучати додаткові нестійкі моди в процесі розвитку.

Так звані “альфвенові лавини” [2], що спостерігаються у сферичному торі NSTX, – це сильні спалахи альфвенових нестійкостей, які включають моди з різними хвильовими номерами і призводять до сильних спадів нейтронної емісії та втрат швидких іонів. Попередні оцінки показують, що комптонівське розсіяння здатне пояснити розвиток лавини за час  $\sim 100$  мкс при реалістичних амплітудах мод.

Робота частково підтримувалася проектом № 4588 Українського науково-технологічного центру (УНТЦ). Вона доповідалася на 12-ій конференції МАГАТЕ з енергійних частинок у системах магнітного утримання (Остин, США, 2011 р.) та Українській конференції з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу (Київ, 2011 р.).

1. T.S. Hahm and L. Chen, Phys. Rev. Lett. **74**, 266 (1995).
2. E.D. Fredrickson *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S926 (2006).

# VELOCITY-SPACE STUDIES OF FAST-ION TRANSPORT AT A SAWTOOTH CRASH IN NEUTRAL-BEAM HEATED PLASMAS

C. M. Muscatello<sup>1</sup>, W. W. Heidbrink<sup>1</sup>, Ya. I. Kolesnichenko<sup>2</sup>, V. V. Lutsenko<sup>2</sup>,  
M. A. Van Zeeland<sup>3</sup>, Yu. V. Yakovenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics and Astronomy, University of California-Irvine, Irvine, CA, USA

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

<sup>3</sup> General Atomics, San Diego, CA, USA

In tokamaks the crash phase of the sawtooth instability causes fast-ion transport. The DIII-D tokamak is equipped with a suite of core fast-ion diagnostics that can probe different parts of phase space (Fig. 1). Over a variety of operating conditions, energetic passing ions are observed to undergo larger redistribution than their trapped counterparts. Passing ions of all energies are redistributed, but only low-energy ( $\leq 40$  keV) trapped ions suffer redistribution (Fig. 2). The transport process is modeled

using a numerical approach to the drift-kinetic equation. The simulation reproduces the characteristic that circulating energetic ions experience the greatest levels of internal transport. An analytic treatment of particle drifts suggests that the difference in observed transport depends on the magnitude of toroidal drift.

The work was published in Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 025006 (2012).

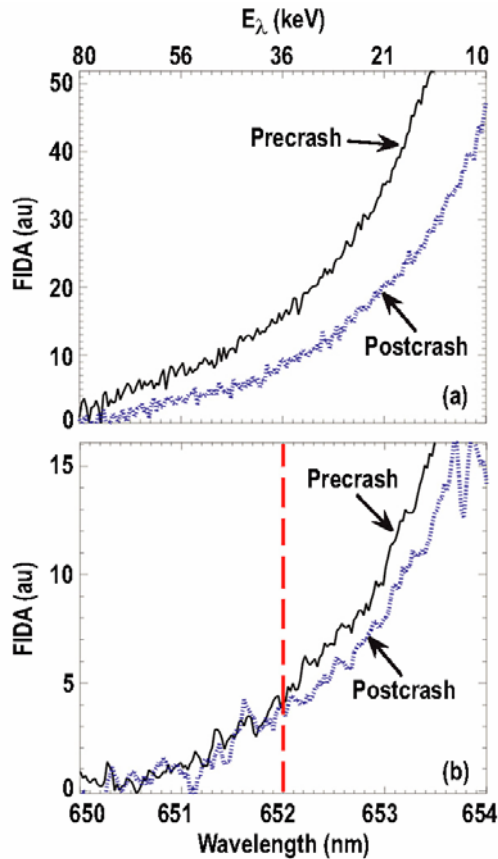


Fig. 1. Conditionally averaged precrash and postcrash spectra versus wavelength (bottom abscissa) and corresponding  $E_\lambda$  (top abscissa) from the (a) near-tangential system (dominantly co-passing) at  $(R, z) = (181, 0)$  cm and (b) vertical system (dominantly trapped) at  $(R, z) = (183, 0)$  cm. The dashed vertical line corresponds to the maximum Doppler shift at which changes are seen in the vertical spectrum. Apparently, only fast ions with  $E_\lambda < 36$  keV detected by the vertical system and all fast ions detected by the near-tangential system are affected by the crash.

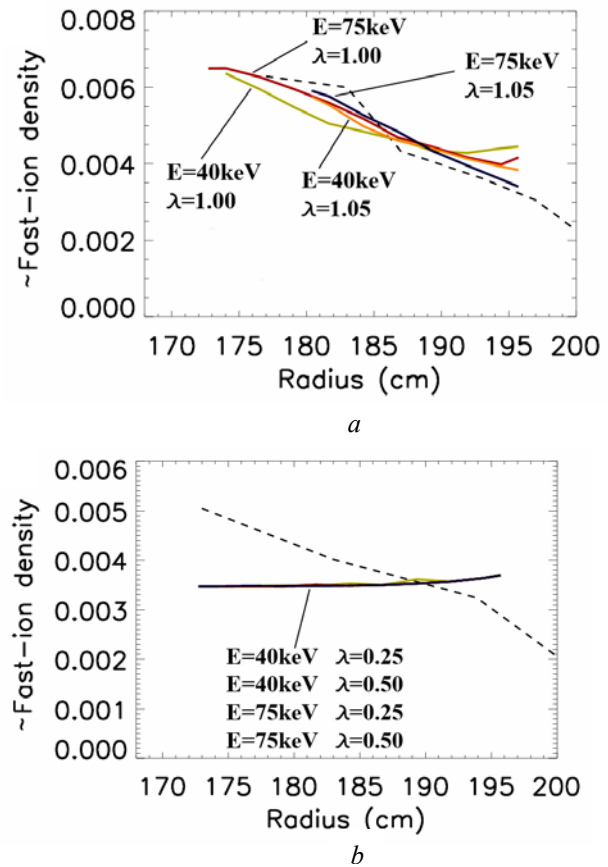


Fig. 2. Measured precrash fast-ion profiles from FIDA (dashed) and simulated postcrash profiles (solid colored lines) for various values of energy  $E$  and  $\lambda \equiv \mu B_0/E$  for (a) trapped and (b) passing particles.

# ВПЛИВ НЕОДНОРІДНОГО ОБЕРТАННЯ ПЛАЗМИ НА ГЛОБАЛЬНІ АЛЬФВЕНОВІ ВЛАСНІ МОДИ В ТОРОЇДАЛЬНИХ ТЕРМОЯДЕРНИХ ПРИСТРОЯХ

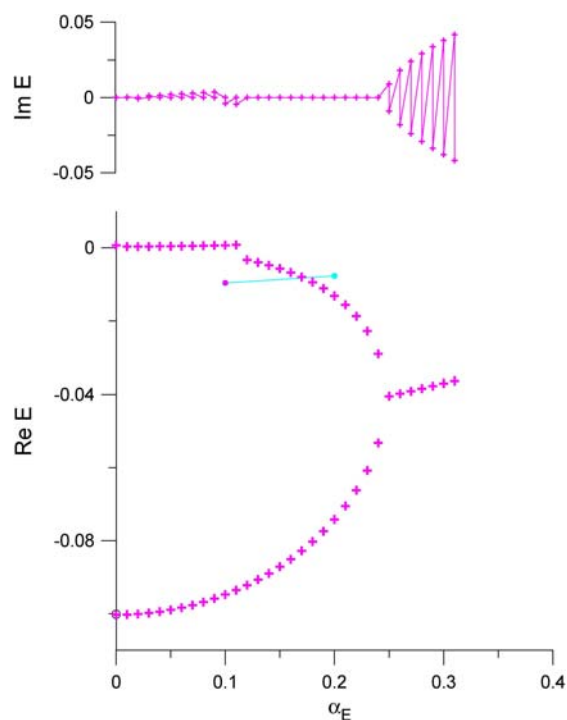
О. П. Фесенюк, В. В. Луценко, Я. І. Колесниченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Альфвеніві власні моди привертають до себе значну увагу, тому що вони можуть бути дестабілізованими швидкими іонами в токамаках і стелараторах [1, 2]. Теоретичне дослідження альфвенівих нестійкостей у циліндричній геометрії магнітного поля привело до відкриття глобальних альфвенівих власних мод (ГАВМ) [3] та незвичайних глобальних альфвенівих власних мод (НГАВМ) [4]. ГАВМ і НГАВМ моди спостерігались в експериментах [1, 2, 4]. Особливий вплив на властивості плазми може мати неоднорідність (шир) її обертання. Він може стабілізувати деякі типи мод (див., наприклад, [5]).

У роботі вперше досліджено вплив шир обертання плазми на ГАВМ у тороїдальних термоядерних пристроях. Виведено та проаналізовано рівняння Шредингера, що описує залежність амплітуд локалізованих ГАВМ від радіальної координати. В цьому рівнянні ефективна енергія є квадратом віднормованої частоти хвилі і входить у рівняння нелінійним чином. ГАВМ описуються як зв'язані стани цього рівняння, замкнені між двома максимумами потенціалу (бар'єрами). Виведено умову на шир обертання плазми, при якій існують розв'язки з комплексною ефективною енергією, що відповідають гамуванню/наростанню ГАВМ.

На рисунку наведено залежності дійсної та уявної частин ефективної енергії  $E$  від віднормованого шир обертання  $\alpha_E$ , обчислені за допомогою чисельного коду, який розв'язує рівняння Шредингера. Хрестиками позначено обчислення, виконані кодом, який чисельно розв'язує рівняння Шредингера для локалізованих мод; кружечками – обчислення коду, який розв'язує хвильове радіальне рівняння для мод довільної локалізації.



З рисунка видно, що дійсні розв'язки  $E$  існують лише при  $\alpha_E < \alpha_{E \text{ crit}}$ , де  $\alpha_{E \text{ crit}} \approx 0,247$ . При більших значеннях  $\alpha_E$  виникають комплексні розв'язки  $E$ .

1. K.-L. Wong, Plasma Phys. Controlled Fusion **41**, R1 (1999).
2. A. Weller *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 931 (2001).
3. K. Appert *et al.*, Plasma Phys. **24**, 1147 (1982).
4. Ya. I. Kolesnichenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 165004 (2005).
5. C. Wahlberg and A. Bondeson, Phys. Plasmas **7**, 923 (2000).

# INVESTIGATION OF A TRANSIENT ENERGETIC CHARGE EXCHANGE FLUX ENHANCEMENT ('SPIKE-ON-TAIL') OBSERVED IN NEUTRAL-BEAM-HEATED H-MODE DISCHARGES IN THE NATIONAL SPHERICAL TORUS EXPERIMENT

S. S. Medley<sup>1</sup>, Ya. I. Kolesnichenko<sup>2</sup>, Yu. V. Yakovenko<sup>2</sup>, R. E. Bell<sup>1</sup>, A. Bortolon<sup>3</sup>, N. A. Crocker<sup>4</sup>, D. S. Darrow<sup>1</sup>, A. Diallo<sup>1</sup>, C. W. Domier<sup>5</sup>, R. J. Fonck<sup>6</sup>, E. D. Fredrickson<sup>1</sup>, S. P. Gerhardt<sup>1</sup>, N. N. Gorelenkov<sup>1</sup>, G. J. Kramer<sup>1</sup>, S. Kubota<sup>4</sup>, B. P. LeBlanc<sup>1</sup>, K. C. Lee<sup>5</sup>, E. Mazzucato<sup>1</sup>, G. R. McKee<sup>6</sup>, M. Podestà<sup>1</sup>, Y. Ren<sup>1</sup>, A. L. Roquemore<sup>1</sup>, D. R. Smith<sup>6</sup>, D. Stutman<sup>7</sup>, K. Tritz<sup>7</sup>, R. B. White<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton, USA

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

<sup>3</sup> University of California, Irvine, USA

<sup>4</sup> University of California, Los Angeles, USA

<sup>5</sup> Department of Applied Science, University of California, Davis, USA

<sup>6</sup> Department of Engineering Physics, University of Wisconsin-Madison, Madison, USA

<sup>7</sup> Johns Hopkins University, Baltimore, USA

In the National Spherical Torus Experiment (NSTX), a large increase in the charge exchange neutral flux localized around the neutral beam (NB) injection full energy is measured using a neutral particle analyser. Termed the high-energy feature (HEF), it appears on the NB-injected energetic-ion spectrum only in discharges where tearing or kink-type modes ( $f < 50$  kHz) are absent, toroidal Alfvén eigenmode activity ( $f \sim 50\text{--}150$  kHz) is weak and global Alfvén eigenmode (GAE) activity ( $f \sim 400\text{--}1000$  kHz) is robust. Compressional Alfvén eigenmode activity ( $f > 1000$  kHz) is usually sporadic or absent during the HEF event. The HEF exhibits growth times of  $\Delta t \sim 20\text{--}80$  ms, durations spanning 100 - 600 ms and peak-to-base flux ratios up to  $H = F_{\max} / F_{\min} \sim 10$ . In infrequent cases, a slowing-down distribution below the HEF energy can develop that continues to evolve over periods of order 100 ms, a time scale long compared with the typical fast-ion equilibration times. HEFs are observed only in H-mode (not L-mode) discharges with injected power  $P_b \geq 4$  MW and in the pitch range  $\chi \equiv v_{\parallel} / v \sim 0.7\text{--}0.9$ ; i.e. only for passing particles. Increases of order 10 - 30% in the measured neutron yield and total stored energy that are observed to coincide with the feature appear to be driven by concomitant broadening of measured  $T_e(r)$ ,  $T_i(r)$  and  $n_e(r)$  profiles and not the HEF

itself. While the HEF has minimal impact on plasma performance, it nevertheless poses a challenging wave-particle interaction phenomenon to understand. Candidate mechanisms for HEF formation are developed based on quasilinear (QL) theory of wave-particle interaction. The only mechanism found to lead to the large NPA flux ratios,  $H = F_{\max} / F_{\min}$ , observed in NSTX is the QL evolution of the energetic-ion distribution,  $F_b(E, \chi, r)$ , in phase space. A concomitant loss of some particles is observed due to interaction through cyclotron resonance of the particles with destabilized modes having sufficiently high frequencies,  $f \sim 700\text{--}1000$  kHz, in the plasma frame that are tentatively identified as GAEs.

This work was supported by the US Department of Energy under Contract No DE-AC02-09CH11466. This work was partly supported by Project No. 4588 of the Science and Technology Center in Ukraine, US DOE Grant Nos DE-FG02-89ER53296 and DE-SC0001288 (U.Wisconsin-Madison), US DOE Grant No DE-FG02-06ER54867 (UC Irvine), US DOE Grant No DE-FG02-99ER54527 (UCLA) and US DOE Grant No DE-FG02-99ER54518 (UC Davis).

The work was published in Nuclear Fusion **52**, 013014 (2012).

# ОПИС НИЗКОЧАСТОТНЫХ КОЛИВАНЬ ТОРОИДАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ РІВНЯННЯМИ ДВОРІДИННОЇ ГІДРОДИНАМІКИ

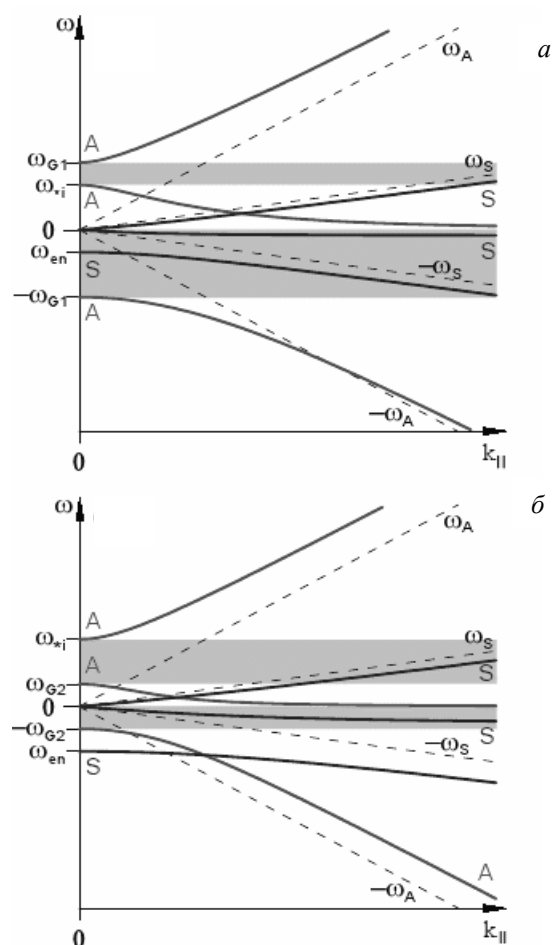
Я. І. Колесниченко, Б. С. Лепявко, Ю. В. Яковенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Останніми роками у термоядерних дослідженнях посилюється інтерес до нестійкостей з частотами порядку частоти геодезичної акустичної моди,  $\omega_{\text{GAM}}$ . Для опису таких низькочастотних коливань зазвичай використовують рівняння ідеальної магнітної гідродинаміки (МГД). Проте у багатьох випадках частота  $\omega_{\text{GAM}}$  є порядку діаманітних дрейфових частот електронів та іонів плазми,  $\omega_{*e}$  та  $\omega_{*i}$ . У цих випадках рівняння МГД є непридатними для використання. Тому в роботі [1] було застосовано кінетичну теорію. Втім, аналіз було проведено за допомогою балонного формалізму [2], через що отримані рівняння не описують мод з частотами, близькими до частот екстремумів континуумів за межами раціональних поверхонь. Крім того, автори роботи [1] вилучили з розгляду коливання звукового типу. У роботі [3], використовуючи дворідинну гідродинаміку, виведено рівняння, вільні від вказаних обмежень та показано існування дрейфово-звукових та нового типу дрейфово-альфвенових власних мод (ДЗМ та ДАМ мод). Проте ці рівняння є справедливими лише у плазмі з однорідною температурою та за умови  $\omega_{\text{GAM}} > \omega_{*}$ . У роботі [4] її автори узагальнили рівняння роботи [3], відкинувши названі обмеження.

Ця робота є продовженням роботи [4]. У ній збурені величини представлені у вигляді суми Фур'є гармонік та отримано систему рівнянь для цих гармонік, зачеплених між собою гармоніками кривини силових ліній магнітного поля. У такій формі рівняння є зручними для практичного застосування, оскільки в експериментах спостерігаються збурення, в яких домінує обмежена кількість гармонік. Використовуючи отримані рівняння для ДЗМ- та ДАМ-мод, проведено аналіз рівнянь для ДЗМ- та ДАМ-континуумів. Зокрема, показано, що градієнт температури іонів може призвести до нестійкості з частотою  $\omega \ll \omega_{*}$  ДЗМ-континуума, що відповідає ДЗМ нестійкості плазми – різновиду дрейфово-температурної нестійкості [відомої як Ion Temperature Gradient instability (ITG mode, або  $\eta$ -mode)]. Отримано загальну картину гілок континуумів (рисунок). Як видно з рисунка, континууми містять щілини. У цих щілинах можуть існувати дискретні ДЗМ- та ДАМ-моди.

Підготовлено статтю до друку, де викладено описані тут результати та подано детальне виве-



Гілки дрейфово-звукового та дрейфово-альфвенового континуумів: а -  $\omega_G > \omega_{*i,e}$ ; б -  $\omega_G < \omega_{*i,e}$ . Літерами А та S позначено дрейфово-альфвенові та дрейфово-звукові гілки відповідно;  $k_{||}$  - поздовжнє хвильове число,  $\omega_{G1,2}$ ,  $\omega_{*i}$ ,  $\omega_{en}$  - характерні частоти. Сірим кольором показано щілини у континуумах.

дення рівнянь. Крім того, ці результати доповідалися на 12-й конференції МАГАТЕ з фізики енергійних іонів у системах з магнітним утриманням плазми (Остін, США, вересень 2011 р).

1. L. Chen, F. Zonca, and R. Santoro, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 1823 (1998).
2. J.W. Connor, R.J. Hastie, and J.B. Taylor, Phys. Rev. Lett., **40**, 396 (1978).
3. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A. Weller *et al.*, Europhys. Lett. **85**, 25004 (2009).
4. Я.І. Колесниченко, Б.С. Лепявко та Ю.В. Яковенко, у Щорічник-2010 ІЯД НАН України (Київ, 2011), с. 98.

## FREQUENCY CHIRPING DURING A FISHBONE BURST

V. S. Marchenko, S. N. Reznik

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

Fishbone is the ubiquitous phenomenon in the inductive tokamak discharges with energetic ions [1]. It represents the finite-frequency branch of the internal kink and can manifest itself as an energetic particle mode [2] and/or as a negative-energy mode, destabilized by dissipation due to precessional resonance with trapped energetic ions when its ideal counterpart is stabilized by diamagnetic effects [3] (sometimes both branches have been observed in the form of the ‘hybrid’ fishbones [4]).

An interesting property of fishbones is their nonlinear dynamics, which include (i) the robust bursting behavior and (ii) the strong chirping, i.e. gradual (more than a factor of two) reduction of the mode frequency during a fishbone burst. While the bursting mode can be described in the framework of a simple ‘predator-prey’ models [2, 3], the chirping remains a mystery [5], which motivated this work. In the present publication [6] it is shown that chirping can be induced by reactive torque exerted on plasma as a result of the instability burst, which reduces the mode frequency in the lab frame, while frequency in the plasma frame remains constant.

We start from the well-known expressions for the wave momentum,  $\mathbf{P}_w$ , and wave energy,  $E_w$ :

$$\vec{P}_w = N\vec{k}, \quad E_w = N\omega, \quad (1)$$

where  $\vec{k}(\omega)$  is the wave vector (wave frequency in the plasma frame) and  $N$  is the wave action (the number of ‘quanta’). Excluding  $N$  from equations (1) yields

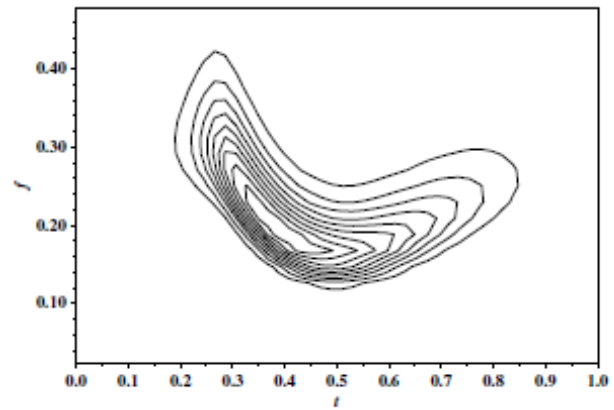
$$\mathbf{M}_{\phi w} = \frac{n}{\omega} \mathbf{E}_w, \quad (2)$$

where  $\mathbf{M}_{\phi w}$  is the toroidal component of the wave angular momentum and  $n$  is the toroidal mode number. Dotting equation (2) under assumption  $\dot{n} = \dot{\omega} = 0$ , and taking into account the conservation of the total (plasma + wave) angular momentum and energy, one can obtain

$$T_\phi = \frac{n}{\omega} P, \quad (3)$$

where  $T_\phi \equiv \dot{\mathbf{M}}_{\phi p} = -\dot{\mathbf{M}}_{\phi w}$  is the toroidal torque and  $\dot{P} \equiv \dot{E}_p = -\dot{E}_w$  is the power. Note that  $P < 0$  for instability. In the fishbone case,  $P$  is the power extracted from the fast ion density gradient at the precessional resonance, which has been calculated in the present work [6].

The wavelet spectrogram [i.e. the contours of constant signal power on the (frequency, time) plane] of the simulated fishbone burst is shown in the Figure. As observed in many experiments, most of the signal power exhibits more than a two-fold frequency decrease during the burst.



Wavelet spectrogram of the simulated fishbone burst.

In summary, the reactive torque given by equation (3), which is associated with bursting nonlinear mode dynamics ( $P \neq 0$  through the burst, in contrast to stationary mode, when the power extracted from energetic ions is balanced by dissipation on thermal species), can be responsible for the strong frequency chirping during fishbone instability.

1. K. McGuire *et al.*, Phys. Rev. Letters **50**, 891 (1983).
2. L. Chen *et al.*, Phys. Rev. Letters **52**, 1122 (1984).
3. B. Coppi and F. Porcelli, Phys. Rev. Letters **57**, 2272 (1986).
4. F. Nabais *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 102509 (2005).
5. B.N. Breizman and S.E. Sharapov, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 054001 (2011).
6. V.S. Marchenko and S.N. Reznik, Nuclear Fusion **51**, 122001 (2011).



# ВПЛИВ ЗОВНІШНІХ РЕЗОНАНСНИХ МАГНІТНИХ ЗБУРЕНЬ НА ДИНАМІКУ АЛЬФА-ЧАСТИНОК СИНТЕЗУ В ТОРОЇДАЛЬНІЙ ПЛАЗМІ: ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ

Ю. К. Москвітін<sup>1</sup>, А. О. Москвітін<sup>1</sup>, О. А. Шишкін<sup>2</sup>, В. О. Яворський<sup>3</sup>, К. Шопф<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут», Харків

<sup>2</sup> Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків

<sup>3</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

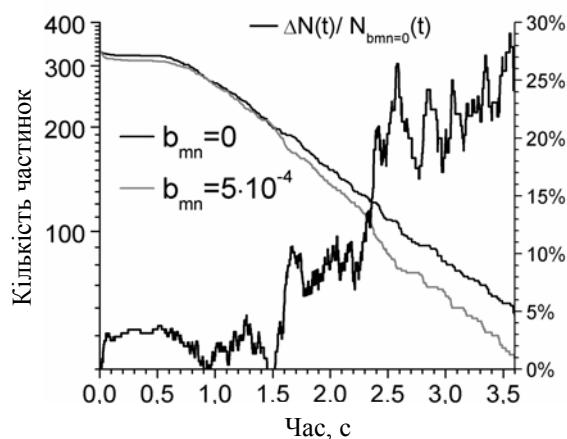
<sup>4</sup> Інститут теоретичної фізики Інсбруцького університету, Інсбрук, Австрія

Зовнішні резонансні магнітні збурення (РМЗ) широко застосовуються для придушення нестійкостей на границі тороїдальної плазми [1 - 3]. Використовуючи метод пробних частинок, у даній роботі проведено числове моделювання впливу РМЗ на утримання альфа-частинок ядерного синтезу в токамаках. Для спрощення розрахунків використано модель магнітного поля із круглими магнітними поверхнями. Поведінка ансамблю альфа-частинок відстежувалась за допомогою інтегрування повних рівнянь руху протягом часу, що перевищує час термалізації. Зовнішні РМЗ вибирались у вигляді [4]

$$\mathbf{B}^l = \frac{B_0 R_0}{R} b_{m,n} \left( \frac{r}{a_c} \right)^{m-1} \{ \sin \psi; \cos \psi; 0 \}, \quad (1)$$

де  $\psi = m\vartheta - n\varphi$ ,  $m$  та  $n$  означають полоїдне та тороїдне число магнітних збурень;  $b_{m,n}$  - відношення амплітуди РМЗ до магнітного поля на осі  $B_0$ ;  $R$  - великий радіус тора,  $r$  та  $a_c$  - відповідно радіус магнітної поверхні та котушок РМЗ. У числових розрахунках використовувались параметри токамачної конфігурації JET із  $B_0 = 2T$ , обертальним перетворенням  $t = 0,8 - 0,55(r/a)^2$  та малим радіусом плазми  $a = 120$  см. Магнітне збурення задавалось параметрами  $b_{mn} = 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $m = 3$ ,  $n = 1$  та  $a_c = 150$  см у відповідності з РМЗ, що застосовувалось на JET [5]. Кулонівські зіткнення враховувались за допомогою тривимірного оператора Монте-Карло із неперервним спектром випадкових збурень швидкості [6].

Розрахунки проводились для двох випадків: при відсутності та наявності РМЗ. В обох випадках досліджувалась еволюція 400 альфа-частинок із початковою енергією  $E_0 = 3,5$  MeV та ізотропним швидкостевим розподілом, що народжуються на магнітній поверхні  $r_0 = 10$  см. Частинки розподілялись рівномірно по тороїдному та полоїдному кутах. Результати розрахунків проілюстровані на рисунку, з якого видно, що РМЗ спричиняють 30 % зростання втрат альфа-частинок.



Еволюція ансамблю альфа-частинок із початковою енергією  $E_0 = 3,5$  MeV та ізотропним розподілом по швидкостях при відсутності РМЗ (чорна тонка крива) та при наявності РМЗ (сіра крива). Права вертикальна вісь відповідає відносним втратам альфа-частинок, що обумовлені магнітними збуреннями.

## Висновки роботи:

1. Основним механізмом додаткових втрат альфа-частинок синтезу із плазми токамака, при наявності РМЗ, є кулонівські зіткнення та руйнування магнітних поверхонь.
2. Проведені обчислення продемонстрували, що сформовані завдяки РМЗ магнітні острови та стохастичні шари на границі плазми спричиняють нерегулярність орбітального руху та підсилений радіальний транспорт частково термалізованих альфа-частинок.
3. Разом із цим зовнішні резонансні магнітні збурення спричиняють лише незначне зростання миттєвих втрат альфа-частинок синтезу.

1. T.E. Evans *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 235003 (2004).
2. Y. Liang *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, B581 (2007).
3. J.M. Canik *et al.*, Nucl. Fusion. **50**, 034012 (2010).
4. Yu.K. Moskvitina and A.A. Shishkin, Probl. At. Sci. Tech. **6**, 19 (2008).
5. E. Nardon *et al.*, J. Nucl. Mater. **390-391**, 773 (2009).
6. K. Tani *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **50**, 1726 (1981).

## РОЗПОДІЛИ ДИФУЗІЙНИХ ВТРАТ ШВИДКИХ ІОНІВ НА ТОКАМАЦІ JET

В. Яворський<sup>1,2</sup>, Ю. Баранов<sup>3</sup>, В. Голобородько<sup>1,2</sup>, В. Кіптілій<sup>3</sup>,  
А. Москвітін<sup>4</sup>, С. Шарапов<sup>3</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

<sup>3</sup> Калемський науковий центр, Абінгдон, Великобританія

<sup>4</sup> Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків

Розподіли потоків заряджених продуктів синтезу (ЗПС), що втрачаються з плазми, по просторових та швидкостевих координатах надають важливу інформацію про механізми втрат швидких іонів у тороїдальних магнітних пастках [1 - 3]. Знання таких розподілів важливе для прогнозів теплових навантажень ЗПС на першу стінку в токамаках-реакторах [4].

Метою даної роботи є моделювання полоїдальних та пітч-кутових розподілів іонів високих енергій, що попадають на першу стінку за рахунок дифузійних механізмів втрат. Основна увага приділяється механізму втрат обумовлених пітч-кутовим розсіянням швидких іонів на частинках основної плазми [5]. Очевидно, що дифузійні втрати можуть суттєво підсилюватись за

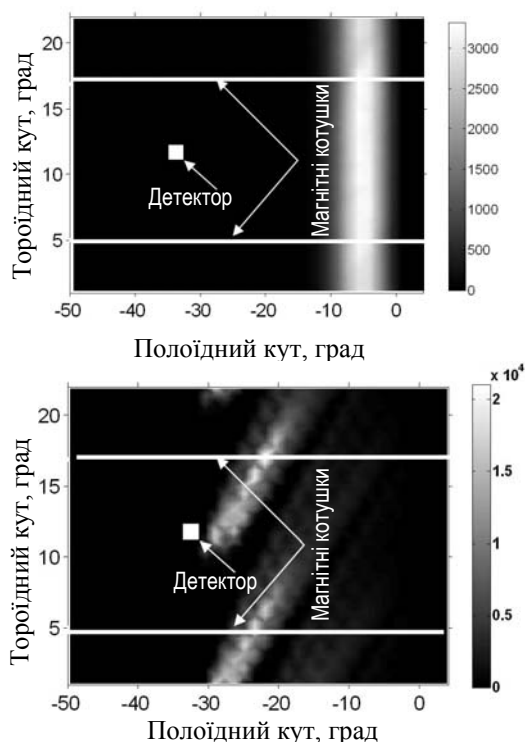
наявності гофрів магнітного поля та МГД збурень [1, 6]. Слід зазначити, що такі втрати можуть спричиняти суттєве теплове навантаження на першу стінку, оскільки вони локалізовані в невеликому околі екваторіальної площини плазми [5, 7]. Дане моделювання базується на моделі Монте-Карло дифузійних втрат і враховує ефект пітч-кутового розсіяння та гофрів магнітного поля [7]. На рисунку представлено результати моделювання просторових розподілів втрат тритонів з енергією 1 MeV на токамаці JET для типових пітч-кутів (~77°), при яких спостерігались аномальні втрати заряджених продуктів DD синтезу [3]. Як видно з рисунка, гофри призводять до полоїдального зсуву та тороїдальної модуляції дифузійних потоків і уможливають реєстрацію втрат таких тритонів на сцинтиляційному детекторі.

Висновки роботи:

4. Дифузійні втрати швидких іонів у токамаці локалізовані в досить вузькій області полоїдальних кутів нижче або вище (залежно від напрямку тороїдального дрейфу) екваторіальної площини. Так, втрати заряджених продуктів DD синтезу в токамаці JET локалізовані в області полоїдальних кутів близько 30° нижче екватора.

5. Гофри магнітного поля приводять до додаткового полоїдального зсуву дифузійних втрат та до істотної модуляції втрат по тороїдальній координаті. Максимальний полоїдальний зсув та найбільш виражена тороїдальна модуляція має місце для іонів, що резонують із гофрами поля.

6. Радіальна дифузія, обумовлена зіткненнями та гофрами магнітного поля, може пояснювати аномальні втрати заряджених продуктів DD синтезу в токамаці JET [3].



Змодельовані полоїдальні та тороїдальні розподіли дифузійних втрат тритонів із енергією 1 MeV та ( $0,20 < V_{||}/V < 0,24$ ) на лімітері токамака JET (розряд 78075) в осесиметричному наближенні (верх) та у випадку стандартних гофрів (низ).

1. S. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion **40** 91 (2000).
2. V. Kiptily *et al.*, Nucl. Fusion **49** 065030 (2009).
3. Yu. Baranov, EPS 2010, P1.066 (2010).
4. A. Fasoli *et al.*, Nucl. Fusion **47**, S264–S284 (2007).
5. V. Yavorskij *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1077 (2003).
6. V. Yavorskij *et al.*, Physics of Plasmas **6**, 385 (1999).
7. V. Yavorskij *et al.*, EPS 2011, P4.029 (2011).

## PERIPHERAL RF MODES IN A STRONGLY NONUNIFORM HELICON PLASMA

 N. A. Beloshenko<sup>1</sup>, K. P. Shamrai<sup>1</sup>, S. Shinohara<sup>2</sup>, T. Motomura<sup>3</sup>, T. Tanikawa<sup>4</sup>
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Tokyo University of Agriculture and Technology, Tokyo, Japan

<sup>3</sup> Kyushu University, Fukuoka, Japan

<sup>4</sup> Tokai University, Kanagawa, Japan

Radial eigenmodes of a nonuniform plasma in the frequency range of helicon waves were examined using the TE approximation, which neglects the electron inertia [1], and, more recently, using the full electromagnetic approach [2]. Those examinations concerned almost pure helicon modes localized near the plasma column center. Here, we show that there also exists a family of eigenmodes that are localized peripherally and are formed by coupled helicon and quasi-potential (Trivelpiece - Gould, TG) waves.

Let a plasma is confined by a metal chamber of radius  $r_0$  immersed in an axial magnetic field of strength  $B_0$ . The plasma column has a nonuniform, Gaussian radial density profile with a small edge-to-center density ratio,  $n_{edge}/n_0 \ll 1$ . If the axial wave-number  $k_z$  is fixed, transparent for the helicon wave is the density range  $n_{cut} < n < n_{coal}$ , where

$$n_{cut} \approx (m_e / 4\pi e^2) \omega \omega_{ce} N_z^2, \quad n_{coal} \approx (\omega_{ce} / 4\omega) n_{cut} \quad (1)$$

are the characteristic densities related, respectively, to the helicon wave cut-off and to coalescence of the helicon and TG waves, and  $N_z = k_z c / \omega$  is the longitudinal refractive index. The TG waves can propagate in the range  $n < n_{coal}$ .

To find the eigenmodes, Maxwell equations with cold-plasma dielectric tensor were solved numerically for conditions of experiments [3] performed on a large source,  $r_0 = 37$  cm. Two different families of helicon eigenmodes were found. The first includes the aforementioned, almost pure helicon modes with wavenumbers in the range  $k_1 < k_z < k_2$ , where

$$k_1 \approx 2(\omega/c)(\omega_{p0}/\omega_{ce}), \quad k_2 \approx k_1 \sqrt{\omega_{ce}/\omega/2} \quad (2)$$

and  $\omega_{p0}$  is the center plasma frequency. They are localized near the plasma axis and exist provided that the wave coalescence surface is out of the plasma bulk. The second, much more numerous family includes the coupled helicon–TG modes with wavenumbers  $k_z < k_1$ , which corresponds to presence of the coalescence surface in the plasma bulk. These modes are peripherally localized between the cut-off and coalescence surfaces (1). The mode localization regions are shown in Fig. 1 together with the mode spectrum, for typical conditions of experiment [3] and under assumption  $n_{edge}/n_0 = 0.01$ . For these spe-

cific conditions, there are nine helicon modes and fifty-one helicon–TG modes.

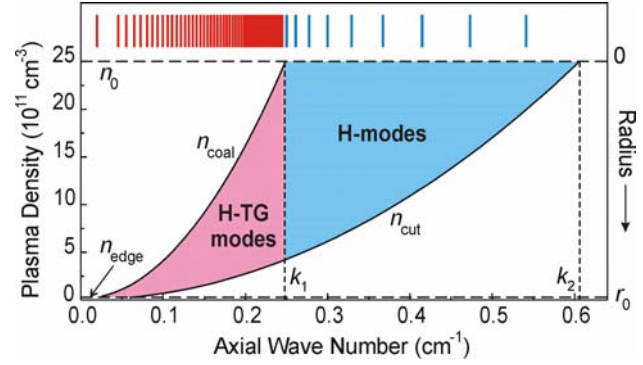


Fig. 1. A diagram showing the mode localization regions and (at the top) the mode spectrum.  $\omega/2\pi = 7$  MHz,  $n = 2.5 \cdot 10^{12}$  cm<sup>-3</sup>,  $B_0 = 60$  G.

Collisional damping of the modes is shown in Fig. 2. As seen, the lower helicon–TG modes are less damped than the pure helicon modes.

The rf electric fields of the helicon–TG modes are strong owing to substantial potential component enhanced by nonuniform plasma polarization. It was found that even at quite low amplitudes, the ponderomotive forces related to these modes can substantially contribute to peripheral electron flows, e.g., by redirecting the radial diffusion flux and generating a stratified azimuthal flow.

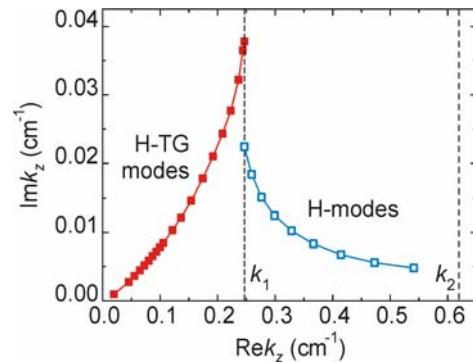


Fig. 2. Imaginary vs real parts of the mode wavenumbers, at  $p_{Ar} = 0.75$  mTorr.

1. F.F. Chen, M.J. Hsieh, and M. Light, Plasma Sources Sci. Technol. **3**, 49 (1994).
2. S. Cho, Phys. Plasmas **16**, 063504 (2009).
3. S. Shinohara, T. Motomura, K. Tanaka, T. Tanikawa, and K.P. Shamrai, Plasma Sources Sci. Technol. **19**, 034018 (2010).

## RADIATION PROCESSES IN TURBULENT MAGNETIZED PLASMA

V. N. Pavlenko, V. G. Panchenko

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

It is known when the electromagnetic waves propagate through a plasma, perfect fraction of the radiation is transformed or scattered [1]. By launching a beam of radiation into plasma and collecting some transformed (scattered) radiation, a lot of information about the plasma properties may be obtained. Particularly, the spectral distribution of the transformed radiation is defined by the fluctuations spectra. This allows restoring the spectrum of the plasma turbulence through the transformation or scattering cross-section.

In the present paper [2] on the base of kinetic theory fluctuations the transformation of longitudinal Langmuir wave into the transverse electromagnetic wave in magnetized inhomogeneous plasma is studied. Transformation 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 point out that the transformation of the longitudinal wave into the transverse one is of perfect interest as the possible mechanism of electromagnetic energy radiation from the plasma. Really there are casual Langmuir waves always in the plasma with the amplitude which is defined by the electrons temperature. Interacting with turbulent drift oscillations these waves may be transformed into transverse waves and then leave the plasma.

The intensity of such radiation is connected with the transformation coefficient  $d \sum_{l \rightarrow t}$  by the relation [2]

$$I \sim V \iint d \sum_{l \rightarrow t} S \frac{d^3 k' d \omega'}{(2\pi)^3 2\pi}, \quad (1)$$

where  $S$  is the energy density fluctuations.

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  $\omega_D$  [3]:

$$\omega_0 = \omega_{lk} + \omega_D. \quad (2)$$

After straightforward calculations in the region above instability threshold, i.e. at  $E_0 > E_{th}$  we obtain the following expression for the intensity of transverse waves which are radiated from turbulent plasma:

$$I \sim V \sigma_T N \frac{1}{r_{De}^4} \frac{\omega_{pe} T_e^2}{e^2} \frac{\omega_D^2}{\gamma_D \gamma_{lk}} \frac{\mu^2}{(kr_{De})^4}, \quad (3)$$

where  $\sigma_T$  is the Thomson cross section.

The numerical calculations show that for typical plasma parameters  $T_e = 5$  KeV,  $B_0 = 50$  kG,  $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\mu \sim 10^{-1}$ ,  $qr_{De} \sim 10^{-1}$  and  $\omega_D / \gamma_D \geq 10$  the value of radiation intensity can exceed the analogous one for the case of non-turbulent plasma by two orders of magnitude.

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* **84**, 025502 (2011).
3. V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko, L. Stenflo and H. Wilhelmsson, *Physica Scripta* **45**, 616 (1992).

## TRANSITIONAL GEOMETRICAL UPPER HYBRID OSCILLATIONS EXCITED DURING POTENTIAL RF SHEATHS FORMATION IN A MAGNETIZED PLASMA

 T. S. Rudenko<sup>1</sup>, K. P. Shamrai<sup>1</sup>, T. Matsuoka<sup>2</sup>, I. Funaki<sup>2</sup>, S. Shinohara<sup>3</sup>
<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Japan Aerospace Exploration Agency, Kanagawa, Japan

<sup>3</sup> Tokyo University of Agriculture and Technology, Tokyo, Japan

Non-neutral boundary sheaths determine the efficiency of a potential rf field penetration into plasmas in capacitively coupled sources, Lissajous Helicon Plasma Thruster [1] and other rf-driven systems. Theoretical models normally examine the stationary rf sheaths under assumption that electrons are involved only in the forced oscillations at a basic frequency imposed by the driving rf potential. Here, we examine an initial stage of the sheaths formation and show that there also arise the eigen oscillations inherent to the bounded plasma.

A “matrix” sheath model is considered, with initially uniform distributions of electrons and ions ( $n_e = n_i = n = \text{const}$ ) between two plane electrodes spaced  $L$  apart and powered with voltages  $V_{1,2} = \pm(V_0/2)\sin\omega t$ . An ambient magnetic field  $B_0$  is applied in parallel with the electrodes. Assuming immobile ions, the electron motion was computed considering the events of breaking of the electron “box” away from the electrodes at appropriate voltage phases.

Temporal evolution of widths of the sheaths,  $s_{1,2}(t)$ , is shown in Fig. 1, for the collisionless and collisional cases. One can see that, against basic oscillations at the driving frequency  $\omega$ , there arise faster HF oscillations at a frequency  $\omega_{\text{HF}} \approx 6\omega$ . As seen from Fig. 1, *a*, after a few breaks of the electron box from the electrodes, there sets a quasi-stationary regime ( $d = s_1 + s_2 = \text{const}$ ) where the sheaths are asymmetric and not collapsing to zero. The peak-to-peak amplitude of the plasma field oscillations is found to be determined by excitation of the HF oscillations, and is about 10 V/cm, twice less than in vacuum. As seen from Fig. 1, *b*, the HF oscillations die out with time due to collisions, i.e., are transient. In the quasi-stationary regime, there arise substantial ion gaps near the electrodes, and the sheaths are almost symmetric. The plasma field is quite small in this case, below 2 V/cm.

The origin of HF oscillations can be understood from equation for the sheath width variation with time

$$\ddot{s}_1 + \Omega_{uG}^2 s_1 = -(eV_0 / mL)\sin\omega t + \omega_{pe}^2 (d^2 / 2L),$$

where  $\Omega_{uG} = [\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2 (d/L)]^{1/2}$  is the frequency of the “geometrical” upper hybrid resonance.

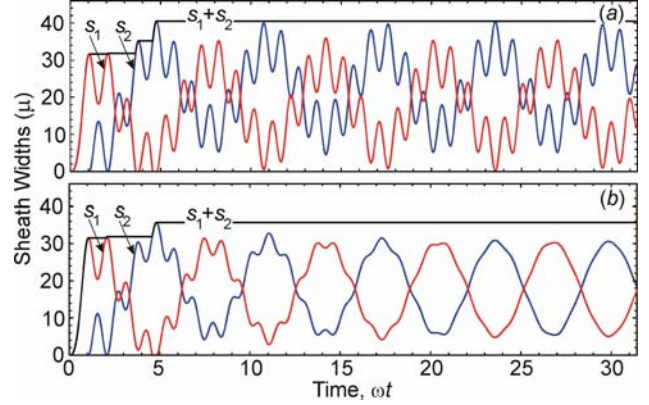


Fig. 1. Sheath widths and their sum, with collisions neglected (*a*) and included (*b*).  $\omega/2\pi = 100$  MHz,  $n = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $B_0 = 100$  G,  $V_0 = 10$  V, and  $L = 1$  cm.

This frequency is close to the frequency of computed HF oscillations in Fig. 1,  $\Omega_{uG} \approx \omega_{\text{HF}}$ , and is an analogue of the “geometrical” resonance (plasma) frequency at zero magnetic field,  $\omega_R = \omega_{pe}(d/L)^{1/2}$  [2].

The oscillation spectrum computed with the PIC code is shown in Fig. 2. Except for the peak at the driving frequency of 100 MHz, there is also a peak at 800 MHz, which fits to the geometrical upper hybrid resonance, and a peak at 9 GHz, which is close to the upper hybrid frequency  $f_{\text{uh}}$ . The above model clarifies the first, but not the second peak. The latter apparently appears due to effects of electron thermal motion and ion dynamics.

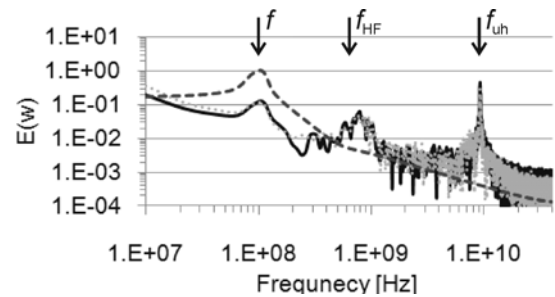


Fig. 2. The oscillation spectrum from PIC computations.

1. T. Matsuoka, I. Funaki, T. Nakamura *et al.*, Plasma and Fusion Research **6**, 2406103 (2011).
2. G. Bekefi, *Radiation processes in plasmas* (Wiley, NY, 1966), Chap. 5.



# APPLICATION OF GENERALIZED FUNCTIONS TO OBTAIN THE SYMMETRIES AND EXACT SOLUTIONS OF THE KINETIC PLASMA THEORY MODELS

V. B. Taranov

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

Kinetic plasma theory models are based on the Vlasov - Maxwell integro differential systems of equations. No general algorithm allowing us to find their symmetries exists. On the other hand, we can consider the cold plasma limit of the kinetic theory, i. e. to look for solutions with particle distribution functions being sharp in velocity space.

$$f_{\alpha}(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = n_{\alpha}(t, \mathbf{r}) \delta(\mathbf{v} - \mathbf{u}_{\alpha}(t, \mathbf{r})).$$

In this case, integro differential system is reduced to the finite system of partial differential equations for the densities  $n_{\alpha}(t, \mathbf{r})$  and main velocities  $\mathbf{u}_{\alpha}(t, \mathbf{r})$  of plasma components numbered by the index  $\alpha = 1, \dots, N$ .

From the physical point of view, cold plasma limit is an approximation describing the situation when phase velocities of plasma waves are much larger than thermal velocities of particles.

From the mathematical point of view, such solutions form a sub-manifold of exact solutions which are simpler and more symmetric than general solution. Their continuous symmetry transformations can be obtained by the use of standard programs of the Maple 15 package even for the spatially three dimensional models. Then, general kinetic theory symmetries can be deduced.

Many 3D collisionless plasma models were considered in this way, some results are presented in [1]. General kinetic theory symmetries as usual include time shift and Euclidean group transformations – space shifts and rotations.

$$\begin{aligned} P_0 &= \frac{\partial}{\partial t}, & \mathbf{P} &= \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}, \\ \mathbf{J} &= \mathbf{r} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{v} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} + \mathbf{E} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{E}} + \mathbf{B} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{B}}. \end{aligned}$$

In addition, specific scale transforms were found for different models which determine the corresponding similarity laws. In the presence of the constant spatially homogeneous external magnetic field only rotations around its axis remain.

As a consequence of the symmetries, invariant solutions exist [1, 2] which contain the spiral waves, spherically symmetric rotating solutions as well as

the usual BGK equilibria widely discussed in the literature.

Infinite system of partial differential equations for the moments of distribution functions reduces to the finite one also in the water – bag model. Instead of  $\delta$  functions of the cold plasma limit, another generalized functions, step or  $\theta$  functions determine the particle distributions. Namely, in the simplest spatially one dimensional case, we look for solutions of the form

$$f(t, x, v) = f_0(\theta(v - u_1(t, x)) - \theta(v - u_2(t, x))).$$

From the physical point of view, this is the rough approximation which allows us to model finite temperature plasma. As for mathematics, such solutions represent the another sub-manifold of exact solutions satisfying the finite hydrodynamic system of partial differential equations with pressure density proportional to the cube of particle number density.

The sub-manifold of water bag solutions is less symmetric than the cold plasma one, but can help us to find symmetries in the case when the cold plasma symmetry group is too large for the Maple 15 programs (for example, infinite dimensional).

Finite sums of  $\delta$  functions containing terms were also used recently [3] to simplify integro differential equations for the distribution function of the soliton gas. In the sufficiently dense soliton gas inverse scattering problem eigenvalues of solitons are distributed in space and time. The corresponding distribution function was presented by the sum of  $\delta$  functional terms very similar to the cold plasma limit expressions. In this way, the model was reduced to the reasonable system of partial differential equations which can be solved analytically or at least by the numerical methods. So, the previous results of the rarefied soliton gas theory were generalized.

1. V.B. Taranov, in *Proc. of the 7<sup>th</sup> Int. Conf. "Electronics and Applied Phys."* (Kyiv, 2011), p. 188.
2. В.Б. Таранов, у *Укр. конф. з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу* (Київ, 2011), с. 54.
3. G.A. El, M.V. Pavlov, and V.B. Taranov, [http://xxx.lanl.gov/PS\\_cache/arxiv/pdf/1105/1105.4859v1.pdf](http://xxx.lanl.gov/PS_cache/arxiv/pdf/1105/1105.4859v1.pdf)

## TWO-DIMENSIONAL BRIGHT VECTOR SOLITONS

 A. I. Yakimenko<sup>1,2</sup>, K. O. Shchebetovska<sup>1</sup>, S. I. Vilchynskii<sup>1</sup>, M. Weyrauch<sup>3</sup>
<sup>1</sup> Department of Physics, Taras Shevchenko National University, Kyiv

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

<sup>3</sup> Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Germany

Propagation of bi-color laser beam in plasma provides an important example of multicomponent nonlinear system with tunable cross-interactions [1]. Depending on a frequency difference, the cross-focusing or cross-defocusing is observed, while the self-interactions remain focusing. As was predicted in Ref. [1], the balance between the competing nonlinearities can stabilize the system and result in a dynamical guiding of multi-color laser beam. However, a symmetry-breaking azimuthal instability destabilize vector solitons, as was demonstrated in Ref. [2]. A complete stabilization of vector solitons is expected in nonlinear media with additional potential trap, which is a typical for experiments with Bose - Einstein condensates (BECs) of dilute atomic gases.

Multicomponent BECs open intriguing possibilities for a number of important physical applications, including coherent storage and processing of optical fields, quantum simulation, quantum interferometry, etc. Experimentally, multicomponent BECs can be realized by simultaneous trapping of different species of atoms or atoms of the same isotope in different hyperfine states. Theoretical models of multicomponent BECs in the mean-field approximation are formulated in the framework of coupled Gross - Pitaevskii (GP) equations and the order parameter of multicomponent BECs is described by a multicomponent vector.

In present work we perform a theoretical analysis of two-dimensional soliton-soliton matter-wave nonlinear structures for attractive intra-component interactions and different signs of inter-component interactions. General properties of the steady states are investigated analytically by means of variational analysis and compared with numerical simulations. The existence and stability domains of soliton-soliton matter-wave vector solitons are found.

We consider the case of dilute atomic gas with two-particle collisions. In this case two-component BEC can be described in mean-field approximation by system of GP equations:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = \left[ -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + V_{ext}(\mathbf{r}) + g_{11} |\Psi_1|^2 + g_{12} |\Psi_2|^2 \right] \Psi_1,$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = \left[ -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + V_{ext}(\mathbf{r}) + g_{21} |\Psi_1|^2 + g_{22} |\Psi_2|^2 \right] \Psi_2,$$

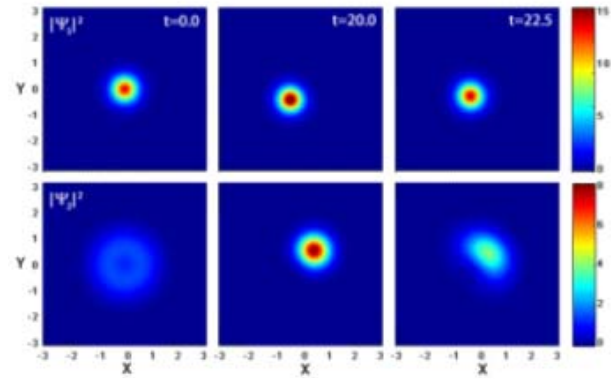
where

$$V_{ext}(\mathbf{r}) = M_j \omega_{\perp}^2 (x^2 + y^2) / 2 + M_j \omega_z^2 z^2 / 2,$$

where  $M_j$  is the mass of the atoms of  $j$ -th sort. We assume that  $\omega_z \gg \omega_x, \omega_y$ , so the longitudinal coordinates can be excluded for such a “pancake”-like potential trap. As the result, the radially-symmetric stationary soliton-soliton pairs are described by the set of equations of the following form:

$$\mu_j \Psi_j + \Psi_j'' + \frac{1}{r} \Psi_j' - r^2 \Psi_j + [\Psi_j^2 + \sigma \Psi_{3-j}^2] \Psi_j = 0,$$

where  $j = 1, 2$ ,  $\mu_j$  is a chemical potential of  $j$ -th component,  $\sigma$  is the strength of the inter-component interactions. Note that both attractive ( $\sigma < 0$ ) and repulsive ( $\sigma > 0$ ) cross-interactions can be experimentally realized using a Feshbach resonance.



Snapshots for two-component BEC density distribution with  $\sigma = -0.5$ ,  $\mu_1 = -1.5$ ,  $\mu_2 = 2$ . Soliton-soliton pairs are unstable with respect to azimuthal mode  $L = 1$ .

In conclusion, it was shown that for *attractive intercomponent interaction* solutions are stable in the whole existence region. For *repulsive cross-interaction* both stable and unstable evolution scenarios are possible depending on number of atoms  $N_j = \langle \Psi_j | \Psi_j \rangle$  in each component. It was found that vector solitons are unstable with respect to *collapse*, if  $N > N_{cr}$  (where  $N_{cr} = 11.7$  is number of particles in single fundamental 2D soliton). It was shown that soliton-soliton pairs can be unstable with respect to small *azimuthal perturbations* proportional to  $\exp(iL\phi)$  with  $L = 1, 2$  only (Figure). We predict by linear stability analysis and by direct numerical experiments a condition for stabilization of soliton-soliton pairs.

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. Vilchynskiy, Phys. Rev. E **82**, 016605 (2010).



# БЕСКАПЕЛЬНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ МЕТАЛЛИЗАТОР ДЛЯ ПОТРЕБНОСТЕЙ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

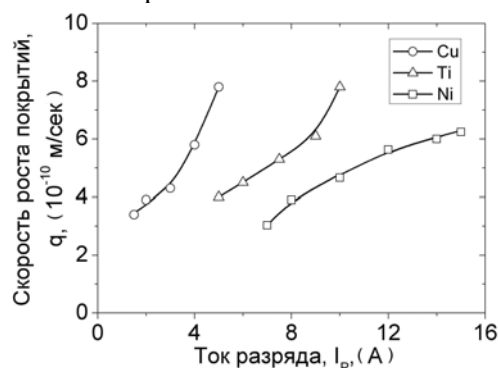
А. Г. Борисенко

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Выполненные экспериментальные исследования показали, что дуговой разряд в парах материала анода, благодаря диффузной привязке разряда на аноде и испарению рабочего материала из широкой зоны, создает бескапельные плазменные потоки [1, 2]. В широко используемом дуговом разряде в парах материала катода протекающие физические процессы таковы, что делают неизбежным присутствие в создаваемых плазменных потоках капельно-кластерной фазы материала катода. Как показали исследования, размеры капель могут быть от единиц до десятков микрон. Используемые различные методы сепарации потоков не только удаляют капельную фазу, но и значительно ослабляют интенсивность отфильтрованных плазменных потоков [3]. В дуговом разряде в парах материала анода реализация режимов с капельной фракцией при указанных разрядных токах практически отсутствует. Этот факт является принципиально важным и делает возможным использование данного типа разряда в различных плазменных технологиях для потребностей нанoeлектроники.

Нами были исследованы возможности источника такого типа для создания плазменных потоков разных металлов. Следует отметить, что разряд создавался в чистых парах металлов без напуска газа и при давлении в вакуумной камере порядка  $1 \cdot 10^{-3}$  Па и ниже. На рисунке приведены зависимости скоростей роста осаждаемых покрытий ( $q$ ) от величины тока разряда для используемых в качестве рабочего материала меди, титана и никеля в диапазоне разрядных токов 5 - 15 А. Видно, что по абсолютной величине в диапазоне указанных разрядных токов они составляют 0,3 - 0,8 нм/с. Таким образом, используя дуговой разряд в парах материала анодного электрода с токами до 10 - 15 А можно наносить медные, титановые и никелевые покрытия на металлические, полупроводниковые и диэлектрические подложки со скоростями их роста порядка 3 - 10 Å/с. Поскольку в нанoeлектронике используются металлические покрытия с толщиной 100 - 1000 Å, а в некоторых случаях и меньше, то реализуемые значения  $q$  являются близкими к оптимальным. Увеличение тока разряда

сопровождается ростом скоростей осаждения  $q$ . Обращает на себя внимание тот факт, что в диапазоне больших значений  $I_p$ , увеличение  $q$  для меди и титана с ростом разрядного тока превышает линейный рост.



Зависимость скоростей роста покрытий меди, титана и никеля от величины тока разряда.

В то же время для никеля рост  $q$  является близким к линейному, хотя все же и обнаруживает тенденцию к заниженным значениям. Приведенные данные для разных рабочих материалов показывают две разные тенденции в изменении скорости роста осаждаемых покрытий от величины тока разряда. Поскольку величина  $q$  является одним из наиболее важных параметров в технологических процессах, детальное изучение этих особенностей представляет определенный практический интерес и может быть объектом дополнительных исследований.

Представленные результаты показывают возможность практического использования источников бескапельных плазменных потоков на основе несамостоятельного дугового разряда в парах материала анода для нанесения тонких пленок в технологиях нанoeлектроники.

1. A.G. Borisenko, A.V. Kravchenko, and V.A. Saenko, Instruments and Experimental Techniques, **No. 2**, p. 257 (1992).
2. A.G. Borisenko, V.A. Saenko, and V.A. Rudnitsky, IEEE Trans Plasma Science, **27**, No. 4, p. 877 (1999).
3. В.М. Хороших, А.А. Комарь и М.А. Бровина, Физическая инженерия поверхности, **7**, № 1-2, с. 54 (2009).

## ПОЛУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПЛЕНОК И ИХ ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Е. Г. Костин<sup>1</sup>, Б. П. Полозов<sup>1</sup>, О. А. Федорович<sup>1</sup>, И. Е. Матяш<sup>2</sup>,  
Б. К. Сердега<sup>2</sup>, Г. К. Савенков<sup>3</sup>, В. В. Бурдин<sup>4</sup>

<sup>1</sup> *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

<sup>2</sup> *Институт физики полупроводников НАН Украины, Киев*

<sup>3</sup> *НТЦ «Криптон», Киев*

<sup>4</sup> *Институт проблем материаловедения НАН Украины, Киев*

В связи с уникальными физико-химическими свойствами искусственных алмазов возрос интерес к их синтезу и исследованию.

В Институте ядерных исследований НАН Украины была разработана, изготовлена и испытана установка для получения алмазоподобных пленок (АПП) из газовой фазы. Основой установки есть диодный высокочастотный разряд (13,56 мГц) в управляемом скрещенном магнитном поле. Разряд возбуждался в смесях  $H_2 + (2 - 10) \% CH_4$  или  $CH_4 + H_2 + Ag$  в разных пропорциях. Рабочие давления в камере составляли  $10^{-1} - 10^{-2}$  Торр. Ток разряда регулировался от 4 до 8 А. Напряжение смещения изменялось с помощью посторонних источников напряжения от -200 до +400 В. Диаметр рабочего столика 110 мм. С помощью молибденовой спирали и специального источника питания подложкодержатель нагревался до температуры 700 - 1000 °С. Температура подложкодержателя без плазмы измерялась с помощью термодпары или оптического пирометра. Дополнительный нагрев плазмой подложки при включении разряда ни одним из двух методов измерить не удалось.

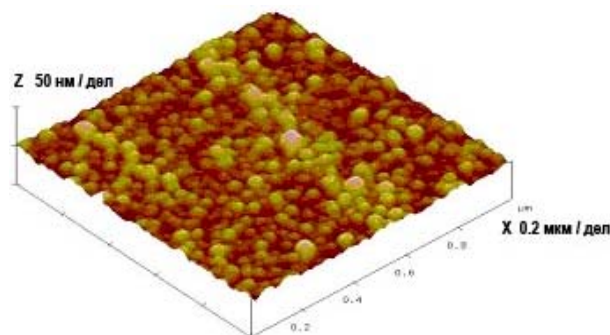
Подложки использовались из разных материалов: монокремний с разной ориентацией осей кристаллов, травленный кремний, кварцевые пластинки, никель, молибден,  $Al_2O_3$  и др. Время экспозиции в связи с низкими скоростями синтеза изменялось от нескольких часов до 30 - 40 ч. После получения пленок проводились их исследования с помощью оптической и электронной микроскопии, методом модуляционной поляризации электромагнитного излучения, рентгеновского анализа, на атомно-силовом микроскопе, микроинтерферометрии, а также измерялась электропроводность пленок.

Исследование на оптическом микроскопе «Биолам - М» с цифровой камерой для микроскопа DCM 510 и микроинтерферометре Линника МИИ-4 дали возможность исследовать линейные размеры и высоты отдельных кристаллов. Линейные размеры отдельных кристаллов достигали 50 мкм, а толщины пленок и высоты кри-

сталлов изменялись в зависимости от времени экспозиции от 0,2 до 50 мкм. Цвет кристалликов изменялся от красного до фиолетового. Но большинство кристаллов имели белый или черный цвет. Большие кристаллы состояли из большого количества малых, которые срастались со временем экспозиции.

Модуляционная поляриметрия электромагнитного излучения дала возможность получить спектральные характеристики отражения АПП в диапазоне длин волн 420 - 1000 нм. Частично результаты таких исследований описаны в [1]. Установлен резонансный характер взаимодействия излучения с электронной системой пленок. Выявлено кластерную структуру пленок. Наблюдается хорошая воспроизводимость результатов на пленках, полученных при тех же условиях в разряде.

Исследования на атомно-силовом микроскопе показали, что сплошная АПП состоит из наноразмерных кристаллов с линейными размерами 0,06 - 0,1 мкм и разностью в высотах ~5 - 8 нм (экспозиция ~6 ч, нанесение АПП на кварцевую пластинку без особой подготовки) (рисунок).



Изображение наноструктуры АПП, полученное на атомно-силовом микроскопе.

Рентгеновский анализ АПП показал наличие пиков, характерных для алмазных пленок, а также для материала подложки.

1. Л.С. Максименко, И.Е. Матяш и С.П. Руденко и др., в *Тр. XII Международной научно-практической конф. «Современные информационные и электронные технологии»* (Одесса, 2011), с. 274.

# СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСПАДА ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ В ВОДЕ С РАССЧИТАННЫМИ ПО СУЩЕСТВУЮЩИМ ТЕОРЕТИЧЕСКИМ МОДЕЛЯМ

О. А. Федорович, Л. М. Войтенко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В последние годы возрос интерес к процессам рекомбинации неидеальной плазмы. В плотной плазме экспериментально можно получить только коэффициенты распада плазмы, потому что при импульсных разрядах в воде в плазменном канале возникают давления  $10^2 - 10^4$  бар и температуры  $5 - 45 \cdot 10^3$  К. При этом происходит интенсивная ионизация и ее необходимо учитывать при расчетах коэффициентов рекомбинации.

Согласно принципу детального равновесия коэффициент распада  $K$  определяется по формуле  $K = \frac{dN_e}{dt \cdot N_e^2} = \frac{N_a}{N_e} b - \alpha \cdot N_i$ . По формуле

$K = \frac{dN_e}{dt \cdot N_e^2}$  можно экспериментально определить

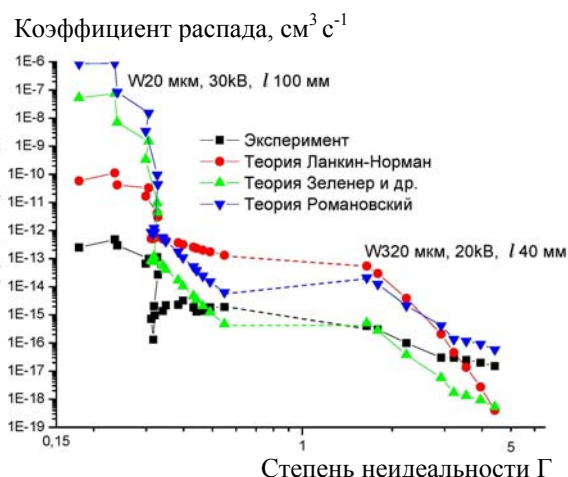
коэффициент распада, где  $N_e$  – концентрация электронов;  $b$  – коэффициент ионизации;  $N_i$  – концентрация ионов;  $\alpha$  – коэффициент рекомбинации. Рассчитав ход концентрации электронов во времени получают  $K$ , при условии, что нет дополнительного вклада энергии в плазменный канал, а концентрация электронов уменьшается со временем.

Получена экспериментальная зависимость  $K$  от степени неидеальности плазмы при  $\Gamma = 0,2 - 4,5$ . Сначала значения  $K$  резко уменьшаются при увеличении  $\Gamma$  от 0,1 до 0,3 на три порядка. При возрастании  $\Gamma$  от 0,3 до 0,7 значения  $K$  начинают увеличиваться почти на порядок, проходят максимум и при увеличении  $\Gamma$  от 2 до 4,5 наблюдается медленное уменьшение коэффициента распада на порядок. Качественно эти результаты совпадают с теоретически рассчитанными результатами по работе [1]. Но количественно есть расхождения. При  $\Gamma < 1$  экспериментальные значения  $K$  на 2 порядка ниже, чем теоретические, а при  $\Gamma = 3,3$  они совпадают. Дальнейшее увеличение  $\Gamma$  приводит к тому, что теоретические значения скорости рекомбинации становятся меньше, чем экспериментальные (рисунок).

Расчетные значения коэффициентов рекомбинации по формулам, приведенным в работе [2], на несколько порядков выше экспериментальных значений. В этой работе учтено влияние электрических микрополей на нереализацию верхних

уровней в атомах при больших концентрациях электронов и приведено три формулы для коэффициентов рекомбинации в зависимости от  $\Gamma$ . Расчетные значения идут параллельно экспериментальным и, кроме малых  $\Gamma$ , неплохо с ними согласуются.

Сравнение с расчетными значениями по работе [3], показывает, что неплохо описываются экспериментальные результаты по распаду неидеальной плазмы при значениях  $\Gamma \geq 0,5$ . Следует заметить, что в работе [3] были сделаны расчеты для ультрахолодной плазмы методом молекулярной динамики. При малых значениях  $\Gamma$  наблюдается большее расхождение, чем по расчетам Ланкина - Нормана [1].



Зависимость экспериментальных и теоретических значений коэффициентов распада в зависимости от степени неидеальности плазмы.

По мнению авторов, такое расхождение связано с тем, что в теоретических расчетах не учитываются: большое уширение линий; эффекты «нереализации» уровней атомов в сильных микрополях неидеальной плазмы и, соответственно, пропадание уровней на которые возможна рекомбинация электронов.

1. G Lankin, Contribution to Plasma Physics **49**, No. 10, p. 723 (2009).
2. М.Ю. Романовский, ЖЭТФ **114**, вып. 4, 1230 (1998).
3. А.А. Бобров, С.Я. Бронин, Б.Б. Зеленер и др. ЖЭТФ **139**, вып. 3, с. 605 (2011).

## ELECTRON BEAMS FOCUSING BY PLASMA LENS WITH POSITIVE SPACE CHARGE

 I. V. Litovko<sup>1</sup>, A. A. Goncharov<sup>2</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

The physical principle of electrostatic plasma lens (PL) for focusing intense negatively charged particle beams is based on magnetic isolation electrons providing creation of a dynamical positive space charge cloud in shortly restricted volume propagating beam. The original device has been designed for this purpose and has been investigated both experimentally and theoretically [1, 2]. It was shown this method allows reaching focusing electric field about 400 V/cm. Such electric field strength is sufficient for creation of short-focus elements to be used in systems for manipulating intense beams of negative ions and electrons. Here is presented the new results of theoretical and computer simulations of intense electron beam focusing by PL with positive space charge cloud produced due to the cylindrical anode layer accelerator creating a positive ion stream towards an axis system.

For correct description of such kind system we must solve equations for ions and electrons parts together. Thus system of equations include Poisson equation:  $\Delta\varphi = \rho / \varepsilon$ , where  $\varphi$  – is the electric potential,  $\rho = (\rho_i - \rho_e)$  – space charge density,  $\rho_i$ ,  $\rho_e$  – ion and electron density,  $\varepsilon$  – the permittivity; particles movement equations:  $\frac{dv_i}{dt} = \frac{Q_i}{M_i} (E + [v_i \times B])$ ,

where  $E$  – the electric field,  $B$  – the magnetic induction,  $v_i$ ,  $m_i$  and  $Q_i$  – the velocity, mass and charge for particle of kind  $i$  (namely ions and electrons); and the law of charge conservation  $\nabla \cdot j = 0$ . For transport high-current beams we need take into account the importance the space charge of the particles in addition to the external fields and the magnetic self-field that may influence the particles themselves. The finite difference method is used for the discretisation of equations system. For solution of the set of algebraic equations an iterative point-to-point relaxation method is applied with using seven point differential schemes.

As first step were solved equations for ion's part and as result – obtaining stable positive charge cloud inside PL. The Ar<sup>+</sup> ion beam with total current 20 mA and maximal energy 2 keV (with narrow energy and angle distribution) had been used for stable positive charge cloud creation (the maximal cloud potential is 580 V). Next step was launch e-beam through the cloud with obtained potential distribution. An iteration method with relaxation of potential is used to find the self-consistent solution.

We have simulated the transport of electron beam with energy ( $E_b$ ) 5 keV, transverse energy ( $E_{tr}$ ) 5 eV, current ( $I_b$ ) 0.1 - 1 A, magnetic field ( $H$ ) 100 Oe in according with experimental conditions [3]. The simulation results are shown in Figure.

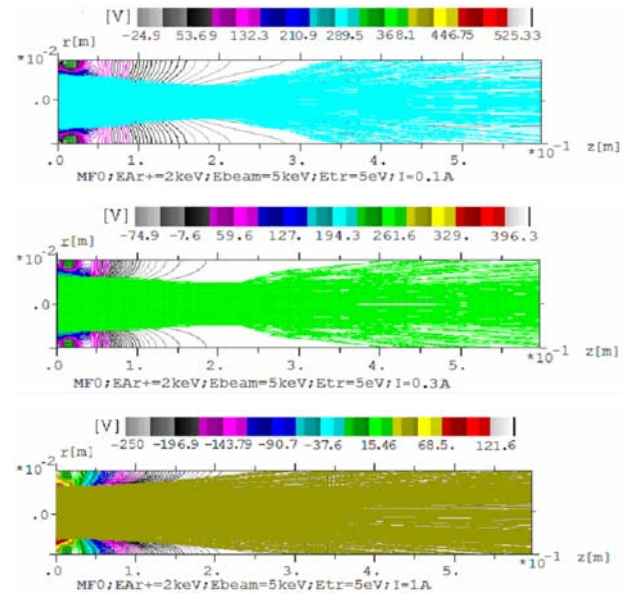


Fig. 1. Electron beam trajectories for  $I_b = 0.1$  A, 0.3 A and 1 A (from top to bottom).

One can see that if for small current (<300 mA) beam focusing is saving but strong current beam destroy cloud in short time and diverge. Ar<sup>+</sup> ions, coming from lens electrodes has time for space charge cloud density renew for small current e-beam (<300 mA). With current increasing (~300 mA) some part of ions comes out from cloud with e-beam that decrease cloud potential, as it could seen from middle image and maximal cloud potential reduces to 396 V. For high current (>500 mA) significant part of cloud particles carry out by e-beam and incoming Ar<sup>+</sup> ions couldn't reconstruct the cloud thus it destroys and PL focusing properties has been lost.

Simulation results have shown that such kind cloud could use for manipulating intense beams of negatively charged particles.

1. A. Goncharov, S. Dunets, A. Evsykov, and I. Litovko, *Adv. Appl. Plasma Sci.* **7**, 31 (2009).
2. A. Goncharov, A. Evsyukov, and I. Litovko, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37**, 1283 (2009).
3. A. Dobrovolskiy, S. Dunets, A. Evsykov *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, **81**, Issue 2B, 704 (2010).

## ТЕРМОЗОНД З НИЗЬКОЧАСТОТНОЮ МОДУЛЯЦІЄЮ СТРУМУ ЕМІСІЇ

Л. І. Романюк, В. М. Слободян, В. Ф. Вірко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Визнаним методом вимірювання потенціалу простору в плазмі є емісійний розжарений зонд, способи застосування якого постійно вдосконалюються [1]. Основу методу становить природна властивість припинення струму електронної емісії з розжареної робочої поверхні зонда до оточуючої плазми при зрівнюванні (та подальшому перевищенні) поданої на зонд напруги з потенціалом плазми в даному місці. Таким чином, саме у фіксуванні факту припинення струму емісії та якомога точнішому встановленні відповідної величини напруги на зонді й полягає процедура визначення потенціалу простору.

Запропонований метод передбачає використання для розжарення зонда змінної напруги з частотою достатньо низькою, щоб забезпечити відчутну модуляцію електронної емісії з поверхні волоска подвоєною частотою. Така модуляція являє собою своєрідну позначку на породженій емісією складовій загального зондового струму. Виділивши змінну частину цієї складової за допомогою вузькосмугового селективного приладу, можна зафіксувати як сам факт, так і момент зникнення відповідного сигналу, а також відповідне значення прикладеної до зонда напруги.

Запропонована методика застосована в плазмі геліконного джерела з планарною антеною [2]. Радіально рухомий зонд вводився до патрубку у нижньому перерізі системи. Його робоча частина являла собою петлю з вольфрамового дроту діаметром 34 мкм та загальною довжиною до 1 см. Зонд через роздільний трансформатор живився від НЧ генератора напругою з частотою 18 Гц. Постійна регульована напруга зміщення подавалася на зонд через симетризуючий подільник. Напруга, пропорційна зондовому струму, подавалася до селективного мікрровольтметра, настроєного на частоту 36 Гц, який виділяв, вимірював та підсилював корисний сигнал. Підсилений сигнал випрямлявся та подавався на Y вхід двокординатного самописця, на X вхід якого подавалася напруга зміщення зонда.

Типові умови експерименту: тиск 3 мТор аргону, ВЧ потужність 1 кВт, густина плазми до  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , температура електронів (2 - 4) еВ. На рис. 1 наведено зразки залежностей корисного сигналу від напруги зонда при магнітному полі 180 Гс для різних радіальних положень зонда: 1 –  $r = 6 \text{ см}$ ; 2 –  $r = 5 \text{ см}$ ; 3 –  $r = 2 \text{ см}$ . Позначки на середині спадаючих ділянок правих гілок характеристик відповідають значенням потенціалу

простору. На лівих гілках вказані значення потенціалу плаваючого зонда.

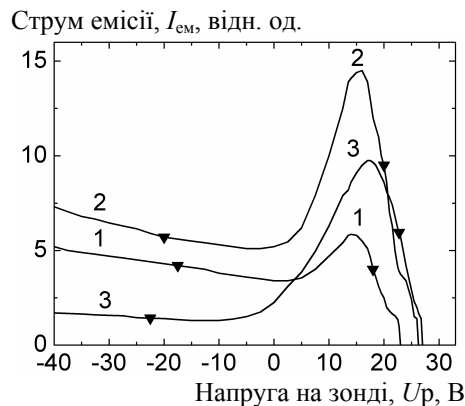


Рис. 1. Залежності струму емісії від напруги.

На рис. 2 наведені результуючі радіальні розподіли потенціалу простору для різних магнітних полів: (1) –  $B=90 \text{ Гс}$ , (2) –  $B=180 \text{ Гс}$ .

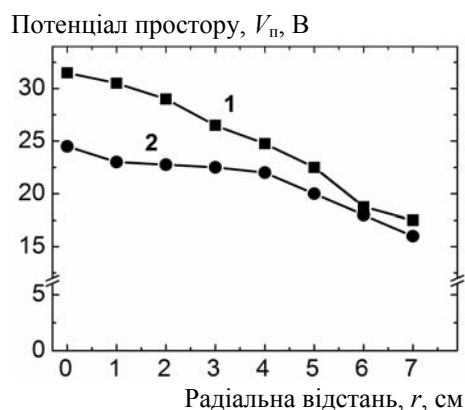


Рис. 2. Радіальні розподіли потенціалу плазми.

Переваги методу: простота, можливість визначення потенціалу простору за один цикл вимірювань, однозначність результату. Вирішальною перевагою є робота при найнижчих температурах розжарення, що забезпечують хоча б скільки-небудь відчутний рівень емісії. Це значно подовжує термін використання зонда, особливо в густій плазмі. Факторами, що обмежують точність методу, є величина падіння напруги розжарювання на зонді та рівень НЧ шумів у плазмі.

1. J. P. Sheehan, N. Hershkowitz, Plasma Sources Sci. Technol. **20**, 063001 (2011).
2. В. М. Слободян, Л. І. Романюк та ін., у Щорічник - 2010 ІЯД НАН України (Київ, 2011), с. 135.



# ВПЛИВ РОЗМІРІВ ТА КОНФІГУРАЦІЇ ЕЛЕМЕНТІВ РОЗРЯДНОЇ СИСТЕМИ ГЕЛІКОННОГО ДЖЕРЕЛА З ПЛАНАРНОЮ АНТЕНОЮ НА УМОВИ ЗБУДЖЕННЯ ТА ХАРАКТЕРИСТИКИ НЧ КОЛИВАНЬ У РОЗРЯДНІЙ ПЛАЗМІ

В. М. Слободян, Л. І. Романюк, В. Ф. Вірко, К. П. Шамрай

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Геліконні джерела з планарною антеною ефективно генерують густу низькотемпературну плазму і є перспективними для технологій обробки матеріалів, вирощування наноструктур, розробки космічних рушіїв та інших практичних застосувань. Залежно від призначення вони функціонують за різних розрядних умов, мають різні геометричні розміри та форму елементів конструкції джерела. Низькочастотні (НЧ) нестійкості дрейфового типу, що властиві для таких джерел за певних умов, суттєвим чином впливають на характеристики геліконної плазми [1], зокрема на функціонування відповідних технологічних пристроїв. У даній роботі вивчався вплив розмірів збуджувальної планарної антени та довжини розрядної камери джерела на характеристики інтенсивної НЧ нестійкості [2].

Базовий варіант експериментального пристрою описано в [2]. У поточних експериментах базова довжина розрядної камери  $L = 31,5$  см зменшувалася до 29 та 25,5 см. Поряд із базовим варіантом антени (1 виток,  $\varnothing 17,5$  см) використовувалися двовиткова антена з діаметром 11,5 см та чотиривиткова з діаметром 6,5 см. Робочим газом був аргон при тисках від 1 до 5 мТорр.

Установлено, що при базовій довжині розрядної камери (31,5 см) та для антен меншого розміру (з діаметрами 11,5 та 6,5 см) у межах магнітних полів до 250 Гс подібна НЧ нестійкість не розвивається, не дивлячись на те, що при  $B > (150 \div 200)$  Гс реалізується такий самий режим із провалом радіального профілю густини плазми на осі, як і з антеною базової конфігурації діаметром 17,5 см.

При зменшенні довжини розрядної камери до 29 см із застосуванням антени базової конфігурації діаметром 17,5 см зберігаються основні характеристики інтенсивних НЧ коливань. Рівень критичних магнітних полів для збудження цих коливань майже збігається з відповідними величинами для системи з базовою довжиною розрядної камери.

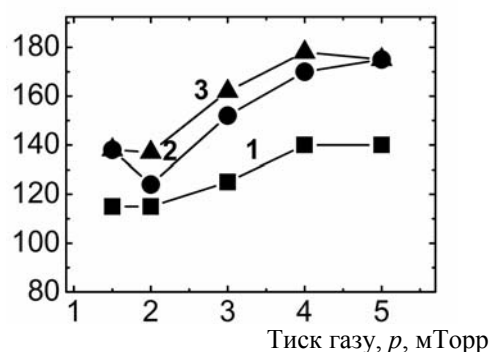
При зменшенні довжини розрядної камери до 25,5 см картина хвильової активності радикально змінюється. При застосуванні антени базової конфігурації діаметром 17 см майже зразу після переходу до режиму з порожнистим профілем густини плазми ( $B > 120$  Гс) збуджуються дещо менш інтенсивні коливання з частотою

15÷20 кГц (рисунок, крива 1). При підвищенні магнітного поля збуджуються інтенсивні коливання з частотою вдвічі меншою – 5÷10 кГц (див. рисунок, крива 2), які можна ототожнити з досліджуваними раніше. При цьому коливання з більш високою частотою продовжують існувати. Із подальшим підвищенням магнітного поля відбувається зміна співвідношення між частотами цих коливань від 1:2 до 1:3 (див. рисунок, крива 3). При цьому частота інтенсивних коливань знижується до  $f \approx 7$  кГц, а частота більш високочастотних коливань підвищується до  $f \approx 21$  кГц.

Нарешті, для камери довжиною 25,5 см при застосуванні антени середнього розміру (з діаметром 11,5 см) при перевищенні магнітним полем значення  $B \approx 240$  Гс у плазмі збуджуються інтенсивні коливання з частотою  $f \approx 7$  кГц, які можна ототожнити з досліджуваними раніше. Тобто із скороченням довжини розрядної системи розкачка інтенсивної НЧ нестійкості стає можливою і при застосуванні антен меншого діаметра.

Отримані результати можуть бути використані при конструюванні та виборі режимів роботи джерел плазми досліджуваного типу з метою уникнення розвитку значних збурень плазми при технологічному застосуванні таких джерел.

Критичне магнітне поле,  $B_{кр}$ , Гс



Залежність критичних для збудження різних мод коливань магнітних полів від тиску.

1. M. Light, F.F. Chen, and P.L. Colestock, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, 273 (2002).
2. В.М. Слободян, Л.І. Романюк, В.Ф. Вірко та ін. у Щорічник - 2010 ІЯД НАН України, (Київ, 2010), с. 135.

## ВПЛИВ КОМПОНЕНТНОГО СКЛАДУ ПЛАЗМИ ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У РІДИНАХ НА ЇЇ ВЛАСТИВОСТІ

П. В. Порицький, П. Д. Старчик

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У реальних умовах в плазму імпульсних розрядів у воді (ІРВ) неодмінно потрапляють домішки матеріалу електродів та провідників, що застосовуються для ініціювання розрядів через високі ізоляційні властивості води. Атоми металів можуть суттєво впливати на властивості плазми таких розрядів і викликати зміни в розподілі струму та енерговиділення в розрядних каналах.

Проведені розрахунки [1, 2] термодинамічних та транспортних властивостей багатоваріантної плазми розрядів (теплоємності, в'язкості, теплопровідності, електропровідності тощо) показали, що навіть незначний (<0,1 %) вміст металів у воді викликає порядкові зміни згаданих вище властивостей порівняно з плазмою без домішок. Плазма розрядних каналів ІРВ знаходиться у стані часткової іонізації при притаманних їм тисках  $10 \div 10^3$  МПа та температурах  $1 \div 40$  кК. В таких умовах навіть невелика кількість атомів металів кардинально впливає на концентрацію заряджених частинок у плазмі, завдяки різниці між потенціалами іонізації металів та водню і кисню утворює зони підвищеної провідності в каналах. Через зміну в'язкості відбувається також вплив надходження металевих домішок на розвиток гідродинамічних нестійкостей у розрядних каналах ІРВ.

Експериментально надходження домішок матеріалів електродів досліджено шляхом спостереження за динамікою змін розподілів спектрів випромінювання вздовж і поперек розрядних каналів. Повна непрозорість плазмових каналів ІРВ на початкових стадіях розрядів не дозволила детально прослідкувати за процесом надходження металу в плазму в цей час, але спостереження при цьому реабсорбованих ліній міді у випромінюванні ІРВ дає змогу зробити однозначний висновок про інтенсивне надходження матеріалу мідних електродів у канал і наявність його не тільки у внутрішніх, а й у зовнішніх областях каналів. Звертає на себе увагу те, що через певний час матеріал електродів розповсюджується до найбільше віддаленої від електродів центральної частини каналів навіть при максимально досліджених розмірах розрядних проміжків.

Спостереження за розвитком розрядів у більш пізні періоди, коли плазма стає прозорою, дає змогу з'ясувати механізм прискореного надходження матеріалу електродів у плазму. У випадку розглянутих у цій роботі розрядів (коливальний розряд накопичувальної ємності на водяний проміжок при напрузі  $2 \div 40$  кВ і струмах  $10 \div 200$  кА) спостерігались факельного типу викиди випареної з електродів речовини вздовж осі розрядних каналів.

Викладені вище результати характерні при використанні для ініціювання розрядів «тонких» провідників діаметром до 20 мкм. Тільки в цьому випадку до надходження в зону спостереження пари матеріалу електродів найбільш яскравими лініями у спектрі плазми є лінії водню. При збільшенні діаметра провідників до 70 мкм («товсті» провідники) у спектрі випромінювання в області лінії  $H_{\beta}$  домінуючими стають лінії матеріалу провідника.

В умовах часткової іонізації, добавка невеликої кількості домішки металу може змінити провідність плазми на декілька порядків величини, а теплопровідність і в'язкість – у декілька разів [3], що неодмінно відбивається на характеристиках і властивостях ІРВ у цілому. Надходження в плазму ІРВ матеріалу електродів та провідників застосованих для ініціювання розрядів суттєво впливають на склад, властивості плазми і структуру розрядних каналів.

Слід також звернути увагу на те, що зазначений вплив компонентного складу плазми на її властивості може бути використано для направленої зміни та керування властивостями імпульсних розрядів у рідині.

1. П.И. Царенко, А.Р. Ризун, М.В. Жирнов и В.В. Иванов, *Гидродинамические и теплофизические характеристики мощных подводных искровых разрядов* (Наук. думка, К., 1984), 149 с.
2. P.D. Starchyk and P.V. Porytsky, *Problems of Atomic Sci. & Techol. Ser. Plasma Phys.* No. 1(17), 140 (2011).
3. P. Porytsky, I. Krivtsun, V. Demchenko *et al.*, *Eur. Phys. J. D.* 57, No. 1, 77 (2010).



## ХВИЛЬОВІ ЕЛЕКТРИЧНІ ПОЛЯ В ГЕЛІКОННІЙ ПЛАЗМІ

В. Ф. Вірко, В. М. Слободян, Ю. В. Вірко, К. П. Шамрай

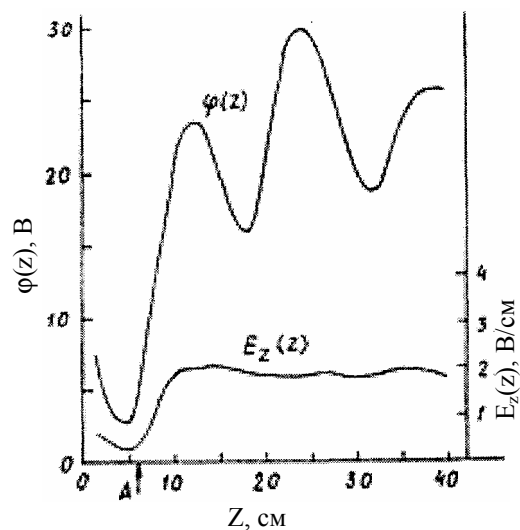
Інститут ядерних досліджень НАН України

Геліконний розряд є одним із найбільш ефективних безелектродних джерел низькотемпературної плазми. Він підтримується плазовими хвилями - геліконами, енергія яких переважно зосереджена в магнітному полі. Разом з тим електрони, що створюють іонізацію, одержують енергію від електричного поля. Інформацію про електричні поля в геліконному розряді звичайно отримують із вимірювань ВЧ магнітних полів та їхньої інтерпретації на основі закону Фарадея. Експериментальне вивчення електричних полів для даного типу розрядів раніше не проводилось. У представленій роботі розроблено методику і проведено безпосередні вимірювання ВЧ електричних полів у геліконному розряді.

Експерименти проводились у розряді, що збуджувався в аргоні при тиску 5 мТор азимутально-симетричною модою  $m = 0$  геліконних хвиль [1]. Кварцова розрядна камера діаметром 14 см була вміщена в поздовжнє магнітне поле напруженістю  $B_0 \approx 60$  Гс. Двовиткова індукційна антена, розташована зовні розрядної камери, живилась від ВЧ генератора частотою 13,56 МГц і потужністю до 1 кВт. Складові електричних полів вимірювались ізольованими дипольними антенами відповідної орієнтації. Синфазний сигнал, який виникає в обох гілках диполя внаслідок коливань потенціалу плазми, усувався диференціальним трансформатором. За амплітуду напруженості електричного поля в плазмі приймалась виміряна різниця потенціалів, наведених на гілках диполя, поділена на половину його довжини. Амплітуда ВЧ коливань потенціалу плазми вимірювалась ізольованим ємнісним зондом.

На відстані 12 см від індукційної антени при ВЧ потужності 800 Вт виміряна азимутального  $E_\theta(r)$  та радіального  $E_r(r)$  полів становила 5 - 8 В/см залежно від конфігурації зовнішнього магнітного поля.

Компоненти  $E_\theta$  і  $E_r$  перпендикулярні до магнітного поля й викликають лише дрейфовий рух електронів. Прискорення електронів може здійснюватись електричним полем  $E_z$ , спрямованим уздовж магнітного поля. Аксіальний розподіл амплітуди ВЧ потенціалу  $\varphi(z)$  та електричного поля  $E_z(z)$  у розряді з неоднорідним магнітним полем, яке зростає з віддаленням від антени, показано на рисунку.



Аксіальний розподіл амплітуд ВЧ потенціалу  $\varphi(z)$  та електричного поля  $E_z(z)$  в розряді з неоднорідним магнітним полем. Стрілка  $A$  вказує положення антени. Параметри розряду:  $W = 800$  Вт,  $p_{\text{Ar}} = 5$  мТор,  $n = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Встановлено, що періодичність розподілу потенціалу на рис. 1 є наслідком інтерференції ВЧ коливань хвильового потенціалу, фаза якого змінюється вздовж  $z$ , з глобальними коливаннями потенціалу плазми як цілого, з незмінною по  $z$  фазою ( $k_z = 0$ ). При вимірюванні електричного поля ця інтерференція не проявляється, оскільки синфазний сигнал від глобальних коливань потенціалу усувається диференціальним трансформатором.

Таким чином, хвильові електричні ВЧ поля в геліконному розряді можуть бути виміряні за допомогою ізольованих дипольних антен з використанням диференціального трансформатора. Аксіальний розподіл амплітуди потенціалу, виміряний ємнісним зондом, є наслідком інтерференції між коливаннями хвильового потенціалу та глобальними коливаннями потенціалу стовпа плазми.

1. V.F. Virko, K.P. Shamrai, G.S. Kirichenko, and Yu.V. Virko, Phys. Plasmas **11**, 3888 (2004).

## Анотації робіт з радіоекології та радіобіології

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ РАДИОНУКЛИДОВ НА ТЕРРИТОРИЯХ, ПРИЛЕГАЮЩИХ К 30-КИЛОМЕТРОВОЙ ЗОНЕ ЧАЭС

М. В. Желтоножская, Н. В. Кулич, А. И. Липская, В. И. Николаев

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Поведение радионуклидов за пределами 30-километровой зоны ЧАЭС очень мало изучено. В связи с этим исследование миграционных процессов на территориях с низким содержанием радионуклидов в окружающей среде представляет научный интерес. Исследования были проведены в Козелецком районе Черниговской области, так как в этом регионе в 1986 - 1990 гг. были обнаружены значительные (в 5 - 10 раз) отличия в соотношении  $^{90}\text{Sr}$  к  $^{137}\text{Cs}$ .

Для исследований была выбрана территория с небольшим холмистым рельефом между населенными пунктами Карпиловка и Десна Козелецкого района Черниговской области. Отбор проб проводился в лесу, возрастом более 50 лет. Для данной местности характерны дерново-подзолистые песчаные почвы. Мощность экспозиционной дозы варьировала от 18 до 30 мкР/ч. Пробы почвы отбирались методом конверта с помощью пробоотборника длиной 30 см и диаметром 5 см, с дальнейшим разделением пробы по слоям 0 - 2, 2 - 4, 4 - 7, 7 - 10, 10 - 15, 15 - 20, 20 - 25 и 25 - 30 см, начиная с нижнего слоя. Измерения проводились на  $\gamma$ -спектрометре на базе Ge-детектора с кристаллом 200 см<sup>3</sup>, с тонким бериллиевым окном, энергетическим разрешением 1,9 кэВ по  $\gamma$ -линии 1,33 МэВ  $^{60}\text{Co}$ , чугунной защитой. Это позволяет измерять пробы слабых активностей в низкоэнергетической области спектра. На рис. 1 приведен фрагмент одного из измеренных  $\gamma$ -спектров.

Удельную активность  $^{90}\text{Sr}$  в образцах определяли на  $\beta$ -спектрометре "СЭБ-50".

В результате проведенных измерений выявлено наличие радионуклидов  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  а также  $^{241}\text{Am}$ , который ранее не регистрировали. Определена плотность загрязнения территории техногенными радионуклидами:  $^{137}\text{Cs}$  - 0,45;  $^{90}\text{Sr}$  - 0,25;  $^{241}\text{Am}$  - 0,01 Ки/км<sup>2</sup>. Соотношения активностей  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{137}\text{Cs}$  полностью соответствуют соотношению, которое мы наблюдали в 30-километровой зоне [1].

На рис. 2 приведено распределение радионуклидов по глубине. Из представленных данных видно, что радионуклиды  $^{137}\text{Cs}$  характеризуются наибольшей миграционной способностью. Выяв-

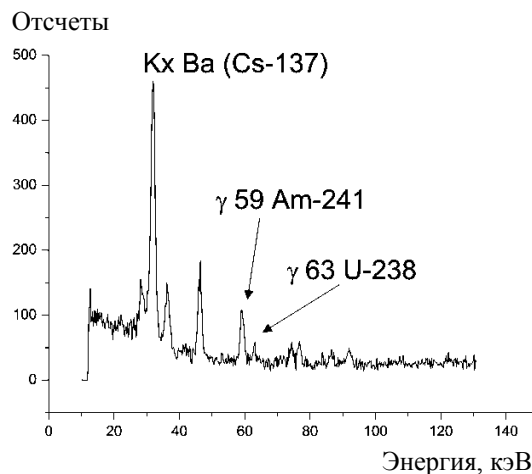


Рис. 1. Фрагмент низкоэнергетической области  $\gamma$ -спектра верхнего слоя почвы исследуемой территории.

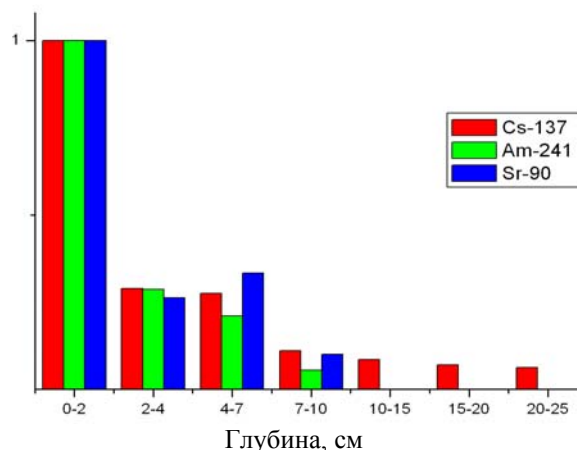


Рис. 2. Распределение радионуклидов в почве до глубины 25 см в изученных разрезах.

лено, что около 80 % всей активности находится в слое почвы 0 - 2 см. Полученные данные указывают на то, что изменение соотношения активностей различных радионуклидов обусловлено только ядерным распадом.

Оценены величины дозовых нагрузок у людей, проживающих на данной территории. Консервативная оценка показывает, что дозовая нагрузка от радионуклидов  $^{137}\text{Cs}$  +  $^{90}\text{Sr}$  составляет ~150 мкЗв/год, а  $^{241}\text{Am}$  ~300 мкЗв/год.

1. М.В. Желтоножская и др. Ядерна фізика та енергетика **12**, № 4, 394 (2011).

## РАДІАЦІОННО-ГЕНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПОПУЛЯЦИЯХ ПОЛЕВОК, ОБИТАЮЩИХ НА ТЕРРИТОРИИ ЗОНЫ ОТЧУЖДЕНИЯ ЧАЭС

О. О. Бурдо, Т. В. Мельник, В. И. Николаев, Н. В. Кулич

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Последствия любой техногенной катастрофы для биоты, которая попала в зону ее воздействия, часто не являются однозначными. В резко изменившихся условиях среды есть как «проигравшие», так и «победители». При этом статус «победителя» обеспечивает не только резистентность по основному стресс-фактору, но и способность существовать в новых условиях. Ситуация в районе катастрофы может обуславливаться факторами, которые являются вторичными к основному событию, например эвакуация населения, изменение характера деятельности человека, проведение контрмер и др. Все это приводит к «вторичным экологическим последствиям». В зоне отчуждения ЧАЭС такими были исчезновение синантропных видов животных, перестройка экосистем в сторону характерного для данной географической зоны естественного состояния. Временной фактор та же играет важную роль – стресс-фактор со временем преобразуется, меняя свои количественные и, что важно, качественные характеристики.

Таким образом, задача оценки последствий катастроф для биологического компонента окружающей среды является нетривиальной и ее

нельзя решить путем привлечения результатов лабораторных экспериментов. Необходимо проведение натурных исследований с использованием эффективных видов индикаторов. В рамках решения этой задачи были выполнены исследования на трех видах полевок: рыжей (*Chletrionomus glareolus*), пашенной (*Microtus agrestis*), обыкновенной (*Microtus arvalis*), обитающих в природных биотопах зоны отчуждения ЧАЭС. Вид животных идентифицировали с помощью кариотипирования.

Животные были отловлены осенью 2008 г. на полигонах с разным уровнем радиационного загрязнения территории, мощность эквивалентной дозы гамма-излучения (мкР/ч) на полигонах составила: Янов 1400 - 550, Чистогаловка 620 - 310, Изумрудное 71 - 69, вертолетная площадка 35 - 30, Сказочное  $\approx 20$ . Средние значения удельной активности по группам животных, обитающих на полигонах представлены в таблице.

Средние значения удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  по группам животных, обитающих на полигонах

Вид	Полигон	Удельная активность, Бк/г	Вид	Полигон	Удельная активность, Бк/г
C. glareolus	Янов	1904,470	M. agrestis	Изумрудное	6,67
	Чистогаловка	598,813		Сказочное	0,67
	Изумрудное	91,80			
	Сказочное	1,884			

Рыжая полевка является доминирующим видом, который обитает на всех полигонах кроме вертолетной площадки. А пашенная и обыкновенная полевки обитают только на полигонах с низким уровнем радиоактивного загрязнения.

Проведен сравнительный анализ частоты и распределения микроядер в клетках костного мозга полевок. У рыжей и пашенной полевок выявлены статистически достоверные отличия по среднегрупповой частоте микроядер в клетках. Степень нагруженности клеток микроядрами зависела от уровня радионуклидного загрязнения

полигонов. Таких закономерностей у обыкновенной полевки не обнаружено.

Нами не выявлено внутригрупповых корреляций между частотой встречаемости микроядер и удельной активностью инкорпорированных радионуклидов по  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{90}\text{Sr}$ .

Таким образом, рыжая полевка является наиболее распространенным, успешным и информативным видом мышевидных грызунов для оценки радиационно-генетических эффектов в отдаленный период после аварии.

# ОСОБЛИВОСТІ ВИВЕДЕННЯ $^{131}\text{I}$ ЩИТОПОДІБНОЮ ЗАЛОЗОЮ ЩУРІВ ЗАЛЕЖНО ВІД ПОГЛИНЕНОЇ ДОЗИ

І. П. Дрозд, А. І. Липська, Л. К. Бездробна, В. А. Шитюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Йод є біогенним мікроелементом, життєво необхідною складовою організму ссавців. Виконує свою біологічну функцію як складова частина тиреоїдних гормонів – тироксину та трийодтироніну. Радіоактивні ізотопи йоду, зокрема  $^{131}\text{I}$ , широко використовують у медицині для радіодіагностики та радіотерапії. При цьому, оскільки йод є тиреотропним елементом, для коректного розрахунку поглинених доз необхідно знати особливості його кінетики (накопичення та виведення) у щитоподібній залозі (ЩЗ) при надходженні до організму різних кількостей ізотопу. Загалом кінетика ізотопів йоду, зокрема за різних радіаційних умов, широко вивчалися ще в 50-ті роки минулого століття. Тоді було виявлено, що зі зростанням концентрації в ЩЗ  $^{131}\text{I}$  його ефективний період напіввиведення зменшується. Автори пояснюють це радіаційно зумовленою деструкцією залози і втратою внаслідок цього спроможності утримувати йод [1]. Водночас у науковій періодиці з'явилося повідомлення, що навпаки, при збільшенні концентрації ізотопу у ЩЗ, починаючи з певної (порогової) дози, ефективний період напіввиведення йоду суттєво зростає [2]. Ці протиріччя спонукали нас до експериментального вивчення кінетики  $^{131}\text{I}$  у ЩЗ лабораторних щурів при різних одноразово введених активностей ізотопу. Було проведено чотири серії дослідів. Щурам-самцям лінії Вістар з початковою масою  $200 \pm 15$  г перорально через зонд одноразово вводили розчин у дистильованій воді натрію йодиду активністю відповідно 3,3; 32; 57 та 114,8 кБк на тварину. Тварин умертвляли у терміни 0,125; 1; 2; 3; 7 та 14 діб з дотриманням вимог ст. 26 Закону України “Про захист тварин від жорстокого поводження”. За питомим вмістом йоду в ЩЗ будували графіки накопичення та виведення ізотопу з органа, за якими визначали ефективні періоди напіввиведення. Було виявлено, що виведення  $^{131}\text{I}$  із ЩЗ задовільно апроксимується однією експонентою. Значення ефективного періоду напіввиведення (у добах) описували виразом

$$T_{\text{ef}} = -\ln(2) \cdot (t_2 - t_1) / \ln(q_2/q_1), \quad (1)$$

де  $q_1$  і  $q_2$  питомий вміст йоду в ЩЗ на час  $t_1$  і  $t_2$  відповідно. Біологічний період напіввиведення (у добах) становить

$$T_b = T_{1/2} \cdot T_{\text{ef}} / (T_{1/2} - T_{\text{ef}}), \quad (2)$$

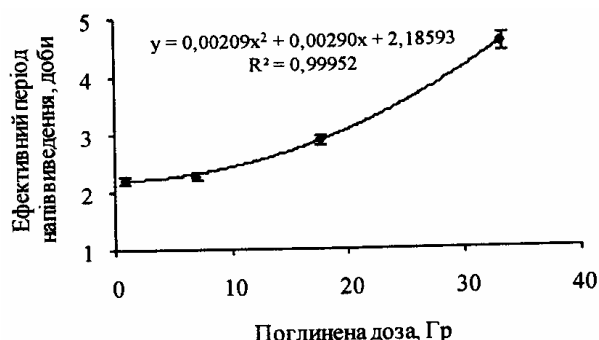
де  $T_{1/2}$  – період напіврозпаду, доби.

Інтегруючи активність під кривою, що описує процеси накопичення та виведення ізотопу з органа за час його практично повного розпаду (80 діб), отримували сумарну кількість розпадів в одиниці маси ЩЗ. Поглинену дозу розраховували за виразом

$$D = k \cdot g \cdot E_{\text{ef}} \cdot N_t \text{ [Гр]}, \quad (3)$$

де  $k = 1,6 \cdot 10^{-13}$  Дж/МеВ;  $g = 0,875$  – геометричний фактор для  $\beta$ -випромінювання  $^{131}\text{I}$ , який враховує частку від повної дози, поглинену в ЩЗ;  $E_{\text{ef}}$  – ефективна енергія, що передається органу в кожному акті розпаду ізотопу, МеВ/розпад;  $N_t$  – загальна кількість розпадів ізотопу в 1 кг речовини органа за час  $t$ .

Для тварин кожної серії дослідів визначено ефективні періоди напіввиведення  $^{131}\text{I}$  із ЩЗ та відповідні дози опромінення органа. На рисунку представлено залежність  $T_{\text{ef}}$  від поглиненої дози.



Залежність ефективного періоду напіввиведення  $^{131}\text{I}$  із щитоподібної залози щурів від дози опромінення.

Установлено, що зі зростанням дози опромінення ЩЗ від 0,84 до 33,2 Гр ефективний період напіввиведення  $^{131}\text{I}$  із ЩЗ збільшується за лінійно-квадратичною функцією від  $2,20 \pm 0,07$  до  $4,60 \pm 0,14$  діб, а біологічний період напіввиведення зростає від  $3,0 \pm 0,1$  до  $10,7 \pm 0,3$  діб відповідно.

1. И.Я. Василенко, Ю.А. Классовский, Н.Ф. Терехов и В.М. Краснокутский, <http://iodneisotope.ru> (2011).
2. В.В. Колесов, Р.А. Разиев, Е.С. Матусевич и В.С. Ставинский, Медицинская радиология и радиационная безопасность **3**, 51 (2002).

# ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ БЛОКУВАННЯ ЩИТОПОДІБНОЇ ЗАЛОЗИ ЩУРІВ ЕЛЕМЕНТАРНИМ СТАБІЛЬНИМ ЙОДОМ

І. П. Дрозд, А. І. Липська, Т. В. Циганок, В. А. Шитюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Для захисту щитоподібної залози (ЩЗ) при надходженні до організму радіоактивних ізотопів йоду широко застосовують препарати стабільного йоду ( $^{127}\text{I}$ ). Їхнє дозування широко вивчалось, виходячи з моделей йодного метаболізму, у 2-й половині ХХ ст. Згідно з [1], достатньою для опису метаболізму  $^{131}\text{I}$  у ссавців є трикамерна модель, що включає дві камери ЩЗ: G – органічно зв'язаний йод і g – йодид та одну екстратиреоїдну камеру E. Синтез органічно зв'язаного йоду здійснюється в напрямку від g до G, а секреція гормону – від G до E. Гормональний йод повільно розпадається в тканинах, переходячи в йодидну форму. Йодид виводиться з організму за рахунок ниркового кліренсу. У щурів метаболізм  $^{131}\text{I}$  задовільно описується двокамерною (G-E) моделлю.

Механізм блокування ЩЗ у цьому випадку можна пояснити, виходячи з кінетичних рівнянь:

$$dG/dt = -\beta G + [d(G)] \cdot E;$$

$$dE/dt = \beta G - [\gamma + d(G)] \cdot E;$$

$$d(G) = R(1 - G/S),$$

де G, E – вміст йоду в відповідній камері;  $\beta$  – константа швидкості транспортування йоду із камери G в камеру E;  $\gamma$  – константа транспортування у зворотному напрямі; R – константа швидкості йодування тиреоглобуліну, у випадку, коли ЩЗ повністю вільна від йоду; S – гранична кількість йоду в мг, яку ЩЗ здатна зв'язати в глобуліновому депо.  $S = \text{const}$  і для щурів дорівнює 0,115 мг [1]. Якщо перед надходженням радіоактивних ізотопів йоду до організму ввести достатню кількість стабільного йоду, так щоб  $G \geq S$ , ЩЗ буде на деякий час заблокована і радіоактивний йод до неї майже не надходитиме. На практиці повного блокування ЩЗ досягти неможливо. Задовільним результатом вважається блокування на 97 - 98 %. Для блокування ЩЗ використовують переважно йодид калію. Це, очевидно, є доцільним, оскільки, згідно з [2], у ЩЗ концентруються переважно йодиди, тоді як елементарний йод накопичується в екстратиреоїдних тканинах, зокрема в молочній залозі. Крім цього автори роблять допущення, що елементарний йод при всмоктуванні у стінці шлунка не

переходить у йодид, отже блокування ЩЗ елементарним йодом має бути менш ефективним, ніж йодидом. Оскільки це допущення певною мірою протирічить класичним уявленням, нами воно перевірено експериментально.

Щурам-самцям лінії Вістар, масою  $200 \pm 15$  г, для часткового блокування ЩЗ після відбору крові з хвостової вени хвосту занурювали на 30 с у 5 %-ний спиртовий розчин елементарного стабільного йоду ( $^{127}\text{I}$ ). Через 1 год тваринам перорально через зонд ввели по 65,9 кБк розчину натрію йодиду  $\text{Na}^{131}\text{I}$  у дистильованій воді. Паралельно ввели ізоотоп тваринам, яким не проводили йодну профілактику. Тварин умертвляли (по 5 шт.) у терміни 1, 2, 3, 8 та 14 діб після введення ізоотопу з дотриманням вимог ст. 26 Закону України “Про захист тварин від жорстокого поводження”. Вміст  $^{131}\text{I}$  в ЩЗ вимірювали  $\gamma$ -спектрометричним методом з використанням Ge(Li) детектора ДГДК-60.

Результати дослідження наведено у таблиці.

## Ефективність блокування ЩЗ стабільним йодом

Режим опромінення	Частка від введеної активності				
	1 доба	2 доба	3 доба	7 доба	14 доба
З блокуванням	0,04	0,122	0,117	0,098	0,079
Без блокування	0,53	0,417	0,327	0,098	0,023

При блокуванні ЩЗ максимум накопичення ізоотопу спостерігали на другу добу після введення; без блокування – на першу. При цьому депонувалось 23 % йоду від максимально можливого. Виявлено, що при блокуванні ЩЗ ефективний період напіввиведення зріс до 5,64 діб, порівняно з 2,86 діб без блокування. Очевидно, це можна пояснити ефектом ізоотопного розведення, зважаючи, що виведення йоду із ЩЗ можливе лише шляхом секреції тиреотропного гормону. Доведено, що ЩЗ ефективно блокується елементарним стабільним йодом.

1. И.А. Звонова и И.А. Лихтарев, *Кинетика обмена, биологическое действие радиоактивных изотопов йода*, под. ред. Ю.И. Москалева (Изд-во Инт-та биофизики, М., 1989), с. 41.
2. B. Eskin, C.E. Grotkowski, C.P. Connolly *et al.*, *Biological Trace Element Research* **49**, 9 (1995).

**РОЗРОБКА ІНФОРМАЦІЙНО-АНАЛІТИЧНОЇ СИСТЕМИ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ ЗАХИСНИХ БАР'ЄРІВ МЕДИЧНИХ ЯДЕРНИХ ТА РАДІАЦІЙНИХ УСТАНОВОК****О. В. Гайдар***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Зростання числа онкологічних захворювань, що спостерігається в останні роки в Україні, вимагає рішучих заходів щодо поліпшення роботи як з ранньої діагностики та виявлення захворювань на якомога більш ранніх стадіях, так і пошуку нових ефективних методів лікування. У цьому плані методи ядерної медицини визнані у всьому світі найбільш дієвими та ефективними. Завдяки державній підтримці та фінансовій допомозі приватних інвесторів ці технології вже знайшли своє застосування в Україні. Розробляються нові проекти медичних центрів, оснащених високоенергетичними електронними прискорювачами для дистанційної радіотерапії, циклотронами та радіохімічними виробництвами радіофармпрепаратів, у тому числі для позитрон-емісійної томографії, ведеться робота щодо розвитку найсучасніших методів протонної та нейтронної терапії.

Однак розвиток даного напрямку в Україні вимагає наявності чіткої нормативно-методичної бази для забезпечення радіаційної безпеки персоналу та населення, яке проживає в зонах потенційного впливу ядерно-радіаційних установок медичного призначення. Слід зазначити, що на сьогодні це питання ще не знайшло, повною мірою, свого вирішення. Наприклад, основним нормативним документом, що описує методику розрахунку захисних бар'єрів для безпечного використання медичних високоенергетичних лінійних прискорювачів електронів залишаються "Санитарные правила размещения и эксплуатации ускорителей электронов с энергией до 100 МэВ" (1980 р.), які не враховують у повній мірі підвищених вимог, закріплених в НРБУ-96 та ОСПУ, та специфіки використання медичних прискорювачів.

Протягом 2011 р. було проведено збір, узагальнення та аналіз існуючих національних нормативних документів та міжнародних рекомендацій щодо проведення розрахунків стаціонарних та динамічних захисних бар'єрів, проектних рішень, існуючого досвіду та даних радіаційного моніторингу. За результатами цієї роботи було розроблено структуру та створено основні блоки відповідної інформаційно-аналітичної системи. Виявлено, що існує ряд принципових питань, які потребують свого вирішення, наприклад протиріччя, що виникають при спробі одночасного

виконання вимог GMP та радіаційної безпеки при організації повітряних потоків з лабораторії синтезу медичних радіофармпрепаратів до прилеглих приміщень, використання різних підходів до оцінки енергії високоенергетичних (понад 15 MeV) фотонних пучків електронних прискорювачів (BJR-11, BJR-17), визначення часового проміжку при встановленні гранично допустимих дозових навантажень на персонал та населення (миттєві значення, середні значення за одну годину, тиждень, рік тощо). Створена система дала змогу визначити ступінь невизначеності, що виникає в результаті застосування різних методів та підходів, наприклад при розрахунку захисних стін, для екранування фотонного й нейтронного випромінювання лінійних прискорювачів з енергіями електронів понад 10 MeV, запропонувати ряд проектних рішень організації повітряних потоків при виробництві радіофармпрепаратів для позитрон-емісійної томографії тощо.

Також було проведено аналіз існуючих моделей джерел випромінювання, що використовуються, зокрема, для розрахунків захисних бар'єрів із застосуванням пакета MCNP. Установлено, що від вибору вихідних параметрів моделей, зокрема спектрального розподілу випромінювання, кінцеві результати моделювання одного й того ж джерела, отримані різними авторами, можуть суттєво відрізнятися. Недостатність інформації, що надається виробниками прискорювачів, та поява нових багатопелюсткових коліматорів і засобів формування пучків та модуляції їхньої інтенсивності вимагає постійного аналізу існуючого практичного досвіду й експериментальних даних для внесення відповідних коректив при проведенні модельних розрахунків.

Розроблена інформаційно-аналітична система апробована на конкретних прикладах при проведенні розрахунків стаціонарних захисних бар'єрів (стінок процедурних приміщень і дверей лабіринтів), пошуку оптимальних проектних рішень організації динамічних бар'єрів (повітряних потоків і систем спецвентиляції), оцінки темпів накопичення продуктів радіолізу повітря та утворення радіоактивних газів і аерозолів, дозових навантажень на персонал за рахунок продуктів активації, що утворюються при роботі сучасних медичних прискорювачів.

**ВІЛЬНОРАДИКАЛЬНІ ПРОЦЕСИ У КРОВІ ТА КІСТКОВОМУ МОЗКУ ЩУРІВ ПРИ РАЗОВОМУ ВВЕДЕННІ  $^{131}\text{I}$** **Ю. П. Гриневич, А. І. Липська, С. В. Телецька, В. В. Посполіта***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Одним із найбільш небезпечних радіонуклідів, що потрапив у довкілля після аварії на ЧАЕС і сформував основну дозу опромінення населення, був  $^{131}\text{I}$ . Разом з тим цей ізотоп використовується в медико-біологічних закладах як з лікувальною метою, так і для діагностики.

Відомо, що іонізуюче випромінювання (зовнішнє й внутрішнє) змінює нормальний перебіг вільнорадикальних процесів (ВРП) в організмі людей і тварин. Рівень їхньої інтенсивності та ефективність регуляції ферментними та неферментними системами в органах і тканинах відображає прооксидантно-антиоксидантне співвідношення, що залежить від фізіологічного стану тварин. Його порушення внаслідок утворення вільних радикалів як при радіолізі води, так і дії ксенобіотиків є одним із провідних механізмів формування радіаційних структурно-функціональних ушкоджень.

Представлена робота є фрагментом комплексних досліджень особливостей перебігу ВРП у крові та клітинах кісткового мозку (ККМ) тварин, опромінених у різних дозах та при різних режимах, що тривалий час проводяться у відділі радіобіології та радіоекології ІЯД НАН України. Динаміку ВРП за умов перорального (через зонд) введення  $^{131}\text{I}$  (114,8 кБк/тварину) досліджували в гемолізатах крові та клітин ККМ щурів лінії Вістар масою  $200 \pm 15$  г за методом індукованої хемілюмінесценції [1] на хемілюмінометрі Lum-5773 з автоматичною обробкою кінетичних параметрів ХЛ-реакції. Антиоксидантну ланку цього процесу вивчали за активністю каталази - ключового ферменту антиоксидантного захисту [2]. Кров для досліджень отримували із хвостової

вени тварин. Кістковий мозок вимивали охолодженим ізотонічним розчином NaCl із стежкових кісток. Рівень перекисних процесів досліджували на 3, 7, 14 та 21 добу від початку введення ізотопу.

Співставлено в динаміці експерименту на одних і тих же тваринах зміни окисного метаболізму в периферичній крові і ККМ. Виявлено хвилюподібну динаміку ВРП у крові з мінімальними їхніми значеннями на 7 та 14 доби експерименту. Відновлення кінетичних параметрів ХЛ-реакції в гемолізатах крові спостерігали на 21 добу експерименту. Аналіз динаміки радіогенних змін ВРП в периферичній крові і ККМ свідчить про однотипну зміну показників ХЛ як у гемолізатах, так і ККМ. Каталазна активність крові щурів незначно змінюється впродовж експерименту з активацією на 1 та 14 доби і зниженням на 7 добу, а на 21 добу наближається до значень контролю.

Отримані дані дають змогу припустити, що введена кількість  $^{131}\text{I}$  не призводить до суттєвих змін перебігу ВРП і прооксидантно-антиоксидантної рівноваги окисного гомеостазу, про що свідчить відновлення кінетичних параметрів ХЛ-реакції гемолігатів крові, ККМ і каталазної активності крові.

Робота виконувалась на базі лабораторії радіаційної цитогенетики та доклінічного випробування радіофармацевтичних препаратів.

1. Я.И. Серкиз, Е.Е. Чеботарев, В.А. Барабой и др., *Хемилуминесценция крови в экспериментальной и клинической онкологии* (Наук. думка, К., 1984), 184 с.
2. М.А. Королюк, Л.И. Иванова, И.Г. Майорова и В.Е. Токарев, *Лаб. дело* **1**, 16 (1988).



# РАДІОЕКОЛОГІЧНІ УМОВИ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ЧАЕС ТА ІНКОРПОРАЦІЯ РАДІОНУКЛІДІВ У ДРІБНИХ ГРИЗУНІВ ІЗ ЗАБРУДНЕНИХ БІОТОПІВ

О. О. Бурдо, М. В. Желтоножська, А. І. Липська, Н. В. Куліч, В. І. Ніколаєв

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Територія зони відчуження ЧАЕС (ЗВ) і на сьогодні залишається відкритим джерелом радіонуклідного забруднення, що має складну структуру розподілу радіаційних полів. Радіонуклідні випадіння вирізняються різноманітними формами та хімічним складом. Ґрунтово-кліматичні умови суттєво впливають на міграцію і перерозподіл радіонуклідів у біоценозах. В екосистемах радіонукліди мігрують по трофічних ланцюгах і активно акумулюються організмами. Тому проведення радіоекологічних та радіобіологічних досліджень в умовах ЗВ залишається актуальною задачею.

Метою даного дослідження було дослідити вплив радіоекологічних умов ЗВ на накопичення радіонуклідів в індикаторних видів дрібних гризунів у природних біотопах зони. Дослідження виконані на чотирьох ділянках ЗВ із різним рівнем радіаційного забруднення – Янів (1), Чистогалівка (2), Ізмурдне (3), Казкове (4). Об'єктом дослідження були популяції нориць.

У місцях відлову тварин вимірювали потужність експозиційної дози та щільність потоку  $\beta$ -частинок над поверхнею ґрунту. Проведено відбір зразків ґрунту (0 - 30 см) для оцінки вмісту радіонуклідів. Після стандартної лабораторної підготовки проб вимірювання проводили на  $\gamma$ -спектрометрі CANBERRA та  $\beta$ -спектрометрі "СББ-50". Спектри обробляли за допомогою програми WINSPECRUM.

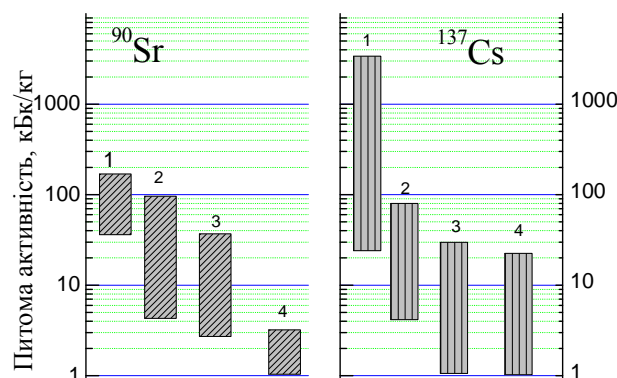
Досліджено рівні радіоактивного забруднення на експериментальних полігонах. У пробах ґрунту виявлено присутність таких радіонуклідів:  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{154}\text{Eu}$ ,  $^{238-240}\text{Pu}$ ,  $^{40}\text{K}$ . Найбільший внесок у загальну радіоактивність випадіння вносять  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{90}\text{Sr}$ . Інші радіонукліди знаходяться в слідових кількостях.

Потужність експозиційної дози та щільність забруднення на ділянках відлову тварин представлено в таблиці. Характер просторового розподілу радіаційних полів мав певні особливості: на ділянках 1 та 2 спостерігали виражену "плямистість", а на інших – дозові поля розподілялись більш рівномірно.

## Загальна характеристика радіоактивного забруднення ділянок

Полігон	Потужність експозиційної дози $\gamma$ -випромінювання, мкР/год	Щільність забруднення території, кБк/м <sup>2</sup>	
		$^{137}\text{Cs}$	$^{90}\text{Sr}$
1	550 - 1400	3495 - 19162	682 - 2148
2	310 - 620	6029 - 17852	300 - 1027
3	71 - 69	1447 - 1724	34 - 196
4	20 - 22	171 - 254	10 - 23

Досліджено особливості накопичення радіонуклідів  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{90}\text{Sr}$  в тілі мишоподібних гризунів. Діапазон значень питомої активності інкорпорованих радіонуклідів у тварин з різних полігонів представлено на рисунку.



Питома активність інкорпорованих радіонуклідів у тварин з різних полігонів: Янів - 1, Чистогалівка - 2, Ізмурдне - 3, Казкове - 4.

Розраховані коефіцієнти переходу (КП) радіонуклідів  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$  в ланцюзі "ґрунт – тварина". Послідовність полігонів залежно від величини КП  $^{137}\text{Cs}$  – Янів  $\geq$  Казкове  $>$  Чистогалівка  $\geq$  Ізмурдне, а від КП  $^{90}\text{Sr}$  – Чистогалівка  $\geq$  Казкове  $>$  Янів  $>$  Ізмурдне.

Параметри надходження радіонуклідів до організму тварин обумовлені в основному ґрунтово-рослинними умовами місцевості та біологічною доступністю радіонуклідів.

**ПРО НОВІ ПОКАЗНИКИ СТУПЕНЯ ПРОМЕНЕВОГО УРАЖЕННЯ ОРГАНІЗМУ,  
ВИВЧЕННЯ ТА СТВОРЕННЯ НОВИХ ВИСОКОЕФЕКТИВНИХ І ЯКІСНИХ ХАРЧОВИХ  
ПРОДУКТІВ З ПРОТИРАДІАЦІЙНИМИ ВЛАСТИВОСТЯМИ  
ЛІКУВАЛЬНО-ПРОФІЛАКТИЧНОЇ ДІЇ**

**В. І Паламарчук**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Аналіз стану здоров'я населення, потерпілого внаслідок Чорнобильської катастрофи, та надання йому своєчасної медико-санітарної допомоги вказує на необхідність розробки методик ранньої діагностики радіаційних уражень організму та прогнозування стану здоров'я людей, які отримали певні дозові навантаження на організм.

У дослідях на тваринах було встановлено, що іонізуюче випромінювання викликає суттєве порушення обміну ліпідів у тканинах лімфоїдної системи, мембран еритроцитів, у тому числі обміну стеринів у білках плазми крові.

Стерини – це високомолекулярні циклічні спирти стероїдної природи, що разом з іншими ліпідними компонентами та білками утворюють структуру всіх біологічних мембран і клітин, є фізіологічними регуляторами обміну речовин в організмі людини чи тварин.

Показано, що в процесі розвитку променевої хвороби у тварин стериновий склад мембран еритроцитів зазнає суттєвих змін уже в перші години після опромінення в дозі 1 Гр і в дозі 6 Гр, при цьому відзначається копичення холестерину і сквалену на фоні зниження рівня попередників холестерину – метастенолу та латостерину. Водночас у білках плазми крові іонізуюча радіація вже в дозі 1 Гр викликає значні зміни складу неомілюваних речовин, у тому числі стеринів. При цьому кількість сквалену у фібриногені і в  $\alpha$ -,  $\beta$ -глобулінах зменшується в 6 - 10 разів, а вміст латостерину і холестерину підвищується в 4 - 5 разів.

Виявлені радіаційні зміни у складі стеринів та їхніх похідних в тканинах лімфоїдної системи, мембранах еритроцитів і білках плазми крові є яскравим показником ступеня променевого ура-

ження організму вже в перші години після іонізуючого опромінення й можуть слугувати тестом ранньої діагностики променевого ураження людини при опроміненні малими дозами іонізуючої радіації [1].

З іншого боку, за умов складної радіоекологічної ситуації в Україні, що створилась після аварії на ЧАЕС, проблема захисту здоров'я населення була й залишається пріоритетною серед багатьох проблем мінімізації наслідків Чорнобильської катастрофи. У цьому зв'язку особливого значення набуває гостра потреба здійснення протирадіаційного захисту здоров'я населення.

Результати проведених багаточисельних досліджень по вивченню властивостей нових речовин та харчових домішок на тваринах і клінічних спостережень дали змогу отримати нові високоякісні харчові продукти з протирадіаційними властивостями лікувально-профілактичної дії, що підкріплені трьома винаходами.

Показано, що компоненти цих продуктів здатні суттєво підвищувати радіорезистентність, активно впливати на поліпотентні стовбурові кровотворні клітини кісткового мозку, що лежать в основі процесу кровотворення та імунологічного захисту організму, підтримувати гомеостаз обміну речовин та енергії.

Застосування даних продуктів для лікування хворих із гастроентерологічною патологією скорочує термін лікування в стаціонарі на 25 %.

1. В.І. Паламарчук, в *V Междунар. науч.-техн. конф. по итогам 10-летней работы по ликвидации последствий аварии на ЧАЭС "Чернобыль-1996"* (Зеленый Мыс, 1996), с.439.

# РЕЗУЛЬТАТИ РАДІАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ ОБ'ЄКТІВ НАВКОЛИШНЬОГО ПРИРОДНОГО СЕРЕДОВИЩА В ЗОНІ ВПЛИВУ ТРИТІЄВОЇ ЛАБОРАТОРІЇ І ДОСЛІДНИЦЬКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ВВР-М ІЯД НАН УКРАЇНИ ЗА 2011 р.

В. В. Тришин, О. В. Сваричевська, А. Д. Саженик, І. А. Малюк,  
О. В. Гайдар, І. О. Павленко, А. Й. Кузьміна

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У 2011 р. відповідно до регламенту, затвердженого головним санітарним лікарем Києва, проводився радіаційний контроль за впливом тритієвої лабораторії і дослідницького ядерного реактора (ДЯР) ВВР-М ІЯД НАН України на навколишнє природне середовище.

Контролювалися рівні загальної  $\beta$ - і  $\alpha$ -активності та вміст основних радіонуклідів техногенного походження (насамперед,  $^3\text{H}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  та  $^{137}\text{Cs}$ ) в атмосферних опадах і осідаючому пилу, воді з основних колекторів ІЯД НАН України, талій воді снігового покриву, березовому соку та ґрунті. Також проводилися вимірювання вмісту короткоживучих  $\alpha$ - та  $\beta$ -аерозолів у приземному шарі атмосферного повітря та потужності експозиційної дози  $\gamma$ -випромінювання в контрольних точках. З метою спостереження за радіаційним забрудненням ґрунтів у зоні аерації визначався вміст радіонуклідів реакторного походження у зразках ґрунту, відібраних зі спостережних свердловин на території майданчика реактора ВВР-М.

За результатами визначення седиментаційним методом, у 6 контрольних точках санітарно-захисної зони, середньорічні значення щільності випадіння  $\beta$ -випромінюючих радіонуклідів з осідаючим пилом та атмосферними опадами коливалися від 0,082 до 0,182 кБк/(м<sup>2</sup> · рік).

Визначений (через 1 добу після відбору зразків аспіраційним методом) вміст  $\beta$ -активних аерозолів у приземному шарі атмосферного повітря коливався від  $2 \cdot 10^{-6}$  до  $2,4 \cdot 10^{-4}$  Бк/л.

Середні значення загальної питомої  $\beta$ -активності скидних вод з основних колекторів реактора та тритієвих лабораторій у 2011 р. становили  $0,61 \pm 0,15$  Бк/л (колодязь № 1 після «Ясеня») і  $0,56 \pm 0,14$  Бк/л (колодязь № 2 по вул. Лисогірській).

Середні значення питомої активності тритію у скидних водах, талій воді снігового покриву та березовому соку у 2011 р. наведено в таблиці.

У цілому всі отримані результати вимірювань радіоактивного забруднення води були нижчими за допустимі концентрації для населення (категорія В) [1].

Середні значення питомої активності ( $Q$ )  $^3\text{H}$  у об'єктах водного середовища у 2011 р.

Об'єкт	Q, Бк/л
Скидні води:	
колодязь № 1 (після «Ясеню»)	$73 \pm 18$
колодязь № 2 (по вул. Лисогірській)	$189 \pm 47$
Тала вода снігового покриву	$85 \pm 20$
Березовий сік	$199 \pm 50$

Визначення вмісту радіонуклідів у зразках ґрунту, відібраних зі спостережних свердловин на території майданчика реактора, показало, що питома активність радіонуклідів  $^{137}\text{Cs}$  в них коливалась від  $<0,3$  Бк/кг до  $0,70 \pm 0,14$  Бк/кг. Це свідчить про відсутність техногенного впливу експлуатації реактора ВВР-М на забруднення ґрунтів та цілісність резервуарів із рідкими радіоактивними відходами.

Потужність еквівалентної дози (ПЕД)  $\gamma$ -випромінювання в контрольних точках на території санітарно-захисної зони коливалася від 0,12 до 0,18 мкЗв/год (контрольний рівень ПЕД  $\gamma$ -фону для території Києва 0,26 мкЗв/год [2]).

Таким чином, результати радіаційного контролю за 2011 р. свідчать, що не було виявлено збільшення вмісту радіоактивних речовин у контрольованих параметрах у порівнянні з рівнями за 2010 р. та характерними для Києва. Це підтверджує безпечність для довкілля експлуатації тритієвої лабораторії і ДЯР ВВР-М в ІЯД НАН України.

1. *Норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97). ДГН 6.6.1.-6.5.001.98.* (Мін-во охорони здоров'я України, К., 1997).
2. *Контрольні рівні потужності еквівалентної дози гамма-випромінювання, забруднення поверхонь бета-випромінюючими радіонуклідами та вмісту радіонуклідів в ґрунті для м. Києва* (Контрольні рівні - 2010), погоджені Мін-вом охорони здоров'я України (лист №7.04-54/580 від 09.08.2010 р.).

## РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИЙ И ОРГАНИЗАЦИЯ ПРОИЗВОДСТВА РАДИОФАРМАЦЕВТИЧЕСКИХ ПРЕПАРАТОВ В ИНСТИТУТЕ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НАН УКРАИНЫ

В. А. Агеев, Л. К. Бездробная, И. Н. Вишневский, В. В. Тришин, В. Н. Шевель

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Потребности ядерной медицины в Украине удовлетворяются за счет поставок радиофармпрепаратов (РФП) из Польши, Республики Узбекистан, России, Чехии, но не в полной мере из-за высокой стоимости импортной продукции. В связи с этим в ИЯИ НАН Украины в последние годы активизированы работы по организации серийного производства РФП, которые наиболее широко используются в радиологических отделениях медицинских учреждений Украины. Это натрия пертехнетат ( $^{99m}\text{Tc}$ ) – наиболее важный препарат для диагностики опухолей разных локализаций и не опухолевых патологий организма, а также натрия йодид ( $^{131}\text{I}$ ) – препарат, который используется при диагностике и терапии рака щитовидной железы и его метастазов. Оба соединения в последующем смогут использоваться для введения  $^{99m}\text{Tc}$  и  $^{131}\text{I}$  в разные другие препараты.

$^{99m}\text{Tc}$  получают как дочерний продукт распада  $^{99}\text{Mo}$ , который образуется в результате ядерной реакции радиационного захвата  $^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo}$  при облучении обогащенного или природного молибдена нейтронами реактора ВВР-М. Максимальная плотность потока нейтронов  $6 \cdot 10^{13} \text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ .

Разработана технология получения натрия пертехнетата ( $^{99m}\text{Tc}$ ) со стационарного централизованного экстракционного генератора в “горячих” камерах исследовательского реактора. Централизованный генератор состоит из центробежного экстрактора, оборудования для фасовки, контроля качества препарата и узла упаковки готовой продукции в транспортные контейнеры. В медицинские учреждения будет поставляться готовый к использованию элюат натрия пертехнетата ( $^{99m}\text{Tc}$ ) в герметично закрытых флаконах с активностью 4 - 12 ГБк согласно требованиям клиники. Эта технология рассчитана на обеспечение клиник Киева и Киевской области.

В лаборатории радионуклидов и РФП для получения натрия пертехнетата ( $^{99m}\text{Tc}$ ) разработан портативный генератор  $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$  для использования в медицинских учреждениях всей Украины. Рабочим материалом генератора служит  $\text{Mo-Zr}$ -гель, который синтезируется с использованием  $^{99}\text{Mo}$ , полученного при облучении природного оксида молибдена нейтронами реактора. Установка синтеза геля позволяет переработать за один цикл до 20 г оксида молибдена. Элюирование генератора изотоническим раствором хлори-

да натрия осуществляется вакуумированными флаконами, которые размещаются в защитном контейнере. Генератор обеспечивает элюирование до 70 %  $^{99m}\text{Tc}$  в 10 мл элюата.

Основные физико-химические свойства натрия пертехнетата ( $^{99m}\text{Tc}$ ) собственного производства изучали в сравнении с препаратом производства фирмы POLATOM по стандартным методикам.

При внутривенном введении лабораторным кролям растворов натрия пертехнетата ( $^{99m}\text{Tc}$ ) показано, что испытанные препараты отвечают требованиям на отсутствие пирогенов.

Для наработки  $^{131}\text{I}$  для РФП натрия йодида использовали облучение металлического теллура тепловыми нейтронами.

Разработано одностадийную технологию выделения  $^{131}\text{I}$  из металлического теллура термодиффузионным методом. Выход  $^{131}\text{I}$  из материала мишени превышает 70 %. В процессе отделения  $^{131}\text{I}$  от теллура в приемном сосуде образуется готовый препарат (натрия йодид), физико-химические параметры которого отвечают требованиям европейской фармакопеи.

В исследованиях на лабораторных крысах показана идентичность фармакокинетики РФП, нарабатанных в ИЯИ НАН Украины, и соответствующих референтных препаратов производства POLATOM, что подтверждает их биоэквивалентность.

На данный момент разработаны проекты технического и технологического регламентов производства РФП: растворов натрия йодида ( $^{131}\text{I}$ ) и натрия пертехнетата ( $^{99m}\text{Tc}$ ) со стационарного централизованного генератора и производства портативных генераторов  $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ ; проекты фармакопейных статей; стандартные операционные процедуры для проведения контроля качества продукции и микробиологического контроля производственных помещений; нормативно-техническая документация на изготовление конструкций портативного генератора технеция и защитного контейнера для РФП натрия йодида ( $^{131}\text{I}$ ) и транспортных упаковок к ним. Заканчивается реконструкция радиохимической лаборатории согласно требованиям GMP.

Работа проводится при поддержке гранта CNCP.

# РЕЗУЛЬТАТИ ДОКЛІНІЧНОГО ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІОФАРМПРЕПАРТУ НАТРІЮ ЙОДИД ( $^{131}\text{I}$ ) – НАПРАЦЮВАННЯ ІНСТИТУТУ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАН УКРАЇНИ

Л. К. Бездробна, В. А. Агєєв, І. П. Дрозд, Ю. О. Носач, В. І. Федорченко,  
О. О. Бурдо, Т. В. Мельник

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Радіофармпрепарат (РФП) натрію йодид ( $^{131}\text{I}$ ) застосовується в клінічній практиці для лікування захворювань щитоподібної залози (тиреотоксикозу, токсичного багатовузлового зобу та автономних вузлів, високодиференційованого раку щитоподібної залози та його метастазів) і з діагностичною метою для визначення залишкової тиреоїдної тканини та метастазів після хірургічного видалення пухлини, а також сканування щитоподібної залози при неможливості використання РФП, що створюють менше променеве навантаження, зокрема ( $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ).

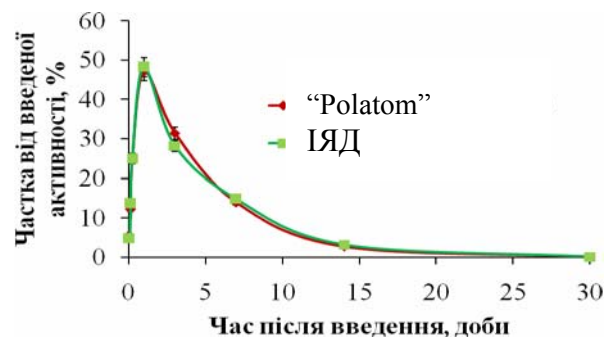
В Україні у відділеннях ядерної медицини використовують препарати натрію йодид ( $^{131}\text{I}$ ) закордонного виробництва (Польща, Узбекистан). У лабораторії радіонуклідів і радіофармпрепаратів ІЯД НАН України розроблено технологію серійного виробництва розчину натрію йодид ( $^{131}\text{I}$ ) для перорального застосування. За фармацевтичними показниками (хімічною, радіохімічною та радіонуклідною чистотою) препарат відповідає вимогам європейської фармакопеї.

Відповідно до вимог Державного експертного центру МОЗ України нами проведено експериментальне порівняльне дослідження РФП натрію йодид ( $^{131}\text{I}$ ) власного напрацювання з референтним препаратом виробництва Радіоізотопного центру “Polatom” Інституту атомної енергії (Польща) для підтвердження їхньої біологічної еквівалентності.

Дослідження виконане на 86 лабораторних щурах-самцях лінії Вістар віком 3 - 3,5 міс, масою 190 - 215 г. Препарат давали перорально за допомогою зонда з розрахунку 0,095 кБк/г маси тварини. Методом гамма-радіометрії секційного матеріалу та всього тіла та екскретів піддослідних тварин досліджено розподіл і накопичення  $^{131}\text{I}$  в 14 органах і тканинах та виведення з них і з організму в цілому.

Як видно з рисунка, кінетичний профіль вмісту радію в органі-мішені – щитоподібній залозі – щурів для обох препаратів аналогічний. Період напівнакопичення  $T_n$   $^{131}\text{I}$  становив 0,22 доби. Максимум накопичення спостерігали через 1 добу після введення РФП і він становив 48,18 % для препарату ІЯД і 47,11 % для референтного. Виведення  $^{131}\text{I}$  із залози відбувалося за експоненціальним характером із періодами напів-

виведення:  $T_{\text{еф}} = 3,56$  діб і  $T_b = 6,4$  діб та  $T_{\text{еф}} = 3,55$  діб і  $T_b = 6,37$  діб для препаратів ІЯД і “Polatom” відповідно.  $T_{1/2} \text{ } ^{131}\text{I} = 8,04$  доби.



Кінетичний профіль вмісту радію в щитоподібній залозі щурів після перорального введення  $\text{Na}^{131}\text{I}$ .

Накопичення  $^{131}\text{I}$  в інших життєво важливих органах організму не перевищувало 4 % на орган. За визначеними значеннями питомої активності  $^{131}\text{I}$  в органах і тканинах розраховано дози їхнього опромінення.

## Поглинені дози в органах щурів за перорального надходження $\text{Na}^{131}\text{I}$ , мГр

Орган	“Polatom”	ІЯД
Щитоподібна залоза	6320	6250
Шлунок (стінка)	0,925	0,908
Кишковик тонкий	0,669	0,737
Кишковик товстий	0,240	0,260
Нирки	0,508	0,506
Сечовий міхур	1,389	1,200
Печінка	0,482	0,436
Легені	0,402	0,390

Наведені в таблиці дані підтверджують функціональну придатність препарату напрацювання ІЯД для радіюотерапії щитоподібної залози та його мінімальний побічний вплив на інші органи.

Таким чином, за швидкістю й кількістю накопичення радію в органі-мішені – щитоподібній залозі – та інших життєво важливих органах експериментальних щурів, а також за швидкістю виведення з них і з організму в цілому і, відповідно, за поглиненими дозами опромінення РФП натрію йодид ( $^{131}\text{I}$ ) напрацювання ІЯД НАН України еквівалентний препарату виробництва “Polatom”.

## СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ КАЛИБРАТОР ДОЗ РАДИОАКТИВНЫХ ПРЕПАРАТОВ ДЛЯ ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЫ

Ю. А. Бороденко<sup>1</sup>, В. В. Белогуб<sup>1</sup>, Б. В. Гринев<sup>1</sup>, А. В. Гектин<sup>1</sup>,  
А. В. Демин<sup>1</sup>, А. В. Диденко<sup>1</sup>, Е. М. Селегенов<sup>1</sup>, В. А. Тарасов<sup>1</sup>,  
В. В. Тришин<sup>2</sup>, В. П. Левченко<sup>3</sup>, В. Н. Шевель<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт сцинтилляционных материалов НАН Украины, Харьков

<sup>2</sup> Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

<sup>3</sup> ООО «Радиофарм» Института ядерных исследований НАН Украины, Киев

В ядерной медицине для определения величины радиоактивности различных изотопов, применяемых в диагностических и терапевтических целях, используют специальный прибор – калибратор доз радиоактивных препаратов.

В настоящее время в калибраторах доз [1, 2] в качестве детектирующего устройства используются ионизационные камеры (ИК), заполненные инертным газом под давлением. Конструктивно ИК представляет собой цилиндр с отверстием по его оси, в которое помещается флакон или шприц с раствором радиоактивного препарата, активность которого необходимо определить.

Известно, что газовые ИК имеют низкую эффективность регистрации гамма-квантов и для работы в области средних и высоких энергий необходимо увеличивать размеры ИК.

Кроме того, ИК не выполняют функцию спектрометрии ядерных излучений, что в ряде случаев является необходимым свойством калибратора.

Современные достижения в области получения сцинтилляционных кристаллов и фоточувствительных элементов [3] позволили разработать калибратор доз на основе другой системы детектирования типа сцинтиллятор-фотодиод. Калибратор доз (рисунок) состоит из двух блоков – измерительной камеры и блока регистрации и отображения результатов измерений. Основным элементом калибратора доз является блок детектирования, который входит в состав измерительной камеры.

Разработанный калибратор доз прошел испытания в условиях реального измерения величины радиоактивности элюата пертехнетата <sup>99m</sup>Tc, полученного из централизованного экстракционного генератора (ЦЭГ) <sup>99m</sup>Tc на ядерном реакторе ВВР-М Института ядерных исследований НАН Украины [4].



Внешний вид калибратора доз.

Исходным продуктом являлся <sup>98</sup>MoO<sub>3</sub> (с обогащением по <sup>98</sup>Mo более 98 %), облученный в активной зоне реактора в течение 100 час в потоке нейтронов  $5 \cdot 10^{13} \text{ н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . В конце облучения удельная активность <sup>99</sup>Mo составляла 85 - 100 ГБк/г.

Всего было измерено 20 проб элюата пертехнетата (<sup>99m</sup>Tc) объемом 5 - 7 мл с активностью  $1,2 \div 74,6 \text{ МБк}$ . Сравнение измерений активности тех же образцов на полупроводниковом гамма-спектрометре показало хорошее совпадение результатов во всем диапазоне.

1. Проспект фирмы PTW Freiburg GmbH, Германия. [www.ptw.de/isotope\\_calibrators.html](http://www.ptw.de/isotope_calibrators.html).
2. Проспект фирмы IBA Dosimetry. The ActIBAmeter. [www.iba-dosimetry.com/sites](http://www.iba-dosimetry.com/sites).
3. Б.В. Гринев, Б.Г. Заславский, А.М. Кудин, и др., Оптический журнал **76(6)**, 63 (2009).
4. О.І. Солодяникова, Н.П. Атаманюк, В.П. Левченко и др., Український радіологічний журнал **15**, 315 (2007).



## ПОЛУЧЕНИЕ ОБРАЗЦОВ ДЛЯ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДУКТОВ АКТИВАЦИИ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КАНАЛАХ РЕАКТОРОВ РБМК

А. Н. Берлизов, И. А. Малюк, А. Д. Сажениук, В. В. Тришин

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Концепция снятия АЭС с эксплуатации предусматривает тщательный контроль процесса консервации реакторной установки, ее демонтажа и захоронения. Технологические особенности проведения этих операций определяются составом и активностью радионуклидов в конструкционных материалах ядерной установки. Для АЭС с реакторами РБМК в конце эксплуатации 85 - 90 % общей активности (без учета ядерного топлива) будет сосредоточено в материале технологических каналов (ТК). В [1] приведен перечень основных радионуклидов, которые будут определять активность ТК через 10 - 20 лет после останова реактора. По типу излучения их можно разделить на три группы:  $\gamma$ -излучающие радионуклиды, «чистые»  $\beta$ -излучатели, «чистые» К-захватчики.

В работе описаны некоторые особенности методики получения образцов для определения удельной активности  $\gamma$ -излучающих радионуклидов и «чистых» К-захватчиков в материале ТК. Для исследований был взят материал ТК реактора РБМК-1000 энергоблока № 2 ЧАЭС. Вырезались прямоугольные образцы размерами  $4 \times 4 \times 1$  мм и массой  $\sim 100$  мг. Измерение спектров  $\gamma$ -излучения полученных образцов позволило определить содержание продуктов активации  $^{94}\text{Nb}$  и  $^{60}\text{Co}$ . Кроме активационных радионуклидов в спектрах излучения достоверно обнаружен  $^{137}\text{Cs}$  [2].

Для спектрометрии рентгеновского излучения были изготовлены «толстые» и «тонкие» источники.

ТК изготавливаются цирконий-ниобиевого сплава с содержанием 2,5 % ниобия. В начале была отработана методика переведения образцов ТК в растворимое состояние. В результате был предложен оптимальный вариант растворения ТК с использованием фтористоводородной кислоты марки о.с.ч. с разбавлением 1 : 4. Процесс растворения осуществляли в пластиковых виалах при комнатной температуре.

«Толстые» источники использовались для определения активности  $^{93\text{m}}\text{Nb}$  методом рентгеновской спектрометрии. Для их приготовления

использовались тефлоновые подложки диаметром 20 мм с углублением, имеющим диаметр 10 мм и глубину 0,5 мм. В углубление с помощью микропипетки ( $V = 5$  мкл) наносилась капля раствора образца. Капля накрывалась сверху ядерным фильтром, благодаря чему улучшалась равномерность распределения раствора по площади углубления. Подложка с каплей и фильтром взвешивалась для оценки массовой доли исходного вещества ТК, помещенного на подложку. Затем подложка высушивалась в термостате при температуре 60 °С, после чего производилось измерение ее  $\gamma$ -спектра.

Для определения удельной активности «чистых» К-захватчиков ( $^{41}\text{Ca}$ ,  $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{59}\text{Ni}$ ) необходимо количественно отделить цирконий и ниобий, т.е. получить «тонкий» источник, который не содержит матрицы и основной активности  $^{94}\text{Nb}$  и  $^{93\text{m}}\text{Nb}$ , дающих основной вклад в возбуждение рентгеновского излучения элементов конструкции детектора. С этой целью был использован метод ионообменной хроматографии, который позволяет отделить цирконий и ниобий от таких элементов, как магний, никель, кобальт, хром, железо, кальций. Принцип метода состоит в том, что сильноокислотные аниониты из фторидных сред имеют способность к сильному поглощению таких элементов, как цирконий, ниобий, молибден, тантал, титан. Для отделения циркония и ниобия использовали полиэтиленовую колонку, заполненную сильноокислотным анионитом АВ-17. Из полученного фторидного раствора образцов отбиралась аликвота, которая помещалась на ионообменную колонку. Колонка промывалась 2,5 %-ным раствором HF. Элюат собирался в тефлоновую емкость и упаривался до объема  $\sim 0,5$  мл. Окончательное выпаривание раствора проводилось на тефлоновой подложке диаметром 20 мм и имеющей углубление диаметром 10 мм и глубиной 1 мм.

1. А.С. Антропов, Е.В. Горин, В.В. Петров и др., Ядерная и радиационная безопасность № 4, 42 (2000).
2. A.N. Berlizov, I.A. Malyuk, A.D. Sajeniouk *et al.*, J. of Radioanal. and Nuclear Ch. 277, 49 (2008).



## РОЗРОБКА ІНФОРМАЦІЙНО-АНАЛІТИЧНОЇ СИСТЕМИ З ЯДЕРНОЇ КРИМІНАЛІСТИКИ. СТВОРЕННЯ БАЗИ ДАНИХ КОНТЕЙНЕРІВ РАДІОАКТИВНИХ ДЖЕРЕЛ

О. В. Гайдар, В. В. Тришин

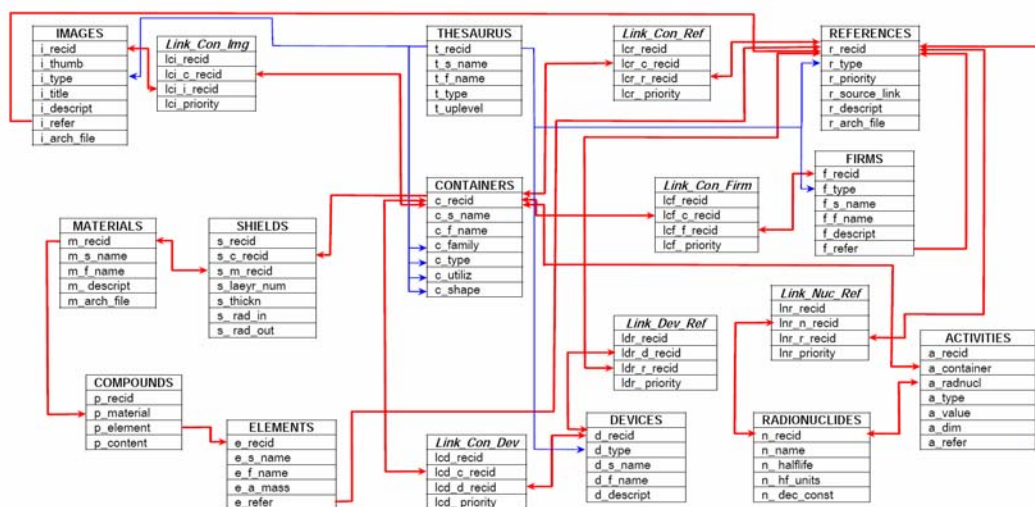
*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Робоча нарада Міжнародної технічної робочої групи з ядерної криміналістики ITWG-16, що проходила у 2011 р. в Києві при організаційній підтримці ІЯД НАН України, засвідчила важливість зусиль із протидії незаконному обігу радіоактивних речовин і ядерних матеріалів для забезпечення сталого розвитку та посилення рівня безпеки на міжнародному рівні. Враховуючи зростаючу кількість та різноманітність галузей використання ядерних матеріалів і радіоактивних джерел, у багатьох доповідях було наголошено на необхідності покращання інформаційно-аналітичного забезпечення експертних груп у галузі ядерної криміналістики.

Відповідно до рішення Кабінету Міністрів України ІЯД НАН України призначено головною експертною організацією України з ідентифікації ядерних і радіоактивних матеріалів, що вилучаються з незаконного обігу (Постанова КМУ № 813 від 2 червня 2003 р.). З метою посилення ефективності та оперативності роботи ядерно-криміналістичної експертизи протягом 2011 р. було створено базу даних захисних контейнерів джерел радіоактивного випромінювання, структуру якої відображено на рисунку. При її розробці враховані вимоги щодо використання як самостійної інформаційної одиниці, так і подальшого включення до більш загальної інформаційно-аналітичної системи з ядерної криміналістики. Це, у свою чергу, вимагає створення чіткої системи взаємозв'язків між окремими компонента-

ми інформаційної системи, розробки технічних та організаційних засобів для запобігання дублювання інформації, забезпечення можливості проведення структуризації і групування інформаційних категорій як на початку створення системи, так і в процесі її експлуатації з урахуванням набутих знань та появи нових структурних елементів. Також має бути врахована специфіка використання інформаційної системи, яка, у першу чергу, має надавати користувачеві (експерту) можливість проведення пошуку за різними критеріями. Наприклад, як за маркуванням контейнера (з урахуванням відсутності повноти даних), так і за зовнішнім його виглядом (у випадку відсутності таких маркувань). Для цього було розроблено ряд оригінальних підходів до організації взаємозв'язків та формування пошукових запитів. База даних має забезпечувати також оперативний пошук документації за повнотекстовими копіями, що зберігаються в інформаційній системі.

На кінець 2011 р. база даних вміщує багаторівневу структуровану таблицю ключових слів (thesaurus), каталог посилань на повнотекстові копії документації, структуровані каталоги графічних зображень, таблиць даних щодо 85 типів контейнерів. Наразі розробляються компоненти інформаційно-аналітичної системи, що передбачають засоби для оцінки потенційного впливу радіоактивного джерела чи ядерного матеріалу, який може знаходитися у вилученому контейнері.



Структура бази даних контейнерів радіоактивних джерел.

## ПРОГНОЗУВАННЯ ВПЛИВУ РОБОТИ ЦЕНТРІВ ПОЗИТРОННО-ЕМІСІЙНОЇ ТОМОГРАФІЇ НА ДОВКІЛЛЯ

В. В. Тришин, О. В. Гайдар, І. О. Павленко, О. В. Сваричевська

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Вирішення проблеми ранньої діагностики онкологічних захворювань обумовлює актуальність створення в Україні мережі сучасних центрів для проведення позитронно-емісійної томографії (ПЕТ). На сьогодні найбільшого визнання отримали радіофармпрепарати (РФП) на основі короткоживучих радіонуклідів  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{18}\text{F}$ . Короткий час життя зазначених радіонуклідів обумовлює необхідність розміщення циклотронів (для їхнього напрацювання) та лабораторій синтезу РФП безпосередньо в умовах онкологічної клініки, які часто знаходяться в густонаселених районах великих міст. Це, у свою чергу, вимагає ретельного підходу до створення надійних систем інженерних бар'єрів на шляху можливого виходу радіоактивних речовин у навколишнє середовище та захисту персоналу й населення від джерел іонізуючого випромінювання.

Основними джерелами іонізуючих випромінювань при експлуатації ПЕТ-центру є:

1. Медичний циклотрон для напрацювання радіоактивних ізотопів.
2. Обладнання лабораторії синтезу РФП.
3. Радіоактивні речовини (РФП) у відкритому вигляді.
4. ПЕТ-КТ система для суміщеної позитронно-емісійної й комп'ютерної томографії.
5. Радіоактивні відходи, що утворюватимуться при експлуатації ПЕТ-КТ центрів.
6. Радіоактивні викиди та скиди, що утворюватимуться при експлуатації ПЕТ-КТ центрів.

На прикладі ПЕТ-центру з медичним циклотроном MINITrace (фірми GE Medical systems) було проведено розрахунок стаціонарних та динамічних бар'єрів і запропоновано проектні рішення захисних систем, а саме:

системи спецвентиляції, що забезпечує видалення радіоактивно забрудненого повітря з усіх приміщень, де проводяться роботи з відкритими джерелами іонізуючого випромінювання. Після багатоступеневої системи фільтрації, що включає

високоєфективні аерозольні фільтри (НЕРА) та фільтри з активованим вугіллям, очищене повітря через вентиляційну трубу надходить у навколишнє середовище;

системи спецканалізації, до якої надходять радіоактивно забруднені стоки для витримки у централізованих відстійниках, що забезпечує розпад радіонуклідів та зниження їхньої активності нижче встановлених у [1] значень  $\text{ДК}_\text{В}^{\text{ingest}}$ , після чого такі стоки скидатимуться в господарчо-побутову каналізацію при обов'язковому контролі активності радіонуклідів у них;

системи поводження з радіоактивними відходами (РАВ), що включає тимчасові сховища рідких та твердих РАВ, які утворюватимуться внаслідок активації деталей циклотрона та при технологічних процесах синтезу РФП і проведення ПЕТ-діагностики.

Було проведено оцінку впливу на навколишнє середовище в умовах нормальної експлуатації ПЕТ-центру та при аваріях, у тому числі запроектованих. Завдяки запропонованим проектним рішенням системи спецвентиляції дозові навантаження в режимі нормальної експлуатації ПЕТ-центру знаходяться значно нижче встановленого НРБУ-97 [1] значення квоти ліміту дози за рахунок усіх шляхів формування дози від викидів (40 мкЗв/рік). При запроектованих аваріях (з руйнуванням усіх захисних бар'єрів) ефективні дози, які потенційно може отримати населення, яке проживає на прилеглих територіях, також не перевищують значення 1 мЗв, що є нижчою межею виправданості для проведення будь-яких контрзаходів [1]. Завдяки розробленій системі поводження з РАВ вплив останніх на довкілля також не передбачається.

1. *Норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97)* (Мін-во охорони здоров'я України, К., 1997), с. 122.

ПАРАМЕТРЫ НАКОПЛЕНИЯ  $^{137}\text{Cs}$  СУДАКОМ (*Lucioperca lucioperca* (L.))О. Л. Зарубин<sup>1</sup>, В. А. Костюк<sup>1</sup>, А. А. Залисский<sup>2</sup><sup>1</sup> Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев<sup>2</sup> ГСНПП «Экоцентр», Чернобыль

Судак – один из самых ценных промысловых пресноводных видов рыб Украины, что обуславливает особый интерес к изучению радиоэкологии этого вида.

Динамика содержания  $^{137}\text{Cs}$  у судака Каневского водохранилища и водоема-охладителя ЧАЭС имеет отличительные особенности. Более быстрое снижение содержания  $^{137}\text{Cs}$  у судака водоема-охладителя ЧАЭС (ВО), по-видимому, связано с относительно низким хроническим поступлением радионуклидов и воздействием искусственного температурного фактора, который может влиять на скорость накопления и выведения радионуклидов у рыб.

Динамика коэффициентов накопления  $^{137}\text{Cs}$  судаком Каневского водохранилища и ВО несколько различается между собой, что, очевидно, обуслов-

лено отличиями гидрологического и температурного режимов данных водоемов.

У судака обнаружена зависимость между удельным содержанием  $^{137}\text{Cs}$  и массой особи. С увеличением массы (возраста) особи удельное содержание  $^{137}\text{Cs}$  значительно увеличивается.

Содержание  $^{137}\text{Cs}$  у судака Каневского водохранилища значительно ниже, а у судака ВО значительно выше действующих в настоящее время в Украине норм (ДУ-2006), которые определяют максимально допустимое содержание  $^{137}\text{Cs}$  в рыбе до 150 Бк/кг сырой массы.

Высокое, по сравнению с большинством других видов рыб, содержание  $^{137}\text{Cs}$  у судака позволяет использовать этот вид в качестве объекта индикатора радионуклидного загрязнения.

## ПРОБЛЕМЫ ОБРАЩЕНИЯ С ВОДОЕМОМ-ОХЛАДИТЕЛЕМ ПОСЛЕ ВЫВЕДЕНИЯ ИЗ ЭКСПЛУАТАЦИИ ЧАЭС

О. Л. Зарубин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В результате аварии 1986 г. и мероприятий, связанных с ее ликвидацией, водоем-охладитель ЧАЭС (ВО) оказался одним из наиболее радиационно-загрязненных водоемов 30-километровой зоны.

По инициативе иностранных организаций волевым решением Правительства Украины ЧАЭС в декабре 2000 г. прекратила свою работу. В этой связи возникают вопросы о целесообразности сохранения технологических объектов, в том числе, входящих в производственный цикл бывшей АЭС.

В первом приближении кажется рациональным прекращение подпитки ВО из р. Припять, что позволит сэкономить определенные расходы, связанные с эксплуатацией станции подпитки. При этом уровень воды в ВО понизится на 6 - 7 м и оголится значительная часть ложа ВО. Оголится от 8 до 15 км<sup>2</sup> высокорadioактивных донных отложений, что обусловит увеличение ветрового подъема и переноса радионуклидов. Произойдет изменение подпорного уровня грунтовых вод в районе ВО, стоковая аккумуляция радионуклидов в оставшиеся на месте ВО несколько водоемов.

Стресс и кардинальное изменение условий существования обусловят, как по массе, так и по количеству видов гибель огромного количества животных и растений. Погибнет до 100 тыс. т биоты, среди которой практически все водоросли и по-

груженные высшие водные растения, почти все двусторчатые моллюски (в основном дрейссена) и большая часть остального бентоса, значительное количество рыбы. Исчезнут ценные виды рыб.

Из-за стоковой аккумуляции значительно увеличатся концентрации радионуклидов в разрозненных водоемах на месте бывшего ложа ВО.

В результате гниения десятков (возможно, сотен) тысяч тонн биомассы, несомненно, ухудшится санитарно-гигиеническая обстановка, причем количественный ее прогноз практически нереален.

Значительно увеличатся радиационные риски для персонала.

С точки зрения биологии, экологии и радиоэкологии, базирующихся на принципах охраны, или, по крайней мере, невмешательства, поддержания сложившейся экосистемы на существующем уровне, мы считаем, что если современные условия существования ВО не оказывают влияние на безопасность функционирования ЧАЭС, то воздействие на экосистему ВО в настоящее время будет необоснованным.

В любом случае необходимо принять осторожное и очень взвешенное решение о дальнейшей судьбе этого уникального водоема, в настоящее время являющимся прекрасным полуприродным хранилищем радиоактивных отходов.

## РАДИОНУКЛИДНОЕ ЗАГРЯЗНЕНИЕ ВЫСШИХ ГРИБОВ ПОСЛЕ АВАРИИ НА ЧАЭС

Н. Е. Зарубина

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

В 2011 г. были подведены итоги 25-летних исследований накопления аварийных радионуклидов высшими грибами на территории чернобыльской зоны отчуждения и «южного следа».

До настоящего времени (2011 г.) плодовые тела высших грибов являются максимальными накопителями биологически значимого долгоживущего радионуклида  $^{137}\text{Cs}$  в лесных экосистемах.

После аварии на ЧАЭС в грибах фиксировались практически все радионуклиды, регистрируемые методами гамма-спектрометрии. В июне 1986 г. в пробах белого гриба, отобранного на полигоне «Толокунь» (Киевская область, 60 км на юго-запад от ЧАЭС), были зарегистрированы:  $^{137}\text{Cs}$  –  $39 \pm 17$ ,  $^{131}\text{I}$  –  $115 \pm 45$  и пара  $^{140}\text{Ba}$ - $^{140}\text{La}$  –  $229 \pm 37$  Бк/кг сырой массы. В следующие месяцы радиоактивные йод, барий и лантан уже не фиксировались, что было связано с коротким периодом полураспада этих изотопов. Начиная с сентября 1986 г., значительный вклад в суммарную активность аварийных радионуклидов, регистрируемых методами гамма-спектрометрии, в грибах вносят изотопы цезия –  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{134}\text{Cs}$  (до 30 %). В 1987 – 1988 гг. вклад сравнительно короткоживущих  $^{103}\text{Ru}$ ,  $^{106}\text{Ru}$ ,  $^{141}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{95}\text{Nb}$ ,  $^{95}\text{Zr}$  в суммарную активность грибов значительно уменьшился, в среднем до 10 %. С 1989 по 2000 г. практически 100 % активности грибов составляют  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{134}\text{Cs}$ , а с 2001 по 2011 г. – практически только  $^{137}\text{Cs}$ . Быстрое снижение содержания  $^{131}\text{I}$ ,  $^{140}\text{Ba}$ - $^{140}\text{La}$ ,  $^{106}\text{Ru}$ ,  $^{103}\text{Ru}$ ,  $^{141}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{95}\text{Nb}$ ,  $^{95}\text{Zr}$  в плодовых телах исследованных видов связано с коротким периодом полураспада этих изотопов.

В течение всего периода исследований (1986 – 2011 гг.) содержание  $^{90}\text{Sr}$  в высших грибах во много раз (до трех порядков) меньше, чем содержание  $^{137}\text{Cs}$ .

В отличие от других компонентов лесных экосистем, накопление  $^{137}\text{Cs}$  макромицетами носило поэтапный характер. Первый этап начался

в 1986 г. и имел различную продолжительность для грибов, относящихся к разным экологическим группам. Для этого этапа характерно ежегодное увеличение содержания  $^{137}\text{Cs}$  в грибах. С наступлением второго этапа в грибах происходит снижение уровней удельной активности этого радионуклида.

На уровни содержания  $^{137}\text{Cs}$  в грибах влияет большое число абиотических и биотических факторов: уровни загрязнения  $^{137}\text{Cs}$  почв, принадлежность грибов к определенной экологической группе, глубина локализации мицелия в почве и др.

Содержание  $^{137}\text{Cs}$  в грибах в пределах одной экологической группы – симбиотрофов – значительно различается (в 10 и более раз) при условии отбора проб на одном полигоне. Основным фактором, который влияет на эти отличия, является глубина локализации основной части мицелия каждого отдельного вида в почве. Минимальным содержанием этого радионуклида среди грибов-симбиотрофов характеризуется белый гриб. Отличительной особенностью этого вида является глубокое (более 5 см) расположение в почве мицелия.

Исследования, проведенные в период с 2006 по 2011 г. показали, что величина содержания  $^{137}\text{Cs}$  в грибах не является постоянной величиной и изменяется на протяжении сезона вегетации.

В зависимости от месяца появления плодовых тел в грибах одного вида на одном и том же полигоне уровни удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  различаются в 10 и более раз.

Следует отметить, что плавного возрастания уровней удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  в плодовых телах за период с начала вегетации и до ноября не было отмечено. Напротив, сезонная динамика удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  в плодовых телах грибов носит сложный скачкообразный характер. Характерно, что каждый отдельный вид грибов имеет свою, отличную от других, кривую содержания  $^{137}\text{Cs}$  в плодовых телах.

# ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОНУКЛИДНОГО СОСТАВА ФРАГМЕНТОВ ТОПЛИВНЫХ ЧАСТИЦ, ОТОБРАННЫХ ВНУТРИ 4-го БЛОКА ЧАЭС

В. А. Желтоножский, М. В. Желтоножская, Н. В. Кулич

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

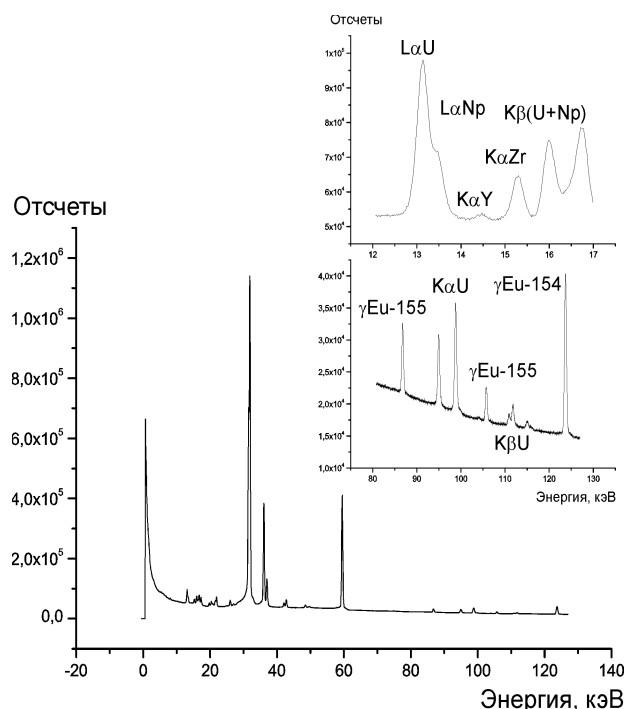
Исследование топливных частиц, отобранных внутри объекта “Укрытие” в последнее время стало достаточно актуальной задачей. Это связано с образованием внутри объекта “Укрытие” высокодисперсных аэрозолей, содержащих радионуклиды, характерные для облученного ядерного топлива. В связи с большим количеством отверстий на крыше объекта “Укрытие” эти аэрозоли являются дополнительным фактором загрязнения окружающей ЧАЭС территории [1, 2]. Для исследований были отобраны топливные частицы из объекта “Укрытие” в 2011 г., частицы отбирались в местах, где протекали основные потоки лавы. Топливные частицы имели активность по  $^{137}\text{Cs}$  от  $10^3$  до  $10^8$  Бк/г. Масса частиц составляла от десяти до сотен микрограмм.

Основные измерения проводились на Ге-спектрометрах. Были проведены  $L_x$ ,  $K_x$  и  $\gamma$ -спектроскопические исследования отобранных фрагментов топливосодержащих материалов. Измерены изотопные отношения для  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{154,155}\text{Eu}$ , изотопов  $\text{Pu}$ ,  $^{241,243}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Cm}$ .

Для измерения  $^{90}\text{Sr}$  нами разработана методика регистрации активности по  $K_x$ -излучению  $\gamma$ , обусловленного ионизацией атомов при  $\beta$ -распаде  $^{90}\text{Sr}$ . Так как вероятность такой ионизации очень мала [3], то такую методику можно успешно реализовать при изучении фрагментов топливосодержащих материалов с высоким содержанием  $^{90}\text{Sr}$ . Именно такие материалы характерны для объекта “Укрытие”. Для реализации этой методики были выполнены исследования выхода  $K_x \gamma$  для калибровочных источников с  $^{90}\text{Sr}$  и было получено  $P(K_x \gamma) = (5,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$  на распад, где  $P$  - вероятность ионизации.

Анализ характеристического излучения в изученных топливных частицах показывает, что доминирующим элементом в этих частицах

является цирконий (рисунок). Это говорит о том, что эти топливные частицы представляют собой фрагменты чернобылита – ураносодержащего силиката циркония техногенного происхождения  $(\text{Zr}_{0,99-0,90}\text{U}_{0,01-0,10})\text{SiO}_4$ . Изученные частицы можно условно разделить на две группы: с относительным содержанием урана, различающимся на порядок. Обнаружено расхождение теоретических оценок по наработке для всех радионуклидов выше  $^{241}\text{Am}$ . Наблюдается систематическое расхождение значений отношения активности  $^{90}\text{Sr}$  к  $^{137}\text{Cs}$  по сравнению с 1986 г.



Фрагмент спектра топливной частицы

Относительное содержание нуклидов по сравнению с  $^{137}\text{Cs}$  (%) в “горячей” частице с пониженным содержанием урана следующее:

$^{154}\text{Eu}$	$^{155}\text{Eu}$	$\Sigma^{238-240}\text{Pu}$	$^{241}\text{Am}$	$^{243}\text{Am} \cdot 10^2$	$^{243}\text{Cm} \cdot 10^2$
1,85(9)	0,45(3)	12(1)	0,071(4)	1,24(8)	4,7(5)

1. M.D. Bondarkov, V.A. Zheltonozhsky, M.V. Zheltonozhskaya *et al.*, Health Physics **101**(4), 368 (2011).
2. M.D. Bondarkov, V.A. Zheltonozhsky, M.V. Zheltonozhskaya *et al.*, Health Physics **101**(4), 362 (2011).

3. В.А. Желтоножский и Н.В. Стрильчук, Известия РАН. Сер. физ. **66**(10), 1450 (2002).

## ТЕНЗОР ВРЕМЕНИ. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛОРЕНЦА

А. И. Кваснюк

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

В работе [1] была сделана попытка описывать мир событий с учетом того, что время представляется не вектором в пространстве Минковского, а объектом более сложной природы – «тензором времени». Считается, что мы время воспринимаем как вектор в том случае, если все недиагональные компоненты тензора времени равны нулю, а диагональные компоненты равны между собой. Но в работе [1] исследовалась только неподвижная система отсчета. В данной работе показано, что если ввести для вакуума материальные уравнения  $\vec{D} = \varepsilon_0 \hat{E}_0 \vec{E}$  и положить  $\hat{E}_0 = inv \neq \delta_{ij}$ , где  $\delta_{ij}$  - символ Кронекера, то невозможно найти преобразования, которые бы оставляли инвариантными уравнения Максвелла при переходе в движущуюся систему координат, если задавать время в виде вектора. Также был получен общий вид формулы преобразования из общих геометрических соображений и исследован на принцип соответствия. Само понятие «тензор времени» надо было обобщить до «тензовектор времени». «Тензовектор» – вектор, координаты которого задаются в виде тензоров 2-го ранга. Но сам «тензовектор» нельзя отнести к обычному тензору 3-го ранга, так как закон преобразования компонент «тензовектора» зависит от вида тензоров 2-го ранга («компонент» тензовектора). Было показано, что для описания гравитации достаточно зависимости сферической части и ориентации «тензовектора време-

ни» от координат и мирового времени при условии, что недиагональные компоненты равны нулю. Важно заметить, что в общей теории относительности физическое расстояние между точками измеряется при помощи световых сигналов и находится по формуле  $dl^2 = \gamma_{ij} dx^i dx^j$ . Но если скорость света зависит от направления и поляризации, то при определении физического расстояния между двумя точками у нас возникнет неопределенность, связанная с анизотропией вакуума. Если анизотропия равна нулю, то расстояния (и временные интервалы событий) становятся полностью определенными. Если допустить, что вакуум у нас представляется в виде поликристалла, с размером монокристалла порядка длины Планка, то исходный вакуум будет изотропный и физическое расстояние между точками будет полностью определено (конечно, с точностью до поправок относительно длины Планка). Важно заметить, что если такая геометрия действительно окажется внутренне непротиворечивой и возможной, то неопределенность событий здесь будет задаваться не через операторы, для которых еще следует определять пространство функций, на которых они должны действовать, а прямо выводится из свойств геометрии. Само «метрическое обобщенное поле» при этом будет точно определено в каждой точке континуума.

1. R. Vlokh and O. Kvasnyuk, Ukr. J. Phys. Opt. **8**, 125 (2007).

# NONEQUILIBRIUM STATISTICAL OPERATOR FOR SYSTEMS OF FINITE SIZE

V. V. Ryazanov

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

The lifetime of statistical system is introduced. It is supposed that the nonequilibrium statistical operator implicitly contains the lifetime. The operations of taking of invariant part, averaging on initial conditions used in works of D. N. Zubarev, temporary coarse-graining (Kirkwood), choose of the direction of time are replaced by averaging on lifetime distribution. The expression for lifetime change at transitions from quasi-equilibrium system to nonequilibrium one is derived. A sort of the nonequilibrium statistical operator for systems of the finite sizes is suggested.

In the paper [1] it is shown that density of probability of lifetime of nonequilibrium system differs from density of probability of lifetime of quasi-equilibrium system.

The statistical distributions which can be obtained out of the mesoscopic description characterizing the behaviour of a system by specifying the stochastic processes are written down. The change in the lifetime values by interaction with environment are expressed in terms of fluxes and sources. The expressions for the nonequilibrium entropy, temperature and entropy production are obtained, which at small values of fluxes coincide with those derived within the frame of extended irreversible thermodynamics. The explicit expressions for the lifetime of a system and its thermodynamic conjugate are obtained.

The existence and finiteness of lifetime value is ensured with presence of stationary states which physically correspond to existence of stationary structures. Complex functional and hierarchical interrelations between real systems correspond to the relations between lifetimes determining evolutionary processes as a sequence of transitions between various classes of states of system. Contrary to the traditional representation about time as something changeable, the lifetime acts as result of existence of stable stationary structures. It depends on external influences on system and internal interactions in it. Let's emphasize that lifetime is observable and measurable quantity.

Summing up, the physical value of lifetime of system is introduced in consideration, as an interval of time, during which the system contains a non-zero number of elements, of which the statistical system is made. This value depends on both internal properties of system, and external influences and is generally of random character. The lifetime is connected

to characteristic time intervals of system (time of collisions, time of mixing, relaxation time etc.) and with fluxes (also by temporary characteristics). The analogy to internal time will be carried out. The introduction of lifetime opens opportunities for strict study of a nature of time and allows giving the description of transfer processes and other nonequilibrium phenomena. Parameter of lifetime contains in itself features inherent to usual dynamic variable like energy, number of particles, and coordinate variable such as time. The mathematical party of introduction of lifetime consists in obtaining of the additional information about stochastic process, except for knowledge of its stationary distribution, on stationary properties marked out by the subordinated process. The irreversibility in this approach occurs as a consequence of the assumption about existence and finiteness of lifetime of system, choosing of the moments of birth and destruction of system.

The lifetime (or escape time) is described by smooth differentiable distributions rather than by singular measures of the fractal repeller object. This transition is possible because of use of the complex system coarse-graining algorithm. But in the very general case the lifetime in the phase space should be of pronounced fractal character.

The assumption about the physical systems living for a finite period of time which was the starting point of the exposed here theory allows one to get the mesoscopic theory of the stationary nonequilibrium states at any deviation from the equilibrium. But the concept of the lifetime has a more profound physical sense to cast in one fashion the Newtonian approach to the absolute time and the concepts of time-generating matter. Mathematically introducing lifetime means yielding additional information on the stochastic process besides its stationary distribution leaning upon the stationary properties of the slave process.

The introduction of lifetime as thermodynamic parameter is justified by the empiric fact that real systems have finite lifetime, which essentially influences their properties and properties of their environment. The lifetime of system is represented by fundamental value having a dual nature, related to both the external time flow and to the properties of the system.

1. V.V. Ryazanov, *Int. J. of Theoretical and Mathematical Phys.* **1**(1), 1 (2011); DOI: 10.5923/j.ijtmp.20110101.01.



# THE POSSIBILITY OF THE EARTH STATE DIAGNOSTICS AND CRUST STRUCTURE STUDY BY THE ANALYSIS OF ELECTROMAGNETIC RADIATION OF THE EARTH

V. M. Pavlovych<sup>1</sup>, Yu. A. Bogdanov<sup>2</sup>, O. I. Kvasniuk<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> *Subbotine Institute of Geophysics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

In the recent years the study of spontaneous (not connected with earthquakes) electromagnetic radiation (EMR) of the Earth crust takes the wide application in different areas of geophysics, beginning from the practical tasks of crust structure recovery along the profiles of electromagnetic probing with the aim of looking for the minerals, up to research of Earth vibration eigenmodes and the processes of earthquake preparation. As experiment shows, the Earth emits electromagnetic waves in a sufficiently wide frequency diapason from very low frequency waves with frequencies  $< 1$  Hz up to 1 MHz and higher. We'll restrict ourself by the consideration of EMR with sufficiently high frequencies of kHz-diapason, which can be easily detected by compact devices and which can be modulated by longer wave oscillations.

Since the excitation of the Earth characteristic vibrations leads to the change of stress-strain change with a frequency of that vibration, then one would expect that characteristic vibrations should be revealed in the spectrum of the Earth EMR. The aim of experimental research was to obtain such EMR vibrations which frequencies just were detected by seism-gravitational methods and to try to find new harmonics of vibrations using corresponding mathematical processing of detected signal. We will consider here only periodic processes.

According to the paradigm of Earth electromagnetic oscillation appearance, any eigenmode of planet oscillations leads to change of Earth deformation mode and therefore to a generation of electromagnetic radiation. All frequencies of Earth mechanical oscillation eigenmodes should be revealed in the spectrum of electromagnetic radiation. On the basis of observations of Earth electromagnetic activity variations in Antarctica and Ukraine, it was established that besides the generally acknowledged seism-gravitational oscillations all planetary processes should additionally oscillate with periods of hour range, for example Shuler period ( $T \approx 84$  min), and with different day periods from 14 days to 28 days.

So at the base of presented results we can assert that the method of analysis of the Earth spontaneous EMR is a powerful method of Earth state and crust structure study. For example, this method can be used to study the structure of possible earthquake hypocenters and their variation in time. This knowledge can help to watch after time variation of hypocenter structure, to develop reliable model of earthquake preparation and finally to predict possible earthquakes.

Moreover, the detection of electromagnetic signals in regime of variation station evidently shows the electromagnetic precursors appearance before every earthquake at very far distances from earthquake epicentres. For example, the electromagnetic precursor of Japan earthquake 12.03.2011, registered by stationary variation station located in Nikolaev, Ukraine.

The microscopic approach to the problem of EMR generation should be based on the several assumptions and approximations. The first assumption is as follows: The EMR generation of the considering frequency diapason in the rocks inside the Earth is due to creation and vanishing of the defects of crystal lattices. The creation of these defects is connected with several ion transitions to the new equilibrium positions which lead to the change of the crystal dipole moment. The second assumption is connected to electromagnetic field itself: we have described it by Maxwell equations with modified dispersion law according to polariton theory (see for example [26]). We have considered also that defect forms due to interaction of atoms, constituting the defect, with phonons and with electromagnetic field.

Thus in primary stressed crystals, as the rocks inside the Earth, there is the possibility of electromagnetic waves propagation with increasing amplitude due to interaction with crystal defects. Such a mechanism in principle can explain the coming out of EMR from the deep stressed layers of the Earth and give us the information about its structure and properties.

# СВЕРХДАЛЬНЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ЗЕМНОЙ КОРЕ

В. Н. Павлович, А. И. Кваснюк

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Проблема испускания электромагнитного излучения при деформации и разрушении кристаллов имеет свою давнюю историю, начиная с 30-х годов минувшего столетия. Однако в последние десятилетия интерес к этой проблеме возобновился, в основном в связи с возможными геофизическими приложениями. В частности, в ряде работ была показана возможность изучения структуры земной коры (и соответственно наличия полезных ископаемых) при анализе фоновое электромагнитного излучения Земли в радиочастотном диапазоне. Был предложен механизм, который объясняет возможность выхода высокочастотного электромагнитного излучения на поверхность. Он заключается в том, что геологическая среда состоит в основном из сложных кристаллических решеток, элементарная ячейка которых содержит более одного атома. При образовании дефектов в сложных диэлектрических кристаллах возбуждаются электромагнитные волны. В свою очередь прохождение электромагнитных волн через напряженный кристалл вызывает появление и уничтожение дефектов. В ионах кристалла электромагнитное поле не существует само по себе, но неразрывно связано с механическими колебаниями решетки и образует сложное образование – поляритон. Экспериментально было показано, что при больших длинах волн основная энергия поляритона приходится на электромагнитную составляющую. Этот факт дает возможность в будущем рассматривать только электромагнитную составляющую поляритона – электромагнитную волну. В данной работе было показано, что при введении некоторых приближений из квантовой механики можно

вывести связанные кинетические уравнения для интенсивности поля и числа дефектов. Из этих уравнений видно, что наличие избыточного числа дефектов данного типа может понизить коэффициент поглощения среды, а в некоторых случаях привести к усилению электромагнитной волны. В равновесии энергия электромагнитной волны будет поглощаться средой по закону  $w \sim \exp(-\sigma_0 r / c)$ , где  $r$  – пройденное расстояние в среде;  $c$  – скорость света в среде;  $\sigma_0$  – проводимость среды. При деформации кристаллов, причем в области нелинейной деформации, когда происходит интенсивное образование дефектов, а также при наличии электромагнитного поля, которое также стимулирует образование дефектов, коэффициент поглощения среды изменяется согласно формуле

$$\Gamma = -\lambda - \frac{\sigma}{2} + \sqrt{\left(\lambda - \frac{\sigma}{2}\right)^2 + 8\pi I_{R,z}((M_{01}^* - M_{01})d(0) + M_{10})},$$

где  $\lambda$  – коэффициент затухания поляризации;  $I_{R,z}$ ,  $M_{01}$ ,  $M_{10}$  – матричные элементы, определяющие вероятность рождения дефектов; величина  $d_0$  пропорциональна числу дефектов в единице объема в равновесной среде;  $\sigma$  – проводимость среды без дефектов. Равновесное состояние среды соответствует случаю, когда  $d(0) = d_0$ . Когда  $d(0) > d_0$ , видно, что  $\Gamma < \sigma$ , т.е., коэффициент затухания поля уменьшается. Так как размер дефекта намного меньше длины волны  $\lambda = 100\text{м}$ , рассеиванием электромагнитной энергии на дефектах мы пренебрегаем.

## Публікації в реферованих журналах

### Ядерна фізика:

O.O. Belyuskina, V.I. Grantsev, K.K. Kisurin, S.E. Omelchuk, G.P. Palkin, Yu.S. Roznyuk, B.A. Ruenko, V.S. Semenov, L.I. Slusarenko, B.G. Struzhko

Elastic scattering of deuterons by deuterons at  $E_d = \leq 85$  MeV

Вопросы атомной науки и техники. **5(56)**, 10 – 15 (2011)

M. Dolinska

Numerical algorithm based on the PDE method for solution of the Fokker Planck equation

Вопросы атомной науки и техники **5(56)**, 63 – 66 (2011)

В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистова, Є.П. Ровенских

Низкоэнергетический спектр электронов, возникающий при бомбардировке медной мишени  $\alpha$ -частицами  $^{238}\text{Pu}$

ЖЭТФ **139**, 679 – 687 (2011)

А.А. Куртева, В.Е. Митрошин

Бета-распад  $^{107}\text{Cd} \rightarrow ^{107}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$

Известия РАН (сер. физ.) **75**, 617 – 620 (2011)

О.О. Белюскина, В.И. Гранцев, В.В. Давидовский, К.К. Кисурич, С.Е. Омельчук, Г.П. Палкин, Ю.С. Рознюк, Б.А. Руденко, В.С. Семенов, Л.И. Слюсаренко, Б.Г. Стружко

Квазисвободные инклюзивные процессы при двухчастичном расщеплении тритонов дейтронами с энергией 37 МэВ

Известия РАН (сер. физ.) **75**, 988 – 993 (2011)

В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов

Исследование возбуждения  $8^-$  изомеров в нечетно-нечетных ядрах  $^{116-120}\text{Sb}$  в  $(p,n)$ -реакции

Известия РАН (сер. физ.) **75**, 1349 – 1351 (2011)

Р.С. Бойко, В.Д. Вирич, Ф.А. Даневич, Т.И. Довбуш, Г.П. Ковтун, С.С. Нагорный, С. Ниси, А.И. Самчук, Д.А. Солопихин, А.П. Щербань

Глубокая очистка археологического свинца  
Неорганические материалы **47**, 722 – 726 (2011)

A.I. Levon, A.A. Pasternak

Conflicting Coupling of Unpaired Nucleons and the Structure of Collective Bands in Odd-Odd Nuclei

Український фізичний журнал **56**, 107 – 115 (2011)

Yu.M. Malyuta, T.V. Obikhod

High energy physics and triangulated categories

Український фізичний журнал **56**, 411 – 415 (2011)

А.П. Войтер

Анализ задержки передачи в моноканальных сетях

Телекоммуникационные науки **2**, 26 – 29 (2011)

В.С. Ольховский

О времени как квантовой наблюдаемой, канонически сопряженной энергии

Успехи физических наук, **181**, 859 – 866 (2011)

V.M. Kolomietz, A.I. Sanzhur

Shell oscillations in symmetry energy

Ядерна фізика та енергетика **12**, 16 – 19 (2011)

И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов

Возбуждение позитронами  $^{180\text{m}}\text{Ta}$

Ядерна фізика та енергетика **12**, 20 – 27 (2011)

А.Т. Рудчик, Ю.М. Степаненко, А.А. Рудчик, О.А. Понкратенко, Є.І. Коший, С. Клічевські, К. Русек, А. Будзановські, С.Ю. Межевич, Вал. М. Пірнак, І. Сквірчинська, Р. Сюдак, Б. Чех, А. Щурек, Я. Хоїньські, Л. Гловацка

Механізми реакції  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$  та потенціал взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$

Ядерна фізика та енергетика **12**, 27 - 34 (2011)

A.G. Artukh, A.G. Foshan, S.A. Klygin, G.A. Kononenko, E.I. Koschy, V.E. Kovtun, V.V. Ostashko, Yu.N. Pavlenko,

A.N. Ponomarenko, Yu.M. Sereda, A.I. Rundel, I.N. Vishnevsky, A.N. Vorontsov, I.I. Zalubovsky

Installation for Resonance Spectroscopy of radioactive Light Nuclei

Ядерна фізика та енергетика **12**, 49 – 53 (2011)

В.В. Давидовский, А.Д. Фурса

Исследование реакции  $^3\text{He}(p, 2p)d$  в Т-матричном и дифракционном приближениях при средних энергиях

Ядерна фізика та енергетика, **12**, 54 – 62 (2011)

**Ю.Ю. Козир**

Розрахунок розсіяння  $^3\text{He}(d, d)^3\text{He}$  при  $e = 1 - 9$  МеВ за методом резонуючих груп  
Ядерна фізика та енергетика, **12**, 63 – 68 (2011)

А.Е. Вальков, А.В. Дубинин, А.К. Зайченко  
Измерение входных параметров пучка сепаратора изотопов циклотрона У-240  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 94 - 97 (2011)

Б.М. Бондар, В.М. Бондар, О.М. Горбаченко, І.М. Каденко, Б.Ю. Лещенко, Ю.М. Оніщук, В.А. Плюйко  
Диференціальні перерізи вильоту гамма-квантів при взаємодії нейтронів з ядрами кадмію  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 129 - 136 (2011)

В.П. Михайлюк, Д.В. Федорченко, О.Д. Григоренко  
Дифракционное взаимодействие дейтронов с энергией 700 МэВ с ядрами  $^{12}\text{C}$   
Ядерна фізика та енергетика **12**, 145 - 148 (2011)

**Ю.В. Кибкало**, К.К. Кисурин, Л.В. Михайлов, Г.П. Палкин, В.С. Семенов, В.П. Токарев, В.А. Шитюк  
Выходы продуктов деления  $^{238}\text{U}$  дейтронами с энергией 37 МэВ  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 153 – 157 (2011)

В.П. Михайлюк, Д.В. Федорченко, О.Д. Григоренко  
Упругое рассеяние дейтронов ядрами  $^{16}\text{O}$  в  $\alpha$ -кластерной модели с дисперсией  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 221 – 224 (2011)

V.M. Iakovenko, O.Y. Okhrimenko, V.M. Pugatch, S. Barsuk, M. - H. Schune  
Selected physics measurements for the LHCb experiment and the radiation monitoring system  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 225 – 234 (2011)

П.М. Ворона, В.Ф. Разбудей  
Вплив енергії нейтронів на утворення радіоізо-  
пів при опроміненні мішеней у реакторі  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 235 – 241 (2011)

А.П. Войтер, О.О. Грицай, М.І. Доронін, В.А. Лібман, І.О. Мазний, О.М. Ковальов  
Аналізатор для експериментів на фільтрованих пучках нейтронів  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 294 – 300 (2011)

В.В. Кобычев

Программа *simourg* для моделирования функций отклика гамма-детекторов с простой геометрией  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 301 – 306 (2011)

А.Г. Зелинский, В.А. Желтоножский, В.И. Сахно, Т.В. Ковалинская, Н.В. Халова  
Применение технологического ускорителя электронов для ядерных исследований  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 311 – 315 (2011)

V.M. Kolomietz  
Non-Markovian nuclear dynamics  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 325 – 334 (2011)

С.Н. Федоткин  
Ионизация атома при аннигиляции позитронов, испущенных при  $\beta^+$  - распаде  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 335 – 338 (2011)

V.L. Litnevsky, F.A. Ivanyuk, G.I. Kosenko and V.V. Pashkevich  
The fusion of heavy ions within the two step reaction model //  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 341 – 346 (2011)

М.М. Правдивий, І.О. Корж, М.Т. Скляр  
Середні резонансні параметри ядер цирконію і молибдену  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 347 – 352 (2011)

О.А. Безшийко, І.М. Вишневецький, Р.В. Денисенко, С.А. Карпенко, І.А. Малюк, В.Н. Приймак, Е.Є. Петросян  
Портативний сцинтиляційний гамма-спектрометр для вимірювання радіоактивності об'ємних середовищ у польових умовах  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 400 – 406 (2011)

М.Е. Dolinska  
Fokker - Planck equation solver for study stochastic cooling in storages rings  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 407 – 413 (2011)

В.Л. Литневский, Г.И. Косенко, Ф.А. Иванюк, В.В. Пашкевич  
Учет оболочечной структуры сталкивающихся ядер в процессе слияния-деления  
Ядерная физика, **74**, 1029-1047 (2011)

F.A. Ivanyuk, K. Pomorski, and J. Bartel  
The shape transitions in rotating nuclei  
Acta Phys. Pol. **42**, 455 – 458 (2011)

- V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko  
On scattering cross sections and durations near an isolated compound-resonance, distorted by the non-resonant background, in the center-of-mass and laboratory systems  
*Applied Physics Letters* **99**, 244103 (2011)
- S.J. Lee, J.H. Choi, F.A. Danevich, Y.S. Jang, W.G. Kang, N. Khanbekov, H.J. Kim, I.H. Kim, S.C. Kim, S.K. Kim, Y.D. Kim, Y.H. Kim, V.V. Kobychyev, V.N. Kornoukhov, J.I. Lee, J.S. Lee, K.B. Lee, M.K. Lee, Y.H. Lee, S.S. Myung, J.H. So, V.I. Tretyak, Y. Yuryev  
The development of a cryogenic detector with  $\text{CaMoO}_4$  crystals for neutrinoless double beta decay search  
*Astroparticle Physics* **34**, 732 – 737 (2011)
- V.A. Plujko, R. Capote, O.M. Gorbachenko  
Giant dipole resonance parameters with uncertainties from photonuclear cross sections  
*Atomic Data and Nuclear Data Tables* **97**, 567 – 585 (2011)
- O.O. Belyuskina, V.I. Grantsev, V.V. Davidovskyy, K.K. Kisurin, S.E. Omel'chuk, G.P. Palkin, Yu.S. Roznyuk, B.A. Rudenko, V.S. Semenov, L.I. Slyusarenko, B.G. Struzhko  
Quasi-free inclusive processes for two-particle splitting of tritons by deuterons with energy of 37 MeV  
*Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Phys.* **75**, 925 – 930 (2011)
- O.A. Bezshyyko, A.N. Vodin, L.O. Golinka-Bezshyyko, A.M. Dovbnya, I.N. Kadenko, O.A. Kivernyk, A.A. Ko valenko, V.A. Kushnir, A.I. Levon, V.V. Mitrochenko, S.N. Olejnik, G.E. Tuller  
Isomer ratios for products of photonuclear reactions with middle-weight nuclei  
*Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Phys.* **75**, 941 – 949 (2011)
- V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko  
On new experimental data manifesting the time resonances (or explosions)  
*Central Eur. J. Phys.* **9**, 1131 – 1133 (2011)
- P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, A.Di Marco, A. Incicchitti, M. Laubenstein, S.S. Nagorny, S. Nisi, O.G. Polischuk, V.I. Tretyak  
First search for double  $\beta$  decay of platinum by ultra-low background HP Ge  $\gamma$  spectrometry  
*Eur. Phys. Journal A* **47**, 91/1 – 8 (2011)
- A.T. Rudchik, Yu.O. Shyrma, K.W. Kemper, K. Rusek, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, B.G. Novatsky, O.A. Ponkratenko, E. Piasecki, G.P. Romanyshyna, Yu.M. Stepanenko, I. Strojek, S. B. Sakuta, A. Budzanowski, L. Głowacka, I. Skwirszyńska, R. Siudak, J. Choiński, A. Szczurek  
Elastic and inelastic scattering of  $^{14}\text{C} + ^{18}\text{O}$  versus  $^{12,13}\text{C} + ^{18}\text{O}$  and  $^{14}\text{C} + ^{16}\text{O}$   
*Eur. Phys. Journal A* **47**, 50 – 59 (2011)
- V.Yu. Denisov  
Polarized electric dipole moment of well-deformed reflection asymmetric nuclei  
*Eur. Phys. Journal A* **47**, 80-89 (2011)
- H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev *et al*  
Measurement of beauty production in deep inelastic scattering at HERA using decays into electrons  
*Eur. Phys. Journal C* **71**, 1573 (2011)
- R. Aaij, O. Okhrimenko, V. Pugatch, V. Iakovenko *et al* (the LHCb Collaboration)  
Measurement of  $J/\psi$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$   
*Eur. Phys. Journal C* **71**, 1645 (2011)
- ZEUS Collaboration (H.Abrahmowicz, V. Aushev, N. Zhmak *et al*)  
Measurement of heavy-quark jet photoproduction at HERA  
*Eur. Phys. Journal C* **71**, 1659 (2011)
- G.P. Kovtun, A.P. Scherban', D.A. Solopikhin, V.D. Virich, V.I. Zelenskaja, R.S. Boiko, F.A. Danevich, V.M. Kudovbenko, S.S. Nagorny  
Production of radiopure natural and isotopically enriched cadmium and zinc for low background scintillators  
*Functional Materials* **18**, 121 – 127 (2011)
- V.S. Olkhovsky  
On the time analysis of nuclear reactions  
*Fundamental Journal of Modern Physics* **1**, 63 – 132 (2011)
- M.D. Bondarkov, A.M. Maksimenko, S.P. Gaschak, V.A. Zheltonozhsky, G.T. Jannik, E.B. Farfán  
Method for simultaneous  $^{90}\text{Sr}$  and  $^{137}\text{Cs}$  in-vivo measurements of small animals and other environmental media developed for the conditions of the Chernobyl exclusion zone  
*Health Physics* **101**, 383 – 392 (2011)

J.P. Blocki, A.G. Magner, and I.S. Yatsyshyn

The internal excitation of the gas of independent particles in a time dependent potential

Int. Jour. Mod. Phys. E **20**, 292 – 298 (2011)

A.G. Artukh, Yu.M. Sereda, S.A. Klygin, G.A. Kononenko, Yu.G. Teterev, A.N. Vorontzov, G. Kaminski, B. Erdemchimeg, V.V. Ostashko, Yu.N. Pavlenko, P.G. Litovchenko, V.E. Kovtun, E.I. Koshchiy, A.G. Foshchan, D.A. Kislukha.

The COMBAS Fragment Separator

Instruments and Experimental Techniques **54**, 668 – 681 (2011)

P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, A. d'Angelo, A. Di Marco, A. Incicchitti, F. Nozzoli, V.I. Tretyak

Search for  $2\beta$  decay of cerium isotopes with  $CeCl_3$  scintillator

J. Phys. G **38**, 015103/1 – 15 (2011)

P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A. Incicchitti, V.V. Kobychchev, D.V. Poda, V.I. Tretyak

Final results of an experiment to search for  $2\beta$  processes in zinc and tungsten with the help of radiopure  $ZnWO_4$  crystal scintillators

J. Phys. G. **38**, 115107/1 – 15 (2011)

G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, S. Bonetti, M.B. Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro, A. Chavarria, A. Chepurinov, D. D'Angelo, S. Davini, A. Derbin, A. Etenko, F. von Feilitzsch, K. Fomenko, D. Franco, C. Galbiati, S. Gazzana, C. Ghiano, M. Giammarchi, M. Goeger-Neff, A. Goretti, E. Guardincerri, S. Hardy, Aldo Ianni, Andrea Ianni, M. Joyce, V. Kobychchev, Y. Koshio, D. Korablev, G. Korga, D. Kryn, M. Laubenstein, C. Lendvai, T. Lewke, E. Litvinovich, B. Loer, F. Lombardi, 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, 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, J. Winter, M. Wojcik, A. Wright, M. Wurm, J. Xu, O. Zaimidoroga, S. Zavatarelli, G. Zuzel

Muon and cosmogenic neutron detection in Borexino

Journal of Instrumentation **06**, P05005/1 – 41 (2011)

A.S. Barabash, P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, F. Cappella, V. Caracciolo, D.M. Chernyak, R. Cerulli, F.A. Danevich, M.L. Di Vacri, A.E. Dossovitskiy, E.N. Galashov, A. Incicchitti, V.V. Kobychchev, S.I. Kononov, G.P. Kovtun, V.M. Kudovbenko, M. Laubenstein, A.L. Mikhlin, S. Nisi, D.V. Poda, R.B. Podviyanuk, O.G. Polischuk, A.P. Shcherban, V.N. Shlegel, D.A. Solopikhin, Yu.G. Stenin, V.I. Tretyak, V.I. Umatov, Ya.V. Vasiliev, V.D. Virich

Low background detector with enriched  $^{116}CdWO_4$  crystal scintillators to search for double  $\beta$  decay of  $^{116}Cd$

Journal of Instrumentation **06**, P08011/1 – 24 (2011)

O.M. Povoroznyk O.K. Gorpnich, O.O. Yachmenjov, A. Mokhnach O.A. Ponkratenko, G. Mandaglio, F. Curciarello, V.De Leo, G. Fazio, G. Giardina

High-lying  $^6Li$  levels at excitation energy of around 21 MeV

J. Phys. Soc. Jap. **80**, 094204 (2011)

ZEUS Collaboration (H.Abrahmowicz,.. V. Aushev, N. Zhmak *et al*)

Study of tau-pair production at HERA.

Journal of High Energy Physics **1102**:117 (2011)

V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, and F. Matera

Effects of self-consistency in semiclassical pairing theory

J. Phys.: Conf. Ser. **267**, 012051/1 – 6 (2011)

V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, V.M. Bondar, R. Capote

Renewed Database of GDR Parameters for Atomic Nuclei

Journal of the Korean Physical Society **59**, 1514 – 1517 (2011)

J. Argyriades, R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A.S. Barabash, M. Bongrand, G. Broudin-Bay, V.B. Brudanin, A.J. Caffrey, S. Cebrian, A. Chapon, E. Chauveau, Th. Dafni, Z. Daraktchieva, J. Diaz, D. Durand, V.G. Egorov, J.J. Evans, N. Fatemi-Ghomi, R. Flack, A. Basharina-Freshville, K.-I. Fushimi, X. Garrido, H. Gomez, B. Guillon, A. Holin, K. Holy, J.J. Horkley, Ph. Hubert, C. Hugon, F.J. Iguaz, I.G. Irastorza, N. Ishihara, C.M. Jackson, S. Jullian, S. Kanamaru, M. Kauer, O.I. Kochetov, S.I. Kononov, V.E. Kovalenko, D. Lalanne, K. Lang, Y. Lemiere, G. Lutter, G. Luzon, F. Mame-

- dov, Ch. Marquet, J. Martin-Albo, F. Mauger, F. Monrabal, A. Nachab, I. Nasteva, I.B. Nemchenok, C.H. Nguyen, F. Nova, P. Novella, 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, L. Simard, F. Simkovic, Yu.A. Shitov, A.A. Smolnikov, S. Soldner-Rembold, I. Stekl, Y. Sugaya, C.S. Sutton, G. Szklarz, Y. Tamagawa, J. Thomas, R. Thompson, V.V. Timkin, V.I. Tretyak, V.I. Tretyak, V.I. Umatov, L. Vala, I.A. Vanyushin, R. Vasiliev, V. Vorobel, Ts. Vylov, D. Waters, N. Yahlali, A. Zukauskas
- Spectral modeling of scintillator for the NEMO-3 and SuperNEMO detectors**  
Nucl. Instrum. Meth. A **625**, 20 – 28 (2011)
- 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. Kobychiev, M. Laubenstein, L.L. Nagornaya, F. Nozzoli, D.V. Poda, R.B. Podviyanuk, O.G. Polischuk, D. Prosperi, V.N. Shlegel, V.I. Tretyak, I.A. Tupitsyna, Ya.V. Vasiliev, Yu.Ya. Vostretsov
- Radioactive contamination of ZnWO<sub>4</sub> crystal scintillators**  
Nucl. Instrum. Meth. A **626&627**, 31 – 38 (2011)
- A. Dolinskii, K. Knie, C. Dimopoulou, V. Gostishchev, S. Litvinov, F. Nolden, M. Steck
- Antiproton complex at the FAIR project**  
Nucl. Instrum. Meth. A **629**, 16-24 (2011)
- F.A. Danevich, I.K. Bailiff, V.V. Kobychiev, H. Kraus, M. Laubenstein, P. Loaiza, V.B. Mikhailik, S.S. Nagorny, A.S. Nikolaiko, S. Nisi, I.M. Sol-sky, G. Warot
- Effect of recrystallisation on the radioactive contamination of CaWO<sub>4</sub> crystal scintillators**  
Nucl. Instrum. Meth. A **631**, 44 – 53 (2011)
- A.N. Antonov, A.G. Artukh, S.A. Klygin, Yu.M. Sereda, Yu.G. Teterev, A.N. Vorontsov *et al*
- The electron-ion scattering experiment ELISe at the International Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) - A Conceptual design study**  
Nucl. Instrum. Meth. A **637**, 60 – 76 (2011)
- A. Dolinskii, V. Gostishchev, C. Dimopoulou, F. Nolden, M. Steck, A. Smirnov
- Comparison of measurements and simulations of internal target effects in the ESR storage ring**  
Nucl. Instrum. Meth. A **641**, 12 – 18 (2011)
- V. Pugatch, M. Campbell, A. Chaus, O. Kovalchuk, O. Okhrimenko *et al*
- Metal and hybrid TimePix detectors imaging beams of particles**  
Nucl. Instrum. Meth. A **650**, 194 – 197 (2011)
- A.T. Rudchik, Yu.O. Shyrma, K.W. Kemper, K. Rusek, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, B. G. Novatsky, O.A. Ponkratenko, E. Piasecki, G. P. Romanynshyna, Yu. M. Stepanenko, I. Strojek, S. B. Sakuta, A. Budzanowski, L. Głowacka, I. Skwirszyńska, R. Siudak, J. Chojiński, A. Szczurek
- Elastic and inelastic scattering of <sup>13</sup>C + <sup>18</sup>O versus <sup>12</sup>C + <sup>18</sup>O and <sup>13</sup>C + <sup>16</sup>O**  
Nucl. Phys. A **852**, 1 – 14 (2011)
- P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, S. d'Angelo, M.L. Di Vacri, A. Incicchitti, M. Laubenstein, S.S. Nagorny, S. Nisi, A.V. Tolmachev, V.I. Tretyak, R.P. Yavetskiy
- First search for double β decay of dysprosium**  
Nucl. Phys. A **859**, 126 – 139 (2011)
- A.T. Rudchik, Yu.M. Stepanenko, K.W. Kemper, A.A. Rudchik, O.A. Ponkratenko, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, K. Rusek, A. Budzanowski, S.Yu. Mezhevych, Val.M. Pirnak, B. Czech, R. Siudak, I. Skwirszyńska, A. Szczurek, J. Chojiński, L. Głowacka
- The <sup>7</sup>Li(<sup>18</sup>O, <sup>16</sup>N)<sup>9</sup>Be reaction and optical potential of <sup>16</sup>N + <sup>9</sup>Be versus <sup>16</sup>O + <sup>9</sup>Be**  
Nucl. Phys. A **860**, 8 – 21 (2011)
- V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, F. Matera
- Self-consistency and search for collective effects in semiclassical pairing theory**  
Nucl. Phys. A **864**, 38 – 62 (2011)
- V.S. Olkhovsky, S.A. Omelchenko
- On the space-time description of interference phenomena in nuclear reactions with three particles in the final channel**  
Open Particle and Nuclear Physics Journal **4**, 35 – 38 (2011)
- P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, A. Incicchitti, M. Laubenstein, S.S. Nagorny, S. Nisi, O.G. Polischuk, V.I. Tretyak
- First observation of α decay of <sup>190</sup>Pt to the first excited level (E<sub>exc</sub> = 137.2 keV) of <sup>186</sup>Os**  
Phys. Rev. C **83**, 034603/1 – 7 (2011)



A.T. Rudchik, Yu.M. Stepanenko, K.W. Kemper, A.A. Rudchik, O.A. Ponkratenko, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, K. Rusek, A. Budzanowski, S.Yu. Mezhevych, I. Skwirszyńska, R. Siudak, B. Czech, A. Szczurek, J. Choiński, L. Głowacka  
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

Phys. Rev. C **83**, 024606/1 – 8 (2011)

K.V. Cherevko, L.A. Bulavin, and V.M. Sysoev  
Thermodynamic analysis of multifragmentation phenomena

Phys. Rev. C **84**, 044603/1 – 5 (2011).

A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov, S. Dubnicka, A. Z. Dubnickova

Two-photon exchange and elastic scattering of longitudinally polarized electron on polarized deuteron

Phys. Rev. C **84**, 054007/1 – 6 (2011)

V.M. Kolomietz, S.V. Radionov

Non-Markovian diffusion over potential barrier in the presence of periodic time modulation

Phys. Rev. E **84**, 051123/1 – 5 (2011)

G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, S. Bonetti, G. Bonfini, M.B. Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro, P. Cavalcante, A. Chavarria, D. D'Angelo, S. Davini, A. Derbin, A. Etenko, K. Fomenko, D. Franco, C. Galbiati, S. Gazzana, C. Ghiano, M. Giammarchi, M. Goeger-Neff, A. Goretti, L. Grandi, E. Guardincerri, S. Hardy, Aldo Ianni, Andrea Ianni, V. Kobychyev, D. Korablev, G. Korga, Y. Koshio, D. Kryn, M. Laubenstein, T. Lewke, E. Litvinovich, B. Loer, F. Lombardi, P. Lombardi, L. Ludhova, I. Machulin, S. Manecki, W. Maneschg, G. Manuzio, Q. Meindl, E. Meroni, L. Miramonti, M. Misiaszek, D. Montanari, P. Mosteiro, V. Muratova, L. Oberauer, M. Obolensky, F. Ortica, M. Pallavicini, L. Papp, C. Pena-Garay, L. Perasso, S. Perasso, A. Pocar, R.S. Raghavan, G. Ranucci, A. Razeto, A. Re, A. Romani, 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

Precision measurement of the  ${}^7\text{Be}$  solar neutrino interaction rate in Borexino

Phys. Rev. Lett. **107**, 141302/1 – 5 (2011)

M.S. Borysova, Yu.M. Sinyukov, Iu.A. Karpenko  
Evolution of energy density fluctuations in A+A collisions

Physics of Particles and Nuclei Letters **8**, 915 – 917 (2011)

A.G. Magner, I.S. Yatsyshyn, K. Arita, and M. Brack

Shell structure and orbit bifurcations in fermion systems

Phys. At. Nucl. **74**, 1445 – 1477 (2011)

G. Bellini, J. Benziger, S. Bonetti, M. Buizza Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro, A. Chavarria, A. Chepurinov, D. D'Angelo, S. Davini, A. Derbin, A. Etenko, K. Fomenko, D. Franco, C. Galbiati, S. Gazzana, C. Ghiano, M. Giammarchi, M. Goeger-Neff, A. Goretti, E. Guardincerri, S. Hardy, Aldo Ianni, Andrea Ianni, M. Joyce, V.V. Kobychyev, D. Korablev, Y. Koshio, G. Korga, D. Kryn, M. Laubenstein, 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, 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

Study of solar and other unknown anti-neutrino fluxes with Borexino at LNGS

Phys. Lett. B **696**, 191 – 196 (2011)

R. Aaij, O. Okhrimenko, V. Pugatch, V. Iakovenko *et al* (the LHCb Collaboration)

First observation of  $\bar{B}_s^0 \Rightarrow D_{s2}^{*+} X \mu^- \bar{\nu}$  decays

Phys. Lett. B **698**, 14 – 20 (2011)

R. Aaij, O. Okhrimenko, V. Pugatch, V. Iakovenko *et al* (the LHCb Collaboration)

First observation of  $B_s \rightarrow J/\psi f_0(980)$  decays

Phys. Lett. B **698**, 115 – 122 (2011)

R. Aaij, O. Okhrimenko, V. Pugatch, V. Iakovenko *et al* (the LHCb collaboration)

Search for the rare decays  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  and  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Phys. Lett. B **699**, 330 – 340 (2011)

## Атомна енергетика:

В.В. Рязанов

Распределение времени достижения уровня числом нейтронов и период реактора  
Атомная энергия **110**, 307 – 317 (2011)

А.И. Ляшук, В.Н. Павлович

Об обработке геофизических данных, связанных с землетрясениями

Геофизический журнал **33**, 119 – 127 (2011)

В.Л. Сидоренко, С.И. Азаров

Реконструкція динаміки температури в ядерному реакторі в процесі аварії на ЧАЭС

Збірник наукових праць СНУЯЕ та П **1(18)**, 84 – 89 (2011)

С.И. Азаров, В.Л. Сидоренко, Е.В. Азарова

Оценка данных по первичному выбросу радионуклидов при аварии на ЧАЭС

Збірник наукових праць СНУЯЕ та П **2(38)**, 95 – 99 (2011)

С.И. Азаров, В.Л. Сидоренко

Аналіз фізико-хімічних процесів при горінні графітової кладки зруйнованого реактора під час Чорнобильської аварії

Збірник наукових праць “Проблеми надзвичайних ситуацій” **13**, 3 – 12 (2011)

О.О. Грицай, С.П. Волковецкий, В.А. Лібман

Дослідження впливу завантаження детектора при визначенні перерізів за методом пропускання на фільтрованих реакторних пучках

Науковий вісник Ужгородського університету. Серія “Фізика” **30**, 135 – 141 (2011)

О.О. Грицай, А.К. Гримало, В.В. Колотий, В.М. Венедиктов, С.П. Волковецкий, В.П. Шахов

Дослідження повного нейтронного перерізу гафнію на фільтрованому пучку нейтронів з енергією 59 кеВ

Науковий вісник Ужгородського університету. Серія “Фізика” **30**, 142 – 147 (2011)

В.О. Бабенко, В.І. Гулік, В.М. Павлович, А.П. Рибалова

Про можливість трансмутації радіоактивних відходів в електроядерній системі, керованій потужним нейтронним генератором

Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля **16**, 8 – 16 (2011)

А.В. Гриценко, В.Л. Демехин, В.В. Илькович, В.Н. Буканов, Е.Г. Васильева

Некоторые этапы разработки дополнительной программы образцов-свидетелей для реактора ВВЭР - 1000

Ядерна та радіаційна безпека **2(50)**, 29 – 34 (2011)

М.В. Кобец, П.А. Селищев, В.И. Слисенко

Кинетика образования и накопления кластеров в кристаллах при каскадообразующем облучении

Ядерна фізика та енергетика **12**, 263 – 271 (2011)

Е. Majernikova, S. Shpyrko

Quantum phase crossover and chaos in a generalized Jahn-Teller lattice model

J. Phys. A: Math. Theor. **44**, 065101 (2011)

K. Ziegler, E. Kogan, E. Majernikova, S. Shpyrko

Ising instability of a Holstein phonon mode in graphene

Phys. Rev. B **84**, 073407 (2011)

### Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство:

І.М. Вишневський, М.І. Власенко, Л.І. Чирко, В.М. Ревка, С.М. Ковбасенко, В.Я. Козлов, Ю.В. Чайковский, Г.П. Гринченко, Е.М. Чалий, В.Д. Оцалюк, Р.В. Франков

Впровадження технології реконструкції зразків-свідків металу корпусів реакторів ВВЕР-1000 в ІЯД НАН України

Вопросы атомной науки и техники **2(97)**, 54 – 58 (2011)

А.П. Долголенко

Кинетические коэффициенты в n-типе кремния, облученном быстрыми нейтронами реактора

Вопросы атомной науки и техники **4(98)**, 14 – 19 (2011)

А.Ф. Васильев, В.М. Колочко, О.В. Тригубенко, Ю.В. Чайковский, Л.І. Чирко

Атестація та апробація технології реконструкції зразків-свідків

Енергетика: економіка, технології, екологія **1**, 4 – 10 (2011)

А. Ya. Dzyublik

Photo-induced nuclear excitation by electron transition

Письма в ЖЭТФ **9(93)**, 489 – 494 (2011)

С.Н. Ковбасенко, В.Д. Оцалюк

Технология реконструкции облученных образцов-свидетелей металла корпусов ядерных реакторов ВВЭР-1000

Сварщик **2(78)**, 24 – 29 (2011)

В.Й. Сугаков, В.В. Томилко, А.А. Чернюк

Формування конденсованих фаз екситонів у подвійних квантових ямах за наявності зовнішнього гармонійного потенціалу

Український фізичний журнал **56**, 492 – 497 (2011)

V.I. Sugakov

Exciton condensation in quantum wells. Self-organization against Bose-condensation

Український фізичний журнал **56**, 1130 – 1139 (2011)

В.И. Сугаков

Образование переходов междоузельные атомы – вакансии при имплантации ионов в кристаллов Физика твердого тела **53**, 2023 – 2031 (2011)

А.П. Долголенко

Диффузное и дрейфовое движение электронов в n-типе кремния, облучённого быстрыми нейтронами реактора

Ядерная физика та енергетика **12**, 167 – 172 (2011)

Г.В. Верцімаха, В.В. Михайловський, В.Й. Сугаков.

Деградація квантових точок та зміна їхніх енергетичних спектрів у напівмагнітних напівпровідниках під опроміненням

Ядерна фізика та енергетика **12**, 246 – 254 (2011)

В.Н. Буканов, И.Н. Вишневы, Н.И. Власенко, П.Г. Литовченко, Л.И. Чирко

Мониторинг состояния металла корпусов реакторов ВВЭР-1000 в Украине

Ядерная физика та енергетика **12**, 272 – 279 (2011)

О.М. Шевцова

Особенности магнитоопору та намагніченість матеріалів з різними типами надпровідних включень

Ядерная физика та енергетика **12**, 353 – 361 (2011)

M. Ullah, A. Pivrikas, I. I. Fishchuk, A. Kadashchuk, P. Stadler, C. Simbrunner, N. S. Sariciftci, and H. Sitter

Effect of source-drain electric field on the Meyer-Neldel energy in organic field effect transistors

Applied Physics Letters **98**, 223301 (2011)

I. I. Fishchuk A. Kadashchuk, J. Genoe, V. N. Poroshin and H. Bässler

Does the Temperature Dependence of the Charge Carrier Mobility in Disordered Organic Semiconductors at Large Concentrations Obey the Meyer-Neldel Compensation Law?

Molecular Crystals and Liquid Crystals **535**, 1 – 9 (2011)

A.L. Ziebell, S. Dowdell, M. Reinhard, B. Claisie, A. Wroe, B. Schulte, M. Lerch, M. Petasecca, V. Perevertaylo, O.S. Zinets, I.E. Anokhin, A.B. Rosenfeld

Solid state diode - Ionization chamber method for measuring out-of-field neutron dose in proton therapy

Radiation Measurements **46**, 1638 – 1642 (2011)

G.P. Gaidar, A.P. Dolgolenko, P.G. Litovchenko

The kinetic of point defect transformation during the annealing process in electron-irradiated silicon Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics **14**, 213 – 221 (2011)

A.P. Dolgolenko, A.A. Druzhinin, A.Ya. Karpenko, S.I. Nishkalo, I.P. Ostrovsky, P.G. Litovchenko, A.P. Litovchenko

Seebeck's effect in p - SiGe whisker samples Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics **14**, 456 – 460 (2011)

M. Ullah, A. Pivrikas, I.I. Fishchuk, A. Kadashchuk, P. Stadler, C. Simbrunner, N.S. Sariciftci, H. Sitter

Electric field and grain size dependence of Meyer-Neldel energy in  $C_{60}$  films

Synthetic Metals **161**, 1987 – 1990 (2011)

### Фізика плазми:

Ю.С. Подзирей

Мобильный технологический комплекс для дистанционной обработки радиоактивных отходов

Авиационно-космическая техника и технология, **4**, 27 - 33 (2011)

Ю.С. Подзирей

Экраноплан для пассажирских перевозок

Арсенал **1-2**, 64 – 68 (2011)

A.A. Gurin

On single-mode equilibrium and self-organization of reversed field pinch

Вопросы атомной науки и техники **1(17)**, 29 – 31 (2011)

A. Goncharov, A. Dobrovolskiy, S. Dunets, A. Evsyukov, I. Litovko, V. Gushenets, E. Oks  
The development of the positive space charge plasma lens for manipulating high current beams of negatively charged particles

Вопросы атомной науки и техники **1(17)**, 62 – 64 (2011)

P.V.Porytskyi, P.D.Starchyk

On the transport properties of a nonideal plasma of underwater discharge

Вопросы атомной науки и техники **1(17)**, 140 – 142 (2011)

O.A. Fedorovich, L.M. Voitenko

The empirical Formula of dependence of factor of Disintegration of Nonideal plasma for electrons concentration

Вопросы атомной науки и техники **1(17)**, 155 (2011)

A. Goncharov, A. Dobrovolskiy, S. Dunets, I. Litovko, V. Gushenets, E. Oks

Plasma lens for negatively charged particle beams focusing: recent results

Advances in Applied Plasma Science **8**, 47 – 50 (2011)

O. Agapitov, V. Krasnoselskikh, Yu. Zaliznyak, V. Angelopoulos, O. Le Contel, G. Rolland

Observations and modeling of forward and reflected chorus waves captured by THEMIS

Annales Geophysicae **29**, 541 – 550 (2011)

A. Goncharov, A. Dobrovolskiy, S. Dunets, A. Evsyukov, I. Litovko, V. Gushenets, E. Oks

Positive-space-charge lens for focusing and manipulating high-current beams of negatively charged particles

IEEE Trans. Plasma Sci. **39**, 1408 – 1411 (2011)

V. Yavorskiy, K. Schoepf, V. Goloborod'ko, M. Cecconello, L.-G. Eriksson, M. Khan, V. Kiptily, A. Korotkov, A. Polevoi, S. Sharapov, and S. Reznik  
Results of predictive Fokker-Planck modelling of NBI deuterons in ITER

Journal of Fusion Energy **30**, 307 – 322 (2011)

O.S. Burdo, Ya.I. Kolesnichenko, S. Sipilä, and Yu. V. Yakovenko

Numerical study of precession of circulating particles in tokamaks

Journal of Plasma Physics **77**, 559 – 569 (2011)

V.S. Marchenko and S.N. Reznik

Frequency chirping during a fishbone burst

Nucl. Fusion **51** (2011) 122001

V.S. Marchenko and S.N. Reznik

Alfvén cascades with downward frequency sweeping

Phys. Plasmas **18**, 040701 (2011)

V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko

Transformation processes in a magnetized inhomogeneous plasma with a lower hybrid pump

Physica Scripta **84**, 025502(1 – 5) (2011)

T. Matsuoka, I. Funaki, T. Nakamura, K. Yokoi, H. Nishida, T.S. Rudenko, K.P. Shamrai, T. Tanikawa, T. Hada, S. Shinohara

Scaling laws of Lissajous acceleration for electrodeless helicon plasma thruster

Plasma and Fusion Research **6**, 2406103/1 – 4 (2011)

Ya. I. Kolesnichenko, A. Könies, V. V. Lutsenko, and Yu. V. Yakovenko

Affinity and difference between energetic-ion-driven instabilities in 2D and 3D toroidal systems

Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 024007/1 – 46 (2011)

### Радіоекологія та радіобіологія:

Ю.П. Гриневич, Е.А. Дьоміна, С.В. Телецька  
Радіобіологічний супровід нейтронної терапії онкохворих

Вісник НАН України **4**, 35 – 41 (2011)

Ю.П. Гриневич, Е.А. Дьоміна, С.В. Телецька  
Радіобіологічний супровід нейтронної терапії онкологічних хворих: аналіз досягнутого і погляд у майбутнє

Вісник НАН України **4**, 71 – 73 (2011)

С.І. Азаров, В.Л. Сидоренко

Економічна оцінка відверненого екологічного ризику (збитку) для населення, що проживає на техногенно-небезпечних територіях

Екологічна безпека **3(13)**, 42 – 43 (2011)

О.Л. Зарубин, В.А. Лактионов, Б.А. Мошна, В.В. Бабенко, Т.А. Литвинская, В.А. Костюк, И.А. Малюк

Накопичення техногенних радіонуклідів органами та тканинами риб різних екологічних груп водоемів-охолоджувачів після аварії на ЧАЕС

Бюлетень екологічного стану зони відчуження та зони безумовного (обов'язкового) відселення **1(37)**, 80 – 86 (2011)

Н.Є. Зарубіна

Формування радіонуклідного забруднення вищих грибів після аварії на ЧАЕС

Бюлетень екологічного стану зони відчуження та зони безумовного (обов'язкового) відселення **1(37)**, 89 – 94 (2011)

І.П. Дрозд, А.С. Охота

Концепція прийнятності ризику та проблеми забезпечення техногенної безпеки в Україні

Збірник наукових праць "Екологічна безпека та природокористування" **7**, 82 – 108 (2011)

Ю.Б. Шевченко, П.П. Горбик, Н.В. Абрамов і др.

Синтез і свойства магнитных жидкостей на основе наноразмерного  $Fe_3O_4$

Межвед. Сб. науч. тр. "Поверхность". - К. ,Наук. Думка **18**, 367 – 374 (2011)

В.А. Желтоножский, М.В. Желтоножская, Н.В. Кулич, М.Д. Бондарьков, А.М. Максименко, Э.М. Пазухин

Исследование радионуклидного состава фрагментов лавовых топливосодержащих материалов из 4 энергоблока ЧАЭС

Радиохимия **53**, 453 – 459 (2011)

С.І. Азаров, О.В. Святун, В.Л. Сидоренко

Щодо визначення військових об'єктів як екологічно небезпечних

Техногенно-екологічна безпека та цивільний захист **4**, 15 – 21 (2011)

В.В. Тришин, В.А. Агєєв, В.М. Шевель, Л.К. Бездробна

Розробка технологій та організація виробництва радіофармацевтичних препаратів в Інституті ядерних досліджень НАН України

Український радіологічний журнал **3**, 329 – 331 (2011)

В.В. Тришин, О.В. Сваричевська, І.О. Павленко, Н.М. Дзятковська, А.Д. Саженок, 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)

А.И. Липская, М.В. Желтоножская, В.И. Николаев, Е.О. Бурдо, Н.В. Кулич

Содержание техногенных радионуклидов в организме мелких грызунов Чернобыльской зоны отчуждения в отдаленный послеаварийный период  
Ядерна фізика та енергетика **12**, 180 – 185 (2011)

О.Л. Зарубин, В.А. Лактионов, Б.А. Мошна, В.В. Бабенко, Т.А. Литвинская, В.А. Костюк, И.А. Малюк

Техногенные радионуклиды в пресноводных рыбах Украины после аварии на ЧАЭС

Ядерна фізика та енергетика **12**, 192 – 197 (2011)

М.В. Желтоножская, Н.В. Кулич, А.И. Липская, Л.В. Садовніков

Дослідження вертикальної міграції радіонуклідів на території полігона «рудий ліс»

Ядерна фізика та енергетика **12**, 394 – 399 (2011)

M.D. Bondarkov, V.A. Zheltonozhsky, M.V. Zheltonozhskaya, N.V. Kulich, A.M. Maksimenko, E.B. Farfán, G.T. Jannik, M. Timothy, J.C. Marra  
Vertical Migration of Radionuclides in the Vicinity of the Chernobyl Confinement Shelter  
Health Physics **101(4)**, 362-367 (2011)

M.D. Bondarkov, V.A. Zheltonozhsky, M.V. Zheltonozhskaya, N.V. Kulich, A.M. Maksimenko, E.B. Farfán, G.T. Jannik, M. Timothy, J.C. Marra  
Assessment of the Radionuclide Composition of "Hot Particles" Sampled in the Chernobyl Nuclear Power Plant Fourth Reactor Unit  
Health Physics **101(4)**, 368 – 374 (2011)

T.I. Tugay, M.V. Zheltonozhskaya, L.V. Sadovnikov, A.V. Tugay, E.B. Farfán,  
Effects of Ionizing Radiation on the Antioxidant System of Microscopic Fungi with Radioadaptive Properties Found in the Chernobyl Exclusion Zone  
Health Physics **101(4)**, 375 – 382 (2011)

## Доповіді на конференціях

### Ядерна фізика

V. Kobychiev

Test result of  $\text{CaMoO}_4$  with light guide and issues regarding to scintillation CMO experiment

Workshop on Dark Matter, Gamma-Ray Burst, Gravitational Waves and Infrared Astrophysics, High-One Resort, Korea, February 7 – 10, 2011

А.П. Лашко, Т.Н. Лашко

О внутриядерной конверсии заторможенных ротационных гамма-переходов

IX конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, 21 – 25 февраля 2011 г.

Ю.М. Малюта, Т.В. Обіход

Реконструкция масс суперпартнеров и бозонов Хиггса

IX конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, 21 – 25 февраля 2011 г.

П. Наказной

Криві обертання галактик у нелагранжевих теоріях гравітації

Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Єврика-2011», Львів, 18 – 20 травня 2011 р.

П. Наказной

Рівняння руху в теоріях гравітації з поправками за кривиною

Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Єврика-2011», Львів, 18 – 20 травня 2011 р.

Ю.М.Малюта, Т.В.Обіход

Теория суперструн в контексте гомотопической алгебры

Международная конференция «Геометрия в Одессе - 2011», Одесса, 23 – 28 мая 2011 г.

V.A. Plujko, O. M. Gorbachenko, R. Capote, V.M. Bondar

Average description of dipole gamma-transitions in atomic nuclei

3rd Int. Workshop on Level Density and Gamma Strength, Oslo, Norway, May 23 – 27, 2011

А.С. Ковальчук, В.М. Пугач, О.А. Федорович, А.В. Чаус, Д.И. Сторожик, В.М. Милиция, Е.Г. Костин, Б. П. Полозов

Микростриповый металлический детектор

Международная школа молодых ученых по ядерной физике и энергетике, Алушта, 6 – 12 июня 2011 г.

V.I. Tretyak

False starts in history of searches for double beta decay

Int. Conf. “Matrix Elements for the Double-beta-decay Experiments” (MEDEX’2011), Prague, Czech Republic, June 13 – 16, 2011

A. Barabash, P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, V.B. Brudanin, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, D.M. Chernyak, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A. Di Marco, M.L. Di Vacri, A.E. Dossovitskiy, E.N. Galashov, B.V. Grinyov, A. Incicchitti, V.V. Kobychiev, G.P. Kovtun, B.N. Kropivnyansky, V.M. Kudovbneko, M. Laubenstein, A.L. Mikhlin, P.G. Nagornyi, L.L. Nagornaya, S.S. Nagorny, S. Nisi, D.V. Poda, R.B. Podviyanuk, D. Prosperi, O.G. Polischuk, A.P. Shcherban, V.N. Shlegel, D.A. Solopikhin, Y.G. Stenin, J. Suhonen, A.V. Tolmachev, V.I. Tretyak, Y.V. Vasiliev, V.D. Virich, I.M. Vyshnevskiy, R.P. Yavetskiy, S.S. Yurchenko

Double beta experiments with the help of scintillation and HP Ge detectors at Gran Sasso

Int. Conf. “Matrix Elements for the Double-beta-decay Experiments” (MEDEX’2011), Prague, Czech Republic, June 13 – 16, 2011

O. Kovalchuk et al.

High intensity beam diagnostics system based on novel metal micro-detectors

EURISOL-NET Work-ing Group meeting, CERN, Geneva, Switzerland, June 27 – 28, 2011

M.S Borysova, Yu. Karpenko and Yu.M. Sinyukov

The evolution of tube-like initial fluctuations in the energy density distributions in A+A collision

486th WE-Heraeus-Seminar «Characterization of the Quark Gluon Plasma with Heavy Quarks», Bad Honnef, Germany, July 11 – 16, 2011

Yu.N. Pavlenko

**Cluster structure and non-isolated decay of exotic nuclei**

The XI-th International School-Seminar "The Actual Problems of Microworld Physics", Gomel, Belarus, August 1 – 12, 2011

A. Dolinskij, C. Dimopoulou, O. Gorda, S. Litvinov, F. Nolden, M. Steck, H. Weick

**Beam Orbit and Power Converter Stability at the CR**

The 2-nd International Particle Accelerator Conference-2011 WEPC054, San-Sebastian, Spain, September 4 – 9, 2011

A. Dolinskij, C. Dimopoulou, O. Gorda, S. Litvinov, F. Nolden, M. Steck

**Beam test of slow extraction from the ESR**

The 2-nd International Particle Accelerator Conference-2011 WEPC054, San-Sebastian, Spain, September 4 – 9, 2011

A. Dolinskij, M. Dolinska, C. Dimopoulou, F. Nolden, M. Steck

**Numerical algorithm based on the PDE method for the solution of the Fokker Planck Equation**

The 2-nd International Particle Accelerator Conference-2011 WEPC054, San-Sebastian, Spain, September 4 – 9, 2011

A. Dolinskij, O. Gorda, C. Dimopoulou, S. Litvinov, F. Nolden, M. Steck

**Field properties of the ESR magnets and their influence on beam optics**

The 2-nd International Particle Accelerator Conference-2011 WEPC054, San-Sebastian, Spain, September 4 – 9, 2011

A. Dolinskij, C. Dimopoulou, O. Gorda, S. Litvinov, F. Nolden, M. Steck

**Amplitude dependent tune spread in the CR operated as an antiproton collector**

The 2-nd International Particle Accelerator Conference-2011 WEPC054, San-Sebastian, Spain, September 4 – 9, 2011

P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, V.B. Brudanin, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, D.M. Chernyak, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A.E. Dossovitskiy, A. Di Marco, M.L. Di Vacri, E.N. Galashov, B.V. Grinyov, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, B.N. Kropivnyansky, V.M. Kudovbenko, M. Laubenstein, A.L. Mikhlin, L.L. Nagornaya, S.S. Nagorny, A.S. Nikolaiko, S. Nisi, F. Nozzoli, D.V. Poda, R.B. Podviyanuk, O.G. Polischuk, D. Prospero,

V.N. Shlegel, Y.G. Stenin, J. Suhonen, A.V. Tolmachev, V.I. Tretyak, Ya.V. Vasiliev, R.P. Yavetskiy, S.S. Yurchenko

**Searches for neutrinoless resonant  $2\varepsilon$  captures at LNGS**

Int. Conf. "Topics in Astroparticle and Underground Physics" (TAUP'2011), Munich, Germany, September 5 – 9, 2011

P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, V.B. Brudanin, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, D.M. Chernyak, F.A. Danevich, S. d'Angelo, E.N. Galashov, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, V.M. Kudovbenko, M. Laubenstein, 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

**Searches for double beta decay of cadmium 106 by using isotopically enriched cadmium tunstate crystal scintillator**

Int. Conf. "Topics in Astroparticle and Underground Physics" (TAUP'2011), Munich, Germany, September 5 – 9, 2011

F.A. Danevich

**Development of crystal scintillators from enriched isotopes for double beta decay experiments**

11th Int. Conf. on Inorganic Scintillators and their Applications (SCINT'2011), Giessen, Germany, September 11 – 16, 2011

J.P. Blocki, A.G. Magner

**Statistics of the single-particle levels**

18th Nuclear Physics Workshop "Maria and Pierre Curie", Nuclear collective phenomena, Kazimierz Dolny, Poland, September 28 – October 02, 2011

J.P. Blocki, A.G. Magner, I.S. Yatsyshyn

**Gross-shell effects in the dissipative nuclear dynamics**

18th Nuclear Physics Workshop "Maria and Pierre Curie", Nuclear collective phenomena, Kazimierz Dolny, Poland, September 28 – October 02, 2011

F.A. Ivanyuk, K. Pomorski and J. Bartel

**The shape transitions in rotating nuclei**

18th Nuclear Physics Workshop "Maria and Pierre Curie", Nuclear collective phenomena, Kazimierz Dolny, Poland, September 28 – October 02, 2011

И.Н. Вишнеvский, А.И. Липская

**Научно-технические аспекты развития атомной энергетики в Украине. Уроки Чернобыля и Фокусимы**



Украинско-российский семинар-совещание „Развитие атомной энергетики России и Украины – фактор устойчивого межгосударственного сотрудничества”, Севастополь, 3 – 7 октября 2011 г

П. Наказной

Основні властивості теорій гравітації із поправками за кривиною

Шоста наукова конференція пам'яті Б.Т.Бабія «Вибрані питання астрономії та астрофізики» Львів, 4 – 6 жовтня 2011 р.

O.O. Belyuskina, V.I. Grantsev, K.K. Kisurin, S.E. Omel'chuk, G.P. Palkin, Yu.S. Roznyuk, B.A. Rudenko, V.S. Semenov, L.I. Slyusarenko, B.G. Struzhko

About diffractive nature of the elastic dd- and dt- scattering in energy range  $12 < E_d < 100$  MeV

61 международная конференция «Ядро 2011» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Саров, Россия, 10 – 14 октября 2011 г.

Ю.Н. Павленко, К.О. Теренечкий, В.П. Вербицкий, А.И. Рундель, Ю.Я. Карлышев, О.К. Горпинич, Л.И. Слюсаренко, А.В. Степанюк, И.П. Дряпаченко, Э.Н. Можжухин

Подбарьерное взаимодействие дейтронов с ядрами  $^{58,62}\text{Ni}$

61 международная конференция «Ядро 2011» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Саров, Россия, 10 – 14 октября 2011 г.

А.Н. Саврасов, В.А. Желтоножский

Изомерные отношения в продуктах фотоделения  $^{237}\text{Np}$

61 международная конференция «Ядро 2011» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Саров, Россия, 10 – 14 октября 2011 г.

А.Н. Саврасов, В.А. Желтоножский

Изомерные отношения сечений для  $^{120m,g}\text{Sb}$  в (d,n)- и (p,n)-реакциях

61 международная конференция «Ядро 2011» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Саров, Россия, 10 – 14 октября 2011 г.

А.Н. Саврасов, В.А. Желтоножский

Возбуждение позитронами  $^{180m}\text{Ta}$

61 международная конференция «Ядро 2011» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре

атомного ядра, Саров, Россия, 10 – 14 октября 2011 г.

T. Kovalinska, V. Sakhno, I. Vishnevskiy, A. Fainleib

Research and developments of radiation technologies and technical means of new cementation systems production for atomic energy necessities

1st International Symposium on cement-based materials for nuclear wastes, Avignon-Palais des Papes France, 11 – 13 October, 2011

O. Kovalchuk et al.

Metal Micro-detectors for Radiation therapy instrumentation

VII Міжнародна конференція "Електроніка та прикладна фізика", Київ, Україна, 19 – 22 жовтня 2011 р.

Міжнародна нарада колаборації AMoRE - 2011, 27 – 28 жовтня 2011 р., див. стор. 157 – 158.

### Атомна енергетика:

O. Gritzay

Neutron spectra after the interference neutron filters at Kyiv research reactor

The Consultant's Meeting on Neutron Sources Spectra for EXFOR, Vienna, Austria, April 13 – 15, 2011

O. Gritzay, N. Otsuka, V. Semkova, S.P. Simakov, V. Zerkov

EXFOR formats and rules: present status and proposals how to store neutron sources data

The Consultant's Meeting on Neutron Sources Spectra for EXFOR, Vienna, Austria, April 13 – 15, 2011

V.M. Pavlovych, O.I. Kvasniuk, S. Shpyrko

Nonlinear analysis of observed experimental data and application to earthquake precursors

The BlackSeaHazNet Workshop, Ohrid, Macedonia, 2 – 5 May, 2011

V.M. Pavlovych, Yu.A. Bogdanov, O.I. Kvasniuk

The possibility of the Earth state diagnostics and crust structure study by the analysis of electromagnetic radiation of the Earth

The BlackSeaHazNet Workshop, Ohrid, Macedonia, 2 – 5 May, 2011

V.N. Bukanov, V.L. Dyemokhin, O.V. Grytsenko, E.G. Vasylyeva, A.M. Pugach, S.M. Pugach

Radiation exposure monitoring of VVER-1000 vessel at Ukrainian NPPs

14th Int. Symp. on Reactor Dosimetry, Bretton Woods, NH, USA, May 22 – 27, 2011

O. Gritzay

Ukrainian Nuclear Data Centre Progress Report, 2010/11

Technical Meeting on the International Network of NRDC, Vienna, Austria, May 23 – 24, 2011

O. Gritzay

Storage of numerical neutron source spectra

Technical Meeting on the International Network of NRDC, Vienna, Austria, May 23 – 24, 2011

O. Gritzay

Current status and possible future use of the Kyiv research reactor for fundamental and applied tasks  
IAEA Meeting “Enhancing the Sustainability of Research Reactors and Their Safe Operation Through Regional Cooperation, Networking and Coalitions”, Budapest, Hungary, June 1 – 3, 2011

O. Gritzay, O. Kaltchenko

The Use of Nuclear Data for Fundamental Science and Applications

11-а Міжнародна школа-семінар "Актуальні проблеми фізики мікросвіту", Гомель, Білорусь, 1 – 12 серпня 2011 р.

IX Українська конференція з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу, 4-10 вересня 2011 р., див. стор. 158 – 159.

O. Gritzay, V. Libman

Creation of a Neutron Filtered Beam with the Energy 275 keV at the Kyiv Research Reactor

IAEA Meeting “Catalogue of Products and Services of Research Reactors: Applications of Neutron Beams”, Vienna, Austria, September 5 – 7, 2011.

О.О. Грицай, А.И. Кальченко

Фильтрованные реакторные пучки нейтронов для фундаментальных исследований и прикладных задач

61 международная конференция «Ядро 2011» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Саров, Россия, 10 – 14 октября 2011 г.

Y.P. Mahlers, V. M. Makarovsky, I. A. Maliuk, O. F. Rudyk

Realization of the Full-Core Conversion Program for the WWR-M Research Reactor in Ukraine

The 33-th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors, Santiago, Chile, October 23 – 27, 2011

Y.P. Mahlers, V. M. Makarovsky, I. A. Maliuk, O. F. Rudyk

Full-Core Conversion of the WWR-M Research Reactor in Ukraine to the Use of LEU Fuel

International Conference on Research Reactors: Safe Management and Effective Utilization, Rabat, Morocco, 14 – 18 November 2011

## Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство:

В.Н. Буканов, И.Н. Вишнеvский, Н.И. Власенко, Л.И. Чирко

Мониторинг состояния металла корпусов реакторов ВВЭР-1000 на Украине

Міжнародна конференція "Уроки Чернобыля: Аспекты безопасности и технологии", Киев, 18 апреля 2011 г.

О.В. Тригубенко, А.Ф. Васильев

Апробація технології реконструкції зразків-свідків IX міжнародна науково-практична конференція «Сучасні проблеми наукового забезпечення енергетики», Київ, 18 – 22 квітня 2011 р.

В.В. Москаленко, В.Г. Ковыршин, М.И. Симоненко, В.Н. Ревка, Л.И. Чирко.

Использование результатов испытаний образцов-свидетелей по стандартной программе при оценке охрупчивания материалов КР ВВЭР-1000  
7-я международная научно-техническая конференция "Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР", Подольск, Россия, 17 – 20 мая 2011 г.

I.Yu. Goliney, V.I. Sugakov, G.V. Vertsimakha

Effects of metal nanoparticle on energy spectra and optical properties of different assemblies

12 International Conference “Electronic and Related Properties of Organic Systems, Vilnius, Lithuania, July 11 – 13, 2011

I.I. Fishchuk, A. Kadaschchuk, M. Ullah, H. Sitter, N.S. Sariciftci and H. Bässler

“Electric field dependence of charge-carrier hopping transport at large carrier concentrations in disordered organic solids: Meyer-Neldel and Gill energies”

14th Transport in interacting disordered systems "TIDS14" conference, Acre, Israel September 5 – 8, 2011

А.П. Долголенко

Дрейфовые барьеры в n-Si, облучённом быстрыми нейтронами реактора, в зависимости от флюенса, температуры измерения и отжига

9-я Международная конференция «Взаимодействие излучений с твёрдым телом», Минск, Беларусь, 20 – 22 сентября 2011 г.

Н.И.Власенко, В.В.Стовбун, Р.В.Франков

Мониторинг состояния корпусов реакторов АЭС Украины с применением технологии реконструкции образцов-свидетелей

Міжнародна наукова конференція "Молодь АЕС: безпека, наука, виробництво", Курськ, Росія, 21-25 листопада 2011.

А.Я. Дзюблик

Распад ядер в поле лазера

XV Международная молодежная научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия», Казань, Россия, 24 – 26 октября 2011 г.

### Фізика плазми:

О.А. Федорович, В.М. Пугач, Є.Г. Костін, Б.П.Полозов, М.П.Кругленко, О.С.Ковальчук  
В.М. Міліція, Д.І. Сторожик, А.В. Чаус

Виготовлення мікростріпових металевих детекторів різного призначення іонно-плазмовими методами

ХІІ міжнародна науково-практична конференція «СИЭТ» Одеса, Україна, 23 – 27 травня 2011 р.

I. Litovko, A. Goncharov, A. Dobrovolskiy, S. Dunets

The negatively charged particles focusing by positive space charge lens

38th EPS Conference on Plasma Physics, Strasbourg, France, June 21 – 25, 2011

П.В. Порицкий, П.Д. Старчик

Влияние материала электродов и иницирующих проводников на свойства плазмы импульсных разрядов в воде

XV Международная научная конференция «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах, Николаев, 15 – 19 августа 2011 г.

О.А. Федорович, Л.М. Войтенко

Распад НТТ ИРВ при концентрациях электронов  $10^{17} \leq n_e \leq 10^{22} \text{ см}^{-3}$

XV Международная научная конференция «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах, Николаев, 15 – 19 августа 2011 г.

О.А. Федорович, Л.М. Войтенко

Экспериментальные исследования коэффициентов распада НТТ при концентрациях электронов, не превышающих  $10^{22} \text{ см}^{-3}$

XV Международная научная конференция «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах, Николаев, 15 – 19 августа 2011 г.

V. S. Marchenko, Ya. I. Kolesnichenko, and S. N. Reznik

Infernal Alfvén eigenmodes in low-shear tokamaks 5th IAEA Tech. Comm. Mtg. "The Theory of Plasma Instabilities" and 12th IAEA Tech. Comm. Mtg "Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems", Austin, Texas, USA, September 5 – 10, 2011

Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, Yu V. Yakovenko, and R.B. White

Spatial channeling of energy and momentum of energetic ions due to destabilized Alfvén eigenmodes 5th IAEA Tech. Comm. Mtg. "The Theory of Plasma Instabilities" and 12th IAEA Tech. Comm. Mtg "Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems", Austin, Texas, USA, September 5 – 10, 2011

M.H. Tyshchenko and Yu.V. Yakovenko

Transformations of mode numbers of kinetic Alfvén waves in toroidal plasmas 5th IAEA Tech. Comm. Mtg. "The Theory of Plasma Instabilities" and 12th IAEA Tech. Comm. Mtg "Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems", Austin, Texas, USA, September 5 – 10, 2011

Ya.I. Kolesnichenko, S.S. Medley, R B. White, Yu.V. Yakovenko

Mechanisms of formation of a non-monotonic energy distribution of fast ions 5th IAEA Tech. Comm. Mtg. "The Theory of Plasma Instabilities" and 12th IAEA Tech. Comm. Mtg "Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems", Austin, Texas, USA, September 5 – 10, 2011

S.S. Medley, Ya.I. Kolesnichenko, N.A. Crocker, E.D. Fredrickson, G.J. Kramer, Y. Ren, D.R. Smith, R.B. White, and Yu.V. Yakovenko

Phenomenology of a transient energetic charge exchange flux enhancement observed in neutral-beam-heated H-mode discharges in the National Spherical Torus Experiment

5th IAEA Tech. Comm. Mtg. "The Theory of Plasma Instabilities" and 12th IAEA Tech. Comm. Mtg "Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems", Austin, Texas, USA, September 5 – 10, 2011

Ya.I. Kolesnichenko, B.S. Lepyavko, V.V. Lutsenko, and Yu.V. Yakovenko

Drift-sound and drift-Alfven eigenmodes in toroidal plasmas

5th IAEA Tech. Comm. Mtg. "The Theory of Plasma Instabilities" and 12th IAEA Tech. Comm. Mtg "Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems", Austin, Texas, USA, September 5 – 10, 2011

Yu.V. Yakovenko, Ya.I. Kolesnichenko, M.H. Tyshchenko, R.B. White

Synergy of Alfvén instabilities due to Compton scattering on energetic ions

5th IAEA Tech. Comm. Mtg. "The Theory of Plasma Instabilities" and 12th IAEA Tech. Comm. Mtg "Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems", Austin, Texas, USA, September 5 – 10, 2011

O.A. Fedorovich, L.M. Voitenko

Experimental Determination the Lifetime of electron in Nonideal plasma and its comparison with theoretical calculation

VII International Conference "Electronics and Applied Physics", Kiev, Ukraine, October, 19 – 21, 2011

T.S. Rudenko, K.P. Shamrai, T. Matsuoka., I. Funaki, S. Shinohara

Excitation of geometrical upper hybrid oscillations on the stage of an rf sheath formation in a magnetized plasma

VII International Conference "Electronics and Applied Physics", Kiev, Ukraine, October 19 – 22, 2011

A.I. Kobza and K.P. Shamrai

The beam-type instability in a helicon plasma with stochastically heated electrons

VII International Conference "Electronics and Applied Physics", Kiev, Ukraine, October 19 – 22, 2011

V.B. Taranov

Invariant solutions for the 3D collisionless plasma oscillations

VII International Conference "Electronics and Applied Physics", Kiev, Ukraine, October 19 – 22, 2011

Українська конференція з фізики плазми та керуваного термоядерного синтезу - 2011, 25 – 26 жовтня 2011 р., див. стор. 155 – 156.

О.А. Федорович

Нерівноважність випромінювання імпульсного розряду в воді в видимому діапазоні і її залежність від напруженості електричного поля

Науково-координаційна сесія «Дослідження неідеальної плазми», Москва, Росія, 23 – 24 листопада 2011 р.

О.А. Федорович, Л.М. Войтенко

Про результати порівняння експериментальних коефіцієнтів розпаду і часів життя заряджених частинок неідеальної плазми імпульсного заряду в воді з розрахунковими значеннями

Науково-координаційна сесія «Дослідження неідеальної плазми», Москва, Росія, 23 – 24 листопада 2011 р.

## Радіоекологія та радіобіологія:

А.І. Липська, І.П. Дрозд, Н.К. Родіонова, Я.І. Серкіз, О.В. Юрченко

Ризики віддалених ефектів у тварин за тривалої дії радіонуклідів чорнобильського викиду

Міжнародна конференція «Радіобіологічні та радіоекологічні аспекти Чорнобильської катастрофи», Славутич, 11 – 15 квітня 2011 р.

А.І. Липська, О.О. Бурдо М.В. Желтоножська, Н.В. Куліч, В.І. Ніколаєв

Накопичення техногенних радіонуклідів у деяких видів дрібних гризунів чорнобильської зони відчуження у віддалені після аварійні терміни

Міжнародна конференція «Радіобіологічні та радіоекологічні аспекти Чорнобильської катастрофи», Славутич, 11 – 15 квітня 2011 р.

І.П. Дрозд, М.Ю. Гридчук

Особливості адаптації персоналу до умов зони відчуження ЧАЕС за хронічної дії радіаційного чинника

Міжнародна конференція «Радіобіологічні та радіоекологічні аспекти Чорнобильської катастрофи», Славутич, 11 – 15 квітня 2011 р.

І.П. Дрозд

Порівняння ефективності заходів радіаційного захисту населення, що потрапило в зону впливу аварії на ЧАЕС

Міжнародна конференція «Радіобіологічні та радіоекологічні аспекти Чорнобильської катастрофи», Славутич, 11 – 15 квітня 2011 р.

Н.Е. Зарубина

Накопление радионуклидов высшими грибами после аварии на ЧАЭС (1986 – 2010 гг.)

Міжнародна конференція «Радіобіологічні та радіоекологічні аспекти Чорнобильської катастрофи», Славутич, 11 – 15 квітня 2011 р.

О.Л. Зарубин

Проблемы обращения с водоемом-охладителем после выведения из эксплуатации ЧАЭС

Міжнародна конференція «Радіобіологічні та радіоекологічні аспекти Чорнобильської катастрофи», Славутич, 11 – 15 квітня 2011 р.

Н.В. Кулич, М.Д. Бондарьков,  
М.В. Желтоножская, А.И. Липская

Исследование вертикальной миграции радионуклидов на территории полигона «Рыжий лес»

Міжнародна конференція «Радіобіологічні та радіоекологічні аспекти Чорнобильської катастрофи», Славутич, 11 – 15 квітня 2011 р.

Н.Е. Зарубина

Радионуклидное загрязнение высших грибов после аварии на ЧАЭС

Международная конференция «Двадцать пять лет Чернобыльской катастрофы. Безопасность будущего» Киев, 20 – 22 апреля 2011 г.

О.Л. Зарубин

Искусственные радионуклиды в пресноводных рыбах после аварии на ЧАЭС

Международная конференция «Двадцать пять лет Чернобыльской катастрофы. Безопасность будущего» Киев, 20 – 22 апреля 2011 г.

Л.К. Бездробная, О.Ф. Сенюк, Л.В. Тарасенко,  
Т.В. Цыганок, Ю.А. Носач

Биологическая индикация влияния производственных условий на персонал ГСП по обращению с радиоактивными отходами и дезактивации «Комплекс» в зоне отчуждения ЧАЭС

Российская научная конференция с международным участием «Актуальные проблемы токсикологии и радиобиологии», Санкт-Петербург, Россия, 19 – 20 мая 2011 г.

О. Burdo, D. Vishnevskiy, T. Melnyk, V. Nikolaev  
Analysis of mikro nuclei in bone marrow cells of *Chletrionomus glareolus*, *Microtus agrestis*, *Microtus arvalis* captured in Chornobyl zone

14<sup>th</sup> International Congress of Radiation Research ICRR2011 “The Chornobyl impact on Health and environment – a quarter century later”, Kyiv, September 2 – 3, 2011

Т. Tsyganok, D. Vishnevskiy, L. Bezdobna,  
I. Drozd, Yu. Nosach, V. Fedorchenko, S. Kyreyev,  
Ye. Ganzha

Radiation-hygienic conditions and medical and biological indicators of 30-km Chornobyl NPP Exclusion zone inhabitants

14<sup>th</sup> International Congress of Radiation Research ICRR2011 “The Chornobyl impact on Health and environment – a quarter century later”, Kyiv, September 2 – 3, 2011

М.В. Желтоножская

Исследование концентрации радионуклидов в образцах, отобранных внутри аварийного блока ЧАЭС и в почвах прилегающих территорий

VII Міжнародна науково-практична конференція “Екологічна безпека: проблеми і шляхи вирішення”, Алушта, 12 – 16 вересня 2011 р.

Н.В. Кулич, М.В. Желтоножская, А.И. Липская  
Исследование вертикальной миграции радионуклидов на территории полигона «Рыжий лес»

VII Міжнародна науково-практична конференція “Екологічна безпека: проблеми і шляхи вирішення”, Алушта, 12 – 16 вересня 2011 р.

А.И. Липская, М.В. Желтоножская, В.Н. Николаев, Е.О. Бурдо

Исследование радиоактивного загрязнения территории и уровней накопления радионуклидов у рыжей полевки в условиях Чернобыльской зоны отчуждения

VII Міжнародна науково-практична конференція “Екологічна безпека: проблеми і шляхи вирішення”, Алушта, 12 – 16 вересня 2011 р.

В.В. Тришин, В.А. Агєєв, В.М. Шевель, Л.К. Без-  
дробна

Розробка технологій та організація виробництва  
радіофармацевтичних препаратів в ІЯД НАНУ

Міжнародна конференція "Ядерна медицина:  
Фізика. Інженерія і практика", Харків, 19 – 21  
вересня 2011 р.

М. V. Zheltonozhskaya

Studies of fuel-containing materials sampled from  
Chernobyl Nuclear Power Point 4th reactor unit

Международная конференция “Ядро-2011”, Са-  
ров, Россия, 10 – 14 октября 2011 г.

О.В. Гайдар, В.В. Тришин, В.А. Агєєв, А.Д. Са-  
женюк

Аналіз забруднення 30-кілометрової зони відчу-  
ження ЧАЕС трансурановими елементами

Міжнародна конференція Американського гео-  
фізичного союзу США, Сан-Франциско, США, 5  
– 9 грудня 2011 р.

## Конференції, наради, проведені інститутом у 2011 р.

### Щорічна наукова конференція ІЯД НАН України, 25–28 січня 2011 р.

З метою підбиття підсумків наукової діяльності інституту за рік у ІЯД НАН України проводяться Щорічні наукові конференції. Чергова конференція відбулася 25–28 січня 2011 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. Повну інфор-

мацію про конференцію розміщено на веб-сторінці

[http://www.kinr.kiev.ua/Annual\\_Conferences/KINR\\_2011/](http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR_2011/)

#### Доповіді на пленарних засіданнях:

О.А. Федорович. Експериментальні дослідження процесів релаксації неідеальної плазми та їх порівняння з теорією.

В.Ю. Денисов. Сучасне наближення до альфа-розпаду, альфа-захвату та альфа-ядерної взаємодії.

В.М. Пугач. Нові обрії фізики високих енергій.

В.М. Ревка, Л.І. Чирко. Контроль радіаційного окрихчування металу корпусів реакторів ВВЕР-1000 в Україні.

### Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу - 2011, 25 - 26 жовтня 2011 р.

25–26 жовтня 2011 року в м. Києві відбулася Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу. Метою цієї конференції було підбиття підсумків досліджень в Україні в галузі фізики плазми та керованого термоядерного синтезу за рік, а також координація цих досліджень. Конференцію буде проведено на базі Інституту ядерних досліджень НАНУ (ІЯД) при сприянні Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАНУ (ІТФ). Цією конференцією було продовжено серію конференцій, започатковану в Києві [ІЯД – 1992.] і продовжену в Харкові, Алушті та Києві на базі ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» (ХФТІ) та ІЯД при сприянні ІТФ. Організаційний та програмний комітети очолював доктор фізикоматематичних наук, професор Я.І. Колесніченко.

На конференції було представлено 76 доповідей. На чотирьох секціях було виголошено 25 усних доповідей. Решту, 51 доповідь, було представлено на стендах.

Повну інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці

<http://www.kinr.kiev.ua/UCPPCF/2011.html>

#### Доповіді на пленарних засіданнях

І.Є. Гаркуша. Основні результати досліджень і розробок ІФП ННЦ ХФТІ в 2011 році: огляд

Я.І. Колісниченко. «Високоенергійна особливість» розподілу енергійних йонів у сферичному торі NSTX

В.С. Войценья. Процеси переносу в плазмі ВЧ розряду в стелараторах «Ураган-3М» та «Ураган-2М»

В.Є. Мойсеєнко. Підкритичний ядерний реактор з термоядерним джерелом нейтронів на базі відкритої пастки та комбінації стеларатора і відкритої пастки.

Р.О. Павліченко. Особливості випромінювання плазми на частоті другої гармоніки електронного циклотронного резонансу на для торсатроні Ураган-3М.

Ю.В. Яковенко. Синергізм альфвенових нестійкостей через комптонове розсіяння на швидких йонах.



А.Г. Загородній. Об'єднаний опис балістичних і дифузійних процесів для плазмової турбулентності.

І.О. Гірка. Збудження іонних азимутальних поверхневих мод у замагніченій плазмі легкими іонами

О.В. Алексенко. Поглинання ВЧ – електромагнітного поля в приосьовій області розрядної камери плазмового джерела геліконового типу.

В.С. Михайленко. Немодалний підхід у кінетичній теорії зсувних течій плазми.

Ю.М. Толочкевич. Збудження кільватерного поля в плазмі циліндричним електронним жмутком.

І.Б. Денисенко. Проходження електромагнітної хвилі крізь шари неоднорідної плазми

В.В. Філіпов. Новий метод вимірювання фазового зсуву зондуєчих сигналів.

В.А. Жовтянський. Загальний критерій випромінювальної нерівноважності плазми.

С.П. Дунець. Поточний стан досліджень плазмової лінзи для фокусування інтенсивних пучків негативно заряджених частинок

К.П. Шамрай. Крайові ВЧ моди та генерація електронних струмів у неоднорідній геліконній плазмі

Г.О. Гаврик. Взаємодія пилових частинок в плазмі з магнітним полем.

Ю.В. Ковтун. Дослідження обертання плазмових прошарків різної густини в схрещених  $E \times B$  полях

К.М. Середа. Сильнострумові режими магнетронної розпилювальної системи з запобіганням дуги утворення.

О.А. Федорович. Плазмохімічний синтез та фізичні дослідження нанорозмірних алмазоподібних плівок.

І.М. Онищенко. Розвиток робіт в ННЦ ХФТІ по прискоренню заряджених частинок хвилями щільності заряду в плазмі

Д.А. Ситников. Потік утеклих електронів в торсатроні Ураган-3М

А.А. Гурин. Гвинтові коливання циліндричного пінча з врахуванням ефекту Холла й обертання плазми.

В.О. Махлай. Моделювання впливу ELMS на дивертор реактору ІТЕР: взаємодії потужних імпульсних і квазістаціонарних потоків плазми з матеріалами

О.І. Гірка. Інтенсивне джерело іонів для дослідження аномальної ерозії поверхні першої стінки термоядерного реактора.

#### Доповіді співробітників інституту на секційних засіданнях

В.С. Марченко. «Чіпінг» частоти під час спахової МГД активності.

П.В. Порицький. Вплив домішок металів на властивості плазми імпульсних розрядів у воді

О.А. Федорович. Експериментальні результати дослідження коефіцієнтів розпаду неідеальної плазми імпульсних розрядів у воді (IPV) та їх порівняння з теоретичними розрахунками.

О.А. Федорович. Про вплив розпилення електродів ПХР на швидкість травлення кремнію.

В.О. Яворський. Розподіли дифузійних втрат швидких іонів на JETi.

О.П. Фесенюк. Вплив неоднорідного обертання плазми на глобальні альфвеніві власні моди в тороїдальних термоядерних пристроях.

В.М. Лашкін. Двовимірні нелінійні локалізовані структури – азимутони.

В.М. Павленко. Процеси трансформації в замагніченій плазмі з нижньогібридною накачкою.

В.М. Павленко. Вплив верхньогібридної накачки на процеси релаксації температур в плазмі.

В.Б. Таранов. Нелінійні спіральні структури як прояв внутрішньої симетрії нерелятивістської плазми.

В.М. Слободян. Вплив конфігураційних факторів на розвиток та характеристики інтенсивної низькочастотної нестійкості в плазмі геліконного джерела з планарною антенною.

В.Ф. Вірко. Високочастотні електричні поля в геліконному розряді.

## Міжнародна нарада колаборації АМоRE - 2011, 27 - 28 жовтня 2011 р.

27 – 28 жовтня в ІЯД НАНУ була проведена нарада міжнародної колаборації АМоRE (Advanced Molybdenum based Rare process Experiment, веб-сайт колаборації: <http://q2c.snu.ac.kr/DBD/>). Колаборація була утворена у жовтні 2009 року, станом на жовтень 2011 року до її складу входять 72 учених з 9-ти інститутів 5-ти країн: Кореїської Республіки, Російської Федерації, України, Китайської Народної Республіки і Федеративної Республіки Німеччини.

Метою колаборації є здійснення великомасштабного експерименту з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  за допомогою сцинтиляційних кристалів молібдату кальцію ( $\text{CaMoO}_4$ ). Ядро  $^{100}\text{Mo}$  є одним з найбільш перспективних об'єктів для досліджень природи нейтрино (частинка Майорани чи Дірака?), вимірювання маси і встановлення схеми масових станів нейтрино, перевірки закону збереження лептонного числа, пошуку ефектів за межами стандартної моделі частинок.

На першому етапі експерименту планується використання сцинтиляційних детекторів молібдату кальцію при кімнатній температурі. Колаборацією уже розроблені дослідні зразки унікальних сцинтиляційних кристалів із збагаченого ізотопу молібдену 100 і кальцію збідненого на ізотоп кальцію 48 (оскільки навіть надзвичайно слабкий ефект двохнейтринного подвійного бета-розпаду  $^{48}\text{Ca}$  може заважати пошуку безнейтринного  $2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$ ). Розробка сцинтиляційних кристалів  $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  з низьким рівнем радіоактивного забруднення є однією з найбільш важливих задач проекту. Низькофонові експерименти для вивчення фону цих кристалів уже ведуться у підземній лабораторії Янг Янг у Кореї.

На другому етапі передбачено використання кристалів  $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  як сцинтиляційних болометрів. Це необхідно для досягнення високої роздільної здатності (за рахунок глибокого охолодження кристалів до кількох мілі-Кельвінів) і розділення подій ефекту від фону (за допомогою одночасної реєстрації світлового і теплового сигналів, що дозволяє з високою ефективністю відкидати події від альфа-частинок урану і торію). Ця сучасна, надзвичайно складна техніка, зараз розвивається лише у кількох лабораторіях світу і є однією з найбільш перспективних для пошуків подвійного бета-розпаду. Колаборацією уже отримані перші позитивні результати в цьому напрямку, що є видатним досягненням. У

такому режимі роботи детектор буде здатний також вести пошуки частинок темної матерії.

Експеримент внесений до переліку найбільш важливих проектів у фундаментальній фізиці у Республіці Корея, підтримується Федеральним інноваційним агентством Російської федерації.

У нараді прийняли участь учені з Кореїської Республіки, Російської федерації, України і Федеративної Республіки Німеччини. Було представлено 16 доповідей, були проведені два загальних обговорення. Детальна інформація про нараду представлена на веб-сторінці :

<http://lpd.kinr.kiev.ua/amore11>

### Представлені доповіді

Kim SunKee, Seoul National University (SNU, Seoul, Korea). Goal of the meeting.

Tretyak Vladimir, Institute for Nuclear Research of NASU (INR), Kyiv, Ukraine. Current status of  $2\beta$  decay experiments and projects, where we are with АМоRE?

So JungHo, Kyungpook National University, Daegu, Korea. Status of  $^{100}\text{Mo}$  based 0-neutrino double beta decay search at Y2L.

Vladislav Kobychiev, INR, Kyiv, Ukraine. Measurement of  $\text{CaMoO}_4$  scintillation detector in Y2L: preliminary result.

Oleg Buzanov, JSC Fomos Materials (Moscow, Russia). ITEP/FOMOS  $\text{CaMoO}_4$  crystal with enriched materials.

Mokina Valentyna, INR Kyiv, Ukraine. Test of scintillation properties of  $\text{CaMoO}_4$  crystals produced by CARAT.

Vladimir Kazalov, Baksan Neutrino Observatory, Institute for Nuclear Research of RAN (BNO), Russia. Radioactive isotopes content measurement in the starting material and scintillation crystal  $\text{CaMoO}_4$  produced therefrom for АМоRE experiment.

Danevich Fedor, INR Kyiv, Ukraine. R&D of  $\text{ZnMoO}_4$  crystals for cryogenic experiments.

Lee Sang-jun, SNU, Seoul, Korea & Korean Research Institute of Standards and Science, Daejeon, Korea. Cryogenic detector development with  $\text{CaMoO}_4$  crystal.

Fleischmann Andreas, Univ. Heidelberg, Germany. Recent developments of magnetic calorimeters for photon and particle detection.

Mokina Valentyna, INR Kyiv, Ukraine. Optimization of crystals shape for cryogenic scintillation detectors.

Myung SeongSook, SNU Seoul, Korea. AMoRE simulation.

Kim YoungDuk, Univ. Sejong, Korea. Studies on EC/ $\beta^+$  experiment with HPGe detector.

Ratkevich Sergey, BNO, Russia. Signal extraction from noisy data use wavelet analysis. (On the search example of the 2K-capture Kr78).

Danevich Fedor, INR Kyiv, Ukraine. CaMoO<sub>4</sub> double beta experiment: a vision of next steps.

Sun Kee Kim (SNU, Korea). Summary remarks

## **IX Українська конференція з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу, 4-10 вересня 2011 р.**

Дев'ята щорічна українська конференція з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу проходила з 4 по 10 вересня 2010 р. на Південно-Українській АЕС (м. Южноукраїнськ) Конференція була організована та проведена Південноукраїнською АЕС та Учбовим центром з фізичного захисту обліку та контролю ядерних матеріалів Інституту ядерних досліджень НАНУ 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 хвилюють усіх учасників. Інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці <http://www.mpsa.kiev.ua/confer.htm>

Учасниками конференції були 56 українських фахівців і 12 фахівців з Євросоюзу, США та СНД. На конференції було заслухано 37 доповідей, а саме:

И.Р. Жебет. Южно-Украинский энергокомплекс

В.И. Киришук. Участие украинских специалистов в работе 52-й ежегодной конференции INMM

И.Р. Жебет. Первая линия обороны

Е.И. Катунин, Л.М.Салий. Опыт внедрения принципов культуры ядерной физической безопасности на Чернобыльской АЭС

Белкин Ф.В., Т.Е. Кузнецова, А.Н.Савченко. Аппаратно-программные методы повышения защиты информации

Макаренко О.В., Куницький І.М. Роль ДП НАЕК «Енергоатом» у забезпеченні заходів з антитерористичної спрямованості на атомних електростанціях

В.В. Артамонов, Вальдман И.В., А. И. Гнатенко, Левицкий В.Ю. Взаимодействие систем физической защиты, учета и контроля ядерных материалов при перевозках ядерных материалов

Двоеглазов А.М Перспективы создания предприятия по производству ЯТ.

Кравченко Н.И., Некоторые аспекты угрозы незаконного перемещения ядерных и радиоактивных материалов и порядок действий с целью их минимизации

M. Davainis. Licencing Process and Common Euratom and IAEA Safeguards Implementation at the New Dry Spent Fuel Storage at Ignalina NPP

С.А Богданов. Система подготовки российских специалистов в области учета и контроля ядерных материалов

В.М. Горбачев, Г.М. Бежунов, С.А Богданов. Исследование влияния различных факторов на результаты измерений изотопного состава урана с использованием HPGe-детектора и программы FRAM v.3.4

В.А.Розум. Вопросы, требующие детального рассмотрения при планировании модернизации комплекса инженерно-технических средств СФЗ

Ю.П. Солтис. Досвід ВП «Рівненська АЕС» з проведення оцінки стану системи фізичного захисту

В. Кулинич. Культура захищенности

Черныш Е. Информационно – аналитическая система Украины по дополнительному протоколу

Т. Морозова. Прототип установки для контроля глубины выгорания ОБТС РБМК-1000 в ХОЯТ-1

В.Н. Дмитраш. Учёт и контроль, физическая защита при перевозке ядерного топлива компании «Westinghouse»

Т.Н. Луданова. Учет и контроль, применение гарантий при вывозе высокообогащенного необлученного ядерного топлива и специальных делящихся материалов с исследовательского реактора ВВР-М Института ядерных исследований НАН Украины

Д.Г. Дрозд. Разработка нормативной правовой базы по организации служебно-боевой деятельности внутренних войск МВД Республики Беларусь по охране особо важных государственных объектов

А.А. Досимбаев. Физическая защита ядерных материалов на исследовательском реакторе ВВР-СМ Института ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан

О.Б. Гурко. Нормативно-правовое регулирование обеспечения физической защиты объектов использования атомной энергии

Д.А. Черкашин. Необходимость разработки программного обеспечения для проведения анализа эффективности систем физической защиты на предприятиях Украины

С.В. Никулин. Подготовка специалистов по учету и контролю ядерных материалов

И.В. Омелянов. Система учета и контроля ядерных материалов на ОП Ривненской АЭС

В.Ю. Левицкий. Взаимодействие подразделений обеспечения физической защиты с подразделением контроля и учета ядерных материалов при транспортировке

Е.В. Константинова. Состояние выполнения Минэнергоуслуг заданий, связанных с функционированием государственной системы учета и контроля ядерных материалов

И. А. Сакунов. Итоги миграции данных из 16-ти битовой системы AIMAS v.2.3.5 в 32-х битовую систему AIMAS v.32.1

С.А. Николаев, И.Е. Сомов, В.А. Чернов, Р.Л. Ибрагимов, А.Н. Николаев. Расчетно-экспериментальное определение глубины выгорания ядерного топлива как параметра ядерной безопасности при хранении и транспортировании

C. Jarnry. Generic Software for Research Reactors.

А.А. Сазонкин, Д.И. Мизин. Особенности оснащения объектов оптоволоконными комплексами охранного назначения «Грифон» и системами охраны периметра с функцией электрошока «Скат-1». Применение сканеров «Заслон» в обеспечении безопасности объектов

Д. Черкашин. Обучение украинских молодых специалистов в Испре

С.А. Ванжа, Д.В. Кутний, В.А. Михайлов, Ф.В. Белкин. Определение массы изотопов урана с использованием системы ISOCS

С.С. Тышковец, Б.А. Ященко. Анализ реализации рекомендаций МАГАТЕ в законодательстве, регулирующем физическую защиту ядерных установок и ядерных материалов, в Украине

Ю. Столярчук. Вероятностный криптографический алгоритм и устройство в системе физической защиты

Л.С. Жебет. Физическая защита, как система комплексного подхода- прогноз активности  $^{90}\text{Sr}$  в Ташлыкском водоеме-охладителе ЮУАЭС

А.В. Самсоненко, В.І Гаврилюк, О.П. Романова, В.В. Пархоменко. Вклад Навчального центру з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу імені Джорджа Кузмича у роботу з розроблення проектів нормативно-правових актів з фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів

## МІЖНАРОДНЕ НАУКОВЕ ТА НАУКОВО-ТЕХНІЧНЕ СПІВРОБІТНИЦТВО

Впродовж 2011 року інститут продовжував наукове співробітництво з 12 зарубіжними науковими ядерними центрами та установами, а саме: Національним інститутом ядерної фізики (INFN, Італія), Національною лабораторією Гран Сассо (Італія), Університетом Флоренції (Італія), Університетом Мілану (Італія), Інститутом ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського (м. Краків, Польща), Інститутом ядерних досліджень (м. Варшава, Польща), DESY (м. Гамбург, Німеччина) CERN (м. Женева, Швейцарія), GSI (м. Дармштадт, Німеччина), Національним Університетом м. Сеула, (Південна Корея), та Міністерством енергетики США.

Окрім співробітництва з провідними науковими центрами Європи та США ІЯД проводить співпрацю з науковими установами колишнього СРСР, а саме:

- з Інститутом ядерної фізики Республіки Узбекистан;

- з Фізико-енергетичним інститутом (м. Об'їнськ);

- з ІЯФ РГП “Національного ядерного центру Республіки Казахстан”;

- з Об'їднаним Інститутом ядерних досліджень (м. Дубна);

- з Інститутом ядерних досліджень РАН (м. Москва).

В 2011 р. ефективна міжнародна діяльність проводилась у відділі фізики лептонів, який продовжив співпрацю з кількома міжнародними колабораціями.

В рамках проекту SuperNEMO (Франція, Велика Британія, США, Росія, Іспанія, Японія, Чехія, Фінляндія, Україна, Польща, Словаччина, <http://nemo.in2p3.fr/collaboration/>) ведеться підготовка великомасштабного експерименту з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядер  $^{82}\text{Se}$  і  $^{150}\text{Nd}$  з чутливістю до маси нейтрино на рівні 0.05–0.1 eV.

В рамках співпраці з групою DAMA (університети у Римі „Ла Сапієнца” і „Тор Вергата”, Національна лабораторія Гран Сассо, Італія) ведуться дослідження подвійного бета-розпаду, рідкісних альфа - та бета - розпадів, пошук гіпотетичних процесів та частинок, розробка низькофонових детекторів для дослідження рідкісних ядерних розпадів.

Учені відділу приймають участь у колаборації АМоРЕ (Корейська Республіка, Російська Федерація, Україна, Китайська Народна Республіка і Федеративна Республіка Німеччини, веб-сайт колаборації: <http://q2c.snu.ac.kr/DBD/>), метою

якої є здійснення великомасштабного експерименту з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  за допомогою сцинтиляційних кристалів молібдату кальцію.

В рамках колаборації EURECA (Велика Британія, Німеччина, Франція, ЦЕРН, ОІЯД Дубна, Україна, Іспанія; офіційна участь, відображена на сайті колаборації: <http://www.eureca.ox.ac.uk/>) співробітники відділу ведуть розробку та дослідження ряду перспективних напрямків, для можливого використання в експерименті сцинтиляційних кристалів  $\text{CaWO}_4$ ,  $\text{ZnWO}_4$ ,  $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{PbMoO}_4$  та  $\text{PbWO}_4$ .

Головною метою експерименту BOREXINO (Італія, Німеччина, Польща, США, Франція, Росія, Україна; участь ІЯД відображена на сайті колаборації

[http://borex.lngs.infn.it/pbook/Borexino\\_Collaboration.php](http://borex.lngs.infn.it/pbook/Borexino_Collaboration.php)) є вимірювання потоків нейтрино від Сонця. Крім того, колаборація використовує унікальний детектор для дослідження нейтринних осциляцій, пошуку сонячних аксіонів, в експерименті вперше упевнено були зареєстровані анти-нейтрино з надр Землі (так звані гео-нейтрино).

Активно продовжувалось міжнародне співробітництво у відділі фізики високих енергій, зокрема продовжувалась робота в рамках угоди про співробітництво між науковим центром ФРН (Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg) та ІЯД НАНУ в галузях фізики елементарних частинок, фізики прискорювачів та використання синхротронного випромінювання. В рамках колаборації ZEUS (DESY, Hamburg) виконано аналіз даних по позитрон - протонних зіткненнях при енергії 310 GeV.

Згідно з Меморандумом взаєморозуміння про співробітництво в побудові LHCb детектора між ІЯД НАНУ та колаборацією LHCb (ЦЕРН, Женева, Швейцарія) на великому адронному колайдері з пучками протонів при енергії 7 TeV в експерименті LHCb з найкращою в світі точністю спектрометром LHCb виміряна величина  $\phi_s$  фази порушення CP-симетрії.

У 2011 році створена зусиллями ІЯД НАНУ система радіаційного моніторингу експерименту LHCb забезпечила вимір дози, поглиненої внутрішнім трекером (100 - 400 Гр) для інтегральної світимості  $1 \text{ fb}^{-1}$ . Оцінені флюєнс та зростання струму витоку через кремнієві сенсори. Виконано спільний експеримент MI-1056 “Microstrip Metal Detectors” по дослідженню металевих мікростріпових детекторів на Європейському дже-

релі синхротронного випромінювання (Франція, Гренобль).

Протягом року продовжувалось співробітництво відділу ядерних реакцій з рядом наукових установ Італії, Республіки Казахстан, Росії, зокрема:

з Об'єднаним Інститутом ядерних досліджень (Дубна, Росія). В рамках цього співробітництва продовжувались дослідження властивостей легких нейтронно-надлишкових ядер в реакціях з вторинними пучками, продовжувались спільні дослідження структури легких радіоактивних ядер, зокрема  ${}^6\text{He}$  та  ${}^9\text{Li}$ .

з ДГП "Інститут ядерної фізики" РГП "Національного ядерного центру Республіки Казахстан". У рамках цього співробітництва: продовжувалися дослідження реакцій взаємодії легких ядер з тритієвими мішенями.

з Науково-дослідним Інститутом ядерної фізики МДУ (Москва, Росія), де із застосуванням супер мультиплетної потенціальної моделі взаємодії найлегших кластерів виконувався аналіз диференціальних перерізів реакцій  $d+{}^2\text{H}$ .

Відділ фізики важких іонів продовжив спільні експерименти та аналіз експериментальних даних про ядерні процеси з

Інститутом ядерної фізики ім. Неводнічанського (Краків, Польща),

Інститутом ядерних проблем ім. А. Солтана та лабораторією важких іонів Варшавського університету (Варшава, Польща),

Університетом штату Флорида (Таллахассі, США).

Відділ теорії ядра в 2011 р. продовжував наукове співробітництво з

Циклотронним інститутом Техаського університету, (Коледж-Стейшен, Техас, США),

Національним інститутом ядерної фізики (Флоренція, Італія),

Інститутом ядерних проблем, (Варшава, Польща),

Університетом ім. Луї Пастера, (Страсбург, Франція).

У відділі фізики твердого тіла в 2011 р. продовжувалось 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 Йоганна Кеплера, Лінц, Австрія, проф. Н. Sitter).

Отримані експериментальні дані для рухливості зарядів в польових транзисторах на основі неупорядкованих органічних напівпровідників, що добре узгоджуються з розробленою в відділі фізики твердого тіла теорією.

Разом з Центром медичної радіаційної фізики Університету м Волонгонг (Австралія) виконано моделювання відгуку кремнієвого р-і-n діода в радіаційному полі протонного пучка на осі пучка та поза його межами з врахуванням нейтронної компоненти.

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". Даний проект виконується в партнерстві з Інститутом фізики плазми Макса Планка (Гархінг, Німеччина) та Лабораторією фізики плазми Принстонського університету (США). Виконано дослідження можливих механізмів виникнення альфвенівських лавин та спричинених ними втрат енергійних іонів. Проведено обговорення експериментальних спостережень альфвенівських лавин у сферичному торі NSTX. Спільно з науковцями Інституту фізики плазми виконано розрахунки альфвенівських власних мод у стелараторах Wendelstein 7-AS та Wendelstein 7-X. Порівняно можливості різних комп'ютерних кодів, що існують для цієї мети. Слід зазначити, що співробітники відділу залучені до проекту Р4 Асоціації EURATOM/OEAW, а також до проекту «Integrated Modelling Project 5 (ITM IMP5)», EFDA, Task Force on Integrated Tokamak Modelling programme.

Продовжується співпраця з університетом м. Інсбрука (Австрія) та з Калемським науковим центром (Абінгдон, Велика Британія). Розроблено чисельний метод та створено код для розрахунку просторово-швидкісних розподілів втрат швидких іонів на першій стінці токамака-реактора JET.

Відділ дослідницького реактора ВВР-М успішно продовжував співробітництво з Національною Адміністрацією ядерної фізичної безпеки (Міністерство енергетики США), яке 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 реактора ВВР-М та одночасне використання високо- та низькозбагаченого палива. Розроблена і узгоджена з Державним комітетом ядерного регулювання Украї-



ни документація 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);

вживання заходів з боротьби з незаконним переміщенням радіоактивних речовин та ядерних матеріалів;

підвищення спроможності аналізу конфіскованих ядерних матеріалів та радіоактивних речовин в ІЯД НАН України.

Робота українського центру INIS, була 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. За запитами науковців ІЯД та інших організацій здійснено 26 пошуків інформації INIS за замовленими темами з радіоекології, радіомоніторингу навколишнього середовища, міграції радіонуклідів, радіаційного матеріалознавства та інших. Центр приймав активну участь в розповсюдженні наукової інформації INIS в Україні (ХФТІ, інститути НАНУ, університети) та поза межами України.

Продовжено співпрацю з Державним науково-інженерним центром систем контролю та аварійного реагування, ТОВ «Екологічний альянс», Харків, ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» та Київським Державним університетом ім. Т.Г. Шевченка з питань перегляду, тематичного аналізу наукової інформації для бази даних INIS та її подальшого використання. На замовлення центр неодноразово надсилав керівникам центрів INIS у Бразилії, Канаді та Росії повні тексти публікацій українських вчених.

Навчальний центр з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу ім. Дж. Кузмича 16 навчальних курсів з фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів. За 2011 рік у Навчальному центрі пройшли навчання 530 осіб.

Навчальним центром були виконані роботи з підготовки та проведення 9-ї української конференції з фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів, що проходила на базі Южно-Української АЕС 4-10 вересня 2011 р. У конференції брали участь українські фахівці з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу, фахівці Швеції, США, Білорусі, Литви,

Російської Федерації, Узбекистану, МАГАТЕ, Європейського співтовариства.

Науковий центр виконує роботи за договорами з Національними лабораторіями Міністерства США, а саме: з Тихоокеанською Північно-Західною Лабораторією, Аргонською лабораторією, Оак-Ріджською лабораторією.

25-26 жовтня 2011 року в м. Києві відбулася Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу. Метою цієї конференції було підбиття підсумків досліджень в Україні в галузі фізики плазми та керованого термоядерного синтезу за рік, а також координація цих досліджень. Конференцію буде проведено на базі Інституту ядерних досліджень НАНУ (ІЯД) при сприянні Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАНУ (ІТФ). Цією конференцією було продовжено серію конференцій, започатковану в Києві [ІЯД – 1992.] і продовжену в Харкові, Алушті та Києві.

На конференції було представлено 76 доповідей. На чотирьох секціях було виголошено 25 усних доповідей. Решту, 51 доповідь, було представлено на стендах.

27 – 28 жовтня в ІЯД НАНУ була проведена нарада міжнародної колаборації AMoRE (Advanced Molybdenum based Rare process Experiment, веб-сайт колаборації: <http://q2c.snu.ac.kr/DBD/>). Колаборація була утворена у жовтні 2009 року, станом на жовтень 2011 року до її складу входять 72 учених з 9-ти інститутів 5-ти країн: Корейської Республіки, Російської Федерації, України, Китайської Народної Республіки і Федеративної Республіки Німеччини.

Метою колаборації є здійснення великомасштабного експерименту з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  за допомогою скінтіляційних кристалів молібдату кальцію ( $\text{CaMoO}_4$ ). Ядро  $^{100}\text{Mo}$  є одним з найбільш перспективних об'єктів для досліджень природи нейтрино (частинка Майорани чи Дірака), вимірювання маси і встановлення схеми масових станів нейтрино, перевірки закону збереження лептонного числа, пошуку ефектів за межами стандартної моделі частинок.

У нараді, крім співробітників відділу фізики лептонів ІЯД НАНУ, які є членами колаборації (усього 10 співробітників), прийняли участь 5 учених з Корейської Республіки, 4 з Російської федерації, України і 1 з Федеративної Республіки Німеччини. Було представлено 16 доповідей, проведено два загальні обговорення.

Протягом 2011 р. було здійснено 127 закордонних відряджень, із них 68 – для виконання наукової роботи, 20 – на стажування та 39 – для



участі у роботі міжнародних конференцій, сим-  
позіумів, нарад.

Протягом 2011 р. в ІЯД НАН України було  
прийнято 107 іноземних вчених та спеціалістів із  
США, Австрії, Німеччини, Великобританії, Італії  
Польщі, Чехії, Кореї, включаючи учасників між-  
народних конференцій, семінарів, нарад. З них,  
48 осіб - учасники міжнародних заходів, що були  
проведені на базі інституту.

Протягом року інститутом підтримувались  
регулярні зв'язки з МАГАТЕ з поточних питань.

До інституту регулярно приїздили експерти  
МАГАТЕ з метою проведення поточної інспекції  
дослідницького реактора ВВР-М та перевірки  
стану збереження відпрацьованого ядерного па-  
лива та надання інформаційної допомоги щодо  
безпечної експлуатації реактора. У 2011 році бу-  
ло прийнято 4 делегацій МАГАТЕ ( інспектори  
та міжнародні експерти).

## До 90-річчя з дня народження А.Ф. Лубченка

27 жовтня 2011 р. виповнилось 90 років з дня народження видатного українського фізика-теоретика, лауреата Ленінської премії, професора Лубченка Андрія Федоровича (1921 – 1977 рр.), який працював в Інституті ядерних досліджень НАН України в 1971 – 1977 рр. на посаді завідуючого відділом теоретичної фізики

Андрій Федорович Лубченко народився 27 жовтня 1921 р. на хуторі Ломаківському тепер Миргородського району Полтавської області. Був учасником другої світової війни. Після демобілізації вступив до Львівського університету ім. І. Франка, який закінчив з відзнакою у 1951 р. Як одного з надібніших випускників його направляють до аспірантури Інституту фізики АН України. Тут Андрій Федорович розпочав теоретичні дослідження молекулярних кристалів під керівництвом О.С. Давидова.

В 1954 р. А.Ф. Лубченко успішно захищає кандидатську дисертацію „Дослідження з теорії спектрів поглинання та люмінесценції розчинів і молекулярних кристалів”, після чого ще з більшою енергією поринає у теоретичні розрахунки, намагається довести їх до такого рівня, щоб можна було зіставляти з кількісними результатами експериментальних вимірювань.

У 1956 р. засновано „Український фізичний журнал”. Андрій Федорович бере активну участь у його фундації. Як відповідальний секретар редакційної колегії виконує величезну організаційську та редакторську роботу.

Вже в 1959 р. А.Ф. Лубченко започатковує широкі теоретичні дослідження резонансного випромінювання, поглинання і розсіювання гамма-квантів ядрами ідеальних та неідеальних кристалів. За результатами вказаних досліджень А.Ф. Лубченко у вересні 1963 р. блискуче захищає докторську дисертацію на тему: „Дослідження з теорії фотопереходів у домішкових центрах і ядрах твердого тіла”. Захищають кандидатські дисертації його перші учні.

З 1966 по 1971 рр. А.Ф. Лубченко працював у створеному тоді Інституті теоретичної фізики АН України. Одночасно з роботою в інституті виконує педагогічну роботу як професор кафедри теоретичної фізики Київського університету, де читає курс „Теорія твердого тіла” та ряд спецкурсів.



У 1970 р. А.Ф. Лубченко видає перший том монографії „Оптичні властивості домішкових центрів” обсягом 241 стор.

У 1971 р. А.Ф. Лубченко переходить працювати в Інститут ядерних досліджень АН України. За шість років праці в ІЯД АН України проф. А.Ф. Лубченко започаткував нові цикли досліджень: розрахунок енергії утворення вакансій та дислокацій, лазерна фотостимульована дифузія у напівпровідниках і діелектриках, теорія фотостимульованого легування матеріалів.

Під його керівництвом виконано дослідження з квантової теорії оптичних та дифузійних явищ у твердих тілах. Досліджено форму смуг поглинання світла молекулярними кристалами при міжзонних переходах, форму кривих оптичної активності та кругового дихроїзму локальних центрів, вплив поступової та оберткової дифузії в рідинах еліпсоїдальних броунівських частинок, що містять гамма – радіоактивні ядра, на форму месбауєрівських ліній. Теоретично передбачено ефект прискорення дифузії легких домішок у напівпровідниках при опроміненні резонансним лазерним променем.

Монографія проф. А.Ф. Лубченка „Квантові переходи у домішкових центрах твердих тіл” побачила світ у видавництві „Наукова думка” (1978 р., 294 с.) коли автора вже не було. Він помер 26 листопада 1977 р., йому не виповнилось й 60-ти. Мав великі наукові плани, плекав наукову школу, залишив незавершені праці.

## **Авторський покажчик / Author index**

Авторський покажчик буде складено після врахування всіх зауважень/виправлень

Наукове видання

## **ЩОРІЧНИК - 2011**

Комп'ютерна верстка *Ф.О. Іванюк, О.Д. Григоренко*

Підписано до друку 06.03.12. Формат 60×84 / 8. Ум.-друк. арк. 19,4  
Тираж 200 прим. Зам. № 3

Інститут ядерних досліджень НАН України. 03680, м. Київ, проспект Науки, 47