



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ  
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР  
АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
АКАДЕМИЯ НАУК УССР  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
АН УССР

№ III

# НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Часть 3

МОСКВА — 1980



Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР  
Академия наук СССР Академия наук УССР  
Институт ядерных исследований АН УССР

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,  
Киев, 15-19 сентября 1980 г.

ЧАСТЬ 3

## **DISCLAIMER**

**Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document**



НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. Ч.3. - М.: ЦНИИатоминформ, 1980. - 344 с.

В конференции по нейтронной физике участвовало свыше 250 чел., из них 50 зарубежных ученых. Советские и зарубежные научно-исследовательские организации представили на конференцию более 300 докладов. Доклады заслушивались на пленарных заседаниях и в секциях:

- секция I. Общие вопросы нейтронной физики;
- секция II. Экспериментальное изучение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами;
- секция III. Экспериментальное изучение взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами;
- секция IV. Сечения и другие характеристики процесса деления тяжелых ядер нейтронами;
- секция V. Потребности в ядерных данных и их оценка;
- секция VI. Экспериментальные методы нейтронной физики.

Более 230 докладов публикуются в четырех книгах. Часть докладов, поступивших на конференцию с опозданием, будет напечатана в первых выпусках сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы" за 1981 г.

Доклады подготовлены к изданию Центром по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР.

Проведение очередной конференции предполагается в 1983 г.

Редакционная коллегия и ЦНИИатоминформ просят авторов при подготовке докладов руководствоваться правилами, помещенными в конце книги.

Главный редактор Л.Н.Усачев

Редакционная коллегия:

В.П.Вертебный (зам. главного редактора), Д.А.Кардашев,  
В.Н.Манохин

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1980

## Секция IV

### СЕЧЕНИЯ И ДРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ

Председатель В.М. Струтинский

Ученый секретарь Ф.А. Иванки

ON-LINE EXPERIMENT FOR THE DETERMINATION OF NEUTRON EMISSION  
SPECTRA BY THE TWO-DIMENSIONAL MEASUREMENT OF THE NEUTRON  
TIME OF FLIGHT AND THE PROTON RECOIL ENERGY

W. Grimm, H. Märten and D. Seeliger

Technical University Dresden, GDR

Coupling a 4096 channel analyser to the minicomputer KES 4200 via SI 1.2 and CAMAC an on-line experiment with open loop was developed to determine neutron emission cross sections in a wide energy range (1 - 40 MeV) by the two-dimensional measurement of the neutron time of flight and the corresponding proton recoil energy. The suppression of the experiment-specific and the cosmic background is realized by the use of a heavy shielding, the  $n/\gamma$ - resp. the  $n/\mu$ -discrimination and an anticoincidence method. A Fortran 4000/4200 (FOR 4200) program system including CAMAC application (control and data processing) arranges the data transfer as well as the check, correction, concentration and analysis of the measured spectra.

Разработана методика получения сечения эмиссии нейтронов в интервале энергии 1-40 МэВ с помощью двумерного эксперимента по времени пролета нейтрона и соответствующей энергии отдачи протона. Эксперимент проводился on-line: 4096-канальный анализатор связывался с миникомпьютером KES 4200 посредством устройства SI 1.2 и системы КАМАК. Подавление экспериментального и космического фона осуществлялось с помощью тяжелой защиты, дискриминацией по форме импульса и метода антисовпадений. Система программ на ФОРТРАНе контролировала накопление, проверку, корректировку и анализ данных по измеренным спектрам.

Neutron emission spectra from high-energetic nuclear reactions and from nuclear fission extend for a wide energy range. The emission cross section varies over many orders of magnitude. In particular, it reaches very small values at high emission energies.

Using an organic scintillator for neutron detection the two-dimensional measurement of the neutron time of flight and the corresponding proton recoil energy makes it possible to

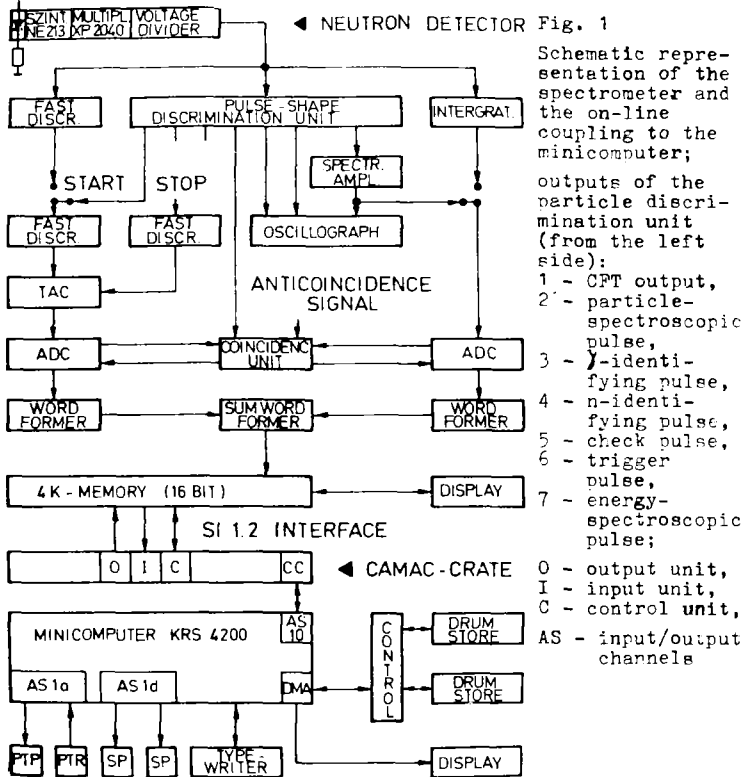
select the optimum proton recoil energy threshold for a given neutron TOF channel range in the analysis process, i.e. to determine neutron emission cross sections with a minimum-possible error for each neutron energy from one experiment.

The measurability of the high-energetic parts of neutron emission spectra requires the intensive suppression of the background.

The first time we used the described measuring arrangement in an experiment which was aimed at the search for high-energetic neutrons in the 14.6 MeV neutron induced fission of  $^{235}\text{U}$  [1].

### The spectrometer

A schematic representation of the spectrometer and the on-line coupling to the minicomputer gives Fig. 1. The neutron detector consists of a high-efficient liquid organic scintillator with pulse shape discrimination properties (Nuclear Enterprises, NE 213, 5"x5") viewed by a fast photomultiplier (XP 2040) and an inserted voltage



divider. The luminescence diode in front of the scintillator is used for the continuous stability check of the time resolution of the neutron TOF spectrometer /2/. The particle discrimination unit contains a constant fraction trigger (CFT) which pushes the logic part of the module. Its output can be used as the start signal of the time-to-amplitude converter (TAC), the stop signal can be extracted from the pulsing system of the accelerator, from a fission chamber and so on. The energy-spectroscopic pulse which is proportional to the light output of the scintillator is obtainable by integration of the fast detector output signal. The TAC output pulse and the energy-spectroscopic pulse are the input signals of the two ADC. They work in coincidence with the neutron identifying output signal of the electronic pulse shape discrimination system. Finally, the obtained sum words are stored in the 4K memory.

#### Background suppression

The detector arrangement is located in a heavy collimating shielding consisting of paraffin, lithium paraffin, iron, lead and graphite to suppress the experiment-specific background. In this way, the detector is completely shielded against the weak component of the cosmic rays. An electronic system for particle discrimination /3/ by the charge comparison method is used to suppress the remaining cosmic background counts of the detector which are mainly caused by myons /4/. The separability of neutron and myon events is possible because of the different specific energy loss of protons with energies up to 100 MeV and cosmic myons with energies between 0.1 and 2.0 GeV. The stated myon energy range is the main one of this penetrating cosmic ray component in the near of the sea-level. Because of the approximately constant energy loss of myons per path length unit ( $-dE/dx$ ) in matter for the stated energy interval the scintillator geometry determines the form of the background pulse height spectrum mainly (fig. 2)

For the scintillation detector used in the experiment this spectrum shows a hump at about 20 MeV with reference to the proton recoil energy. The total myon intensity amounts to about  $3 \text{ s}^{-1}$ . For these reasons, the suppression of the cosmic myon events is absolutely necessary to measure neutron emission spectra in the high energetic range in the mentioned nuclear reactions. The  $n/\mu$ -discrimination method enables the suppression of the myon background to 0.5 % in the region of the myon hump. The separation ability of the particle discrimination unit is restricted to a dynamic range which is adjustable by variation of the charge comparison potentiometer and the detector voltage. We tested the use of two of such modules (parallel connection) to expand the dynamic range. For instance, the following variant is applicable:

- First module : dynamic range from 1 to 15 MeV  
(mainly  $n/\mu$ -discrimination),
- second module: dynamic range from 10 to 45 MeV  
(mainly  $n/\mu$ -discrimination)

(data with reference to the proton recoil energy).  
The mode of separation of the particle discrimination method is observable by the oscillograph method (fig. 1) or by a two-dimensional measurement (fig. 2).

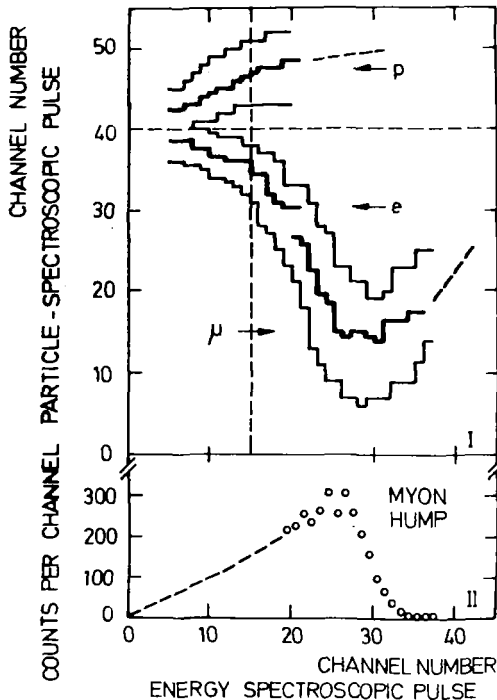


Fig. 2/I

Particle branches in a two-dimensional representation illustrate the performance of the  $n/\mu$ -discrimination (radiation from a Po-Be-neutron-source):

- p - branch of neutron events,
- e - branch of  $\gamma$ -events,
- $\mu$  - branch of cosmic myon events.

External limits of the branches (weak lines) indicate the 5% level of the peak height for a given energy-spectroscopic pulse channel number.

Fig. 2/II

Background pulse height spectrum caused by myons for the detector used in the experiment

#### On-line coupling

The coupling of the 4K memory to the minicomputer is realized via the standard interface SI 1.2 and CAMAC. We are applying a 24 bit data input device with a SI 1.2 input unit (CAMAC module) /6/ and a control module /7/ to carry out the data transfer and the control of the multichannel analyser (fig. 1).

#### Program system for control, check, data transfer, correction and concentration

Usually a complex experiment is subdivided in numerous single measurements. Each spectrum has to be transferred to the minicomputer, checked, corrected, if it is necessary, and added to the sum spectrum. Three 4K drum store files are used, one as an intermediate file (data reliability, check and correction possibility) and two as main files to contain the sum spectra from the measurements with and without sample.

To realize an extensive flexibility of the system application a program system was worked out, whose parts may be connected according to the specific aim of the experiment. In this way, one is able to analyse calibration measurements applying the same program system. The high level language Fortran 4000/4200 including CAMAC application enables the comfortable working out and modification of the programs /10/ /11/.

The program system consists of

- control programs,
- programs for input and output operations,
- data check programs,
- programs for addition and subtraction operations,
- programs to calculate one-dimensional spectra (TOF spectra, pulse height spectra), see fig. 3,
- programs for spectrum shifting.

The calculation of one-dimensional spectra is especially necessary to calibrate the two coordinates of the two-dimensional spectrum. An example is given in fig. 3.

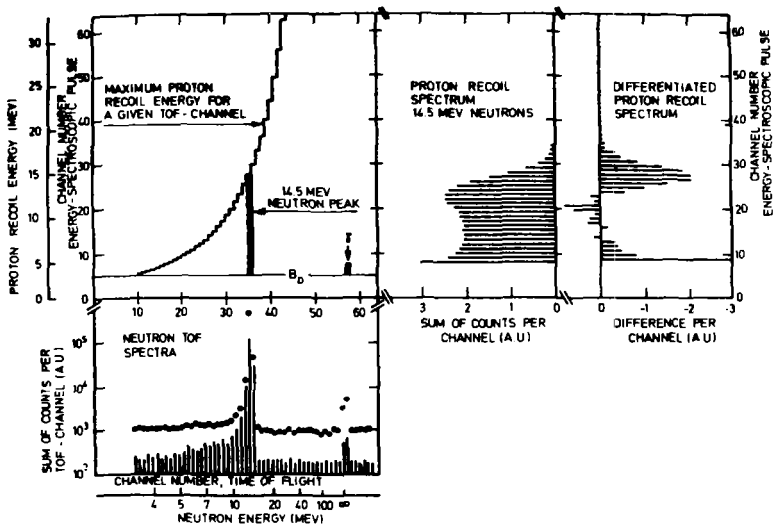


Fig. 3 Illustration of the two-dimensional spectrum with corresponding one-dimensional calibration spectra (example: 14.5 MeV neutrons)

#### Analysis program

The base of the calculation of the neutron emission cross sections (energy spectrum) is the calibration of the TOF and the proton recoil energy axis. The light output of protons in NE 213 as a function of their energy was published by several groups (for instance /5/). We are applying a linear approximation for proton energies above 5 MeV (i.e. two calibration points are necessary). It is sufficiently exact with reference to the error of calibration (note the limited channel quantity).

Non-linear effects have to be corrected by the user. The neutron energy scale and the deviation  $dt/dE$  ( $t$  - time of flight,  $E$  - neutron energy) are calculated according to the relativity theory in order to avoid a systematic error for relatively high neutron energies. The detector efficiency was determined by the use of the program NEUCEP  $\sqrt{8/9}$  accepting the light output data of Verbinski et al. /5/. We made up an efficiency matrix as a function of the neutron energy and the proton recoil energy threshold (1 MeV steps). In the analysis, the topical detector efficiency for a given TOF channel and threshold energy is determined by double-linear interpolation. The user has to put in the desired proton recoil energy range in the beginning of each analysis cycle. In this way, he is able to vary the proton recoil energy threshold. For this initial condition, the TOF effect spectrum is calculated from the sum spectra (measurements with and without sample) considering a relative constant. The determination of the energy spectrum  $N(E)$  is carried out in the usual way. Moreover, the computer calculates the following quantities:

- $\ln(N(E))$ ,
- $\ln(N(E)/E^{1/2})$  (for the fit to the Maxwell distribution).

The consideration of the folding of the neutron TOF spectrum because of the finite time resolution is in work.

#### Final remarks

The resulting neutron energy spectrum of each analysis cycle for a given proton recoil energy threshold is characterized by a range with a relatively low error. Therefore, the user can determine the neutron energy spectrum for a wide energy range with a minimum of uncertainty by variation of the threshold energy.

The described on-line experiment represents a versatile-applicable system which is easily enlargable with regard to storage dividing, storage capacity and CAMAC utilization.

#### Reference

- /1/ Märten, H., Seeliger, D., Proc. Int. Symp. on Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gauszig (GDR) 1979, ZfK-410(1980)116
- /2/ Sassonov, S., Seifert, W., ZfK-350(1978)213
- /3/ Ortlepp, H.-G., Proc. X. Int. Symp. on Nucl. Electronics, Dresden (GDR) 1980, in print
- /4/ Märten, H., Sassonov, S., ZfK-385(1979)219
- /5/ Verbinski, V.V., et al., Nucl. Instr. Meth. 65(1968)8
- /6/ Rahn, W. et al., TU-preprint 05-20-74
- /7/ Krause, R., unpublished report

- /8/ Hermsdorf, D., ZfK-315(1977)192
- /9/ Stanton, N.R., COO-1545-92, 1971
- /10/ Meiling, W., Proc. Int. Symp. on Interactions of Fast Neutrons with Nuclei, Gaussig (GDR) 1979, ZfK-410(1980)157
- /11/ Grimm, W., Meiling, W., Proc. Int. Symp. on Interactions of Fast Neutrons with Nuclei, Gaussig (GDR) 1979, ZfK-410(1980)182



**EXPERIMENTAL COMPARISON OF POLAR EMISSION  
INTENSITIES IN  $^{252}\text{Cf}$  AND  $^{235}\text{U+n}_{\text{th}}$  FISSION**

**J. Sebolewski, P. Koczón, L. Nowicki, E. Piasecki**

Institute of Nuclear Research, Department IA,  
PL-05-400 Świerk, Poland

Light charged particle emission along fission axis was studied experimentally in the same geometry for  $^{252}\text{Cf}$  and  $^{235}\text{U+n}_{\text{th}}$  fissions. The measured Cf/U probability ratio of the  $\alpha$ -particle polar emission is equal to  $1.9 \pm 0.3$ .

Экспериментально исследована эмиссия легких заряженных частиц в направлении оси деления  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Измеренное отношение вероятностей испускания  $\alpha$ -частиц (Cf/U) вдоль оси деления равно  $1,9 \pm 0,3$ .

The emission of light charged particles along fission fragment trajectory (polar emission) was found experimentally some 10 years ago [1]. Although experimental data about polar emission are available (especially for the fission of  $^{235}\text{U+n}_{\text{th}}$  and  $^{252}\text{Cf}$ ) and several models of this phenomenon were proposed, the mechanism of polar emission is still unclear [2]. Particularly there is a controversy whether the polar particles are emitted close to the moment of scission (like majority of particles moving perpendicularly to the fission axis) or considerably later (e.g., as the particles evaporated from fission fragments).

In this work we made experimental comparison of the polar emission intensities in the fission of  $^{252}\text{Cf}$  and  $^{235}\text{U+n}_{\text{th}}$  measured in the same geometry. The light charged

particles emitted at an angle less than  $32^\circ$  with respect to the fission axis were registered and identified by a semiconductor telescope consisting of a surface barrier (SB) transmission detector and a thick Si(Li) drifted stopping detector. Simultaneously, both fission fragments were registered in two SB detectors. In addition the time delay between the stopping and the fragment detectors and time delay between both the fragment detectors were measured. The coincident pulses from all the detectors as well as time pulses were analysed and stored event by event on magnetic tape and afterwards analysed by the CDC computer. The data analysis was made according to the scheme described in details elsewhere [3] .

The value  $1.9 \pm 0.3$  of the Cf/U ratio of  $\alpha$ -particle polar emission probability (i.e. intensity per fission) was obtained in the experiment. As it follows from the evaporation calculations [3] it seems, that this result can be reconciled with the hypothesis that polar particles are evaporated from the fully accelerated fragments.

One can also compare the obtained result with the value  $1.82 \pm 0.08$  of the corresponding Cf/U ratio measured for  $\alpha$ -particles moving in the direction perpendicular to the fission axis (equatorial particles) [4]. The agreement between both results may be considered as an indication that polar and equatorial emissions are governed by the same mechanism. Some models taking this into account were already proposed [2], [5], [6], however they are still at the level not being sufficient to make quantitative comparison with the existing data. Further development of these models could be very usefull.

## References

1. E.Piasecki, M.Dakowski, T.Krogulski, J.Tys,  
J.Chwaszczewska, Phys.Lett. 33B 8 (1970) 568.
2. E.Piasecki, L.Nowicki, Symp. on Physics and Chemistry of  
Fission (Jülich, 1979) IAEA-SM/241 F11.
3. L.Nowicki, E.Piasecki, J.Sobolewski, A.Kordyasz,  
M.Kisieliński, H.Karwowski, P.Koczoń and C.Signarbieux  
- to be published.
4. I.A. Kondurov, U.A.Miroshnishchenko, A.M. Nikitin,  
B.M. Alexandrov, A.C.Krivo hatski, Proc. 4th All Union  
Neutron Physics Conf. , Kiev, 1977, Moskow (1978) 97.
5. N.Cârjan, PhD Thesis, Institut für Kernphysik,  
Technische Hochschule Darmstadt (1977).
6. A.J.Kordyasz, J.Phys.G: Nucl. Phys. 6 (1980) L123.

MEASUREMENTS OF FISSION CROSS SECTIONS AROUND 14 MeV

L. VÁRNAGY, S. JUHÁSZ, J. CSIKAI

(Institute of Experimental Physics, Kossuth University,  
Debrecen, Hungary)

Fission cross sections for  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{237}\text{Np}$  were determined in the range of 13.5-14.8 MeV neutron energy.

Results prove the increase trends in the  $(n,f)$  excitation functions of these nuclei. Fragments were detected simultaneously by a fission chamber and track-etched foils.

Измерены сечения делений  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$  в интервале энергии 13,5-14,8 мэв. Результаты показывают возрастающую тенденцию в  $(n,f)$ -функции возбуждения этих ядер. Фрагменты ядер были детектированы камерой деления и трековым детектором.

Fast neutron fission cross sections for  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  have been reviewed in detail by Poenitz and Guenther [1], and Lapenas [2]. The deviations in  $\sigma_{n,f}$  values measured by different authors around 14 MeV are related to the energy dependence of the fission cross section near the  $(n,2kf)$  threshold as the bombarding energy is not always well defined. At 14 MeV the change in  $\sigma_{n,f}$  is especially marked for  $^{235}\text{U}$ , while for  $^{239}\text{Pu}$  it is negligible.

Most recently Cance and Grenier [3] measured the absolute neutron fission cross sections of  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  around 14 MeV. In disagreement with earlier observations no significant energy dependence was found for  $^{235}\text{U}$  in the interval 13.9 to 14.6 MeV and the results for  $^{239}\text{Pu}$  are 12 % lower than the old data.

The aim of this work was to repeat the measurements of  $(n,f)$  cross sections for  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{237}\text{Np}$  around 14 MeV with good energy resolution.

### Experimental Technique

The experimental arrangement is shown in Fig. 1.

The fission events of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{237}\text{Np}$  were detected with Makrofol KG Solid State Nuclear Track Detectors (SSNTDs) (12  $\mu\text{m}$  in thickness and 30 mm in diameter) as well as a  $2\pi$  ionization chamber containing a thin layer of  $^{238}\text{U}$ .

The cylindrical fission chamber was made of 0.3 mm thick steel with a 0.2 mm thick aluminium front window. The chamber was filled with a mixture of 90 % argon and 10 % methane at a pressure of  $\sim 10^5$  Pa.

Two Makrofol KG SSNTDs and two fissile samples (e.g.  $^{238}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$ ) were stacked in  $2\pi$  geometry in such a way that the fission fragments only at forward direction were detected. The detector stack was placed on the front window of fission chamber to monitorize the neutron flux (Fig. 1.).

The neutrons were produced by the  $\text{T}(d,n)^4\text{He}$  reaction with a 180 keV Cockcroft-Walton generator. The target of 150  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  TiT on a 0.3 mm thick aluminium backing was bombarded with a  $\text{D}^+$  beam of 100  $\mu\text{A}$ .

The neutron energies were changed by the emission angle to the deuteron beam (Fig. 1.).

The fissile samples were prepared at the Hlopin institute in Leningrad (USSR). The samples of 19 mm diameter was deposited onto an Al-holder (0.2 mm thick and 40 mm in diameter). The isotopic composition and thickness of the deposits used in our experiments are summarized in Table 1.

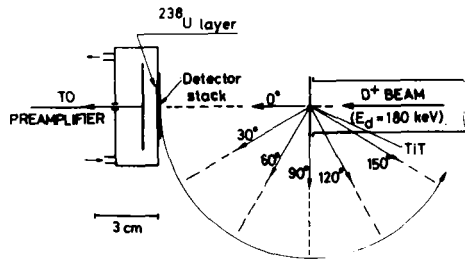


Fig. 1. Experimental arrangement

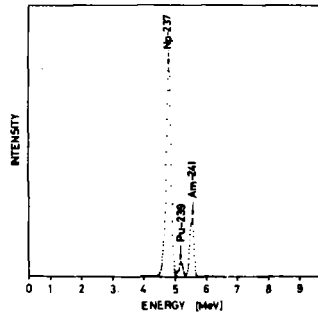


Fig. 2. Alpha spectrum of  $^{237}\text{Np}$

Table 1  
Isotopic composition and areal density of  
fissile samples

Isotopic compositions ( % )				Areal density ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )
Sample	$^{234}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{236}\text{U}$	
$^{235}\text{U}$	0.0010	99.9955	0.0035	170
$^{238}\text{U}$ (1)	are depleted by a factor of 230			286
$^{238}\text{U}$ (2)				190
Sample	$^{237}\text{Np}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Am}$	
$^{237}\text{Np}$	99.9933	0.0062	0.0005	148

The areal densities and isotopic composition of  $^{235}\text{U}$  were determined at the Hlopin Institute while the isotopic composition of  $^{237}\text{Np}$  at our Institute. The alpha spectrum of  $^{237}\text{Np}$  can be seen in Fig.2.

Absolute fission cross-section measurements were carried out for  $^{238}\text{U}$  placing the  $^{238}\text{U}$  (1) fissile sample in the fission chamber. The neutron flux was determined by an Al activation foil 19 mm diam. and 0.25 mm thick fixed to the front window of the fission chamber. The activity of the  $^{24}\text{Na}$  produced in the  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$  reaction was measured by a Ge(Li) spectrometer.

Relative fission cross-sections were measured by

Makrofol KG SSNTDs for  $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}/^{237}\text{Np}$  and  $^{235}\text{U}/^{237}\text{Np}$ . SSNTD1-target1-SSNTD2-target2 stracks were placed on the front window of the fission chamber. The fission chamber served as a neutron monitor, too. At each angle measurements were repeated five times. The evaluation of track-etched detectors was carried out by a Jumping Spark Counter [4].

### Results and discussion

Results obtained in this experiment are presented in Figs.3 and 4 in comparison with some previous data. As it can be seen in Figs.3 and 4 the trends in the relative cross sections within the limits of errors are in good agreement with those given by other authors [2,3,5-9]. Increasing trend was obtained in the excitation function of  $^{238}\text{U}(n,f)$  reaction with increasing the neutron energy around 14 MeV. This trend supports the earlier results [2,7-9], except that given by Cance and Grenier [3]. The absolute values of (n,f) cross sections for  $^{238}\text{U}$  seem to be somewhat lower than the data published recently in the literature. The deviation can be explained by the uncertainty in the determination of the areal density.

The errors in the cross sections were caused by the following factors: statistical: 0.2-0.8 %;

extrapolation of the pulse height

distribution to zero: 0.2-0.3 %;

loss of fissions: 0.5 %;

areal densities: 3 %;

efficiency of Ge(Li) spectrometer: 2 %;

neutron flux corrections: 0.6 %;

Al cross-section: 1.2 % [10]



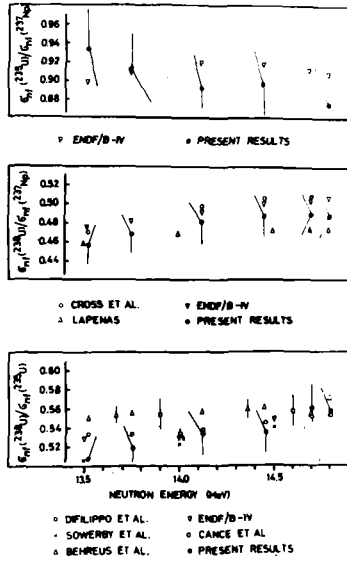


Fig.3. Comparison of various measurements of  $\sigma_{nf}(^{238}\text{U})/\sigma_{nf}(^{235}\text{U})$ ,  $\sigma_{nf}(^{238}\text{U})/\sigma_{nf}(^{237}\text{Np})$  and  $\sigma_{nf}(^{235}\text{U})/\sigma_{nf}(^{237}\text{Np})$  around 14 MeV

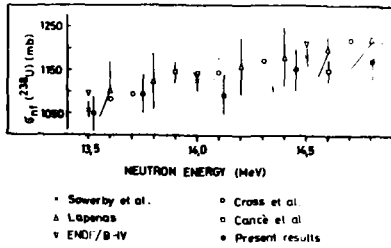


Fig.4. Comparison of various measurements of  $\sigma_{nf}(^{238}\text{U})$  around 14 MeV

The total errors for absolute cross-section measurements are about 3.5-4 %, while for relative cross-section measurements 3.2-3.6 %.

The possible presence of the thermal neutron background was controlled by the measurements of the fission cross section ratio for  $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$  as a function of distance from the neutron source. No change was observed in the cross section ratio indicating negligible amount of slow neutrons in this experiment.

#### REFERENCES

1. J.P. Poenitz, P.T. Guenther, Proc. NEADC/NEARCRP Specialist Meeting on Fast Fission Cross Sections, ANL-76-90 (1976).
2. A.A. Lapenas, Izmerenie Spektrov neutronov aktivatsionnykh metodom, Izdatel'stvo "Zinatne", Riga (1975)
3. M. Cancé and G. Grenier, Nuclear Science and Engineering 68 (1978) 197.
4. M. Várnagy et al., Nuclear Instr. and Meth. 141 (1977) 489
5. J. Schrems and G.W. Carlson, Nuclear Science and Engineering 63 (1977) 250
6. F.C. Difilippo et al., Nuclear Science and Engineering 68 (1978) 43
7. M.G. Soverby et al. Annals of Nuclear Science and Engineering Vol I. (Pergamon Press, 1974) 409
8. ENDF/B-IV Dosimetry File (Ed. by S.A. Magurno, April 1975), BNL-NDM-50440
9. M.G. Cross and R. Ing, Nuclear Science and Engineering 58 (1975) 377
10. Vonack et al., Z.S. Physik 237 (1970) 155.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫХОДОВ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ ПРИ СПОНТАННОМ  
ДЕЛЕНИИ  $^{252}\text{Cf}$

Р. Байер, Э. Длоуги, Я. Шванда

(Институт ядерной физики ЧСАН, РЖЕЖ, ЧССР)

И. Вильгельм

(Ядерный центр МФ Карлова университета, ПРАГА, ЧССР)

Измерены выходы и энергетические спектры легких частиц при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  с помощью  $dE-E$  телескопа. Наблюдались группы  $^4,6,8\text{He}$ ,  $^6,7,8,9\text{Li}$  вместе с некоторыми более тяжелыми ядрами.

Yields and energy spectra of light particles emitted in spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$  were measured using the  $(dE - E)$  telescope. Groups of  $^4,6,8\text{He}$ ,  $^6,7,8,9\text{Li}$  together with a few of heavier nuclei were observed.

В настоящее время одной из самых интересных проблем динамики ядерной материи является изучение диссипативного механизма, ответственного за необратимый перенос энергии от упорядоченного коллективного движения в пользу некогерентных внутренних возбуждений. При исследовании деления тяжелых ядер оказалось, что исследование конфигурации ядра в точке разрыва может в принципе определить, какой из диссипативных механизмов является преобладающим. Одним из экспериментально доступных методов определения конфигурации ядра в точке разрыва является изучение разных характеристик тяжелых осколков и сопровождающей легкой частицы при тройном делении ядер. Мотивацией этих исследований служила идея, что третья частица оказывается очень выгодным "вондом" процесса разрыва ядра, так как энергия и угловое распределение этих частиц показывают, что они действительно в большинстве случаев возникают в момент разрыва ядра в местах между тяжелыми осколками.

Перечень более ранних работ приведен в обзорах [1-2]. Большинство дальнейших работ посвящено изучению деления, сопровождаемого вылетом  $\alpha$ -частицы, но только в нескольких работах исследовалась эмиссия  $\alpha$ -частиц в корреляции с отдельными осколками [см. напр. 3-5]. В связи с недавней работой Сайдзулеску [6] очень интересным кажется именно исследование

деления, сопровождаемого вылетом более тяжелых, чем  $^4\text{He}$ , частиц. Ввиду того что выход этих частиц довольно низкий, корреляционные измерения не проводились.

Целью настоящей работы является уточнение относительных выходов отдельных изотопов  $\text{He}$  и  $\text{Li}$ , т.к. данные по выходам изотопов  $\text{He}$  не полностью совпадают и измерения выходов  $\text{Li}$  и  $\text{Be}$  дают только суммарные значения для всех этих изотопов [3, 7-10].

Измерения проводились с помощью многопараметрической системы, построенной на базе малой ЭВМ-ЕС 1010 с диском и магнитной лентой. Источник  $^{252}\text{Cf}$  весом  $2\text{ мкг}$  на толстой  $\text{Pt}$  подложке вместе с телескопом легких частиц, расположенным на расстоянии  $35\text{ мм}$  от источника, помещались в вакуумной камере. Перед телескопом, состоящим из тонкого кремниевого  $\text{dE}$ -детектора толщиной  $21\text{ мг/см}^2$  и полупроводникового  $\text{E}$ -детектора, помещалась алюминиевая фольга толщиной  $8.0\text{ мг/см}^2$ . Импульсы от  $\text{dE}$ - и  $\text{E}$ -детекторов поступали после усиления на выходы амплитудных кодировщиков, которые открывались сигналами от схемы совпадений. Соответствующие коды поступали через интерфейс на ЭВМ и записывались на магнитную ленту. В режиме "off-line" данные укладывались в матрицу  $(\text{dE} \times \text{E})$ , из которой выбирались границы для отбора частиц. Идентификатором частиц служило выражение  $\text{PI} = (\text{dE} \times \text{E})^R - \text{E}^R$ . Значения  $R$  выбирались по оптимальному "узелью" между отдельными изотопами в матрице. Для всех изотопов  $\text{He}$  использовалось значение  $R = 1.69$  и для изотопов  $\text{Li}$  и  $\text{Be}$  значение  $R = 1.57$ . Распределение случаев  $\text{He}$  в зависимости от идентификатора частиц  $\text{PI}$  показано на рис. 1А. Видно, что примеси соседних более легких изотопов в более тяжелые не превышают 1% в случае  $^6\text{He}$  и 10% в случае  $^8\text{He}$ , что обеспечивает хорошую надежность в разделении энергетических спектров отдельных изотопов. Энергетические спектры с учетом поправки на потерю энергии частицы в фольге  $\text{Al}$  показаны на рис. 2. Суммарные данные о выходах отдельных изотопов  $\text{He}$  и их энергетических спектрах приведены в таблице. Экстраполированный выход  $Y_e$  ядер  $^6\text{He}$  хорошо согласуется с результатами работ [7, 8]. В случае  $^8\text{He}$  наше значение  $Y_e$  подтверждает результаты работы [8].

Число набл. частиц	E <sub>пор</sub> , МэВ	Относительный выход на 100α-частиц			Средняя энергия, МэВ	ПШПВ, МэВ
		измеренный Y <sub>и</sub>	экстрапол. б)	а)		
<sup>4</sup> He	1318000	9.3	93.2	100	15.8±0.1	10.3±0.1
<sup>6</sup> He	31400	10.5	2.21 ±0.09	3.06 ±0.15	12.1±0.2	9.2±0.2
<sup>8</sup> He	594	12.3	0.042±0.006	0.115±0.015	10 <sup>в)</sup>	8.0±0.3
Li	1347		0.095±0.010			
<sup>6</sup> Li		17.3	0.006±0.002			
<sup>7</sup> Li		18.5	0.062±0.006	0.127±0.021	19.0±1.0	9.6±1.1
<sup>8</sup> Li		19.7	0.019±0.005	0.085±0.014	17.5 <sup>в)</sup>	8.7±0.6
<sup>9</sup> Li		21.0	0.008±0.002			
Be	1007	27.0	0.071±0.025			

- а) Интеграл функции плотности гауссовского распределения энергии частиц в интервале  $\langle -\infty, +\infty \rangle$ , нормированный на <sup>4</sup>He.  
б) Интегральный счет над порогом, нормированный на Y<sub>e</sub>(<sup>4</sup>He).  
в) Параметр, фиксированный при обработке.

Зависимость числа случаев от идентификатора частиц PI в диапазоне ионов Li и Be показана на рис.1В. Так как пики, соответствующие отдельным изотопам, частично перекрываются, был в случае Li использован следующий подход. Спектр аппроксимировался четырьмя распределениями Гаусса с одинаковой дисперсией σ. Такой анализ показал, что выше экспериментального порога относительные интенсивности <sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Li, <sup>8</sup>Li, <sup>9</sup>Li составляют 6±2 %, 65±6 %, 21±5 % и 8±2 % соответственно. Для получения энергетических спектров, соответствующих отдельным изотопам Li, границы идентификаторов выбирались на расстояниях ±σ от среднего значения PI данного изотопа. В этих границах полученные энергетические спектры описывались распределениями Гаусса, площади которых определяли (с учетом поправки на полную площадь в спектре идентификатора) экстраполированный выход Y<sub>e</sub> данных изотопов.

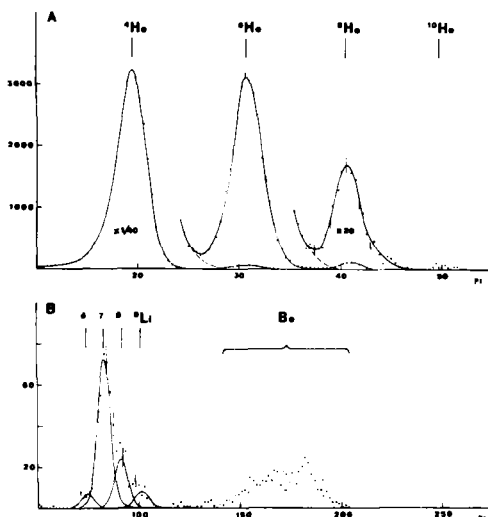


Рис.1.  
Спектр идентифи-  
катора частиц:  
А-изотопы He;  
В-изотопы  
Li и Be

Результаты, приведенные в в таблице показывают, что данные работы [87] занижены, о чем и упоминают авторы работы [107], которые пытались оценить выходы отдельных изотопов Li. Наши измеренные выходы ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^8\text{Li}$  подтверждает правильность этих оценок.

В течение 160 часов наблюдалось также 11 случаев, попадающих в область PI, соответствующую  ${}^{10}\text{He}$ . Этот счет приблизительно в 60 раз меньше счета  ${}^8\text{He}$ , в то время как число случайных  $\alpha$ - $\alpha$ -совпадений не превышает 4 случаев. В работе [87] наблюдался 1 случай в области  ${}^{10}\text{He}$ . Если принять во внимание, что порог регистрации  ${}^{10}\text{He}$  в работе [87] приблизительно на 5 МэВ больше нашего порога, составляющего  $\sim 14.5$  МэВ, и что энергетический спектр  ${}^{10}\text{He}$  должен иметь максимума при энергии  $\sim 7$  МэВ, можно утверждать, что чувствительность аппаратуры в работе [87] не позволила наблюдать все случаи  ${}^{10}\text{He}$ . Из нашего результата вытекает, что гипотезу о существовании мононов  ${}^{10}\text{He}$  при тройном делении  ${}^{252}\text{Cf}$  нельзя полностью отвергнуть, однако ее подтверждение нуждается в проведении отдельного эксперимента.

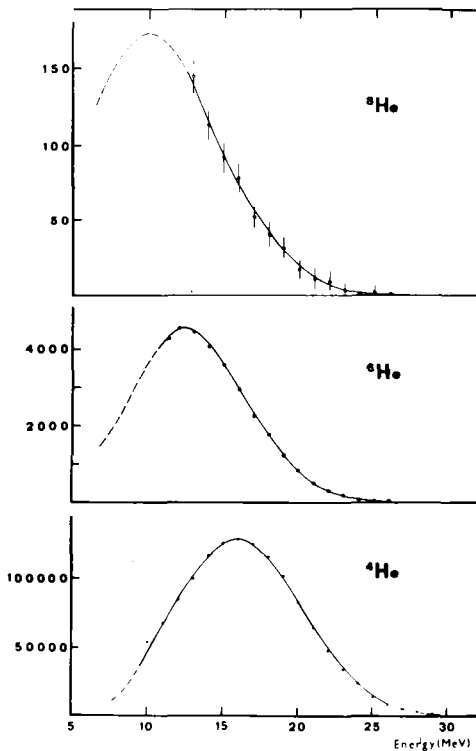


Рис. 2.  
Энергетические  
спектры изотопов He.  
Сплошная кривая—  
аппроксимированное  
распределение Гаусса  
по МНК.  
Пунктирная кривая—  
экстраполяция под  
порогом измерений

#### Список литературы

1. Feather N. — in Phys.Chem.of Fission, IAEA, Vienna (1969) 83.
2. Vandenbosch R., Huizenga J.R. — Nuclear Fission, Academic Press, N.Y., (1973) 374 .
3. Reisbeck G.M., Thomas T.D. — Phys.Rev., 172(1968), 1272.
4. Guet C. et al. — Nuclear Phys., A 314(1979).
5. Cumpsty D.R., Vase D.G. — Symp. Phys.Chem.Fission, Julich, IAEA-SM, 241-F12.
6. Sandulescu A. et al. — J.Phys., Vol.4, (1978), 1279.
7. Whetstone S.L., Thomas T.D. — Phys.Rev., 154 (1967), 1174.
8. Cosper S.W. et al. — Phys.Rev., 154 (1967), 1193.
9. Gazit Y. et al. — Phys.Rev., C1 (1970), 2101.
10. Kendurov I.A. et al. — Mater.4.Konf.nejtr.fiz., Kiev, V.3 (1977), 258.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ КЮРИЯ-248 НЕЙТРОНАМИ  
В ОКОЛОПороГОВОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

Э.Ф.Фомушкин, Ю.И.Виноградов, В.В.Гаврилов,  
Г.Ф.Новоселов, В.М.Сурин, В.А.Жеребцов

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

По методу времени пролета с разрешением 7,5 нсек/м в диапазоне энергий  $0,3 \leq E_n \leq 5,5$  МэВ проведены измерения энергетической зависимости сечения деления кюрия-248. Рассмотрена методика обработки результатов, определены эффективные параметры порога деления. Обсуждаются особенности барьеров деления изотопов кюрия.

Energy dependence of the fission cross section of nucleus Cm-248 has been measured by means of time-of-flight method in the energy range  $0,3 \leq E_n \leq 5,5$  MeV with the resolution 7,5 nsec/m. The method of the results analysis has been considered, the effective parameters of the fission threshold were determined. Some properties of the curium isotopes fission barriers are discussed.

Измерение характеристик деления  $^{248}\text{Cm}$  под действием нейтронов крайне затруднено сравнительно малым временем жизни этого изотопа относительно спонтанного деления. Для измерения энергетической зависимости сечения деления  $^{248}\text{Cm}$  нами применялся метод времени пролета.

Методика измерения  $\sigma_{f,^{248}\text{Cm}}(E_n)$  аналогична нашим предыдущим измерениям, в том числе с изотопами  $^{244}\text{Cm}$  и  $^{246}\text{Cm}$  /2,3/. В качестве детектора осколков деления использовалась пленка из поликарбоната. Временная развертка осуществлялась с помощью электромеханической системы; в мо-



мент нейтронного импульса полимерная пленка, наклеенная на вращающийся барабан, перемещалась с высокой скоростью относительно слоев исследуемого и реперного изотопов. Скорость развертки ( $v$ ) измерялась с точностью  $\sim 0,05\%$ . Для уменьшения фона от спонтанного деления урания соответствующие слои подводились к пленке только на время облучения нейтронами. Для формирования узкого пучка осколков деления между каждым слоем и пленкой устанавливался щелевой коллиматор. Ширина коллиматора ( $\Delta x$ ), скорость развертки ( $v$ ) и пролетное расстояние ( $z$ ) определяют временное разрешение применяемой методики

$$\Delta t/z \approx \Delta x/vz.$$

В измерениях  $\sigma_{f, 235\text{Cm}}(E_n)$  временное разрешение составило  $\sim 7,2$  нсек/м (полная ширина на полувысоте). Фон рассеянных нейтронов измерялся с помощью слоев, установленных вне прямого потока; во всем исследуемом диапазоне энергии нейтронов фон не превышал  $1,5\%$ . После химической обработки облученных пленок счет треков от осколков деления осуществлялся визуально с помощью оптического микроскопа. В зависимости от плотности треков на детектирующей пленке сканирование проводилось полосами шириной от  $0,08$  до  $0,32$  мм. Полученная совокупность треков от осколков деления  $^{248}\text{Cm}$  была сгруппирована в 24 интервала по энергии нейтронов в диапазоне  $0,3 - 5,6$  МэВ. Аналогичным образом были сгруппированы и треки от осколков деления с реперных слоев  $^{235}\text{U}$ . Сечение деления урания, усредненное по  $i$ -му энергетическому интервалу, можно представить в виде

$$\sigma_{f, \text{Cm}}(E_i) = K \sigma_{f, 235\text{U}}(E_i) \frac{\Delta N_i(\text{Cm})}{\Delta N_i(\text{U})},$$

где  $\Delta N_i$  - число треков, зарегистрированных в  $i$ -м энергетическом интервале;

$K$  - нормировочная константа, зависящая от количества делящихся ядер в слоях и вероятности прохождения осколка деления через щелевой коллиматор.

В качестве опорной кривой  $\sigma_{f, 235\text{U}}(E_n)$  использовались данные оценки Коньшина и др. /4/.

Ненормированная энергетическая зависимость  $\sigma_{j, Cm}(E_n)$  в интервале  $0,65 \leq E_n \leq 0,98$  МэВ аппроксимировалась формулой проницаемости параболического барьера

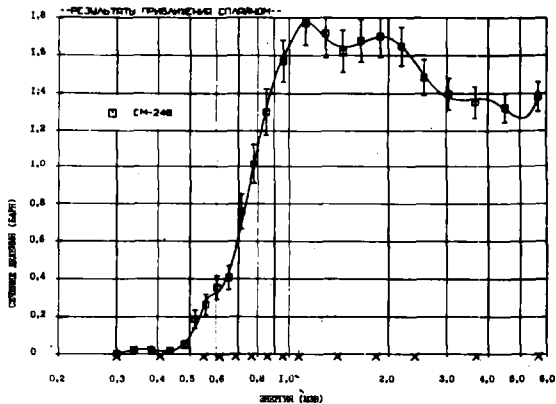
$$\sigma_j(E_n) \sim \{1 + \exp[-2\pi(E_n - E_{пор})/\hbar\omega]\}^{-1}$$

с параметрами:  $E_{пор} = 0,75$  МэВ и  $\hbar\omega = 0,55$  МэВ. В остальном диапазоне энергии нейтронов экспериментальные данные аппроксимировались сплайнами. Для нормировки кривой

$\sigma_{j, 248Cm}(E_n)$  использовалась величина эффективного сечения деления  $^{248}Cm$  нейтронами быстрого реактора

$$\bar{\sigma}_{j, 248Cm} = 0,93 \pm 0,06 \text{ барн } /5/.$$

Поправки на содержание в образце  $^{248}Cm$  других изотопов кюрия вводились на основании данных масс - спектрометрического анализа и эффективных сечений, приведенных в работе /5/, а также результатов измерения энергетической зависимости сечений деления  $^{244}Cm$  и  $^{246}Cm$  /2/.



Сечение деления  $^{248}Cm$  нейтронами

Данные по сечению деления  $^{248}Cm$ , полученные в измерениях, приведены на рисунке и в таблице. Сплошная кривая на рисунке - результат аппроксимации экспериментальных данных; по оси абсцисс крестиками отмечены узлы аппроксимирующего сплайна. Погрешности, показанные на рисунке, обусловлены статистикой треков в соответствующих энергетических интервалах.

Таблица результатов измерения  $\sigma_f$ 

$E_n$ (МэВ)	$\sigma_f$ ( $\delta$ )	$\Delta \delta / \delta$	$E_n$ (МэВ)	$\sigma_f$ ( $\delta$ )	$\Delta \delta / \delta$
0,3	0,004	0,417	1,6	1,657	0,052
0,4	0,018	0,343	1,8	1,691	0,047
0,5	0,096	0,398	2,0	1,693	0,046
0,6	0,321	0,115	2,5	1,520	0,049
0,7	0,629	0,134	3,0	1,381	0,051
0,8	1,111	0,105	3,5	1,365	0,049
0,9	1,477	0,082	4,0	1,366	0,050
1,0	1,652	0,061	4,5	1,315	0,055
1,2	1,751	0,076	5,0	1,268	0,059
1,4	1,651	0,056	5,5	1,324	0,059

Статистические ошибки, приведенные в таблице, характеризуют точность сглаженной кривой  $\sigma_{f, \text{глад}}(E_n)$ ; эти ошибки обусловлены количеством экспериментальных точек между двумя последовательными узлами сплайна, их статистическими погрешностями, а также разбросом экспериментальных точек относительно аппроксимирующего сплайна. В таблице и на рисунке приведены стандартные отклонения. Систематическая погрешность сечения  $\sigma_{f, \text{глад}}(E_n)$  обусловлена, главным образом, погрешностью эффективного сечения деления  $^{248}\text{Cm}$  реакторными нейтронами, а также возможными ошибками при экстраполяции кривой сечения деления вне диапазона энергии нейтронов  $0,3 \leq E_n \leq 5,5$  МэВ. Такая экстраполяция проводилась при нормировке кривой  $\sigma_{f, \text{см}}(E_i)$ . По нашим оценкам систематическая погрешность не превышает 6,8%.

Следует отметить, что эффективные параметры порога деления ( $E_{\text{пор}} = 0,75$  МэВ и  $\eta_w = 0,55$  МэВ), полученные нами, несколько расходятся с аналогичными данными Мура и Кейворта /6/, полученными также на нейтронах ядерного взрыва; данные по величине сечения на плато неплохо согласуются.

В сечении деления  $^{248}\text{Cm}$  при  $E_n \approx 0,6$  МэВ наблюдается аномалия типа небольшого плато. Аналогичные особенности наблюдаются также в сечениях  $^{244}\text{Cm}$  и  $^{246}\text{Cm}$  /2/.

Дальнейшие исследования, по-видимому, позволят уточнить количественные характеристики барьеров деления нечетных составных ядер кюрия, понять природу отмеченных структурных особенностей.

#### Список литературы

2. Фомушкин Э.Ф. и др.—Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 37.
3. Фомушкин Э.Ф. и др.—Атомная энергия, 1975, т. 39, с. 259.
4. Коньшин В.А. и др.—Ядерные константы. М., ЦНИИАтоминформ, 1979, вып. 3(34), с. 3.
5. Фомушкин Э.Ф. и др.—Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 24.
6. Moore G.S., Keyworth.—  
Phys. Rev., 1971, v.30, p. 1656.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ  $^{233}\text{U}$  И  $^{235}\text{U}$  В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ  
0,1–100 кэВ И ОТНОШЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ  $^{233}\text{U}/^{235}\text{U}$  ДО 2 МэВ

Т.А.Мостовая, В.И.Мостовой, С.А.Биряков, А.А.Осочников,  
А.В.Светцов

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

На 60-МэВ линейном ускорителе электронов методом времени пролета измерены сечения деления  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  и их отношение. Приводятся сравнение полученных данных с результатами других авторов

Fission cross-sections of  $^{233}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$  and their ratio are measured by TOP technique on the 60 Mev electron linac. This data are compared with results of other groups.

Привлекательность реакторов на  $^{233}\text{U}$  -  $^{232}\text{Th}$ -цикле как реакторов экономичных. инициирует работы по получению нейтронных сечений, необходимых для их расчетов и, в частности, сечений деления. После работы Беренса и др. [1], в различных лабораториях были выполнены измерения сечений деления  $^{233}\text{U}$  и его отношения к сечению деления  $^{235}\text{U}$  в области энергий нейтронов, представляющей интерес для быстрых реакторов. Здесь можно упомянуть работы, выполненные в СССР Фурсовым и др. [2], в Аргонской национальной лаборатории Поеницом и др. [3], в Харуэлде Джеймсом и др. [4], в Ок-Ридже Гвином [5].

На 60-МэВ линейном электронном ускорителе "Факел" ИАЭ им. И.В. Курчатова, используемом в качестве источника нейтронов, были проведены измерения сечений деления  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  в области энергий от  $\sim 1$  эв до 100 кэВ, а их отношение - в области до 2 МэВ.

Высокая удельная  $\alpha$  - активность  $\text{U} - ^{233}$ , а также жесткое  $\gamma$  - излучение продуктов распада  $\text{U} - ^{232}$ , присутствующего всегда в образцах или мишенях, вызывает значительные трудности в экспериментах. Для достижения высокой точности и хорошего разрешения при доступных интенсивностях источников

нейтронов. необходимо использовать образцы или мишени  $^{233}\text{U}$  весом  $\sim 1$  грамм и более. Поэтому при измерениях сечения деления путем прямой регистрации осколков необходимы детекторы с высоким временным разрешением ( $\sim 10$  нсек). В данной работе для регистрации делений была использована ионизационная камера с сетками, аналогичная описанной в работе [6]. Она работала в режиме газового усиления (коэффициент усиления 20), и имела временное разрешение 20 нсек.  $^{233}\text{U}$  в виде окиси-закиси был нанесен на обе стороны плоского алюминиевого электрода размером  $10 \times 20 \text{ см}^2$ .

Общее количество  $^{233}\text{UO}_2$  с обогащением лучше чем 97%, нанесенного на поверхности  $400 \text{ см}^2$ , составляло 0,180 г.  $^{235}\text{UO}_2$  с обогащением лучше чем 99% в количестве 0,8 г был нанесен на идентичный электрод. В ионизационной камере слои находились на расстоянии 3,5 см.

Счетчики СМ-12, перекрывавшие пучок сечением  $10 \times 20 \text{ см}^2$ , располагались после электрода со слоями  $^{233}\text{U}$  на расстоянии 47 см и служили для измерения спектра нейтронов.

Измерения проводились при следующем режиме работы ускорителя:

1. Энергия ускоренных электронов - 60 МэВ.
2. Длительность импульса ускоренных электронов - 50 нсек.
3. Ток электронов в импульсе на урановой мишени - 1,2А.
4. Частота посылок - 460 1/сек и 690 1/сек.

Пролетное расстояние до ионизационной камеры составляло 26 см. Для устранения эффекта реплических нейтронов пучок перекрывался фильтром из  $^{10}\text{B}$  толщиной  $0,15 \text{ г/см}^2$ . Перегрузка камеры за счет  $\gamma$ -вспышки ускорителя полностью устранялась тепловой защитой из свинца, толщиной 60 см.

Эффекты делений от слоев  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  и счетчиков регистрировались одновременно на отдельных анализаторах АН-4096 с шириной каналов  $\tau = 50$  нсек. Старт задавался электронным импульсом, возникающим от ускоренных электронов на мишени.

Фон нетаймированных нейтронов измерялся методом черных резонансных фильтров ( $\text{Ag}$ ,  $\text{Co}$ ,  $\text{Mn}$ ), а также оценивался по счету в каналах анализатора до начала регистрации  $\gamma$ -лучей от вспышки ускорителя и в области, отвечающей энергиям нейтронов выше 16 МэВ. Этот фон был мал и для области энергий выше 10 кэВ не превышал 1,5%.

При получении энергетической зависимости сечений деления сечение реакции захвата в боре считалось по формуле, рекомендованной в работе [7].

Результаты измерений сечения деления  $^{235}\text{U}$ , нормированные на оцененную среднюю величину 13,704 барн в диапазоне 0,2-1,0 кэВ, приведены в таблице 1.

Таблица 1

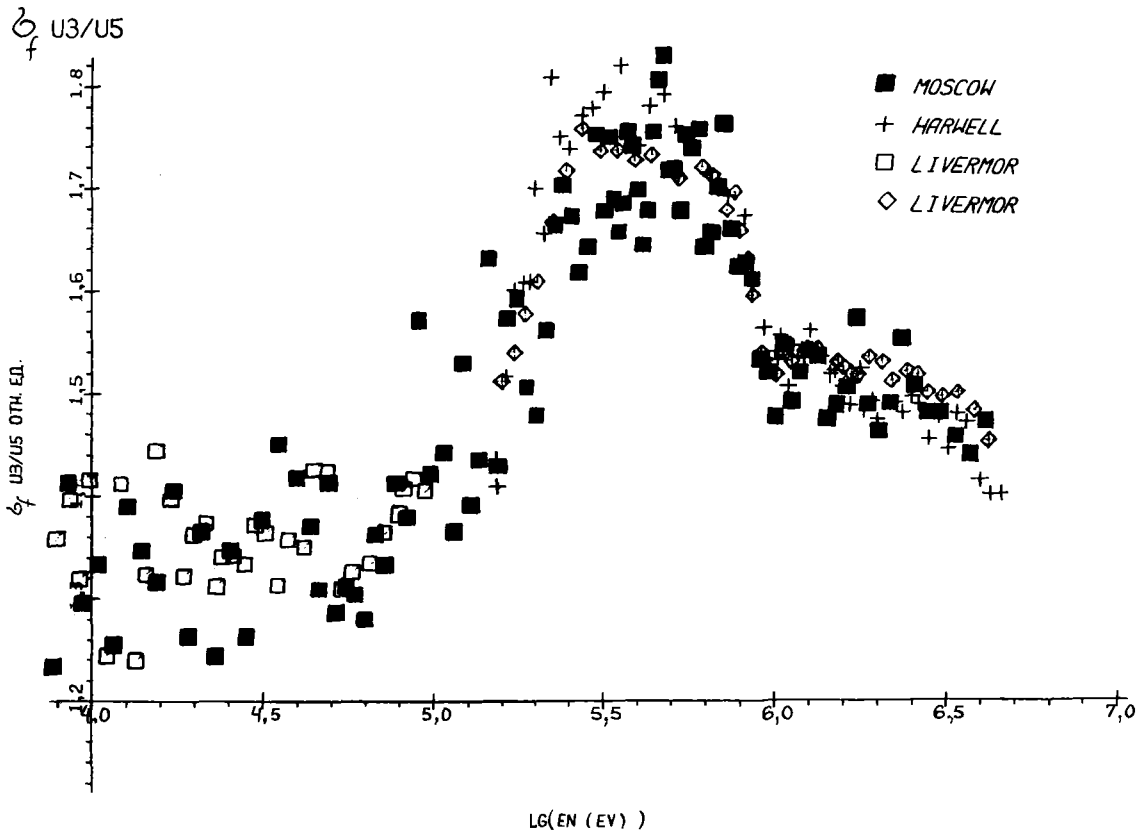
$E1 - E2$ (кэВ)	$\Sigma_f$ (барн)	$E1 - E2$ (кэВ)	$\Sigma_f$ (барн)	$E1 - E2$ (кэВ)	$\Sigma_f$ (барн)
0,1 - 0,2	21,88±0,04	1-2	7,33±0,02	10-20	2,49±0,01
0,2 - 0,3	20,87±0,04	2-3	5,29±0,02	20-30	2,09±0,01
0,3 - 0,4	12,97±0,04	3-4	4,85±0,03	30-40	-
0,4 - 0,5	14,04±0,06	4-5	4,34±0,03	40-50	1,84±0,01
0,5 - 0,6	15,33±0,06	5-6	3,95±0,03	50-60	1,82±0,01
0,6 - 0,7	11,70±0,06	6-7	3,45±0,03	60-70	1,74±0,01
0,7 - 0,8	11,30±0,06	7-8	3,28±0,02	70-80	1,67±0,01
0,8 - 0,9	8,37±0,05	8-9	3,00±0,02	80-90	1,60±0,02
0,9 - 1,0	7,60±0,05	9-10	3,09±0,02	90-100	1,51±0,01

В большинстве интервалов расхождение с результатами оценки [9] не превышает 2%. Максимальное расхождение 4,7% имеет место в диапазоне 90-100 кэВ.

Результаты измерений сечения деления  $^{233}\text{U}$ , нормированные на величину резонансного интеграла 32,95 барн в области 166,9-1223,3 эв (работа [5]), приведены в таблице 2.

Таблица 2

$E1 - E2$ (эВ)	$\int_{E1}^{E2} \sigma(E) \frac{dE}{E}$ (барн)	$E1 - E2$ (кэВ)	$\Sigma_f$ (барн)
101,3 - 130,0	8,75 ± 0,07	5 - 10	4,32 ± 0,04
130,0 - 166,9	5,60 ± 0,06	10 - 20	3,15 ± 0,03
166,9 - 214,9	5,76 ± 0,06	20 - 30	2,95 ± 0,03
214,9 - 275,2	5,38 ± 0,05	30 - 40	-
275,2 - 353,4	5,10 ± 0,05	40 - 50	2,54 ± 0,04
353,4 - 453,8	3,79 ± 0,04	50-60	2,33 ± 0,04
453,8 - 582,6	3,59 ± 0,04	60 - 70	2,28 ± 0,04





582,6 - 748,1	$3,73 \pm 0,04$	70 - 80	$2,23 \pm 0,05$
748,1 - 960,5	$3,25 \pm 0,03$	80 - 90	$2,24 \pm 0,05$
960,5 - 1223,3	$2,35 \pm 0,05$	90 - 100	$2,28 \pm 0,05$

Во всем диапазоне 0,1 - 100 кэВ данные результаты хорошо согласуются с результатами работы [5]. Максимальное расхождение (в области 10 - 20 кэВ) составляет 5%.

Присутствие в пучке алюминия не дает возможности привести в табл. 1 и 2  $Z_f$  в области 30 - 40 кэВ с достаточно высокой точностью.

Результаты измерений энергетической зависимости  $Z_f(^{233}\text{U}) / Z_f(^{235}\text{U})$ , нормированные в области 1-2-МэВ энергий к значению 1,523 [8], представлены на графике. Там же нанесены данные работ [1,4,8].

Видно, что измеренное отношение в среднем удовлетворительно согласуется с данными работ [1,4,8], хотя имеются и отдельные отклонения точек, превышающие величину ошибок (~ 2-3%). Эти выбросы точек частично могут быть связаны с нерегулярной структурой спектра нейтронов в пучке. Эта структура обусловлена конструкционными материалами, находящимися на пути пучка нейтронов, и её эффект, по-видимому, полностью не устраняется при приведении скоростей счета делений на слое  $^{233}\text{U}$  к пролетному расстоянию слоя  $^{235}\text{U}$ .

#### Список литературы

1. J.W.Behrens, G.W.Carlson and Baner.- Proceedings of a conference. Washington, D.C. March 3-7, 1975, p.591.
2. Б.И.Фурсов, В.М.Куприянов, Г.Н.Смирнин.-Атомная энергия, том. 44., вып.3, 1978, стр.236.
3. Poenitz W.P.-Argonne National Laboratory Report. ANL/NDM-36 (1978).
4. James G.D., Syme D.B., Cooke M.C. and Gadd A.D. AERE, Harwell Progress Report AERE PR/NP25 (1978).
5. R.Gwin et.al. - Nuclear Science and Eng., 1976, 59, 78-105.
6. Буржков С.А., В.Ф.Герасимов и др. - Препринт ИАЭ-2627, М., 1976.
7. Sowerby M.G. et.al.-UKAEA Report AERE-R 6316, 1970.
8. G.W.Carlson and J.W.Behrens.-Report UCRL - 79577.

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЙ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ  $^{233}\text{U}$  И  $^{235}\text{U}$   
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 0,060-3,28 МэВ  
Д.Л.Шпак, Г.Г.Королев  
(ФЭИ)

В работе представлены результаты измерений отношений сечений деления урана-233 и урана-235 в диапазоне энергий нейтронов 0,060-3,28 Мэв. Источником нейтронов служили реакции  $\text{Li}(p, n)$  и  $\text{T}(p, n)$ , осуществляемые на электростатических генераторах. В качестве детекторов осколков использовались цилиндрические стекла.

Measurements of the fission cross section ratio of the  $\text{U}^{-233}$  and  $\text{U}^{-235}$  were carried out in the 0,06 to 3,28 MeV using glass detectors. Neutrons were produced by the use a Van de Graaf generator. T p, n He and Li p, n Be reactions were employed.

В настоящее время в литературе имеется достаточно большое количество работ [1-10], посвященных измерению отношения сечения деления  $^{233}\text{U}$  к сечению деления  $^{235}\text{U}$ . Несмотря на сравнительно хорошую точность отдельных измерений, расхождения результатов отдельных авторов имеют довольно значительный разброс. Недостатком большинства работ является то, что измерения проводились либо в сравнительно узких энергетических интервалах, либо в широком диапазоне энергий нейтронов, но недостаточно подробно. В работе [10] была сделана попытка единым методом получить более подробную информацию об энергетической зависимости отношения сечений деления урана-233 и урана-235 в широком диапазоне энергий нейтронов. В большинстве вышеуказанных работ в качестве детекторов осколков деления использовалась ионизационная камера с парой слоев урана-233 и урана-235, расположенных вплотную друг к другу под одним телесным углом, что исключало необходимость измерения потока нейтронов.

Тщательный анализ имеющихся в настоящее время экспериментальных результатов, а также методик измерений показал, что в вышеуказанных методиках имеется два существенных фактора, которые могут привести к довольно значительному различию данных отдельных авторов. Одним из этих факторов являются размеры нейтронных мишеней, делящихся слоев и расстояния между ними. В случае существенной неравномерности толщины делящихся слоев (5-10%), а также зависимости выхода нейтронов по площади нейтронной мишени (диаметр делящихся слоев ~10мм, нейтронных мишеней ~6-8мм и расстояния между ними ~20-30мм), как показал эксперимент, различие в измеряемой величине может достигать 5-10%. Другим фактором может служить неполная регистрация осколков деления в полусфере, что в силу довольно многообразной зависимости угловых распределений осколков деления от энергии нейтронов может приводить к заметному отклонению измеряемой величины в различных опытах.

В настоящей работе информация об отношениях сечения деления урана-233 к сечению деления урана-235 была получена из результатов измерения угловых распределений осколков деления методикой стекол в 4- $\pi$  геометрии [II]. Эта методика кроме информации об угловых распределениях осколков деления в зависимости от угла  $\theta$  по отношению к направлению потока нейтронов дает возможность получать числовые величины, пропорциональные плотности осколков деления на поверхности вполне определенной полусферы. Эти величины в дальнейшем нами были использованы для нахождения отношений сечений деления урана-233 и урана-235. Кроме того, данная методика дала возможность наряду с существенным увеличением светосилы эксперимента уменьшить размеры делящихся слоев, нейтронных мишеней и увеличить расстояние между источником нейтронов и делящимся слоем и тем самым свести различие получаемых величин в зависимости от неравномерности толщины делящихся слоев до величины 0,3%. Использование данной методики для измерения отношений сечений деления полностью исключает погрешности, вносимые многообразной зависимостью угловых распределений осколков деления от энергии нейтронов.

Работа проводилась на электростатических ускорителях ФЭИ с использованием реакций  $Li(p, n)$  и  $T(p, n)$  на твердых мишенях из гидрида титана или вторича лития на молибденовых подложках. Энергия нейтронов ниже 1 Мэв получалась в реакции

$T(p, n)$  под углами  $15^\circ$ ,  $107,5^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $135^\circ$  и  $155^\circ$  к направлению пучка падающих на мишень протонов. Энергии нейтронов ниже  $600$  кэв, получаемые в реакции  $Li(p, n)$  под углом  $15^\circ$ , использовались для проведения отдельных контрольных измерений.

Использовались слои из окислов урана на алюминиевых подложках следующего изотопного состава, %: урана-233 - 93,31 и урана-235 - 99,97.

Абсолютизация отношений сечений деления проводилась в тепловой колонне реактора БР - 10 с соотношением тепловых и надтепловых нейтронов  $10^{-4}$  [12]. Оценка температуры нейтронного спектра пропусканием через золотой фильтр [13] дала значение  $(\sim 27 \pm 11)^\circ$ . Для отношений сечений деления  $\sigma_f(\text{урана} - 233) / \sigma_f(\text{урана} - 235)$  для максвелловского спектра нейтронов с температурой  $20^\circ 0,9293$  взято из работы [14].

Различные компоненты нейтронного фона измерялись нами, как описано в работах [10, 15]. В эксперименте было установлено, что основной компонентой нейтронного фона является рассеяние на конструкции головки мишенедержателя. В данном эксперименте использовался мишенедержатель особой конструкции. Это дало возможность уменьшить количество материала головки мишенедержателя в 4 раза по сравнению с мишенедержателями, используемыми в работах [10, 15].

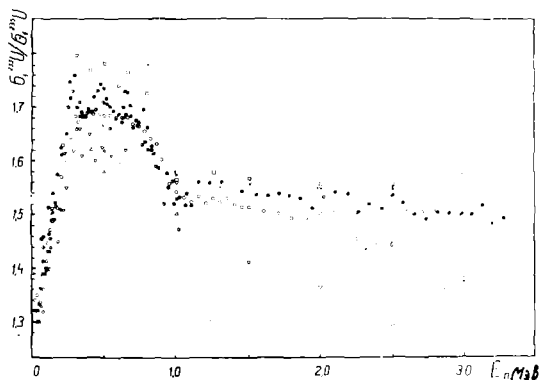
Результаты отношений сечений деления урана-233 и урана - 235, полученных в настоящей работе, приведены в табл. 1. Указанная полная погрешность результатов измерений является средней квадратической суммой выявленных неопределенностей. В табл. 2 показан вклад всех компонент вносимых погрешностей при  $E_n = 3,2$  Мэв.

На рисунке результаты настоящей работы сравниваются с данными других авторов. Результаты настоящей работы имеют сравнительно хорошее согласие с данными работы [1]. Данные работы [10] в целом неплохо согласуются с результатами настоящей работы, но в отдельных областях энергий нейтронов имеются существенные различия. Результаты работ [3-5] выше, а данные работ [7-9] систематически ниже результатов настоящей работы.

Таблица 1							
$E_n, \text{МэВ}$	$\Delta E_n,$ кэВ	$\sigma_+^3/\sigma_+^5$	$\Delta\sigma_+^3/\sigma_+^5,$ %	$E_n, \text{МэВ}$	$\Delta E_n,$ кэВ	$\sigma_+^3/\sigma_+^5$	$\Delta\sigma_+^3/\sigma_+^5,$ %
0,060	8	1,361	1,82	0,740	18	1,672	1,31
0,070	8	1,454	1,72	0,770	30	1,696	1,29
0,080	8	1,519	1,83	0,780	18	1,636	1,31
0,085	8	1,460	1,68	0,800	18	1,665	1,17
0,100	8	1,398	1,82	0,825	18	1,621	1,19
0,120	8	1,514	1,63	0,825	18	1,630	1,22
0,125	8	1,467	1,58	0,840	30	1,635	1,26
0,140	8	1,505	1,48	0,860	18	1,587	1,28
0,165	8	1,523	1,49	0,935	18	1,578	1,30
0,186	8	1,575	1,52	0,940	30	1,552	1,21
0,200	18	1,510	1,37	0,980	18	1,521	1,23
0,208	8	1,613	1,44	1,000	30	1,530	1,26
0,242	8	1,651	1,47	1,020	18	1,533	1,19
0,260	8	1,749	1,63	1,060	18	1,518	1,26
0,270	8	1,718	1,28	1,070	30	1,540	1,26
0,290	8	1,768	1,27	1,100	18	1,517	1,24
0,310	8	1,700	1,26	1,150	30	1,561	1,33
0,330	8	1,684	1,28	1,230	30	1,560	1,21
0,340	30	1,693	1,29	1,310	30	1,561	1,26
0,350	8	1,683	1,24	1,450	30	1,544	1,24
0,370	8	1,682	1,12	1,550	30	1,537	1,28
0,390	8	1,693	1,29	1,630	30	1,532	1,26
0,410	8	1,692	1,34	1,710	30	1,539	1,25
0,430	8	1,720	1,37	1,780	30	1,537	1,26
0,452	8	1,731	1,28	1,860	30	1,531	1,26
0,474	8	1,744	1,32	1,940	30	1,513	1,28
0,496	8	1,737	1,33	2,020	30	1,534	1,24
0,518	8	1,717	1,19	2,100	30	1,544	1,26
0,520	30	1,708	1,27	2,180	30	1,540	1,26
0,540	8	1,702	1,33	2,260	30	1,506	1,24
0,560	8	1,694	1,14	2,340	30	1,521	1,24
0,580	8	1,679	1,37	2,420	30	1,512	1,23
0,600	8	1,687	1,26	2,500	30	1,537	1,27
0,620	8	1,673	1,26	2,570	30	1,522	1,27
0,630	8	1,701	1,28	2,650	30	1,506	1,26
0,630	8	1,681	1,29	2,730	30	1,493	1,19
0,642	8	1,703	1,23	2,810	30	1,506	1,18
0,660	8	1,728	1,31	2,890	30	1,505	1,27
0,680	8	1,705	1,19	2,980	30	1,501	1,28
0,685	18	1,684	1,37	3,050	30	1,500	1,26
0,700	8	1,663	1,38	3,130	30	1,518	1,26
0,720	8	1,676	1,17	3,200	30	1,484	1,27
0,730	18	1,666	1,16	3,280	30	1,492	1,24

Таблица 2

Источники поправок и ошибок	Поправки, %	Ошибки, %
Отношение числа делящихся ядер	-	0,74
Просмотр стеклянных детекторов	-	0,40
Статистическая ошибка	-	0,84
Деление неосновных изотопов	2,46	0,14
Фон нейтронов, рассеянных на конструкции мишенедержателя	0,06	0,12
Фон нейтронов экспериментального зала	0,14	0,26
Фон нейтронов, отсутствующих реакций	0,08	0,14
Неравномерность толщин делящихся слоев	-	0,30



Отношение сечений деления  $^{233}\text{U} / ^{235}\text{U}$ :

○ - [1]; □ - [3]; × - [4]; + - [5]; △ - [7]; ▽ - [8]; ◇ - [9];  
 ○ - [10]; ● - настоящая работа

#### Список литературы

1. Pflöschinger E., Käppeler F. - Nucl. Sci. and Engng , 1970, v.40, N 3, p.375.
2. Gwin R. e.a. - Nucl. Sci. and Engng , 1976, v.59, N 2, p.79.
3. Meadows J. - Nucl. Sci. and Engng , 1974, v.54, N 3, p.317.
4. Lamphere R. - Phys. Rev., 1964, v.104, p.1654.
5. Нестеров В.Г., Смиренкин Г.Н. - АЭ, 1968, т.24, вып.2, с.361.
6. Lehto W. - Nucl. Sci. and Engng , 1970, v.39, N 3, p.361.
7. White P., Hodykinson J., Wall G. - In: Proc. IAEA Symp. Physics and Chemistry of Fission. Salzburg, 22-26, March 1965, v.1, p.219.
- White P., Warner G. - In: Nucl. Energy , 1967, v.21, N 8, p.671.
8. Allen W., Fergusson A. - In: Proc. Physical Society , London, 1957, v.70A, p.573.
9. Smith R., Henkel R., Nobles R. - Bull. Amer. Phys. Soc., 1957, v.11, N 2, p.196.
10. Бурсов Б.И., Куприянов В.М., Смиренкин Г.Н. - АЭ, 1978, т.44, вып.3, с.236.
11. Шапак Д.Л., Смиренкин Г.Н. - ЯФ, 1975, т.21, вып.4, с.704.
12. Лейпунский А.И. и др. - АЭ, 1961, т.11, вып.6, с.498.
13. Becurtz K.H., Wirtz K. - Neutron Physics Chap 15, 1964, 325.
14. Lemmel H. - In: Proc. 4 th Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology. Washington, 3-7 March 1975, v.1, p.286.
15. Шапак Д.Л., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. - ЯФ, 1971, т.13, вып.5, с.960.

ЗАВИСИМОСТЬ  $\Gamma_f/\Gamma$  ОТ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА  $^{238}\text{U}$

Н.В. Корнилов, О.А. Сальников

(ФЭИ)

Из сравнения спектров нейтронов, испущенных перед делением, со спектром первого нейтрона получена зависимость  $\Gamma_f/\Gamma$  от энергии возбуждения ядра  $^{238}\text{U}$ .

Проведено сравнение с расчетами по статистической модели.

The  $\Gamma_f/\Gamma$  dependence on the excitation energy of  $^{238}\text{U}$  has been determined from the experimental fission neutron spectra.

The results were compared with the statistical model calculations.

Спектры нейтронов, испущенных ядром перед делением в реакции  $(n, n_f)$ , являются источником экспериментальной информации о величине  $\Gamma_f/\Gamma$  ядра мишени. Можно записать простое соотношение:

$$N_{nf}(E, E_0) = \frac{\Gamma_f(U)}{\Gamma(U)} \sigma_{n_1}(U, E_0), \quad (1)$$

где  $N_{nf}(E, E_0)$  - спектр предварительно испущенных нейтронов при начальной энергии  $E_0$ ;

$\sigma_{n_1}(U, E_0)$  - спектр первого нейтрона;

$U = E_0 - E$  - энергия возбуждения.

Из спектров нейтронов деления  $^{238}\text{U}$   $N_f(E, E_0)$ , измеренных нами для  $E_0 = 7,02$ ;  $8,01$ ;  $8,94$  МэВ и значений  $A_F$ ,  $T_F$ , определенных методом наименьших квадратов, величина  $N_{nf}(E, E_0)$  определялась из уравнения:

$$N_{nf}(E, E_0) = \sigma_f(E_0) (N_f(E, E_0) - A_F \sqrt{E} \exp(-E/T_F)), \quad (2)$$

$\sigma_f(E_0)$  - сечение деления для начальной энергии  $E_0$  [1];

$A_F$ ,  $T_F$  - параметры, описывающие спектр нейтронов деления.

Таким образом,

$$\Gamma_f/\Gamma = \sigma_f(E_0) (N_f(E, E_0) - A_F \sqrt{E} \exp(-E/T_F)) / \sigma_{n_1}(U, E_0).$$

Спектр первого нейтрона рассчитывался на основе результатов, полученных в работе [2].

$$b_{n1}(U, E_0) = A1 E \rho(U) / \int_0^{E_0} E \rho(U) dE + A2 \sqrt{E/E_0} (E_0 - E),$$

$$U = E_0 - E - \delta;$$

$$A1 = 1803 \text{ мб};$$

$$A2 = 39,7 \text{ мб/МэВ}^2 \text{ при } E_0 \leq 8,75 \text{ МэВ}.$$

Для  $E_0 > 8,75$  МэВ  $A2$  рассчитывался из условия  $b_{n1} = 806 \text{ мб} = \frac{4}{15} A2 E_0$ . Полученные результаты приведены на рис. 1.

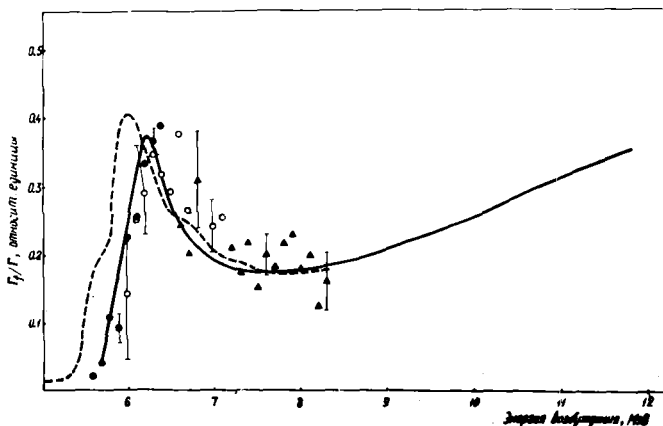


Рис. 1. Вероятность деления  $\Gamma_f/\Gamma$ , измеренная при начальных энергиях 7,02 МэВ (●), 8,01 МэВ (○) и 8,94 МэВ: (▲), --- данные работы [8], ——— расчет.

Для сравнения на том же рис. приведены данные работы [8], в которой вероятность деления измерялась в реакции  $^{235}\text{U}(t, pf)$ . Следует отметить удовлетворительное согласие результатов, полученных разными методами.

Расчет отношения  $\Gamma_f/\Gamma$  связан с определенными трудностями, вызванными необходимостью экстраполировать зависимость плотности уровней в область энергий  $U < U_n$  ( $U_n$  — энергия связи нейтрона).

В настоящей работе плотность уровней описывалась следующим образом:

$$\rho_1(U) = \exp 2\sqrt{a(U-\delta)} / (U-\delta)^{1,5}, \quad U \geq U_n;$$

$$\rho_2(U) = C \exp U/T, \quad U < U_n;$$



$$T = (\sqrt{a/(U - \delta)} - 1,5/(U - \delta))^{-1}.$$

Постоянная  $C$  определялась из условия  $\rho_1(U_k) = \rho_2(U_k)$ .  
 Граничная энергия  $U_k$  выбиралась из условия наилучшего описания экспериментальных данных  $\Gamma_f / \Gamma$  и сечений реакции  $(n, 2n)$ .  $\Gamma_f$ ,  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_\gamma$ ,  $b_{n,2n}$  рассчитывались с помощью соотношений статистической модели:

$$\Gamma_f(U) = \frac{1}{2\pi\rho_8(U)} \int_0^{U-B_F} \rho_8(E) T(E) dE;$$

$$T(E) = 1 / (1 + \exp(\frac{\hbar\omega E}{2\pi})) ;$$

$$\Gamma_n(U) = \frac{(2S+1)m}{\pi^2 k^2 \rho_8(U)} \int_0^{U-B_n} b_{n,2n}(E) E \rho_7(U - B_n - E) dE ;$$

$$\Gamma_\gamma(U) = \frac{(2S+1)}{\pi^2 k^2 c^2 \rho_8(U)} \int_0^U b_\gamma(E) E^2 \rho_8(U - E) dE ;$$

$$b_\gamma(E) = \frac{a_0 I_3 A}{I_9} \frac{E^2 \Gamma_g^2}{(E^2 - E_g^2)^2 + E^2 \Gamma_g^2} ;$$

$$E_g = 80 A^{-1/3} ; \quad \Gamma_g = 5 \text{ МэВ} ;$$

$$b_{n,2n}(E) = \int_0^{E_0 - B_n} \frac{I_n(E_0 - E) b_{n,2n}(E) dE}{\Gamma} ;$$

$\rho_7(U)$ ,  $\rho_8(U)$  - плотность уровней для ядер  $^{237}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ .

Наилучшее описание экспериментальных данных (рис.1,2) достигается со следующим набором параметров:

$$\begin{aligned} a_7 &= 29,5 \text{ 1/ МэВ} \quad [11]; & \delta_7 &= 0,69 \text{ МэВ} \quad [4]; \\ a_8 &= 32,6 \text{ 1/ МэВ} \quad [2]; & \delta_8 &= 1,12 \text{ МэВ} \quad [4]; \\ B_n &= 6,143 \text{ МэВ} \quad [6]; & B_F &= 5,82 \text{ МэВ}; \\ \hbar\omega/2\pi &= 0,1 \text{ МэВ}; \\ U_k &= 5,1 \text{ МэВ}; & T_0 &= 0,39 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

$\Gamma_\gamma$  нормировалась на величину 26 мэВ при  $U = 4,8 \text{ МэВ}$  [7].

Рассчитанные значения сечения  $(n, 2n)$  совпадают с данными работы [3] во всей области энергии 6,5 - 10,5 МэВ в пределах точности эксперимента, составляющей 3 - 7%.

Подобный подход, феноменологически учитывающий эффекты сверхтекучести, ранее был предложен в работе [4]. Для изотопов урана в этой работе были получены значения  $U_k$ , лежащие в интервале 3,8 - 5,1 МэВ, и параметров  $T = 0,38 - 0,42 \text{ МэВ}$ .

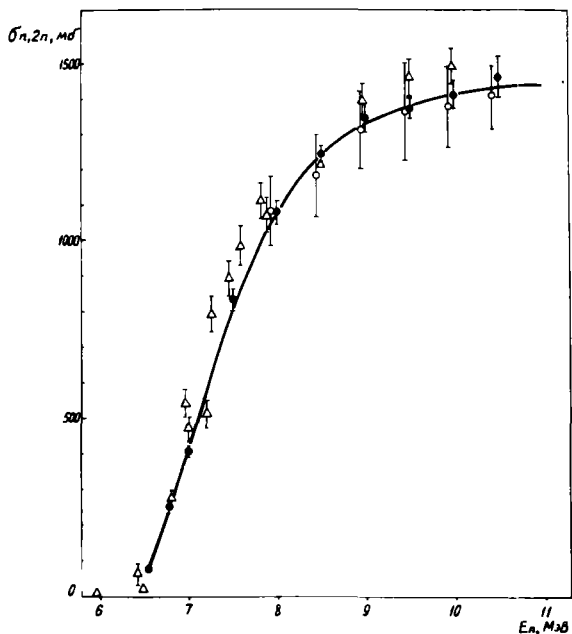


Рис.2. Сечение реакции  $^{238}\text{U}(n, 2n)$ . Экспериментальные данные взяты из работ: ● - [3]; Δ - [9]; ○ - [10]. Сплошная линия - результаты расчета

Результаты работы [5], в которой из спектров неупругорассеянных нейтронов был извлечен параметр  $T$ , хорошо совпадают с нашими данными. Так, для  $E_0 = 3$  МэВ  $T = (0,35 \pm 0,04)$  МэВ, для  $E_0 = 4$  МэВ  $T = (0,44 \pm 0,05)$  МэВ.

Таким образом, на основе параметров, извлеченных при анализе спектров неупругорассеянных нейтронов и феноменологического подхода для расчета плотности ядерных уровней, удалось получить согласованное описание сечения реакции  $(n, 2n)$  и отношения  $\Gamma_f / \Gamma$  для ядра  $^{238}\text{U}$ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ENDF/B-IV, Dosimetry file, BNL-NCS-50446.
2. Корнилов Н.В., Журавлев Б.В. Материалы настоящей конференции.
3. Корнилов Н.В., Журавлев Б.В. и др. Международный симпозиум по взаимодействию быстрых нейтронов с ядрами. Гауссияг, 1979.
4. Gilbert A., Cameron A.G.W.-Can.J. of Phys v.43, 1446 (1965).
5. Batchelor R., Gilboy W.B., Towle J.H.-Nucl Phys. 65 (1965) 236.
6. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. Атомиздат, 1974.
7. BNL - 325.
8. Cramer J.D., Britt H.C.-LA-DC-11708, 1969.
9. Knight J.D., Smith R.K., Warren B.-Phys. Rev, 112., 259. (1958).
10. Frehaut J., Mosinski G.-CEA-R-4627, CEN-Saclay. 1974 .
11. Baba H.-Nucl Phys. A159 (1970), 2, p.25.

СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$   
НЕЙТРОНАМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

Е.А. Жагров, Д.А. Немцов, А.В. Платонов,  
С.М. Соловьев, В.И. Фоминих  
(Радиевый ин-т им. В.Г. Хлопина)

Для  $^{235}\text{U}$  на нейтронах с энергией  $46 \pm 7$  кэВ и  $120 \pm 9$  кэВ были определены величины сечений деления соответственно:  $2,08 \pm 0,08$  барн и  $1,51 \pm 0,06$  барн, а для  $^{233}\text{U}$  на нейтронах с энергией  $44 \pm 7$  кэВ и  $120 \pm 9$  кэВ сечения деления составляли соответственно  $2,59 \pm 0,10$  барн и  $2,15 \pm 0,09$  барн. Поток нейтронов измерялся проточной марганцевой ванной.

Fission cross sections for  $^{235}\text{U}$  with neutron energies of  $46 \pm 7$  keV and  $120 \pm 9$  keV were determined; they are respectively  $2,08 \pm 0,08$  barn and  $1,51 \pm 0,06$  barn. Fission cross sections for  $^{233}\text{U}$  of the energies  $44 \pm 7$  keV and  $120 \pm 9$  keV corresponded to  $2,59 \pm 0,10$  barn and  $2,15 \pm 0,09$  barn. Neutron flux was measured with the circulated  $\text{MnSO}_4$  bath method.

Знание величин сечения деления  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  нейтронами промежуточной энергии представляет определенный интерес для ядерной энергетики. Кроме того, сечение деления  $^{235}\text{U}$  часто используется в качестве стандарта при относительных измерениях. Несмотря на значительное количество работ, посвященных этому вопросу, и сравнительно высокую точность отдельных измерений (2%-3%) существует значительное расхождение результатов у различных авторов, которое достигает 16%. Это, в частности, связывают с недостаточно корректным измерением потока нейтронов.

Нами для измерения потока промежуточных нейтронов применялась проточная марганцевая ванна. Методика марганцевой ванны хорошо зарекомендовала себя при градуировке изотопных источников нейтронов, обеспечив погрешность менее  $\pm 1\%$  и, как показали сличения в различных лабораториях, разброс результатов отдельных измерений согласуется с этой погрешностью. В конце шестидесятих годов методика проточной марганцевой ванны была успешно применена для измерения нейтронных потоков на ускорителе [1].

На рисунке схематически представлена установка ( вид сверху ), на которой выполнялись измерения. Источником нейтронов являлась реакция  ${}^7\text{Li}(p,n){}^6\text{He}$ . Литиевая мишень ( $\text{LiF}$ ) располагалась на конце ионопровода, по которому от электростатического ускорителя поступал пучок протонов. Литиевую мишень окружала сплошная защита, выполненная в виде бака с концентрированным раствором борной кислоты и тетраборнокислого натрия. Как видно из рисунка, литиевая мишень размещалась в полости, имеющей сложную конфигурацию для уменьшения рассеянного в коллиматор нейтронного излучения. С этой же целью в сплошной защите был создан канал диаметром 130 мм, заканчивающийся нейтронной ловушкой из смеси парафина с карбидом бора. Под углами  $135^\circ$  и  $225^\circ$  по отношению к направлению пучка протонов в сплошной защите располагались идентичные коллиматоры №1 и 2 соответственно. Коллиматоры были выполнены из борированного полиэтилена и выстланы изнутри листовым кадмием. Коллиматор №1 служил для вывода пучка нейтронов, на которых производились измерения сечений. На коллиматоре №2 устанавливался детектор на основе счетчика СМ-13 для мониторинга нейтронного пучка. Перед рабочими измерениями с помощью марганцевой ванны, расположенной против коллиматора №1, определялась чувствительность мониторингового детектора. Конструкция марганцевой ванны в общих чертах изображена на рисунке. Необходимо отметить, что для уменьшения утечки нейтронов ванна была покрыта слоем парафина. Раствор в ванне перемешивался специальной мешалкой. Утечка нейтронов из марганцевой ванны рассчитывалась на основе определений в ней топологии нейтронного поля и подробно обсуждалась в работах [2, 3]. В систему обслуживания марганцевой ванны входили: циркуляционный насос, манометр, расходомер, регистратор активности раствора сернистого марганца, устройство для удаления воздуха из раствора. Активность раствора измерялась с помощью установки УМБ-1500, а также с помощью специально изготовленной установки  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений, обладающей весьма низким уровнем естественного фона. Перед началом работы марганцевая ванна градуировалась с помощью специально изготовленного эталонного сурьмяно-бериллиевого фотонейтронного источника с  $E_n = 25\text{кэВ}$ . Урановые мишени изготовлялись распылением в вакууме тетра-

### Анализ погрешностей измерения

Погрешность измерения потска нейтронов <u>+2%</u>	1	Погрешность регистрации активности раствора <u>+0,6%</u>
	2	Погрешность градуировки марганцевой ванны <u>+1,5%</u>
	3	Погрешность мониторингового детектора - <u>+0,2%</u>
	4	Погрешность на возможную нестабильность аппаратуры <u>+1%</u>
Погрешность измерения числа актов деления <u>+2%</u>	1	Погрешность эффективности регистрации - <u>+1%</u>
	2	Погрешность просмотра <u>+1%</u>
	3	Погрешность $N_3 - N_{фон}$ <u>+1,4%</u> *
Погрешность измерений плотности урана на мишени		<u>+2%</u>

- \*  $N_3$  - число актов деления в измерениях на пучке нейтронов.  
 $N_{фон}$  - число актов деления при фоновых измерениях.

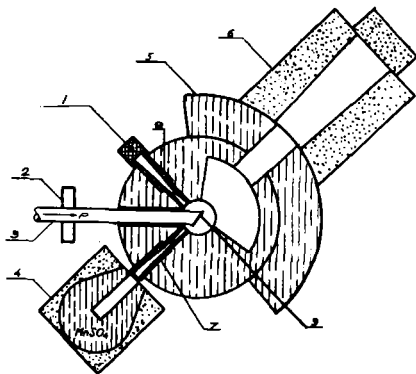


Схема установки: 1 - мониторинг детектор; 2 - устройство востройки монопровода; 3 - монопровод; 4 - марганцевая ванна; 5 - бак защиты; 6 - ловушка нейтронов; 7 - коллиматор № 1; 8 - коллиматор № 2; 9 - литиевая мишень

фторида урана на танталовую подложку толщиной 0,1 мм. Диаметр активного пятна мишени - 34 мм. Неравномерность активного слоя по площади мишени - 1%. Плотность слоя  $^{235}\text{U}$  на мишени около 200 мкг/см<sup>2</sup>, а  $^{233}\text{U}$  около 100 мкг/см<sup>2</sup>. Из каждого изотопа было изготовлено 4 мишени. Регистрация осколков деления осуществлялась следами. Следы накладывались на мишени и весь брикет сжимался в специальном держателе, который, в свою очередь, одевался при измерениях на коллиматор № 1. При экспозиции урановых мишеней нейтронный поток измерялся мониторным детектором. Для определения числа актов деления, вызванных рассеянными нейтронами, проводились фоновые измерения, при которых литиевая мишень выдвигалась из "поля зрения" коллиматора. После этого вновь осуществлялась экспозиция урановых мишеней. Нормировка результатов проводилась по показаниям интегратора тока и мониторингового детектора.

В результате измерений для  $^{235}\text{U}$  на нейтронах с энергией 46 кэВ и 120 кэВ величины сечений деления были определены соответственно -  $2,08 \pm 0,08$  барн и  $1,51 \pm 0,06$  барн. Для  $^{233}\text{U}$  на нейтронах с энергией 44 кэВ и 120 кэВ сечения деления соответственно были получены  $2,59 \pm 0,10$  барн и  $2,15 \pm 0,09$  барн. Разброс энергий нейтронов, обусловленный толщиной литиевой мишени и апертурой пучка нейтронов для нейтронов с энергией 44 кэВ и 46 кэВ, составлял  $\pm 7$  кэВ, а для нейтронов с энергией 120 кэВ -  $\pm 9$  кэВ. Некоторые сечения измерялись дважды. При повторных измерениях вся установка собиралась заново. Результаты повторных измерений в пределах погрешности согласуются с первичными. В таблице проводится анализ погрешностей измерения сечений деления.

#### Список литературы

1. Leroy I. - Nucl. Instrum. and Methods, 1970, vol. 88, p. 1.
2. Жагров Е.А., Немилев Д.А., Платонов А.В., Фоминых В.И. - Атомная энергия, 1977, т. 42, вып. 2, с. 146.
3. Жагров Е.А., Немилев Д.А., Платонов А.В., Фоминых В.И. - Атомная энергия, 1978, т. 45, вып. 1, с. 73.

ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{235}\text{U}$  И ИХ  
 ОТНОШЕНИЙ ПРИ ЭНЕРГИЯХ НЕЙТРОНОВ ОТ 100 эВ до 50 кэВ  
 А.А.Бергман, А.Г.Колосовский, С.П.Кузнецов, А.Н.Медведев,  
 А.Е.Самсонов, В.А.Толстиков  
 (ИЯИ АН СССР, ФЭИ)

Проведено измерение сечений деления  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{235}\text{U}$  и их отношений в режиме одновременной регистрации событий деления  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$ . Нормировка сечений выполнена с помощью термализованного спектра нейтронов в графитовой призме.

The relative energy dependence of  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{235}\text{U}$  fission cross sections and the ratio of this cross sections have been measured. Spectrometer of the moderation-time method was used. The fission events from fission chambers were registered simultaneously for the  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{235}\text{U}$ . The fission cross sections were normalised using the well thermalised neutron spectrum in a graphite prism.

На спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце (СВЗ) выполнена работа по измерению сечений деления  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{235}\text{U}$  и их отношений. Методика измерений в основном описана в работах /1,2/. Измерения проведены со сдвоенной делительной камерой, содержащей слой  $^{239}\text{Pu}$  (20 мг) и  $^{235}\text{U}$  (40 мг). (Более подробно о деталях эксперимента и его анализе будет опубликовано в сб. "Ядерные константы". См. также следующий доклад в данном сборнике.)

Опорные тепловые константы указаны в табл. I.

Таблица I

	$\sigma_f^T$ (2200 м/сек)	Фактор Весткотта, $\beta$ вестк.	$\sigma_f^T \cdot \beta$ вестк.
$^{239}\text{Pu}$	742,0 ± 1 бн [4]	1,052 [5]	780,6 бн
$^{235}\text{U}$	585 ± 1,1 бн [4]	0,977 [5]	572,6 бн



### Анализ результатов работы

Данные по сечению деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и их отношениям сведены в табл. 2-4. Интервалы энергий выбраны из условия, чтобы разрешение СВЗ не сказывалось на приводимых значениях.

В табл. 2 кроме наших данных представлены сравнительные данные других работ /7-15/. Приведенные средние значения из этих работ взяты в предположении равных весов. Видно, что наши результаты хорошо согласуются со средними значениями (графа Б-А) в пределах ошибок средних значений и ошибок наших измерений. Наблюдаемое в ряде работ искажение энергетического хода сечения деления при значительных относительных изменениях энергии, по-видимому, связано с недостаточно корректным введением поправок на эффекты, связанные с рассеянием нейтронов. В работах возможны также ошибки и при нормировании. Контрастом таблицы является хорошее согласие наших данных с данными Мурадяна. Его данные до 10 кэВ (ошибка 1%) нам представляются надежными.

Рекомендованные данные Коньшина 1975 года /16/ для  $^{235}\text{U}$  по интервалам 1 кэВ, перенормированные по области 2-10 кэВ на наши значения, хорошо согласуются с результатами настоящей работы в области 2-50 кэВ и свидетельствуют, что для этих энергий в сечении деления нет структуры, которая могла бы привести к систематическим погрешностям при определении наших значений сечения, усредненных по стандартным интервалам.

Из всего вышесказанного следует сделать вывод о надежности наших данных для  $^{235}\text{U}$ , и, следовательно, и для  $^{239}\text{Pu}$ , поскольку они выполнены одинаковой методикой и одновременно.

Для  $^{239}\text{Pu}$  (табл.3) вместе с результатами настоящей работы приведены средние значения из последних работ Гвина /13/, Гайтера /17/, Рябова /18/ и отклонение этих средних значений от наших данных. В области 0,1 - 6 кэВ средние значения этих авторов идут ниже наших на 5%, в области 6-20 кэВ примерно совпадают и идут на 4% выше в области 20-50 кэВ.

Наши значения для отношения сечений деления  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$  хорошо согласуются с данными Карлсона /19/ (табл. 4).

Таблица 2

Сравнительные данные для сечения деления урана 235

Ен (кэВ)	Отклонение от среднего в %									А 9 ± средн. в барн. (без д.СВЗ)	Ошиб- 9 ± средн. в %	Б 9 ± в барн. наст. работа 1979 г.	Наст. р-та Ошиб- ка рабо- ты в %	(Б-А) в %
	Демли /7/ 1971	Гайтер /8/ 1972	Блонс /9/ 1972	Перец /10/ 1974	Мостовая /11/ 1975	Кононов /12/ 1975	Гвин /13/ 1976	Каирр /14/ 1976	Мурдан /15/ 1977					
01-0,3	+0,6	-	+2,5	-	+1,6	-	1,4	-3,1	-0,1	20,39	0,8	20,42	1,5	+0,2
0,3-1,0	-1,9	-	+3,5	-	+2,5	-	-2,0	-4,8	+2,8	11,31	1,4	11,65	1,1	+3,0
1-2	-6,0	-	+5,3	-	+3,9	-	-1,3	-4,2	+2,2	7,17	1,95	7,29	0,9	+1,6
2-5	-5,9	+5,6	+3,3	+2,1	+1,6	-	-4,4	-	-2,0	4,811	1,6	4,767	0,9	-0,9
5-10	-6,0	+2,5	+2,9	+2,4	+1,6	-	-4,3	-	+0,9	3,303	1,4	3,259	1,0	-1,3
10-20	-5,0	+5,0	+4,1	+7,3	+2,6	-	-3,4	-7,2	+0,6	3,830	1,6	3,824	1,0	-0,2
20-30	-4,6	+3,3	+3,7	+3,2	-	-3,8	+0,4	-4,5	+2,4	2,450	1,3	2,487	1,2	+1,5
30-40	-1,8	+1,2	+2,8	+1,7	-	+1,8	-1,4	-5,8	+1,4	2,140	0,65	2,085	1,4	-2,6
40-50	-3,9	-0,1	-	+4,3	-	+1,6	-2,0	-	-	1,980	1,4	1,906	1,6	-3,6
	-2,3	+2,4	-	+5,6	-	+2,2	-1,5	-6,4	-	1,848	1,7	1,798	1,6	-2,6

Совокупность приведенных данных по сечению деления для  $^{235}\text{U}$ , данные Карлсона и наши по отношению сечений деления противоречат средней энергетической зависимости  $\sigma_f$  ( $^{239}\text{Pu}$ ) последних работ Гвина, Гайтера, Рябова.

Таблица 3

Таблица 4

Данные по сечению деления $^{239}\text{Pu}$					Данные по отношению сечений деления $^{239}\text{Pu}$ , $^{235}\text{U}$				
Е (кэВ)	А $\sigma_f$ наст. работа в барн.	наст. работа полн. ошибка в %	Б $\sigma_f$ среднее из работ /13, 18, 19/	А-Б в %	А $\sigma_f/\sigma_f^s$ наст. работа	наст. полн. ошибка в %	Б $\sigma_f/\sigma_f^s$ Карлсон /19/ 1978г.	А-Б в %	
0, 1-03	19,29	1,9	17,98	+7,0	0,939	1,3	-	-	
0,3-10	8,409	1,9	8,206	+2,5	0,715	1,6	-	-	
0,7-1,0	6,612	1,8	6,340	+4,2	-	-	-	-	
1-6	3,252	1,5	3,102	+4,9	0,639	1,4	0,626	+2,7	
6-10	2,078	1,3	2,075	+0,15	0,664	1,4	0,656	+1,2	
10-20	1,747	1,4	1,736	+0,6	0,706	1,2	0,710	-0,6	
20-30	1,560	1,5	1,617	-3,6	0,749	1,4	0,749	0	
30-40	1,511	2,1	1,603	-6,0	0,794	1,6	0,818	-3	
40-50	1,490	2,1	1,537	-3,0	0,829	1,6	0,834	-0,6	

Список литературы

1. Ф.Л.Шапиро. "Труды ФИАН", 1964, т.24, стр.3.
2. А.А.Бергман и др. "ядерные константы", Атомиздат, 1971, вып.7, стр.50.
3. А.А.Бергман, А.Маликхонов. "Краткие сообщения по физике", М., Физический ин-т им.П.Н.Лебедева АН СССР, 1972, № 4, стр.71.
4. H.E.Jackson et al "Review of standard reference data and important cross section discrepancies" A.N.L., Argonne, Illinois, November 1976, p.63.
5. Дональд Дж.Юз. "Нейтронные эффективные сечения", М., Изд-во "Иностранная литература", 1959.

6. Sowerby M.G. et al *J.Nucl. Eng.* 1970, v.24, p.323.
7. J.R.Lemley et al. *Nucl. Sci. Eng.* 1971 v.43 N 3 p.281.
8. D.B.Gayther et al "Proc. Conf. Second Panel on Neutron Standard Reference Data" Vienna. I.A.E.A. 1972.
9. J.Blom. *Nucl. Sci. Eng.* 1974, v.51 N 2, p.130.
10. R.B.Perez. *Nucl. Sci. Eng.* 1974, v.55, N 2 p.203.
11. Т.А.Мостовая и др. "Труды 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике", 1975, т.6, стр.76.
12. В.Н.Кононов. "Атомная энергия", 1975, т.38, вып.2, стр.82.
13. R.Cwin.*Nucl.Sci. Eng.* 1976, v.59 N 2 p.79.
14. J.B.Cziff et al. *Nucl. Sci.Eng.* 1976. v.60, N 4, p.383.
15. Г.В.Мурадян и др. "Труды 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике", 1977, т.3, стр.119.
16. Г.В.Анципов, А.Р.Бендерский, В.Н.Коньшин и др. "Ядерные Константы", Атомиздат, 1975, вып.20, часть 2, стр.3.
17. D.B.Gayther "Труды 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике", 1975, т.6, стр.49.
18. Ю.В.Рябов. "Атомная энергия", 1979, т.46, вып.3, стр.154.
19. G.W.Carlson. *J.K.Behrens.Nucl.Sci.Eng.* 1978, v.66, N 2, p.205.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ  $^{233}\text{U}$  И ЕГО ОТНОШЕНИЯ К  
 СЕЧЕНИЮ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$  В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ  
 ОТ 100 ЭВ ДО 50 КЭВ

А.А.Бергман, А.Г.Колосовский, А.Н.Медведев,  
 М.В.Мордовский, А.Е.Самсонов, В.А.Толстик  
 (ИЯИ АН СССР, ФЭИ)

На нейтронном спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце (СВЗ) проведены измерения сечения деления  $^{233}\text{U}$  и его отношения к сечению деления  $^{235}\text{U}$  в режиме одновременной регистрации событий деления  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ . Нормировка сечений выполнена с помощью термализованного спектра нейтронов.

The relative energy dependence of  $^{233}\text{U}$  fission cross section and the ratio to  $^{235}\text{U}$  fission cross section were measured. Spectrometer of the moderation-time method was used. The fission events from fission chambers were registered events from fission chambers were registered simultaneously for the  $^{233}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$ . The fission cross sections were normalised using the well thermalised neutron spectrum in a graphite prism.

Предлагаемые измерения проведены по методике, в основном описанной в работах [1,2]. Здесь остается изложить лишь существенные и отличные от прежних работ детали эксперимента.

Измерения проводились в изотропном нейтронном поле свинцового замедлителя. Энергетическое распределение нейтронов при этом для каждого момента времени замедления удовлетворительно описывается функцией Гаусса [1]. Относительная ширина функции распределения на половине высоты равна

$$\frac{\sigma_E}{\sigma_{E_0}} = \left[ \left( \frac{\sigma_{E_0}}{\sigma_0} \right)^2 \frac{E}{E_0} + (0,34)^2 \left( 1 - \frac{E}{E_0} \right) + \frac{E(\text{кэВ})}{183} \right]^{1/2}$$

где  $\frac{\sigma_{E_0}}{\sigma_0} = 0,5$  при  $E_0 = 30$  кэВ [3].

Слагаемое  $\frac{E(\text{кэВ})}{183}$  описывает дополнительное уширение

спектра за счет конечной длительности нейтронной вспышки, равной 0,5 мксек.

Нормирование сечений деления проводилось с помощью термализованного спектра нейтронов, получаемого в графитовой призме нестационарным методом. Нормировочные константы приведены в табл. I.

Таблица I

	$G_{\phi}^T$ (2200 м/сек)	Фактор Весткотта, $\bar{F}$ вестк.	$G_{\phi}^T \cdot \bar{F}$ вестк
$^{233}\text{U}$	$531,1 \pm 1,3$ бн [6]	1,006 [4]	$534,3$ бн
$^{235}\text{U}$	$585,7 \pm 1,1$ бн [5]	0,977 [4]	$572,6$ бн

Для регистрации событий деления использовались две идентичные ионизационные камеры со слоями  $^{233}\text{U}$  (40 мг) и  $^{235}\text{U}$  (40 мг), расположенными в одном общем объеме. Измерение на двух камерах велось одновременно.

Измерение энергетической зависимости нейтронного потока в свинцовом кубе осуществлялось стандартным борным счетчиком СМ-20, в графитовой призме СМ-3.

#### Система поправок, погрешностей и результаты эксперимента

В процессе обработки данных анализировались следующие поправки и погрешности эксперимента:

1. Погрешность основных измеряемых величин. (Определяется в основном статистикой и не превышает 1,5%).
2. Погрешность нормировки (не превышает 0,6%).
3. Погрешность, связанная с увеличением эффективности регистрации реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)$  для более быстрых нейтронов. (При  $E_n \approx 50$  кэВ не превышает 0,2%).
4. Погрешность в определении времени регистрации событий (для камер -  $\pm 0,02$  мксек, для СМ-20 -  $\pm 0,03$  мксек).
5. Погрешность, связанная с регистрацией фоновых нейтронов (максимальна при  $E_n$  5 - 15 кэВ - 0,3%).

Таблица 2

Усредненные значения сечений и отношений сечений  
деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{233}\text{U}$

$E_n$ , кэВ	$\sigma_f(^{233}\text{U})$ , барн	Полная ошибка		Полная ошибка	
		$\sigma_f$ , %	$\sigma_f(^{233}\text{U})$ / $\sigma_f(^{235}\text{U})$ , %	$\sigma_f / \sigma_f$ , %	
50-60	2,399	2,1	1,409	2,3	
40-50	2,519	1,9	1,397	1,8	
30-40	2,615	1,8	1,396	1,6	
25-30	2,789	1,7	1,393	1,4	
20-25	2,953	1,6	1,394	1,4	
15-20	3,222	1,3	1,403	1,3	
10-15	3,645	1,2	1,406	1,2	
9-10	4,036	1,1	1,417	1,3	
8-9	4,185	1,0	1,408	1,3	
7-8	4,374	1,1	1,384	1,3	
6-7	4,657	1,0	1,379	1,2	
5-6	4,994	0,9	1,350	1,1	
4-5	5,466	0,9	1,325	1,1	
3-4	6,264	0,8	1,349	1,0	
2-3	7,486	0,7	1,372	0,8	
1-2	9,800	0,7	1,365	0,8	
0,9-1,0	12,16	0,9	1,374	1,1	
0,8-0,9	13,15	1,0	1,399	1,1	
0,7-0,8	14,33	1,5	1,388	1,1	
0,6-0,7	14,98	1,7	1,288	1,6	
0,5-0,6	14,81	1,7	1,164	1,8	
0,4-0,5	15,20	1,5	1,134	1,1	
0,3-0,4	19,18	1,7	1,315	1,3	
0,2-0,3	23,02	1,0	1,214	0,9	
0,1-0,2	28,66	1,6	1,331	0,8	

6. Погрешность в определении средней энергии нейтронов (не превышает 3%).
7. Поправка на поглощение нейтронов в материалах детекторов (для СМД-3 равна 0,6%, для камер - 0,2+0,3% в сечении деления и 0,1% в отношении сечений).

8. Поправка на отклонение сечения  $\sigma_{\text{В}}(n, \alpha)$  от закона  $1/v$  (вычислялось согласно работе [6]).
9. Поправка на рециклические нейтроны (составляет 2%).
10. Поправка на разрешение спектрометра.

Поправка введена в сечения деления для  $\bar{E}_n \geq 1$  кэВ, где ход сечений меняется с энергией плавно. В этой области энергии она не превышает 1,1%.

Полученные результаты сведены в табл.2. Данные по  $^{235}\text{U}$  с точностью до ошибок совпадают с данными, полученными в другом эксперименте (см. предыдущий доклад в данном сборнике) и поэтому в табл.2 не представлены. В упомянутом докладе отмечалось хорошее согласие результатов с данными других авторов. В связи с этим можно полагать, что полученные значения сечения  $^{235}\text{U}$  являются также надежными, так как выполнены в той же методике и одновременно.

#### Список литературы

1. Ф.Л.Шапиро. Труды ФИАН, 1964, т.24, стр.3.
2. А.А.Бергман и др. Ядерные константы. М., Атомиздат, 1971, вып.7, стр.50.
3. А.А.Бергман, А.Маликмонов. Краткие сообщения по физике, М., Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР, 1972, № 4, стр.71.
4. Дональд Дж.Кэ. Нейтронные эффективные сечения, М., Изд-во иностр.лит., 1959.
5. H.E.Jackson et al. Review of standard reference data and important cross section discrepancies. ANL, Argonne, Illinois. November, 1976, p.63.
6. BNL-325. Third Ed. V.I. 1973.



ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ЯДЕР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ  
 $^{235}\text{U}$  ДЕЙТРОНАМИ

Ю.В.Меликов, Л.Н.Сюткина, А.Ф.Тулинов, Н.Г.Чеченин, О.А.Юминов  
(НИИЯФ МГУ)

Методом теней наблюдался эффект конечного времени жизни делящихся ядер, образующихся при бомбардировке монокристалла  $^{235}\text{UO}_2$  дейтронами с энергиями от 10 до 14 МэВ. Анализ показал, что этот эффект обусловлен делением ядра  $^{235}\text{Np}$ , получающегося в результате эмиссии двух нейтронов составным ядром  $^{237}\text{Np}$ .

The lifetime effect of fissioning nuclei formed by the bombardment of  $^{235}\text{UO}_2$  - single crystal with deuterons with energies from 10 to 14 MeV was observed. The analysis showed that this effect was due to the fission of  $^{235}\text{Np}$  nuclei, created by evaporation of two neutrons from the compound nuclei  $^{237}\text{Np}$ .

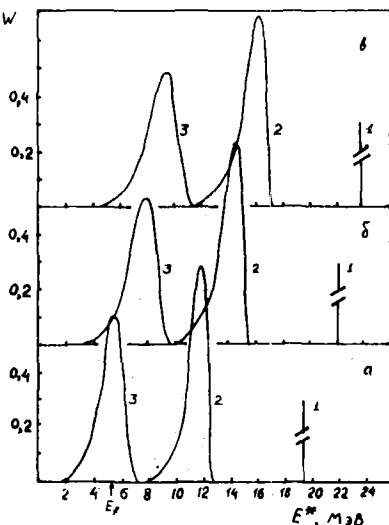
Изучение времен жизни возбужденных делящихся ядер с помощью эффекта теней в основном ведется в двух направлениях: деление быстрыми нейтронами и деление тяжелыми ионами [1, 2, 3, 4, 5]. В первом случае набор исследуемых ядер ограничен сложностью приготовления мишеней и работы ведутся лишь на монокристаллах  $\text{UO}_2$ . В реакции же с тяжелыми ионами энергия возбуждения составных ядер оказывается  $\sim 100$  МэВ, и в этом случае имеется набор распадающихся ядер, каждое из которых имеет свое время жизни. В этом смысле реакция  $^{235}\text{U}(d, f)$  является промежуточной, т.к. при энергии дейтронов  $E_d \approx 10-14$  МэВ энергия возбуждения ядра  $^{237}\text{Np}$  составляет 17-21 МэВ, и возможно деление после испускания одного и двух нейтронов. Сделав оценки энергии возбуждения каждого делящегося ядра и его вклада в общий выход осколков деления, на основании наблюдаемого эффекта конечного времени жизни можно получить значение времени жизни наиболее долгоживущего ядра, образующегося после испускания двух нейтронов.

Эксперимент проводился на циклотроне НИИЯФ МГУ. Пучок дейтронов падал на покрытый маской монокристалл  $^{235}\text{UO}_2$ ,

диаметр открытой поверхности кристалла был 1 мм. Осколки деления регистрировались стеклянными трековыми детекторами в окрестностях кристаллографических осей  $\langle III \rangle$ , которые составляли углы  $10^\circ$  и  $60^\circ$  с направлением пучка. Расстояние детекторов от кристалла 25 см. Измерения проводились при энергии дейтронов 10,0; 12,6; 14,4 МэВ. Спектры возбуждения делющихся ядер приведены на рисунке.

Для получения эталонной тени, то есть тени, не подверженной эффекту конечного времени жизни делящегося ядра, было проведено облучение кристалла  $^{235}\text{UO}_2$  альфа-частицами с энергией 25,2 МэВ. Как показывает оценка, при такой энергии альфа-частиц основная доля осколков (более 80%) из реакции  $^{235}\text{U}(\alpha, f)$  связана с делением ядра  $^{238}\text{Pu}$ , образующегося после эмиссии нейтрона из составного ядра  $^{239}\text{Pu}$  и возбужденного до  $\sim 12$  МэВ, что значительно превышает барьер деления; при этом время жизни должно оказаться за пределами чувствительности метода. Образуемое же после испарения двух нейтронов ядро  $^{237}\text{Pu}$ , обладавшее энергией возбуждения

вблизи барьера деления, дает вклад не более 5% в общий выход осколков деления, так что влияние его времени жизни на форму тени должно практически отсутствовать. И, действительно, относительные интенсивности частиц в центре теней  $\chi_{\min}$  для осей  $\langle III \rangle_{10}$ .



Спектры возбуждения ядер  $^{237}\text{Pu}$  (1),  $^{236}\text{Pu}$  (2),  $^{235}\text{Pu}$  (3) при энергиях дейтронов 10,0 МэВ (а), 12,6 МэВ (б), 14,4 МэВ (в).

и  $\langle III \rangle_{60^\circ}$  оказались одинаковыми.

При всех трех энергиях дейтронов наблюдается эффект конечного времени жизни, который проявляется в наличии разности  $\Delta\chi$  относительных интенсивностей в центре исследуемой и эталонной теней (табл. I). Факт проявления эффекта конечного времени жизни в случае оси  $\langle III \rangle_{10^\circ}$  указывает на то, что время жизни и среднее смещение делящегося ядра из узла решетки кристалла настолько велики, что нормальная составляющая этого смещения  $v_x \tau = v \tau \sin 10^\circ$  оказывается достаточной, чтобы повлиять на величину параметра тени  $\chi_{\min}$ . Столь значительные времена жизни могут иметь ядра с энергией возбуждения, близкой к барьеру деления, в данном случае таковым является ядро  $^{235}\text{Np}$ . Времена жизни ядер  $^{236}\text{Np}$  и  $^{237}\text{Np}$ , возбужденных до энергии  $\approx 12$  и  $\approx 20$  МэВ соответственно, должны лежать за пределами чувствительности метода, подтверждением чему может служить отсутствие эффекта конечного времени жизни в случае ядра  $^{238}\text{Pu}$ , о котором говорилось выше.

Результаты эксперимента

Таблица I

$E_d$ , МэВ	10,0	12,6	14,4
$\Delta\chi_{\text{эктн}} (10^\circ)$	$0,105 \pm 0,015$	$0,055 \pm 0,025$	--
$\Delta\chi_{\text{эктн}} (60^\circ)$	$0,155 \pm 0,015$	$0,145 \pm 0,015$	$0,02 \pm 0,01$
$\beta_u \Delta\chi_u (10^\circ)$	$0,030 \pm 0,008$	$0,03 \pm 0,008$	--
$\beta_u \Delta\chi_u (60^\circ)$	$0,034 \pm 0,008$	$0,050 \pm 0,010$	$0,013 \pm 0,002$
$\Delta\chi_{\text{Np}} (10^\circ)$	$0,50 \pm 0,13$	$0,07 \pm 0,06$	--
$\Delta\chi_{\text{Np}} (60^\circ)$	$0,80 \pm 0,13$	$0,30 \pm 0,06$	$0,02 \pm 0,03$
$\bar{E}_{^{235}\text{Np}}$ , МэВ	$\sim 5,6$	$\sim 7,5$	$\sim 9,0$
$\tau$ , с	$(1,6^{+2,7}_{-0,6}) \cdot 10^{-15}$	$(1,4^{+0,3}_{-0,2}) \cdot 10^{-16}$	$< 4,4 \cdot 10^{-17}$

Следует иметь в виду, что при бомбардировке ядер урана дейтронами наряду с образованием составного ядра в результате слияния налетающей частицы с ядром-мишенью возможен процесс прямого взаимодействия  $^{235}\text{U}(d,p)^{236}\text{U}$  с образованием делящегося ядра  $^{236}\text{U}$  с широким спектром энергий возбуждения, включая область вблизи барьера деления. Поэто-

му делящееся ядро  $^{236}\text{U}$  также может вносить свой вклад в наблюдаемый эффект конечного времени жизни.

Итак, будем считать, что наблюдаемое увеличение интенсивности в центре тени в случае реакции  $^{235}\text{U} + d$  по сравнению с этой величиной для эталонной тени обусловлено "медленным" делением ядер  $^{235}\text{Np}$  и  $^{236}\text{U}$  :

$$\Delta\chi_{\text{эсп}} = \beta_{\text{Np}} \Delta\chi_{\text{Np}} + \beta_{\text{U}} \Delta\chi_{\text{U}} \quad ,$$

где  $\beta$  - доля осколков деления данного ядра в общем выходе осколков. Рассчитанные в рамках статистической теории ядерных реакций значения величин  $\beta$  для различных делящихся ядер приведены в табл.2.

Величина  $\Delta\chi_{\text{U}}$ , характеризующая эффект конечного времени жизни ядер  $^{236}\text{U}$ , определялась на основании результатов работы [5].

Рассчитанные значения величин  $\beta$  Таблица 2

	$E_d = 10,0$	$E_d = 12,6$	$E_d = 14,4$	$E_d = 25,2$
$^{236}\text{U}$	0,05	0,09	0,05	
$^{235}\text{Np}$	0,15	0,32	0,36	
$^{236}\text{Np}$	0,17	0,11	0,08	
$^{237}\text{Np}$	0,63	0,48	0,51	
$^{237}\text{Pu}$				0,04
$^{238}\text{Pu}$				0,86
$^{239}\text{Pu}$				0,10

Получив величины  $\Delta\chi_{\text{Np}}$ , можно с помощью соотношения перехода, связывающего этот параметр тени с величиной среднего смещения ядра из узла решетки кристалла, найти значение среднего времени жизни  $\tau$  ядра  $^{235}\text{Np}$ . Параметр тени  $\Delta\chi$  обладает наибольшей чувствительностью к смещению ядра в интервале значений  $\sim 0,15-0,45$  [6]. Поэтому для определения времени жизни ядер  $^{235}\text{Np}$  были использованы величины  $\Delta\chi_{\text{Np}}$  ( $10^\circ$ ) при  $E_d = 10,0$  МэВ и  $\Delta\chi_{\text{Np}}$  ( $60^\circ$ ) при  $E_d = 12,6$  МэВ. Полученные значения  $\tau$  приведены в табл.1.

В заключение сделаем несколько замечаний относительно

полученных результатов по временам жизни ядра  $^{235}\text{Np}$ . Прежде всего, они подтверждают возможность исследования времен жизни относительно долгоживущих ядер, образующихся после снижения энергии возбуждения путем эмиссии нейтронов из составного ядра. Далее, найденные значения времени жизни ядра  $^{235}\text{Np}$  обнаруживают естественную тенденцию к уменьшению с ростом энергии возбуждения и имеют разумный порядок величины, о чем говорит сравнение их с данными по временам жизни других деформирующихся ядер [3,4,5]. Следующим этапом этих исследований должно быть детальное измерение зависимости  $\tau(E^*)$  для ядра  $^{235}\text{Np}$  и сопоставление ее с результатами расчетов в рамках статистической модели ядерных реакций.

#### Список литературы

1. Andersen J.U. et al. - Phys.Rev.Lett., 1976, v.36, p.1539.
2. Каманин В.В. и др. - Ядерная физика, 1972, т.16, стр.447.
3. Melikov Yu.V. et al. - Nuclear Physics, 1972, v.A180, p.241.
4. Andersen J.U. et al. - Nuclear Physics, 1975, v.A241, p.317.
5. Vorotnikov P.E. et al. - Nuclear Physics, 1977, v.A281, p.295.
6. Меликов Ю.В. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 1978. Изд-во МГУ, 1979, стр.30.

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ СОСТАВНЫХ ЯДЕР  $^{236}\text{U}$ , ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ  
ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ  $^{235}\text{U}$

П.Е.Воротников, О.В.Груша, Н.В.Еремин, В.О.Кордюкевич,  
Л.С.Ларионов, Ю.В.Меликов, Л.Н.Сюткина, А.Ф.Тулинов,  
Н.Г.Чеченин, О.А.Кюминов  
(НИИЯФ МГУ, ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Эффект теней использовался для исследования энергетической зависимости времени жизни составных ядер  $^{236}\text{U}$ , образующихся в реакции  $^{235}\text{U}(n, f)$  при энергиях нейтронов  $E_n = 0,23 - 4,1$  МэВ. Экспериментальные данные сопоставляются с результатами теоретических расчетов на основе статистической модели ядерных реакций.

The energy dependence of the lifetime of  $^{236}\text{U}$  compound nuclei, created in the  $^{235}\text{U}(n, f)$  reaction at  $E_n = 0.23 - 4.1$  MeV, was investigated using the shadow (blocking) effect. The measured lifetimes are compared with the results of calculations based on the statistical theory of nuclear reactions.

В работе [1] с помощью метода, основанного на эффекте теней, были измерены времена жизни составного ядра  $^{236}\text{U}$ , образующегося при бомбардировке  $^{235}\text{U}$  моноэнергетическими нейтронами, в диапазоне энергий возбуждения 6,7-8,3 МэВ. Эти данные анализировались в рамках статистической теории ядерных реакций с использованием функции плотности уровней в традиционной модели ферми-газа с феноменологическим учетом спаривания нуклонов [2]. Сравнение результатов эксперимента и расчета показало удовлетворительное согласие, по крайней мере, в области  $E^* \leq 8$  МэВ. Для проверки возможностей теории описывать зависимость времени жизни от энергии возбуждения в более широкой области были необходимы экспериментальные данные при более высоких энергиях возбуждения ядра  $^{236}\text{U}$ .

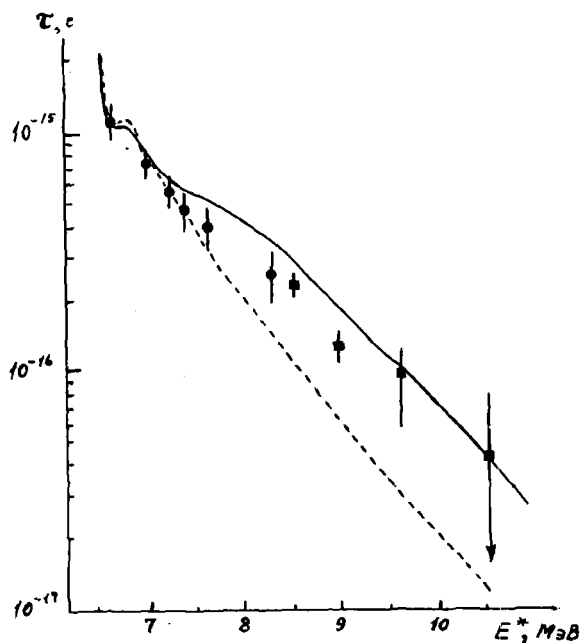
В настоящей работе проведены измерения времен жизни ядра  $^{236}\text{U}$  при энергиях возбуждения 8,6; 9,0; 9,7 и 10,6

МэВ. Для получения моноэнергетических нейтронов использовалась реакция  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$  под действием протонов, ускоренных на тандемном электростатическом генераторе ИАЭ им. И.В. Курчатова. Монокристалл  $\text{UO}_2$ , обогащенный до 90% изотопом  ${}^{235}\text{U}$ , во время эксперимента охлаждался до температуры жидкого азота. Осколки деления регистрировались в окрестностях двух кристаллографических осей  $\langle 111 \rangle$ , составлявших углы  $10^\circ$  и  $81^\circ$  с направлением пучка, с помощью стеклянных трековых детекторов. Для получения пространственного распределения осколков деления детекторы подвергались соответствующей химической обработке, после чего просматривались под микроскопом. Нахождение минимума плотности треков, соответствующего проекции на детектор кристаллографической оси, и расчет профиля тени производились с помощью ЭВМ.

В качестве параметра тени, содержащего информацию о величине смещения составного ядра из узла решетки кристалла за время его жизни, использовалась разность интенсивностей в минимуме угловых распределений  $\Delta\chi = \chi_{\min}(81^\circ) - \chi_{\min}(10^\circ)$ . Полученная в эксперименте зависимость этого параметра от энергии возбуждения составного ядра  ${}^{236}\text{U}$  отражена в табл. Вычисление на основании измеренных значений  $\Delta\chi$  величины среднего смещения составного ядра  $u, \tau$  и времени жизни  $\tau$  производилось с учетом многократного рассеяния и энергетических потерь осколков деления при прохождении через кристалл [3]. Полученные таким образом значения  $u, \tau$  и  $\tau$  приведены в табл.

Результаты эксперимента

$E_n, \text{МэВ}$	2,1	2,6	3,2	4,1
$E^*, \text{МэВ}$	8,6	9,0	9,7	10,6
$\Delta\chi$	$0,12 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,02$	$0,035 \pm 0,02$	$0,012 \pm 0,017$
$u, \tau, \text{Å}$	$0,19 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,03$ $-0,04$	$< 0,09$
$\tau, \text{с}$	$2,2 \pm 0,2 \cdot 10^{-16}$	$1,3 \pm 0,2 \cdot 10^{-16}$	$6,6 \pm 3,0$ $-4,0 \cdot 10^{-17}$	$< 8 \cdot 10^{-17}$



Зависимость времени жизни ядра  $^{236}\text{U}$  от энергии возбуждения. Квадратами обозначены экспериментальные данные настоящей работы, кружками - данные работы [1]. Кривые представляют результаты теоретического расчета в рамках статистической теории с функцией плотности уровней из работы [5] при значениях параметра  $\alpha = 20,92$  для  $^{235}\text{U}$  и  $\alpha = 22,89$  для  $^{236}\text{U}$  (сплошная) и с функцией плотности уровней по модели ферми-газа [4] при значениях  $a = 21,82$ ,  $\Delta = 0,5$  для  $^{235}\text{U}$  и  $a = 22,18$ ,  $\Delta = 1,0$  для  $^{236}\text{U}$  (пунктирная)



При теоретическом расчете зависимости времени жизни  $^{236}\text{U}$  от энергии возбуждения принималось во внимание, что в исследуемой области энергий снятие возбуждения происходит в основном в результате трех процессов: испускания нейтрона, деления и испускания  $\gamma$ -квантов, поэтому  $\tau = \hbar / (\Gamma_n + \Gamma_f + \Gamma_\gamma)$ . Нейтронная ширина  $\Gamma_n$  рассчитывалась с использованием стандартных выражений статистической теории с учетом дискретной и непрерывной частей энергетического спектра конечного ядра  $^{235}\text{U}$  [4]. Расчет делительной ширины  $\Gamma_f$  так же, как и в [2], основывался на использовании экспериментальных данных по сечению деления, поскольку расчеты в рамках статистической теории, требующие знания реальной формы барьера вблизи седловой точки, плотности уровней в сильно деформированном ядре и т.п., приводят к большей неопределенности в значениях  $\Gamma_f$  по сравнению с  $\Gamma_n$ . При расчете ширины  $\Gamma_\gamma$  радиационного захвата нейтрона ядром  $^{235}\text{U}$  считалось, что распад возбужденного состояния ядра  $^{236}\text{U}$  может происходить в результате испускания либо одного, либо каскада  $\gamma$ -квантов, причем в основном испускаются дипольные  $\gamma$ -кванты.

В расчетах использовалась функция плотности уровней как в традиционной модели ферми-газа [4], так и более современное феноменологическое описание с учетом парных корреляций и коллективных эффектов [5]. В обоих подходах параметр плотности уровней  $\alpha$  или  $\tilde{\alpha}$  выбирался из условия наилучшего соответствия модельной плотности уровней экспериментальному значению плотности нейтронных резонансов при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона. Было найдено, что путем подбора параметров моделей в рамках разумных значений можно получить зависимость  $\tau(E^*)$ , удовлетворительно согласующуюся с экспериментальной, причем различие, связанное с использованием указанных двух функций плотности уровней, оказывается незначительным.

На рисунке приведены экспериментальные данные по временам жизни ядра  $^{236}\text{U}$ , полученные в настоящей работе и ранее в работе [1], а также результаты теоретических расчетов зависимости  $\tau(E^*)$ .

Видно, что имеет место удовлетворительное согласие между теорией и экспериментом, и намечавшаяся ранее [1] тенденция к существенному расхождению между теоретической и экспериментальной зависимостями времени жизни ядра  $^{236}\text{U}$  от энергии возбуждения в области  $> 8$  МэВ в результатах настоящей работы не находит подтверждения.

#### Список литературы

1. Vorotnikov P. E. e. a. - Nuclear Physics, 1977, v. A281, p. 295.
2. Vorotnikov P. E. e. a. - Proceedings of the VII International Conference on Atomic Collisions in Solids. Moscow, 1977, p. 103.
3. Меликов Ю. В. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 1978. Изд-во МГУ, 1979, 30.
4. Мальшев А. В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М., Атомиздат, 1969.
5. Игнатюк А. В. Материалы III Международной школы по нейтронной физике в Алуште. Дубна, 1978, стр. 505.

ПРЕДРАВНОВЕСНОЕ УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

П.А.Черданцев

(НИИАФ при Томском политехническом институте)

В соответствии со статистической теорией угловое распределение осколков деления характеризуется равновесным распределением проекций моментов количества движения. В настоящей работе моделируется установление равновесия проекций моментов количества движения и исследуется его влияние на угловое распределение.

In accordance with the statistical theory an angular distribution of fission fragments defines by the equilibrium distribution of the projections of the angular momenta. At this paper relaxation of the angular momenta is modeled and its influence on the angular distribution is investigated.

В многочисленных экспериментах по делению под действием различных частиц было твердо установлено существование угловой анизотропии осколков деления. При достаточно высоких энергиях возбуждения угловая анизотропия может быть интерпретирована в рамках равновесной статистической теории [1]. В этом случае угловое распределение имеет вид

$$W(\theta) = \int_0^{I_{max}} \alpha I \int_0^I dK \varphi(K) G(I) \left( \sin^2 \theta - \frac{K^2}{I^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

где  $G(I)$  и  $\varphi(K)$  - функции распределения полного момента количества движения  $I$  и его проекции на ось симметрии  $K$ . В соответствии с выбором  $\varphi(K)$  существуют различные выражения для  $W(\theta)$  [2,3]. Если  $\varphi(K)$  равно

$$\varphi(K) = \varphi_0 \exp\left(-\frac{K^2}{2K_0^2}\right), \quad (2)$$

то согласно Халперну-Струтинскому [2] угловое распределение с моментом  $I$  имеет вид

$$W(\theta) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\varphi_0}{2\pi} \frac{1}{2K_0} \exp\left(-\frac{I^2 \sin^2 \theta}{4K_0^2}\right) I_0\left(\frac{I^2 \sin^2 \theta}{4K_0^2}\right), \quad (3)$$

где  $I_0(z)$  - модифицированная функция Бесселя. Мы видим, что это распределение характеризуется единственным параметром  $K_0$ , зависимость которого от энергии возбуждения устанавливается согласованием теоретических распределений с экспериментальными.

Как стало ясно в последнее время, релаксация к равновесному состоянию влияет на массовые и зарядовые распределения [4], на отношение ширины  $\Gamma/\Gamma_n$  [5], на множественность  $\gamma$ -квантов [6] и, возможно, влияет также на угловое распределение осколков

деления. В настоящей работе предпринята попытка учесть влияние предравновесных распадов на угловую анизотропию осколков деления.

Будем предполагать, что в процессе установления равновесия в составном ядре распределение проекций моментов количества движения на ось симметрии ядра определяется функцией  $\mathcal{J}(\kappa, t)$ , удовлетворяющей уравнению Уилетса [7]:

$$\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \kappa} \left[ \mathcal{J} \mathcal{P}_{st}^2 \frac{\partial}{\partial \kappa} \left( \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{P}_{st}} \right) \right], \quad (4)$$

где  $\mathcal{P}_{st}(\kappa)$  — стационарное распределение;  $\mathcal{J}(\kappa)$  характеризует вероятность переходов через состояние с заданным значением  $\kappa$ . Из-за сильной зависимости  $\mathcal{P}_{st}$  от  $\kappa$  характер изменения  $\mathcal{J}(\kappa)$  особой роли не играет, поэтому мы считаем  $\mathcal{J}(\kappa) = \text{const}$ . Если  $\mathcal{P}_{st}(\kappa)$  определяется формулой (2), то можно ввести безразмерные переменные

$$\tau = \frac{\mathcal{P}_v \mathcal{J} t}{2 \kappa_0^2}, \quad \alpha = \frac{\kappa}{\sqrt{2} \kappa_0}. \quad (5)$$

Решение уравнения (4) можно представить в виде

$$\mathcal{J}_v(\alpha, \tau) = \mathcal{P}_{st}(\alpha) + \int_0^\infty \frac{\psi(\alpha', 0) - \mathcal{P}_{st}(\alpha')}{\mathcal{P}_{st}(\alpha')} G(\alpha, \alpha', \tau) d\alpha', \quad (6)$$

где функция Грина  $G(\alpha, \alpha', \tau)$  равна

$$G(\alpha, \alpha', \tau) = \int_0^\infty \phi(\alpha, \alpha) e^{-\alpha^2 \tau} \phi(\alpha, \alpha') d\alpha, \quad (7)$$

а  $\phi(\alpha, \alpha)$  удовлетворяет уравнению

$$\phi'' + \left( \frac{\alpha^2}{\mathcal{P}_{st}} - \frac{\mathcal{P}_{st}''}{\mathcal{P}_{st}} \right) \phi = 0. \quad (8)$$

Для выбранного нами вида функции  $\mathcal{P}_{st}$  уравнение (8) не имеет аналитического решения, поэтому мы используем ВКБ-метод, в котором

$$\phi(\alpha, \alpha) = \exp \left( \alpha \int_0^\alpha u(x') dx' \right), \quad (9)$$

а  $u(x)$  удовлетворяет уравнению Риккати:

$$\alpha u' + \alpha^2 u^2 + \frac{\alpha^2}{\mathcal{P}_{st}} - \frac{\mathcal{P}_{st}''}{\mathcal{P}_{st}} = 0. \quad (10)$$

Если решение его представить в виде

$$u(x) = \sum_{n=0}^{\infty} u_n(x) \alpha^{-n}, \quad (II)$$

то функции  $u_n(x)$  могут быть найдены из рекуррентных соотношений для любого  $n$ . Однако, для получения аналитического вида функции Грина (7) приходится ограничиваться в разложении (II) двумя первыми членами. Тогда

$$G(x, x', \tau) = \frac{\sqrt{\lambda}}{4\sqrt{\tau}} \left[ \mathcal{P}_{3t}(x) \mathcal{P}_{3t}(x') \right]^{1/2} \left\{ e^{-\frac{(y-y')^2}{4\tau}} + e^{-\frac{(y+y')^2}{4\tau}} \right\}, \quad (I2)$$

где  $y(x) = \int_0^x \exp \frac{\alpha'^2}{2} dx'$ .

Для  $\delta$ -образного начального распределения проекций  $K$  получаем приближенное решение в виде

$$\mathcal{P}_{3t}(x, \tau) = \mathcal{P}_{3t}(x) + y'_0 G(y, y_0, \tau) - \int_0^{y^*} \mathcal{P}_{3t}(x') G(y, y', \tau) dy'. \quad (I3)$$

Тогда нестационарное угловое распределение для момента количества движения  $I$  имеет вид

$$W_I(\theta, \tau) = W_I(\theta) + \int_0^{I \sin \theta} \Delta \mathcal{P}(K, \tau) \left( \sin^2 \theta - \frac{K^2}{I^2} \right)^{-1/2} dK, \quad (I4)$$

где  $\Delta \mathcal{P}(K, \tau)$  - нестационарная часть решения (I3).

Так как  $W_I(\theta, \tau)$  нельзя наблюдать на опыте, поэтому ее следует усреднить по времени. Получим

$$\overline{W_I}(\theta) = \beta_f \int_0^{\infty} W_I(\theta, \tau) e^{-\beta_f \tau} d\tau, \quad (I5)$$

где  $\beta = \frac{2K^2 \lambda}{\Phi_0 \mathcal{J}}$  - параметр релаксации, характеризующий степень адабатичности процесса;  $\lambda$  - полная вероятность распада. Если  $\beta$  велико и  $\frac{\lambda}{\mathcal{J}} \gg 1$ , то распад успеваеt произойти до установления равновесия, если же  $\beta$  мало ( $\frac{\lambda}{\mathcal{J}} \ll 1$ ), то распад происходит после установления равновесия. В реальном случае параметр релаксации зависит, по-видимому, от способа возбуждения ядра (одночастичное - после поглощения нейтрона, коллективное - в реакциях с тяжелыми ионами), поэтому может меняться в широких пределах.

Экспериментально наблюдаемое сечение включает все возможные значения  $I$ , поэтому

$$W_S(\theta) = \int_0^{I_{\max}} \overline{W_I}(\theta) G(I) dI. \quad (I6)$$

Мы видим, что  $W_S(\theta)$  содержит 4-кратные интегралы по  $y', K, \tau$  и  $I$ . Наиболее проста зависимость подынтегральных функций от

$\tau$ , поэтому первоначально легко провести интегрирование по  $\tau$ . При этом мы встречаемся с интегралами типа

$$\mathcal{L}(F) = \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\tau}} \exp\left(-\frac{F}{\tau} - \beta\tau\right) d\tau = \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} \exp(-2\sqrt{\beta F}), \quad (17)$$

где  $F$  может быть двух типов

$$F_0 = \frac{\pi^2}{4} (y \pm y_0)^2 \quad \text{и} \quad F' = \frac{\pi^2}{4} (y \pm y')^2. \quad (18)$$

Тогда часть углового распределения, обусловленная релаксацией, равна

$$\Delta W_T(\theta) = \sqrt{\pi\beta} I \left[ J_1(\gamma) e^{-\pi y_0 \sqrt{\beta}} y_0' + J_1(\gamma) J_3(\gamma) + J_2(\gamma) \right], \quad (19)$$

где  $\gamma = \frac{I \sin \theta}{2K_0}$ , а функции  $J_i(\gamma)$  равны

$$\begin{aligned} J_1(\gamma) &= \int_0^1 ch \left( \sqrt{2\beta} \pi \int_0^{\gamma z} e^{x^2} dx \right) (1-z^2)^{-1/2} dz; \\ J_2(\gamma) &= \int_0^1 (1-z^2)^{-1/2} \int_y^{\gamma z} \mathcal{F}_{1,1}(x') ch[\pi \sqrt{\beta} (y'-y)] dy' dz; \\ J_3(\gamma) &= \int_0^{\gamma} \mathcal{F}_{1,1}(x') e^{-\pi \sqrt{\beta} y'} dy'. \end{aligned} \quad (20)$$

При использовании равновесного распределения (2) получаем

$$\begin{aligned} J_1(\gamma) &= \frac{\pi}{2} ch \left[ \sqrt{2\beta} \pi y(\gamma) \right] - 2\pi^2 \beta \gamma \left\{ \frac{e^{-\gamma^2}}{2\gamma^2} \mathcal{E}(\gamma) + \left( \frac{\pi}{2} - 1 \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left[ \frac{e^{-\gamma^2}}{2\gamma^2} \mathcal{E}(\gamma) \left( 1 - \frac{1}{\gamma^2} \right) + \frac{5}{8} \frac{\mathcal{E}(\sqrt{2}\gamma)}{\sqrt{2}\gamma^4} - \frac{e^{-2\gamma^2}}{8\gamma^3} \right] \right\}; \end{aligned} \quad (21)$$

$$J_2(\gamma) = \frac{\pi \sqrt{\beta}}{2\gamma^2} \left[ 1 - \frac{\alpha}{\gamma^2} - \frac{\alpha}{3} - \left( 1 - \frac{\alpha}{\gamma^2} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Phi(\gamma) \right], \quad \alpha = \frac{\pi}{2} - 1; \quad (22)$$

$$J_3(\gamma) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \Phi(\gamma) - \sqrt{\pi\beta} \pi \int_0^{\gamma} e^{z^2} \Phi(z) dz - \sqrt{\pi\beta} \pi \Phi(\gamma) \mathcal{E}(\gamma). \quad (23)$$

Здесь  $\mathcal{E}(\gamma) = \int_0^{\gamma} e^{z^2} dz$ ,  $\Phi(z)$  - интеграл ошибок.

В общем случае зависимость  $\Delta W_T$  от  $\theta$  довольно громоздкая, но при  $\delta = \frac{I \sin \theta}{2K_0} \gg I$  мы получаем

$$\Delta W_T(\theta) \approx \pi I \sqrt{\beta} \exp \frac{I^2}{4K_0^2} ch \left( \sqrt{2\beta} \pi \int_0^{\frac{I \sin \theta}{K_0}} e^{z^2} dz \right). \quad (24)$$

Равновесное угловое распределение, определяемое формулой (3), имеет максимум при  $\theta = 0$ . В отличие от него дополнительный член углового распределения  $\Delta W_T(\theta)$ , обусловленный предравновесными процессами, имеет максимум при  $\theta = \frac{\pi}{2}$ . Существенно, что величина его определяется параметром релаксации  $\beta$ . С возрастанием  $\beta$  возрастает и  $\Delta W_T(\theta)$ . Это может привести к увеличению значения функции  $W(\theta)$  под углом  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , а при возрастании

$\beta$  - к появлению максимума при больших углах. Детальный анализ угловых распределений может явиться дополнительным источником информации о роли предравновесных процессов в делении атомных ядер.

#### Список литературы

1. Бор О. - В кн.: Матер. межд. конф. по мирн. исп. ат. эн. Женева, 1955, т. 2, М.Изд. АН СССР, 1957, с.175.
2. Halpern I., Strutinski V. - Pros.Sec.Intern.Conf.Peas.Uses of Atomic Energy, Geneva.1958, v.15,p.408.
3. Griffin J.J. - Phys.Rev.,1959,v.116,p.107.
4. Moretto L.G. - Lectures given at the Post-conf. School on Selected Topics in HI Physics Intern.Conf., Johannesburg,1978.
5. Черданцев П.А. - ЯФ,1959,т.30, с.44,
6. Gobbi A. e.a. - Intern. Meeting on HI Collisions, Oak Ridge NL, Pikeville,1977.
7. Wilts L. - Phys.Rev.,1959,v.116,p.372.

## ЭФФЕКТЫ СПИНА ЯДРА-МИШЕНИ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

Ю.Б. Остапенко, Г.Н. Смиренкин  
(ФЭИ)

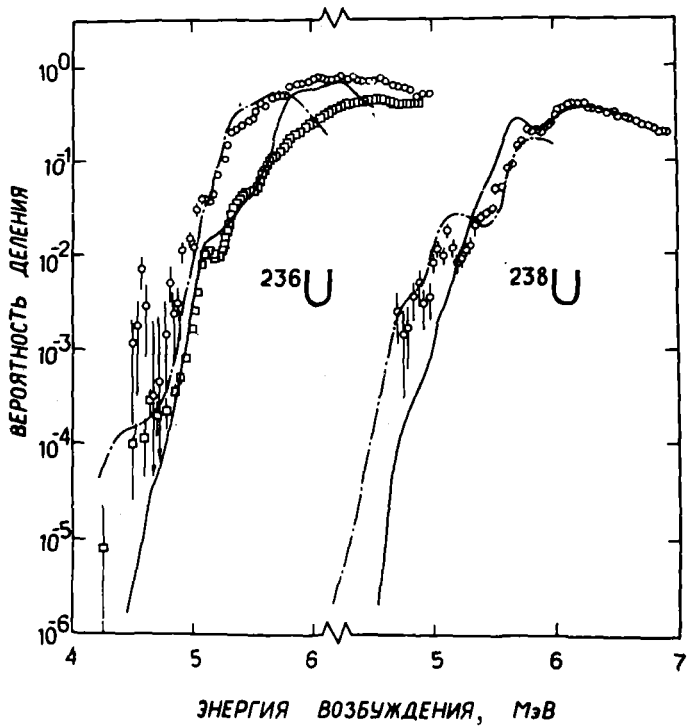
Сравниваются экспериментальные данные о делимости четно-четных ядер, возбуждаемых в различных реакциях. Обсуждается влияние спина ядра-мишени на вероятность деления таких ядер, которое состоит в подавлении вклада нижайших каналов  $K = 0$ .

Experimental data on the fission probability of even-even nuclei excited in various reactions are compared. The target-nucleus spin influence on the fission probability of such nuclei that consists in suppression of the lowest channels  $K = 0$  contribution is discussed.

Существует два основных средства возбуждения ядер для изучения подбарьерного деления в широкой области энергий:  $\gamma$ -кванты и прямые реакции типа  $(d, pf)$ ,  $(t, pf)$ . Сравнение параметров барьера одних и тех же четно-четных делящихся ядер, возбуждаемых такими способами, обращает внимание на то, что найденные из анализа  $(d, pf)$ -реакций высоты барьеров (основные состояния  $0^+$ ) систематически больше тех же величин, аналогично полученных из реакций  $(\gamma, f)$  и  $(t, pf)$ . Данный эффект отчетливо проявляется при сопоставлении экспериментальных данных непосредственно о делимости этих процессов  $P_f = \sigma_f / \sigma_c$  ( $\sigma_f$  - сечение деления,  $\sigma_c$  - сечение образования составного ядра).

Делимость четно-четных ядер в области порога определяется в основном вкладом нижайших вращательных полос каналов деления  $K^\pi = 0^+$  ( $J = 0, 2, 4, \dots$ ) и  $K^\pi = 0^-$  ( $J = 1, 3, 5, \dots$ ), где  $K$  - проекция углового момента  $J$  на ось симметрии ядра,  $\pi$  - четность. При этом число каналов, участвующих в делении, зависит от ширины реализующегося распределения угловых моментов. В прямых реакциях она значительна, тогда как в реакции  $(\gamma, f)$  при рассматриваемых энергиях с заметной вероятностью





Сравнение вероятностей деления ядер  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  :  
 $\square$  - реакция (t, pf) [4];  $\circ$  - реакция (d, pf) [5];  
 — — — дипольное фотоделение; — — — — — квадрупольное  
 фотоделение [3].

возбуждаются только два состояния из указанного набора:  $J = 2$ ,  $K^\pi = 0^+$  при квадрупольном фотопоглощении,  $J = 1$ ,  $K^\pi = 0^-$  при дипольном.

Благодаря уникальной простоте спектра угловых моментов, передаваемых ядру при фотовозбуждении, возникает возможность определения делимости  $P_f^{K^\pi}$  для индивидуальных каналов

$$P_f^{2+0} = \frac{\sigma_f^{2+0}}{\sigma_f^{E2}} \approx P_f^{0+}, \quad P_f^{1-0} = \frac{\sigma_f^{1-0}}{\sigma_f^{E1}} \approx P_f^{0-} \quad (1)$$

Кривые  $P_f^{0+}$  и  $P_f^{0-}$  для двух изотопов урана  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , восстановленные из экспериментальных данных об интегральных и дифференциальных сечениях фотоделения [1,2] и систематик сечений электрического квадрупольного и дипольного фотопоглощения  $\sigma_f^{E2}$  и  $\sigma_f^{E1}$  [1,3], на рисунке сравниваются с делимостями процессов  $^{234}\text{U}(t, pf)$  [4],  $^{235}\text{U}(d, pf)$  [5] и  $^{236}\text{U}(t, pf)$  [4], приводящих к делению тех же ядер. Для тех же полос каналов деления  $K^\pi = 0^+$  и  $0^-$  делимость в прямых реакциях можно представить, как

$$P_f = \frac{\sigma_c^+}{\sigma_c} \langle P_f^{0+} \rangle_J + \frac{\sigma_c^-}{\sigma_c} \langle P_f^{0-} \rangle_J \approx \frac{P_f^{0+} + P_f^{0-}}{2}. \quad (2)$$

Приближенное равенство в (2), полученное в предположениях равномерного заселения состояний положительной и отрицательной четности делящегося ядра  $\sigma_c^+ = \sigma_c^-$  и постоянства делимости в пределах полосы  $P_f^{K^\pi} \approx \langle P_f^{K^\pi} \rangle_J = P_f^{K^\pi}$ , позволяет связать делимости в прямой реакции и при фотоделении.

Из рисунка можно заключить следующее:

1. Преобладая на разных участках энергии, кривые  $P_f^{0+}$  и  $P_f^{0-}$  в сумме хорошо передают все наиболее характерные черты, а иногда и детали делимости обоих ядер в реакции  $(t, pf)$  в соответствии с приближенным соотношением (2).

2. Согласно между собой данные  $(t, pf)$ -реакции и фотоделения сильно расходятся с делимостью в  $(d, pf)$ -реакции для ядра  $^{236}\text{U}$  и более всего в той области  $E = 5,2; 5,8$  МэВ, где в первых двух относительно велика делимость для каналов полосы  $K^\pi = 0^+$ . Вероятность деления в реакции  $^{235}\text{U}(d, pf)$  при этих энергиях в 3-5 раз меньше, чем в реакции  $^{234}\text{U}(t, pf)$ , и с учетом следствий, вытекающих из сопоставления реакций  $(\gamma, f)$  и  $(t, pf)$ , это расхождение можно понять только как результат действия какого-то механизма, сильно подавляющего

вклад каналов  $K^{\pi} = 0^{+}$ , а может быть и  $0^{-}$ , в реакции  $(d, pf)$ .

Разница в делимости  $(d, pf)$ - и  $(t, pf)$ -реакций того же знака наблюдается при сравнении экспериментальных данных [4,6] и для других четно-четных делящихся ядер  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ , причем масштаб эффекта коррелирует с величиной спина ядра-мишени в  $(d, pf)$ -реакции. В то же время данные о делимости реакции  $^{240}\text{Pu}(d, pf)$  и  $^{239}\text{Pu}(t, pf)$  для нечетного ядра  $^{241}\text{Pu}$  существенной разницы не обнаруживают и этот вывод, как показывает анализ в работе [1], можно распространить также на реакции  $(\gamma, f)$  и  $(n, f)$  и большее число ядер такого типа.

Имеется прямое экспериментальное свидетельство, показывающее, что подавление вклада состояний  $K = 0$  в делении четно-четных ядер, образованных из нечетных ядер-мишеней с высоким спином, присуще не только процессу  $(d, pf)$ . Это угловое распределение осколков при делении ориентированных ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{233}\text{U}$  медленными нейтронами [7], из которых можно определить вклад каналов с разными  $K$  для многих индивидуальных состояний составного ядра с известными спинами  $J$ . Восстановленные из этих данных распределения  $K$  обнаруживают при всех  $J$  преобладание  $K \neq 0$  как бы в противоречии с существующими представлениями о спектре каналов деления четно-четных ядер. Аномально ведет себя угловая анизотропия осколков и в реакции  $^{235}\text{U}(d, pf)$  [5], и при делении  $^{235}\text{U}$   $\rho$ -нейтронами [8]. По-видимому, трудности описания угловой анизотропии подбарьерного деления типичны для четно-четных ядер, образующихся из нечетных ядер с высоким спином.

Совокупность изложенных фактов трудно объяснить какими-то конкретными особенностями реакций, приводящих к делению, например, распределением передаваемых ядру угловых моментов или механизмом самих реакций. Подавление состояний  $K = 0$  при делении четно-четных ядер, образованных из ядер-мишеней с большим спином, по-видимому, свидетельствует о том, что возбужденное ядро в процессе обмена между коллективными и нуклонными степенями свободы обнаруживает консервативность к изменению внутреннего момента, "запасенного" в виде спина ядра-мишени. Представляет интерес дальнейшее накопление информации об эффектах спина ядра-мишени в реакции деления и других ядерных процессах, которые могут пролить свет на природу рассмот-

ренного нами явления.

Список литературы

1. Жучко В.Е., Остапенко Д.Б., Смирнин Г.Н. и др. - Ядерная физика, 1978, т.28, вып.5(II), с.1170.
2. Жучко В.Е., Остапенко Д.Б., Смирнин Г.Н. и др. - Ядерная физика, 1979, т.30, вып.3(9), с.634.
3. Остапенко Д.Б. - Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1980, вып.36, с.3.
4. Back V.V. e. a. - Phys.Rev., 1974, v. C9, p.1924.
5. Just M. e. a. - In: proceedings of IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission. Jülich, 1979. Vienna, 1980.
6. Back V.V. e. a. - Nucl.Phys., 1971, v. A165, p.449.
7. Pattenden N.J., Postma H. - Nucl.Phys., 1971, v. A167, p.225; Kuiken R. e. a. - Nucl.Phys., 1972, v. A190, p.401.
8. Гонин Н.Н. и др. - Ядерная физика, 1975, т.4, с.642.

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЯВЛЕНИЯ "ИЗОМЕРНЫЙ ШЕЛЬФ"  
Ю.Б. Остапенко, Г.Н. Смиреньки, А.С. Солдатов,  
Ю.М. Ципенник  
(ФЭИ, ИФП)

Обсуждаются возможности более адекватной физической интерпретации и анализа явления "изомерный шельф" на базе детальных экспериментальных исследований выходов и угловых распределений осколков глубокоподбарьерного фотоделения и нового теоретического подхода к описанию вероятности подбарьерного деления.

Possibilities of more adequate physical interpretation and analysis of the "isomeric shelf" phenomenon on the basis of detailed experimental investigations of the deepsubbarrier photofission yield and fragment angular distributions and on the basis of the new theoretical approach to the description of the subbarrier fission probability are discussed.

Отношение вероятностей процессов задержанного и мгновенного деления сильно зависит от энергии возбуждения ядра. Вклад задержанного деления, малый при энергиях вблизи порога, становится преобладающим в глубокоподбарьерной области, так как мгновенному делению препятствует весь барьер, а заселению изомера - только его внутренний горб А. В случае мгновенного деления вероятность процесса в среднем определяется проникаемостью обоч горбов  $T_A \cdot T_B$ , а в случае задержанного - только  $T_A$ . Поэтому выше и ниже энергии, при которой эти процессы равновероятны, а именно, когда  $T_B = k T_{f2}$  (где  $T_{f2}$  - проникаемость для радиационного распада во второй яме,  $k \leq 1$  - коэффициент ветвления, определяющий отношение вероятностей спонтанного деления и радиационного распада в первую яму для изомерного состояния), суммарное сечение деления будет иметь разную энергетическую зависимость, существенно более слабую в области преобладания задержанной компоненты. Этот эффект впер-

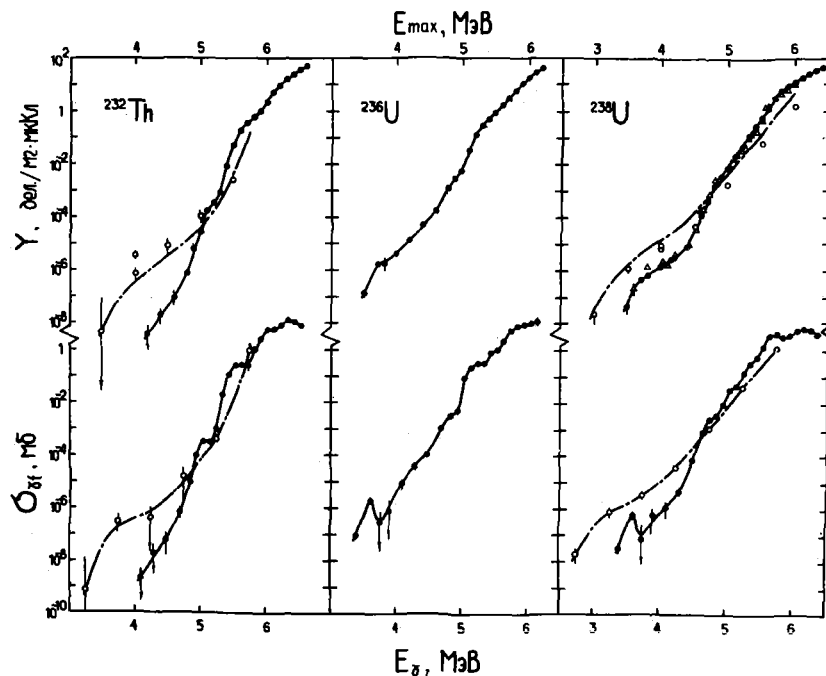


Рис.1. Выходы  $Y$  (вверху) и сечения  $\sigma_{df}$  (внизу) фотоделения  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ :  
 ● - результаты работы [2]; ○ - [1,6]; Δ - [3]. Трех-пунктирные кривые в верхней части рисунка - выходы, рассчитанные для условий опыта [2] с использованием сечений [1,6]

вые был обнаружен в реакции  $^{238}\text{U}(\gamma, f)$  и получил название "изомерный шельф" [1].

Дальнейшие более подробные исследования глубокоподбарьерного фотоделения ряда ядер, некоторые результаты которых приведены на рис. 1, показали следующее:

1. Ничтожная величина сечений фотоделения в области изомерного шельфа требует большого внимания к различным источникам фона и осторожности в интерпретации наблюдаемых эффектов. Об этом свидетельствуют и значительные расхождения между немногочисленными работами по глубокоподбарьерному фотоделению. Однако уже сейчас можно констатировать, что хорошо согласующиеся между собой результаты изучения реакции  $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ , проведенные нами [2] и в Италии [3], ставят под сомнение достоверность экспериментальных данных пионерской работы Боумана с соавторами [1], получивших в области изомерного шельфа почти на порядок большее сечение деления. Расхождение наших данных с данными той же американской группы для реакции  $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$  [6] еще больше (на два порядка) и в ту же сторону. По нашему мнению, в настоящее время для обсуждения и анализа явления "изомерный шельф" следует привлекать данные только для двух наиболее надежно и подробно изученных ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$  [2].

2. Установлено, что угловое распределение осколков фотоделения  $^{238}\text{U}$  в пределах изомерного шельфа практически изотропно [4] и для обоих изотопов урана отчетливо прослеживается быстрое возрастание изотропной компоненты по мере приближения к этой области [5]. В связи с очень большими трудностями прямой экспериментальной проверки представлений о природе изомерного шельфа, требующей разделения мгновенного и задержанного деления по времени, этот факт является веским аргументом в пользу существующих взглядов на происхождение обсуждаемого явления (преобладание задержанного деления в функции возбуждения). В альтернативном предположении мы столкнулись бы с резким расхождением, с картиной, ожидаемой для мгновенного деления в рамках общепринятых представлений о спектре каналов деления четно-четных ядер.

3. В упрощенной трактовке [1] предполагалось, что протяженность области изомерного шельфа достаточно четко определена

на: снизу - дном  $\Pi$  ямы, сверху - "изломом" сечения (выхода) фотоделения при энергии, где  $T_{\text{в}} \approx k T_{\text{г}2}$ . Более аккуратные и подробные эксперименты [2,3] показывают, что реальная картина иная и значительно сложнее. Во-первых, выходы реакции  $(\gamma, f)$  обнаруживает резкое падение не вблизи дна  $\Pi$  ямы, а существенно выше - примерно на I МэВ. Край ступеньки в выходах соответствует резонанс в сечениях (рис.1). Во-вторых, сильно идеализировано представление о верхней границе области изомерного шельфа: в случае  $^{236}\text{U}$  она и не прослеживается. Этот факт свидетельствует о значительных трудностях изучения обсуждаемого явления с помощью измерения одних интегральных характеристик вероятности фотоделения, являющихся суперпозицией парциальных вкладов отдельных каналов деления.

Данные об угловых распределениях осколков

$$W(\vartheta) = a + b \sin^2 \vartheta + c \sin^2 2\vartheta \quad (1)$$

позволяют сделать новый шаг в изучении изомерного шельфа - выделить из суммарного сечения значительный вклад мгновенных анизотропных компонент и исследовать вклад задержанного деления на фоне гораздо менее вероятной изотропной части сечения мгновенного фотоделения. Реализация этой привлекательной возможности обеспечивается уникальной простотой спектра преобладающих каналов фотоделения четно-четных ядер. Для этих каналов деления с квантовыми характеристиками  $J^{\pi}K = (2^+, 0)$ ,  $(1^-, 0)$  и  $(1^-, 1)$  в подбарьерной области энергий существует следующая связь с наблюдаемыми угловыми компонентами сечения фотоделения  $\sigma_a$ ,  $\sigma_b$ ,  $\sigma_c$ :

$$\sigma_f^{2^+0} = \sigma_c, \quad \sigma_f^{1^-0} = \sigma_b + \frac{1}{2} \sigma^{1^-1}, \quad \sigma_f^{1^-1} + \frac{2}{3} \sigma_f^d = \frac{2}{3} \sigma_a \quad (2)$$

где  $\sigma_f^d$  - сечение задержанного деления.

Результаты такого анализа [7], в котором в качестве теоретического описания сечений для отдельных каналов деления использовалась так называемая модель входных состояний [8], показаны на рис.2. Параметры барьеров - высоты  $E_f^{K\pi}$  и кривизны  $\hbar\omega$  для обоих горбов А и В; полученные при подгонке под экспериментальные данные, приведены в таблице.

За деталями канального анализа мы отсылаем к работе [7]; здесь для нас важно отметить лишь новые, наиболее существенные его результаты.



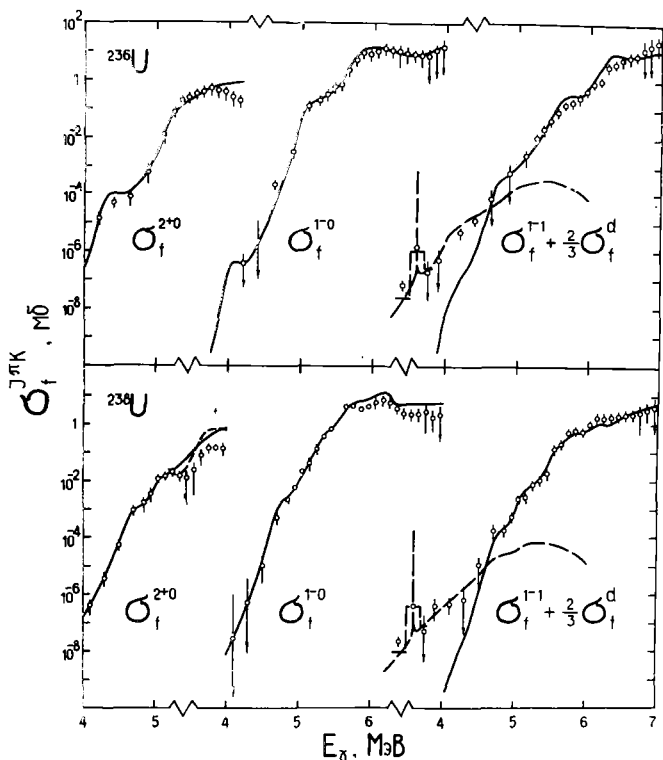


Рис.2. Результаты анализа компонент сечения фотоделения урана-236 и урана-238:  $\circ$  - сечения, восстановленные из измеренных выходов [7]; — — — расчет сечений мгновенного фотоделения через нижайшие каналы  $J^{\pi}K = 2^+0, 1^-0$  и  $1^-1$ ; - - - - расчет суммарного вклада задержанных делений из изомерного состояния, заселяемого через указанные каналы (умножено на  $2/3$  для сравнения с экспериментальными данными - см. текст); гистограмма - расчетное сечение задержанного деления, усредненное вблизи узкого резонанса по интервалам между измеренными точками выхода; - · - · сечение квадрупольного фотоделения урана-238, полученное в работе [3]

Параметры барьеров деления  $E_f^{K\pi}$ , полученные при подгонке  
(МэВ)

Ядро	Барьер А				Барьер В			
	$E_f^{0+}$	$E_f^{0-}$	$E_f^{1-}$	$\hbar\omega$	$E_f^{0+}$	$E_f^{0-}$	$E_f^{1-}$	$\hbar\omega$
$^{236}\text{U}$	5,6	6,45	7,0	1,2	6,0	6,0	6,4	0,7
$^{238}\text{U}$	5,8	6,8	7,2	1,3	6,15	6,15	6,55	0,7

4. Наблюдается сильная разница в характере энергетической зависимости компонент сечения мгновенного деления через нижайшие каналы  $K = 0$  и составной изотропной компоненты, в которую входит сечение задержанного деления (крупный пик на рис.2). Благодаря этому свойству сечения изотропного мгновенного и задержанного деления разделяются вполне надежно не только для  $^{238}\text{U}$ , но и в более сложном случае  $^{236}\text{U}$ , для которого, как отмечалось, характерна гораздо менее выразительная картина шельфа в полных сечениях деления главным образом из-за большого вклада  $\sigma_c \approx \sigma_f^{2+0}$  (рис.1 и 2).

5. Область изомерного шельфа соответствует настолько разреженному спектру состояний во II яме, что методы описания вероятности околорогового деления в терминах проникаемости барьера, предполагающие распределение вибрационной силы состояний делительной моды по большому числу компаунд-состояний, становятся неприменимыми. Используемый нами подход, основанный на методе входных состояний, позволяет получить единообразное описание всех основных, быстро меняющихся с энергией ситуаций, в том числе и резонансов на границе изомерного шельфа. Это самые низкие из когда-либо наблюдавшихся резонансов вероятности деления, которые соответствуют одному из нижайших вибрационных состояний во II яме, ширина которых настолько узка, что вибрационная сила концентрируется в основном на одном-двух ближайших по энергии состояниях в I яме. Опыт, к сожалению, позволил пока наблюдать только картину, усредненную по значительно большему интервалу между экспериментальными точками выхода делений и показанную на рис.2 гистограммой.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bowman C.D. - Phys. Rev., 1975, v.C12, p.856;  
Bowman C.D. e. a. - Ibid., p.853.
2. Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. - Ядерная физика, 1978, т.28, вып.5(II), с.1185.
3. Bellia G. et al. - Phys.Rev., 1979, v.C20, p.1059.
4. Жучко В.Е., Игнатюк А.В., Остапенко Ю.Б. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, с.309.
5. Zhuchko V.E., Ignatyuk A.V., Ostapenko Yu.B., Smirenkin G.N., Soldatov A.S., Tsirenyuk Yu.M. - Phys.Lett. 1977, v.68B, p.323;  
Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. - Ядерная физика, 1979, т.30, вып.3(9), с.634.
6. Bowman C.D. e. a. - Phys.Rev., 1978, v.C17, p.1086.
7. Остапенко Ю.Б. - Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1980, вып.36, с.3.
8. Goldstone P.D., Paul P. - Phys.Rev., 1978, v.C18, p.1733.
9. Goerlach U. e. a. - Z.Physik, 1978, v.A287, p.171.
9. Lindgren L.J., Alm A., Sandell A. - Nucl. Phys., 1978, v.A298, p.43.

## ДЕЛЕНИЕ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР $^{233}\text{U}$ НЕЙТРОНАМИ

С ЭНЕРГИЕЙ 10-200 кэВ

Н.Н.Гоним, Л.К.Козловский, В.С.Мастеров, Н.С.Работнов,  
Ю.Я.Ставицкий, Д.И.Тамбовцев  
(ФЭИ)

Измерены и качественно интерпретированы эффекты выстроенности ядер мишени в сечении деления и угловой анизотропии осколков при делении урана- $^{233}\text{U}$  нейтронами в диапазоне энергий 10 - 200 кэВ.

The effects of target-nuclei alignment in the fission cross-section and fragments angular distribution for  $^{233}\text{U}$  fission induced by the neutrons in 10-200 keV energy range were measured and qualitatively interpreted.

Деление ориентированных ядер нейтронами - важный источник информации как о канальной структуре барьера деления, так и о силовых функциях парциальных нейтронных волн. Согласно теории О.Бора [1] околопороговое деление происходит через небольшое число переходных состояний коллективной природы с равными нулю или малыми значениями  $K$ . Впервые угловая анизотропия деления выстроенных ядер  $^{233}\text{U}$  тепловыми нейтронами исследована в работе [2]. В работе [3] в улучшенных экспериментальных условиях те же измерения проведены на резонансных нейтронах в области 0,4-2000 эв. Они показали, что определяющий вклад вносят каналы  $J^{\pi}K=2^{+}1$  и  $5^{+}1$  в заметном противоречии с моделью Бора.

В данной работе представлены результаты измерения влияния ориентации ядер мишени на сечение деления и угловую анизотропию осколков при делении выстроенных ядер  $^{233}\text{U}$  нейтронами в диапазоне энергий 10-200 кэВ. Ядра выстраивались за счет сверхтонкого взаимодействия их квадрупольного момента с градиентом электрического поля кристаллической решетки

уранил-рубидиевого нитрата при охлаждении до 0,2К, осуществленном методом адиабатического размагничивания. Осколки регистрировались кремневыми поверхностно-барьерными детекторами при гелиевой температуре. Источником нейтронов служила реакция  ${}^7\text{Li}(p, n)$  на мишени из металлического лития толщиной 20–50 кэВ ускорителя ИТ-2,5 ФЭИ. Использование трех детекторов осколков, один из которых служил монитором потока нейтронов, а два других регистрировали выходы осколков из монокристаллического слоя в направлениях  $0^\circ$  и  $90^\circ$  к пучку, позволило одновременно измерять эффекты выстраивания в сечении деления и в угловой анизотропии при учете поправок на конечность размеров мишени, образца и детекторов.

Результаты измерений с указанием статистических ошибок и среднеквадратичного разброса энергии нейтронов приведены на рисунке. Сплошные кривые получены дробно-рациональной аппроксимацией данных методом, описанным в [4]. Для угловой анизотропии деления неориентированных ядер приводятся и результаты других авторов. В настоящей работе мы ограничимся обсуждением данных при  $E \lesssim 100$  кэВ, когда можно пренебречь вкладом  $d$ -нейтронов, а эффекты, определяемые вкладом  $p$ -нейтронов, близки к максимальным.

Общее выражение для дифференциального сечения деления с учетом ориентации мишени [9], ограничиваясь в угловом распределении вторым полиномом Лежандра, можно представить в виде

$$\frac{dG_{\pm}}{d\Omega}(E_n, \theta, T) = \frac{G_{\pm}}{4\pi} \left\{ 1 + A_0(T) + [A_2(E_n) + \Delta A_2(E_n, T)] P_2(\cos\theta) \right\} \quad (1)$$

где коэффициенты, если учитывать вклад только  $S$ - и  $p$ -нейтронов в образование составного ядра, имеют вид:

эффект ориентации в сечении деления

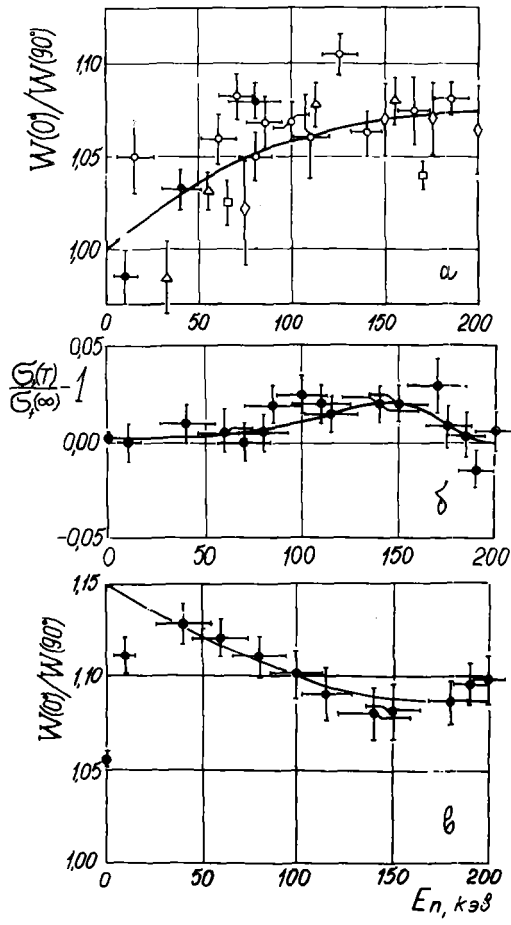
$$A_0(T) = \Delta G_{\pm} / G_{\pm} = \frac{T_1}{B} \sum_{J^{\pi}} \Delta F_0^{J^{\pi}}(T) \gamma_{\pm}^{1J^{\pi}}(E_n), \quad (2)$$

коэффициент угловой анизотропии неориентированных ядер

$$A_2(E_n) = \frac{T_1}{B} \sum_{J^{\pi} K} F_2^{un1J^{\pi}K} \gamma_{\pm}^{1J^{\pi}K}(E_n), \quad (3)$$

эффект ориентации в угловом распределении

$$\Delta A_2(E_n, T) = \frac{1}{B} \sum_{\ell=0,1} T_{\ell} \sum_{J^{\pi} K} \Delta F_2^{\ell J^{\pi}K}(T) \gamma^{\ell J^{\pi}K}(E_n), \quad (4)$$



Энергетическая зависимость угловой анизотропии осколков деления неориентированных ядер  $^{233}\text{U}$  (а) и эффектов выстроенности ядер в сечении деления ( $\sigma$ ) и в угловой анизотропии осколков (в).  $\diamond$  - данные работы [5],  $\square$  - [6],  $\Delta$  - [7],  $\circ$  - [8],  $\bullet$  - результаты настоящей работы

"безразмерное" сечение деления неориентированных ядер

$$B \equiv G_+ / \pi \lambda^2 = \sum_{\ell=0,1} T_{\ell} \sum_{J^{\pi}} F_{\ell}^{un\ell J^{\pi}} \gamma_{+}^{\ell J^{\pi}}(E_n), \quad (5)$$

вычислявшееся по данным работы [10]. Здесь  $T_{\ell}$  - коэффициенты нейтронной проницаемости, а  $F_{\ell}$  и  $\Delta F_{\ell}$  - кинематические коэффициенты, явный вид которых приведен в [9], а необходимые нам численные значения представлены в таблице.

Значения кинематических коэффициентов для неориентированных и выстроенных ядер мишени  $^{235}\text{U} / \text{I}^{\pi} = 5/2^{+}$  / при взаимодействии с  $S$  - и  $p$ -нейтронами

$\ell$	$J^{\pi}$	$K$	Ядра мишени неориентированы / $T = \infty$ / Ядра мишени выстроены / $T = 0,2K$ /			
			$F_0^{un\ell J^{\pi}}$	$F_2^{un\ell J^{\pi}K}$	$\Delta F_0^{\ell J^{\pi}}$	$\Delta F_2^{\ell J^{\pi}K}$
0	$2^{+}$	0	0,4166	0	0	0,1400
		1	0,4166	0	0	0,1400
		2	0,4166	0	0	-0,2800
3 <sup>+</sup>	0	0	0,5834	запрет по четности		
		1	0,5834	0	0	0,2938
		2	0,5834	0	0	0
I	$1^{-}$	0	0,2501	0,0503	0,0590	0,0325
		1	0,2501	-0,0503	0,0590	-0,0325
		0		запрет по четности		
2 <sup>-</sup>	0	0	0,8334	-0,2980	-0,0139	0,2482
		1	0,8334	0,5960	-0,0139	-0,4964
		2	0,8334	-0,1151	-0,1079	0,5947
3 <sup>-</sup>	0	0	1,1665	-0,1726	-0,1079	0,5918
		1	1,1665	0	-0,1079	0
		2	1,1665	0,2877	-0,1079	-0,9865
4 <sup>-</sup>	0	0		запрет по четности		
		1	0,7500	0,9155	0,0628	0,2693
		2	0,7500	0,4299	0,0628	0,1267
		3	0,7500	-0,5761	0,0628	-0,1109
		4	0,7500	-1,5045	0,0628	-0,4455

Рассмотрим ключевую точку  $E_n = 100$  кэВ. Среднюю делимость  $^{235}\text{U}$  на  $S$ -нейтронах можно принять равной её известному значению в резонансной области  $\bar{\gamma}_+^S = 0,85$  и при вычислении  $B$  положить  $G_+(100 \text{ кэВ}) = 2,26 \text{ б}$  [10]. Подстановка  $B$  и табличных величин  $\Delta F_{\ell}$  в [2] показывает, что для описания наблюдаемого значения  $A_0$  необходимо, во-первых, принять

максимальное из используемых в настоящее время значений силовой функции р-волны  $S_1 = 2,5 \times 10^{-4}$  [11] и, во-вторых, предположить примерно пятикратное подавление по делюмости состояния  $3^-$ , дающего максимальный по модулю отрицательный вклад в  $A_0$ . Принятое значение  $S_1$  позволяет вычислить по наблюдаемым величинам и среднюю делюмость на р-нейтронах  $\bar{y}_1^p \approx 0,5$ . При анализе угловой анизотропии был учтен вывод работы [3] о том, что каналы  $K^\pi = 0^+$  и  $3^+$  на S-нейтронах практически полностью закрыты, и деление с весом 90% идет с  $K^\pi = 1^+$ . В этом случае совместное описание коэффициентов угловой анизотропии неориентированных ядер и эффекта выстроенности дополнительно к вышеупомянутому требует для деления на р-нейтронах: 1/ закрытия каналов  $K^\pi = 0^-$  и с  $K > 2$ ; 2/ деления состояний  $J^\pi = 3^-$  и  $4^-$  через канал  $K = 2$ ; 3/ равного вклада каналов  $K^\pi = 1^-$  и  $2^-$  для состояний  $J^\pi = 2^-$ . Таким образом, основной вывод: каналы с  $K = 0$  для состояний как положительной, так и отрицательной четности в реакции  $^{233}\text{U}$  при рассмотренных энергиях сильно подавлены. Имеются указания на то, что этот эффект является систематическим при околороговом делении четно-четных составных ядер, образующихся из ядер-мишени с большим спином [12]

#### Список литературы

- I. Bohr A. - Proceed. Intern. Conf. on Peacefull Uses Atom. Energy. Geneva, 1956, 2, p. 151.
2. Dabs J.W.T et al. - 1960, ORNL-2910, p. 60.
3. Kuiken R. et al. - Nucl. Phys., 1972, A190, p. 401.
4. Виноградов В.Н. и др. - Вопросы атомной науки и техники. Ядерные константы, 1975, вып.20, ч.1, с.13.
5. Шигин В.А. - Доклады АН СССР, 1961, т.140, с.351.
6. Нестеров В.Г. и др. - Ядерная физика, 1966, т.4, с.399.
7. Смиренкин Г.Н. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1970, т.11, с.489.
8. Шпак Д.Л. и др. - Ядерная физика, 1975, т.21, вып.4, с.704.
9. Гонин Н.Н. и др. - Ядерная физика, 1975, т.22, вып.4, с.692.
10. Hoverton R.J., MacGregor M.H. - Report 1978, USRL-50400, p.1.
11. Moore M.S. et al. - Phys. Rev. 1978, C18, 3, p. 1328.
12. Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. - Материалы данной конференции.



ОПИСАНИЕ МОМЕНТОВ ИНЕРЦИИ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР  
В ДРОПЛЕТНОЙ МОДЕЛИ

Г.Д.Адеев, Т.С.Трунова, Л.А.Филипенко

(НИИЯФ при Томском политехническом институте)

Проведены расчеты седловых конфигураций и моментов инерции доактинидных ядер с  $73 \leq Z \leq 85$  в капельной модели [1]. В отличие от ранее выполненных работ [2,3] влияние неоднородности распределения нуклонной плотности и размытости поверхности ядра учитывалось как при расчете седловых конфигураций [4], так и при вычислении моментов инерции.

Saddle point configurations and moments of inertia preactinide nuclei with  $75 \leq Z \leq 85$  are calculated in the droplet model. The influence of nonuniformity of nucleon density and diffuseness of nuclear surface were taken into account both in calculations of saddle point configuration and in calculation of moment of inertia.

Целью данной работы явилось исследование влияния диффузности поверхности ядра и неоднородности распределения нуклонной плотности на форму седловых конфигураций и величины эффективных моментов инерции делящихся ядер  $J_{эфф}$ , которые определяются по измерению угловой анизотропии осколков деления. Анализ экспериментальных данных по делению доактинидных ядер при довольно высокой энергии возбуждения [5], проведенный в рамках жидкокапельной модели, показал, что при качественном согласии имеется систематическое отклонение предсказаний модели от экспериментальных значений эффективных моментов инерции. В работах [2,3] были сделаны оценки влияния диффузности края ядра и неоднородности распределения нуклонной плотности на форму седловых конфигураций и величину моментов инерции. Было показано, что учет этих факторов улучшает согласие с экспериментом и приводит к увеличению  $J_{эфф}$  примерно на 15-20%. В работе [6] было отмечено, что учет диффузности края ядра важен в одинаковой степени как при определении седловых конфигураций, так и при расчете величины  $J_{эфф}$ . В настоящей работе для расчета эффективных моментов инерции делящихся ядер используется капельная модель [1], которая естественным образом позволяет учесть влияние диффузности края ядра и при определении седловых конфигураций, и при расчете величины  $J_{эфф}$ .

В капельной модели реальное диффузное распределение протонной и нейтронной плотностей в ядре делится на две области с плавно изменяющимися плотностями  $\rho_2(\vec{r})$ ,  $\rho_N(\vec{r})$  и  $\rho = \rho_2 + \rho_N$  и поверхностную область, где плотность быстро падает до нуля. Экстраполирование  $\rho_2(\vec{r})$ ,  $\rho_N(\vec{r})$ ,  $\rho(\vec{r})$  в поверхностную область определяет эффективные поверхности  $S_2$ ,  $S_N$ ,  $S$  таким образом, что все  $Z$  протонов,  $N$  нейтронов и  $A$  нуклонов находятся внутри этих поверхностей. Эти плотности и определенные так поверхности являются степенями свободы капельной модели. Наряду с  $\rho_N(\vec{r})$  и  $\rho_2(\vec{r})$  в капельной модели вводятся и малые по абсолютной величине функции:

$$\varepsilon(\vec{r}) = -\frac{1}{3} \left( \frac{\rho(\vec{r}) - \rho_0}{\rho_0} \right), \quad (1)$$

характеризующая отклонение плотности  $\rho$  во внутренней области от стандартного значения  $\rho_0 = \left( \frac{4}{3} \pi R_0^3 \right)^{-1}$ , и

$$\delta(\vec{r}) = [\rho_N(\vec{r}) - \rho_2(\vec{r})] / \rho(\vec{r}), \quad (2)$$

характеризующая различие между нейтронной и протонной плотностями во внутренней области. Тогда протонная и нейтронная плотности выражаются через  $\varepsilon$  и  $\delta$  следующим образом:

$$\rho_2 = \frac{1}{2} \rho_0 (1 - 3\varepsilon)(1 - \delta);$$

$$\rho_N = \frac{1}{2} \rho_0 (1 - 3\varepsilon)(1 + \delta). \quad (3)$$

Далее удобно ввести  $\bar{\varepsilon}$  и  $\bar{\delta}$  - усредненные по объему значения функций  $\varepsilon(\vec{r})$  и  $\delta(\vec{r})$ . Условие сохранения числа частиц системы

$$A = \frac{4}{3} \pi R_0^3 \rho_0 = \int \rho(\vec{r}) dV = \rho_0 (1 - 3\bar{\varepsilon}) \frac{4}{3} \pi R^3 \quad (4)$$

определяет  $R$  - реальный радиус в капельной модели через аналогичную величину  $R_0$  жидкокапельной модели:  $R = R_0 (1 + \bar{\varepsilon})$ . В самом общем виде энергия ядра в капельной модели, как и в модели жидкой капли, содержит три компонента: объемную, поверхностную и кулоновскую энергии. Но окончательное выражение для энергии деформации ядра в капельной модели, кроме хорошо известных жидкокапельных функционалов  $B_S$  и  $B_C$ , содержит новые функционалы  $B_K$ ,  $B_V$ ,  $B_W$  и  $B_2$ , введенные в капельной модели как поправки к поверхностной энергии

из-за кривизны поверхности и к кулоновской энергии  $V_c$  из-за неоднородного распределения протонной плотности.

Равновесные деформации ядра в седловой точке (седловые конфигурации), энергия деформации которой и определяет барьер деления, находились путем поиска экстремума энергии деформации по двум параметрам формы, описывающим симметричные относительно разделения по массам конфигурации ядра. Для описания формы делящегося ядра была использована модифицированная параметризация Лоуренса [7]. Уравнение поверхности ядра в этой параметризации для симметричных деформаций в цилиндрических координатах имеет вид:

$$\Phi(\bar{\rho}, \bar{z}) = \bar{\rho}^2 - \left[1 - \frac{\bar{z}^2}{S-1}\right] \left[\left(\frac{C\bar{z}}{S+1}\right)^2 + g\right] = 0, \quad (5)$$

где  $C$  и  $S$  - параметры деформации;  $\bar{\rho} = \rho/C_V$ ;  $\bar{z} = z/C_V$ ;  $C_V$  - масштабный фактор, обеспечивающий сохранение объема.

Принятое ограничение симметричными параметрами деформации соответствует хорошо известному факту, что для доактинидных ядер симметричное деление по массам является наиболее вероятным. Расчеты были выполнены для ядер с  $73 \leq Z \leq 85$ . Таблица результатов расчета седловых конфигураций (значения параметров  $C$  и  $S$ ) барьеров деления в дроплетной модели и сравнения с капельной приведена в работе [4]. Эти результаты были использованы нами для расчетов эффективных моментов инерции  $J_{эфф}$ .

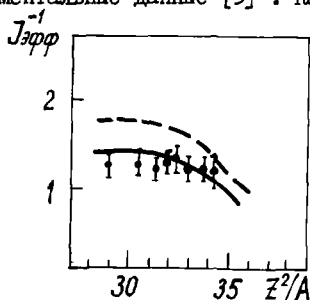
Переход к реальной диффузной нуклонной плотности, почти постоянной внутри ядра и спадающей до нуля в граничной области, в дроплетной модели можно осуществить несколькими путями: с помощью свертки  $\rho(\vec{r})$  с быстро спадающей функцией или просто конструированием спадающего профиля, требуя сохранения числа частиц. Как правило, в качестве реальной нуклонной плотности, которая является эквивалентной заменой плотности дроплетной модели, применяется широко используемая в случае тяжелых ядер функция фермиевского вида. Требуя равенство некоторых геометрических свойств ядер, определяемых с помощью дроплетной плотности и плотности фермиевского вида, можно определить параметры последней через параметры дроплетной модели [8].

В настоящей работе нами были рассчитаны величины эффективных моментов инерции деформирующихся ядер с плотностью распределения нуклонов типа фермиевской. Для произвольной деформации такая плотность определялась нами как

$$\rho^{real}(\vec{z}) = \frac{\rho_0}{1 + \exp \frac{\Pi(\rho, z)}{|\nabla \Pi(\rho, z)| a \cdot c_V}}, \quad (6)$$

где  $\Pi(\rho, z) = \sqrt{\Phi(\rho, z) - \Phi_{min}} - \sqrt{\Phi_{min}}$  и  $\Phi_{min}$  - абсолютный минимум функции  $\Phi(\rho, z)$ . Данное определение плотности эквивалентно определению конечного одночастичного потенциала для произвольных форм деформирующегося ядра, предложенного в [9]. Плотность  $\rho^{real}(\vec{z})$ , определенная таким образом, имеет одинаковую диффузность по всей поверхности ядра.

На рисунке представлены результаты расчета величины  $J_{эфф}^{-1}$  для тех же доактинидных ядер, для которых были определены седловые конфигурации в работе [4]. Точками показаны соответствующие экспериментальные данные [5]. Как видно из



Зависимость обратного эффективного момента инерции  $J_{эфф}^{-1}$  (в единицах момента инерции равновеликой сферы) от параметра делимости  $Z^2/A$ . Сплошная кривая - расчет в дроблетной модели, пунктирная - в жидкокапельной, точки - экспериментальные данные [5]

рисунка, при одновременном учете влияния диффузности поверхности ядра при определении седловых конфигураций и при расчете величины  $J_{эфф}$  в рамках дроблетной модели удается

достичь хорошего описания экспериментальных значений эффективных моментов инерции доактинидных ядер.

#### Список литературы

1. Myers W.D., Swiatecki W.J. - Ann.Phys., 1969, v.55, p.395; Ann.Phys., 1974, v.84, p.186.
2. Струтинский В.М. - ЯФ, 1965, т.1, с.821.
3. Тяпин А.С. - ЯФ, 1965, т.1, с.581.
4. Адеев Г.Д., Филипенко Л.А., Черданцев П.А. - ЯФ, 1979, т.30, с.933.
5. Игнатюк А.В., Иткис М.Г. и др. - Письма ЖЭТФ, 1977, т.25, с.65.
6. Блохин А.И., Игнатюк А.В. - Материалы 3 Международного семинара по взаимодействию нейтронов с ядрами. Дрезден, 1974, с.164.
7. Albrecht K. - Nucl.Phys., 1973, v.A207, p.225.
8. Myers W.D. - Nucl.Phys., 1973, v.204, p.465.
9. Brack M. et.al. - Rev.Mod.Phys., 1972, v.44, p.320.

ИЗМЕРЕНИЯ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ  
ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР  $^{236}\text{U}$  НЕЙТРОНАМИ

В.Г.Воробьева, Б.Д.Кузьминов, В.В.Малиновский,  
Н.Н.Семенова, С.М.Соловьев, П.С.Солошенко

(ФЭИ, Радиевый ин-т им.В.Г.Хлопина)

Измерена энергетическая зависимость  $\bar{\nu}_p$  при делении ядер урана-236 нейтронами в интервале энергий 1,5-3,5 Мэв. Исследовалось влияние дискриминации импульсов осколков деления на измеренную величину  $\bar{\nu}_p$ . Оцениваемая точность измерений составляет около 1%.

The energy dependence of  $\bar{\nu}_p$  for neutron - induced fission of U-236 have been measured in energy range 1.5 - 3.5 Mev. The influence of the fission fragment pulse discrimination on the measured  $\bar{\nu}_p$  was investigated. Estimated accuracy of measurements was about 1%.

Измерения среднего числа мгновенных нейтронов при делении ядер  $^{236}\text{U}$  нейтронами проводились относительно  $\bar{\nu}_p = 3,733$  при спонтанном делении ядер  $^{252}\text{Cf}$  [1].

Моноэнергетические нейтроны получались в реакции  $T(p, n)$  на твердой тритиевой мишени с использованием электростатического ускорителя ЭГ-1 ФЭИ. Метод измерений изложен в других наших докладах. Камера деления состояла из одной секции со слоем  $^{252}\text{Cf}$  (300 делений/мин.) и двух секций со слоями  $^{236}\text{U}$  толщиной 1 мг.см<sup>-2</sup> и общим весом делящегося вещества 0,25 г. Использовался  $^{236}\text{U}$  с обогащением более 99,8%. Камера заполнялась аргоном с добавкой 10% углекислого газа при избыточном давлении 0,6.10<sup>5</sup> Па. Импульсы с каждой секции камеры деления усиливались и формировались RC-цепями с постоянной времени 0,5 мкс. Тракты сигналов камер деления были аналогичны для  $^{236}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$ . Для камеры деления со слоем  $^{252}\text{Cf}$  эффек-

тивность регистрации осколков составляла около 96%. При уровне дискриминации, исключающем счет  $\alpha$ -частиц от камеры деления  $^{236}\text{U}$ , эффективность регистрации осколков составляла 80%. В связи с этим была изучена зависимость результатов измерений  $\bar{\nu}_p$  от уровня дискриминации импульсов с камеры деления. На рис.1 представлена зависимость измеренной величины  $\bar{\nu}_p$  (в относительных единицах) от эффективности регистрации осколков деления  $^{236}\text{U}$  для 3 значений энергии нейтронов, вызывающих деление. При этом следует отметить, что указанная эффективность относится к осколкам, вылетевшим из слоя делящегося вещества, и не учитывает потери осколков в самом слое. Эти потери в нашем случае составляют около 5%.

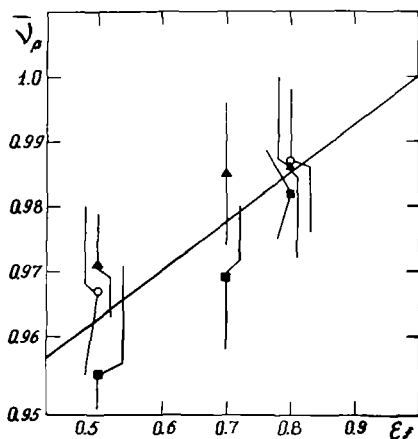


Рис.1. Зависимость измеренной величины  $\bar{\nu}_p$  (в относительных единицах) от эффективности регистрации осколков деления при разных энергиях нейтронов:  $\circ$  - 2 МэВ,  $\blacktriangle$  - 2,5 МэВ,  $\blacksquare$  - 3 МэВ

Как видно из экстраполяции, указанной на рис. I, величина  $\bar{\nu}_p$ , полученная при рабочей эффективности регистрации осколков 80%, отличается от величины, соответствующей 100% эффективности, на  $1,5 \pm 0,3 \%$ .

В результаты измерений вносились также следующие поправки, %: на различие энергетических спектров нейтронов деления  $^{236}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$  ( $-1,2 \pm 0,3$ ); на зависимость эффективности регистрации нейтронов деления от положения слоя  $^{236}\text{U}$  на оси детектора нейтронов ( $0,5 \pm 0,2$ ); на различие диаметров слоев  $^{236}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$  ( $-0,3 \pm 0,2$ ); поправка на просчеты ( $-1,5 \pm 0,3$ ); поправка на разницу угловых распределений осколков при делении  $^{236}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$  ( $-0,1 \pm 0,1$ ).

Результаты измерения энергетической зависимости  $\bar{\nu}_p(E_n)$  для  $^{236}\text{U}$ , статистическая ошибка и суммарная ошибка измерений в соответствии с вносимыми поправками приведены в таблице.

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	Статистическая погрешность	Суммарная погрешность
$1,30 \pm 0,06$	2,454	0,024	0,028
$1,51 \pm 0,05$	2,516	0,031	0,035
$1,82 \pm 0,05$	2,553	0,030	0,034
$2,00 \pm 0,05$	2,516	0,029	0,033
$2,20 \pm 0,05$	2,562	0,025	0,030
$2,30 \pm 0,05$	2,648	0,024	0,030
$2,50 \pm 0,05$	2,613	0,022	0,029
$2,80 \pm 0,04$	2,625	0,027	0,032
$3,00 \pm 0,04$	2,762	0,011	0,021
$3,07 \pm 0,04$	2,714	0,019	0,026
$3,30 \pm 0,04$	2,736	0,030	0,035
$3,50 \pm 0,04$	2,757	0,030	0,035



На рис.2. приведены результаты измерений, полученные в нашей и ранее опубликованной работе [2]. На графике указана суммарная ошибка измерений. Данные из работы [2] приведены к стандарту  $\bar{\nu}_p = 3,733$  для спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Видно, что результаты совпадают в пределах погрешностей измерений.

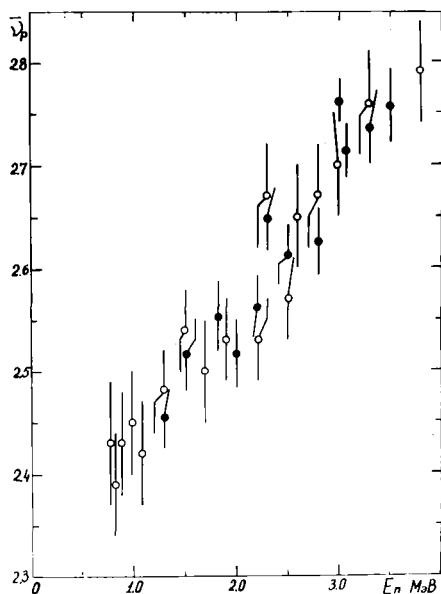


Рис.2. Результаты измерения  $\bar{\nu}_p$  при делении ядер  $^{236}\text{U}$  нейтронами: ● - настоящая работа, ○ - [2]

#### Список литературы

1. Neutron Standard Reference Data. Vienna, 1974, p. 360.
2. Conde H., Holmberg M. - J. Nucl. Energy, 1971, 25, 331.

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ  
НА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ СПЕКТР МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ  
ДЕЛЕНИЯ В ЛАБОРАТОРНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

Г. М. Ахмедов, В. С. Ставинский

(ФЭИ)

Анализируется влияние дисперсии кинетической энергии осколков деления на дифференциальный спектр мгновенных нейтронов деления. Показано, что в пределе малых углов разброс кинетической энергии осколков существенно влияет на форму спектра нейтронов.

The influence of the fragment's kinetic energy distribution on the differential prompt fission neutron spectrum was analyzed. It is shown that the form of the spectrum depends essentially on the fragment kinetic energy distribution for the small angles relative to the direction of fission fragments.

Для заданного значения кинетической энергии пары дополнительных осколков  $E_k$  энергии возбуждения каждого из них

$X_1$  и  $X_2$  связаны с полной энергией деления  $E_g$  законом сохранения

$$X_1 + X_2 \approx E_g - E_k. \quad (I)$$

Энергия возбуждения каждого осколка в принципе может принимать значения в интервале от нуля до максимального значения, равного  $X = E_g - E_k$ . Спектр нейтронов в с.ц.м. каждого осколка должен быть усреднен по распределению их энергии возбуждения, после чего его можно переводить в лабораторную систему координат. Наконец, следует провести усред-

нение по распределению кинетической энергии  $E_K$ . Для решения этой задачи необходимо знание функции распределения энергии возбуждения каждого осколка при условии, что их суммарная энергия возбуждения  $X$  задана.

Рассмотрим вначале двумерное нормальное распределение на более общего вида величин  $X_1$  и  $X_2$  [1]

$$\varphi(X_1, X_2) = \frac{1}{2\pi\sigma_1\sigma_2\sqrt{1-\rho_{12}^2}} \exp\left\{-\frac{(U_1^2 - 2\rho_{12}U_1U_2 + U_2^2)}{2(1-\rho_{12}^2)}\right\}, \quad (2)$$

где

$$U_1 = \frac{X_1 - \bar{X}_1}{\sigma_1}; \quad U_2 = \frac{X_2 - \bar{X}_2}{\sigma_2};$$

$\sigma_1, \sigma_2$  - дисперсии;  $\bar{X}_1$  и  $\bar{X}_2$  - средние значения случайных величин  $X_1$  и  $X_2$ ;  $\rho_{12}$  - коэффициент корреляции ( $|\rho_{12}| \leq 1$ ). При  $\rho_{12} = 0$  распределение (2) представляет собой произведение двух независимых нормальных распределений.

При  $X_1 + X_2 = X$  из (2) получим условное распределение величины  $X_1$  в виде

$$W(X_1, X) = \frac{1}{2\pi\sigma_X\sigma_{1\text{эф}}} \exp\left\{-\frac{(X_1 - \bar{X}_1)^2}{2\sigma_X^2} - \frac{(X_1 - \bar{X}_1(X))^2}{2\sigma_{1\text{эф}}^2}\right\}, \quad (3)$$

где

$$\bar{X} = \bar{X}_1 + \bar{X}_2; \quad \bar{X}_1(X) = \bar{X}_1 + \frac{\sigma_1\sigma_2\rho_{12} + \sigma_1^2}{\sigma_X^2}(X - \bar{X});$$

$$\sigma_X^2 = \sigma_1^2 + 2\rho_{12}\sigma_1\sigma_2 + \sigma_2^2; \quad \sigma_{1\text{эф}}^2 = (1 - \rho_{12}^2)\sigma_1^2\sigma_2^2 / \sigma_X^2.$$

Функции распределения (2) и (3) нормированы на единицу в интервале изменения переменных от  $-\infty$  до  $+\infty$ . В реальной ситуации интервал их изменения ограничен, т.е.

$$0 \leq X_1, X_2 < X.$$

Для осколков деления  $\bar{X}_1, \bar{X}_2 > 0$ , более того,  $\bar{X}_1, \bar{X}_2 > \sigma_1, \sigma_2$ . Поэтому при известных условиях мы можем пользоваться функциями распределения (2) и (3), нормированными в неограниченном интервале изменения переменных для описания распределения энергии возбужденных осколков.

Если в выражении (3) провести интегрирование по переменной  $X_1$  ( $0 < X_1 < X$ ), то получим распределение полной энергии возбуждения (или полной кинетической энергии) дополнительных осколков в виде

$$W(x) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\sigma_x} \left[ \Phi\left(\frac{x-\xi_1(x)}{\sigma_{1\text{доп}}}\right) + \Phi\left(\frac{\xi_2(x)}{\sigma_{1\text{доп}}}\right) \right] e^{-\frac{(x-\xi)^2}{2\sigma_x^2}}, \quad (4)$$

где

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-t^2/2} dt.$$

Если  $\beta_{12} = 0$ , то при  $\sigma_1 = \sigma_2$  и  $\xi_1 = \xi_2 = \xi/2$  имеем

$$W(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \Phi(x/\sigma_x) \exp\left\{-\frac{(x-\xi)^2}{2\sigma_x^2}\right\}, \quad (5)$$

где

$$\sigma_x^2 = 2\sigma^2.$$

В общем случае анализ формы распределения (4) полной энергии возбуждения затруднен, так как она определяется большим числом параметров.

Рассмотрим теперь влияние распределения кинетических энергий при данном способе деления на форму спектров мгновенных нейтронов деления в лабораторной системе координат. Дважды дифференциальный спектр нейтронов из одного осколка имеет вид

$$\frac{d^2N}{dE d\Omega} \sim \sqrt{E} \int_{x_{\min}}^{E_0} \frac{dx e^{-\frac{(x-\xi)^2}{2\sigma_x^2}}}{\sqrt{E(x, E, \Omega)}} \Phi[E(x, E, \Omega)], \quad (6)$$

где  $E$  и  $\epsilon$  - энергии нейтрона в Л-системе и в с.ц.м. соответственно;  $\Phi(\epsilon)$  - спектр нейтронов в с.ц.м., усредненный по распределению (3) энергии возбуждения  $X_1$  осколка. В приближении постоянной ядерной температуры с учетом множественного испускания нейтронов спектр  $\Phi(\epsilon)$  можно представить в виде [2]

$$\Phi(\epsilon) = \frac{\epsilon}{T^2} e^{-\epsilon/T} \cdot J(\epsilon), \quad (7)$$

где  $T$  - ядерная температура осколка;  $J(\epsilon)$  -искажающая функция, которая возникает в результате усреднения стандартного спектра Вайскопфа и учета множественного испускания нейтронов из осколков.

Из кинематики следует, что

$$\epsilon(x, E, \cos\theta) = E + \beta(E_g - x) - 2\sqrt{\beta E(E_g - x)} \cos\theta, \quad (8)$$

а нижний предел интегрирования находится из условия

$$x_{\min}(E, \cos\theta) - B = \epsilon(x_{\min}, E, \cos\theta), \quad (9)$$

где  $B$  - энергия связи нейтрона в осколке;  $\beta_1 = A_2/A_1$ ,  $A$  для первого осколка;  $\theta$  - угол вылета нейтрона в  $\mathcal{L}$ -системе относительно направления рассматриваемого осколка;  $A_1, A_2$  - массовые числа осколков;  $A$  - массовое число делящегося ядра. Сделаем в (6) замену переменных

$$z = \beta(E_g - x),$$

получим

$$\frac{d^2N}{dE d\Omega} \sim \frac{\sqrt{E}}{\beta} \int_0^{z_{\max}} \frac{dz e^{-\frac{(z-\bar{z})^2}{2\delta^2}}}{\sqrt{\epsilon(z, E, \cos\theta)}} \Phi[\epsilon(z, E, \cos\theta)], \quad (10)$$

где  $\bar{z} = \beta(E_g - \bar{\epsilon})$ ,  $z_{\max} = \beta(E_g - x_{\min})$ ,  $\delta = \beta \sigma_x$ .

Заметим, что по порядку величины  $\delta/\bar{z} \approx 0,1$ .

Подынтегральная функция в (10) имеет особенность при  $\epsilon(z, E, \cos\theta) = 0$ , если  $\cos\theta = 1$  ( $\theta = 0$ ), то есть при  $z = E$ . В связи с этим мы прежде всего исследуем выражение (10) при  $\theta > 0$ . Из эксперимента следует, что  $\rho_{12} \leq 0$ , так что наиболее реальным является случай  $|\rho_{12}| \neq 1$ . В выражении (10) с хорошей точностью можно вынести функцию  $\Phi[\epsilon(z, E, \cos\theta)]$  из под знака интеграла в точке  $z = \bar{z}$ . При  $\theta \geq 10^\circ$  влияние функции  $1/\sqrt{\epsilon(z, E, \cos\theta)}$  на значение интеграла будет не очень существенным. Таким образом, при  $\theta > 10^\circ$  усреднение по кинетическим энергиям эквивалентно приписыва-

нию осколку наиболее вероятной кинетической энергии.

Особый случай представляет область предельно малых углов. В этом случае, если  $E \neq 0$ , подынтегральная функция  $1/\sqrt{E}$  имеет острый максимум при  $Z_0 = E\omega^2\theta \approx E$ . Тогда мы можем вынести из под знака интеграла все остальные множители в точке  $Z = Z_0$ . Получим

$$\frac{d^2N}{dEd\Omega} \sim \sqrt{E} e^{-\frac{(E\omega^2\theta - Z)/2\delta^2}{\epsilon}} \Phi(\epsilon(z_0)) \int_0^{Z_{\max}} \frac{dz}{\sqrt{E}}. \quad (II)$$

При  $\theta \rightarrow 0$  и  $E/Z_{\max} \ll 1$  вместо (II) имеем

$$\frac{d^2N}{dEd\Omega} \sim E e^{-\frac{(z - \bar{z})^2/2\delta^2}{\epsilon_0}} \Phi(\epsilon_0) \ln\left(\frac{4}{\theta^2}\right). \quad (I2)$$

Из полученного выражения можно сделать вывод о том, что в пределе малых углов форма спектра существенно отличается от формы спектров под большими углами и определяется видом функции распределения кинетической энергии пары дополнительных осколков. В заключение отметим, что для множителя  $\Phi(\epsilon_0)$ , входящего в (I2), имеем  $\Phi(\epsilon_0) \rightarrow \Phi(0)$  при  $\theta \rightarrow 0$ . Поскольку практический случай с  $\theta = 0$  не реализуется, то в качестве  $\Phi(\epsilon_0)$  надо брать среднее значение функции в некотором конечном энергетическом интервале, определяемом как энергетическим, так и угловым разрешением эксперимента.

#### Список литературы

- [1] Т.Корн, Т.Корн. Справочник по математике. Издательство Наука, 1974.
- [2] Г.М.Ахмедов, В.С.Ставинский. - Препринт ФЭИ-730, Обнинск, 1976.
- [3] C.Signarbiens, R.Babinet et.al. - Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna, 1974, v. 11, p. 179.

## СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ $^{238}\text{U}$

Н. В. Корнилов, В. Я. Барыба, О. А. Сальников  
(ФЭИ)

В работе представлены результаты измерений спектров деления в широкой области начальной энергии нейтронов 2,5 - 14,3 МэВ.

Определена зависимость параметра максвелловского распределения  $T$  и числа мгновенных нейтронов деления без предварительного испускания нейтронов  $\lambda_f$  от начальной энергии.

The experimental fission neutron spectra in the wide region of the incident neutron energies are presented.

The values of the parameter of the Maxwellian distribution  $T$  and  $\lambda_f$  as a function of the incident neutron energy has been determined.

На спектрометре ускорителя ЭП-10М методом времени пролета были измерены спектры нейтронов деления при начальных энергиях 6,01; 7,02; 8,01; 8,94 МэВ.

Нейтроны из реакции  $D(\alpha, n)$ , полученные с помощью газовой дейтериевой мишени, падали на многоэлектродную ионизационную камеру деления, содержащую 2,69 г  $^{238}\text{U}$ . Толщина слоя урана 1,5 мг/см<sup>2</sup>, эффективность камеры 0,75 (при  $E_0 = 8,94$  МэВ 0,83). Расстояние мишень-камера 11 см, камера-детектор 190 см.

Электроды камеры располагались в вертикальной плоскости перпендикулярно оси камера-детектор. Поправка на ослабление и многократное рассеяние в такой геометрии легко рассчитывается и составляет  $\leq 2\%$  во всей области энергий вторичных нейтронов (0,6 - 8 МэВ).

Абсолютная эффективность нейтронного детектора измерялась относительно спектра  $^{252}\text{Cf}$  ( $T = 1,42$  МэВ,  $\lambda = 3,733$ ).

Измерения проводились в режиме быстро-медленных совпадений с одновременной регистрацией полного спектра нейтро-

нов, зарегистрированных детектором, спектра в совпадении с осколками и фона случайных совпадений. Более подробно техника эксперимента описана в [1] .

Вместе с измерениями формы спектров, которые проводились под углом  $90^\circ$ , была измерена зависимость  $\gamma f(\theta)$  для углов  $150^\circ$  и  $120^\circ$ .

На рис. 1, 2 приведены спектры и угловые распределения.

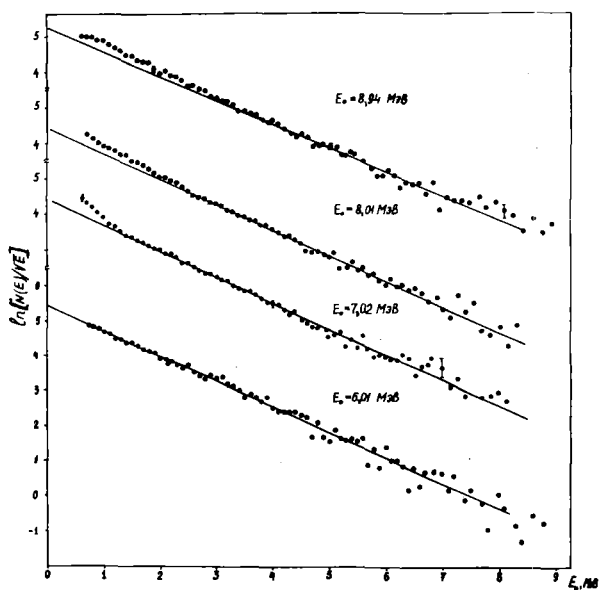


Рис. 1. Спектры нейтронов деления при разных начальных энергиях и их описание максвелловским распределением



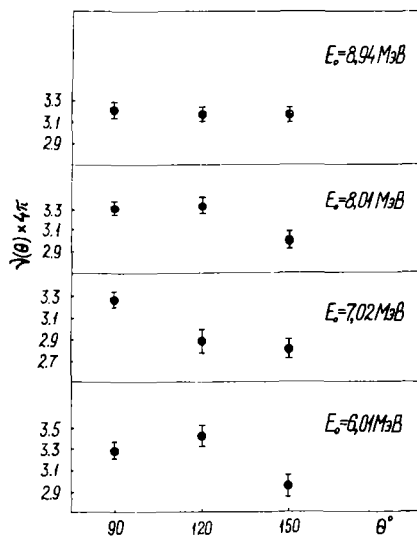


Рис. 2. Зависимость  $V_f(\theta)$  от угла вылета нейтронов

Следует подчеркнуть:

В области энергий, где отсутствуют нейтроны, испущенные перед делением, спектры хорошо описываются максвелловским распределением.

При энергиях 6 + 8 МэВ наблюдается заметная угловая зависимость в  $V_f$ , что частично можно связать с коллимацией осколков в камере за счет порога дискриминации, частично с анизотропией в выходе осколков.

Зависимость от угла параметра  $\Gamma$  мала. Так при  $E_0 = 7,02$  МэВ  $(T(90^\circ) - T(150^\circ))/T(90^\circ) = 2,6\%$ .

Окончательные результаты приведены в таблице. Параметры  $T$  и  $V_f$  получены с учетом углового распределения. Там же приведены значения  $\sigma_1 = \sigma(n, nf)/\sigma(n, f) = V_p - V_f$ .

Значения  $V_p$  взяты из работы [2]. Среднее значение ( $E = 7+8$  МэВ)  $\sigma_1 = 0,47 \pm 0,07$  хорошо совпадает с оцененной величиной [2].

$E_0,$ МэВ	$T,$ МэВ	$\nu_f$	$\beta_1,$ отн. единицы
6,01	$1,36 \pm 0,03$	$3,09 \pm 0,11$	$0,12 \pm 0,11$
7,02	$1,31 \pm 0,03$	$2,85 \pm 0,09$	$0,52 \pm 0,09$
8,01	$1,36 \pm 0,04$	$3,12 \pm 0,17$	$0,39 \pm 0,17$
8,94	$1,41 \pm 0,04$	$3,16 \pm 0,24$	$0,49 \pm 0,24$

Данные настоящей работы вместе с ранее опубликованными результатами дают наглядную картину поведения  $T$  в зависимости от начальной энергии (см. рис.3).

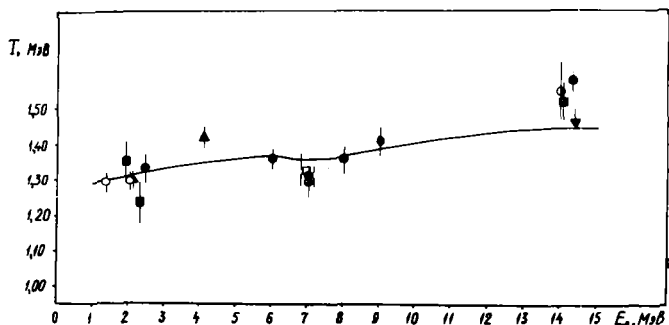


Рис. 3. Зависимость параметра  $T$  от начальной энергии:  
 ○ - настоящая работа и [17], ● - [47], ■ - [51], ▲ - [67],  
 ▼ - [77], ◐ - [87], ◑ - [97], ◒ - [107], ◓ - [37].  
 Сплошной кривой показаны результаты расчета.

Результаты расчета, показанные сплошной линией, получены при следующих предположениях:

а) параметр  $T$  связан с  $\nu$  соотношением Террелла при  $E_0 < B_F$  ( $B_F$  - барьер деления после испускания нейтрона):

$$T = a + b/\nu + 1;$$

нами были проанализированы данные по  $T$  для различных изотопов, приведенные в [3] при условии  $E_0 < V_F$ . Методом наименьших квадратов были получены следующие значения параметров:  $a = 0,41$ ,  $b = 0,47$ ;

б) из соотношения

$$\nu_p = \nu_0 b_0 + b_1(\nu_1 + 1) + b_2(\nu_2 + 2)$$

и рекомендованных зависимостей  $b_i(E)$ ,  $b_2(E)$  [2] можно получить значения  $\nu_0(E)$ ,  $\nu_1(E)$ ,  $\nu_2(E)$ , если предположить, что зависимость  $\nu_0 = \nu_p(E)$  из области  $E \leq V_F$  можно экстраполировать в область  $E > V_F$ .

Таким образом,

$$\nu_0 = 2,23 + 0,16 E;$$

$$\nu_1 = 1,39 + 0,14 E;$$

$$\nu_2 = 0,99 + 0,10 E;$$

в) при каждой начальной энергии спектр нейтронов деления описывается суммой максвелловских распределений с соответствующими  $T_i = a + b\sqrt{\nu_i + 1}$  и весами  $b_i \nu_i$ ,  $i = 0, 1, 2$ . Так как  $T_i$  отличаются незначительно ( $\leq 15\%$ ), сумму максвелловских распределений можно заменить одним с параметром

$$\bar{T} = \frac{\sum b_i \nu_i T_i}{\sum b_i \nu_i}$$

Зависимость  $\bar{T}(E)$ , приведенная на рис. 3, хорошо воспроизводит всю совокупность экспериментальных данных. Наиболее значительное различие наблюдается при  $E \sim 14$  МэВ, что связано с игнорированием вклада нейтронов из реакции ( $n, nf$ ), испущенных в прямом процессе ( $E_n > 3$  МэВ), при извлечении параметра  $T$  из экспериментальных спектров.

#### Список литературы

1. Барнба В.Я., Корнилов Н.В., Сальников О.А. - Препринт ФЭИ-947, 1979.  
Барнба В.Я. и др. - Атомная энергия, 1977, т.43, вып.4.
2. Davey W.D. - Nucl. Scin. and Eng. 44, 1971, с.345-371.
3. Howerton R.J., Dayas R.J. - Nucl. Scin. and Eng. 46, 1971, 414.
4. Almen E. - IAEA-CN-26/57, v.2, p.93, Helsinki, 1970.
5. Knitter H. - Z.Physik, 1971, 244, 358.
6. Barnard E. et al. - Nucl.Phys. 1965, 71, 228.
7. Васильев Ю. - ЖЭТФ, 1960, 38, 671.
8. Замятин Ю.С. - Атомная энергия, 1958, 4, 337.
9. Bertin A et al. - Phys.Rev., v.5, 1976, 349.
10. Bertin A. - KNOX-71, 1971, 286.

СПЕКТР НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$  В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ  
ИНТЕРВАЛЕ  $3 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^6$  эВ\*

М.В. Блинов, В.А. Витенко, В.И. Юревич  
(Радиевый ин-т им. В.Г. Хлопина)

Приведены результаты прецизионных измерений, выполненных с использованием усовершенствованного спектрометра. Существенно расширен энергетический диапазон измерений. Спектр нейтронов в исследованном диапазоне в пределах ошибок эксперимента и неопределенностей в сечении реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$  может быть аппроксимирован однопараметровым максвелловским распределением ( $T = 1,42$  МэВ).

The results of precision measurements made with using improved spectrometer are presented. The energy range of the measurements was essentially expanded. The neutron spectrum in the limits of the experimental errors and uncertainties of cross-section of  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$  reaction can be approximated by one-parameter Maxwellian distribution ( $T = 1,42$  MeV).

Спектр нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  используется достаточно широко в качестве стандарта. Однако его применение часто ограничивается областью энергий выше 1 МэВ, так как низкоэнергетическая часть определена с недостаточной точностью. Разброс данных различных работ [1-6] приведен на рис. 1.

В настоящей работе, используя возможности низкофонового спектрометра по времени пролета, измерения спектра были проведены от 300 эВ до 2 МэВ. Описание спектрометра приведено в отдельном докладе. Детектором нейтронов являлся кристалл  ${}^6\text{Li}(Eu)$ , сочлененный с фотоумножителем (использовались кристаллы диаметром 18 мм, толщиной 2 и 4 мм), а детектором осколков деления - газовый сцинтилляционный счетчик. Конструкции детекторов описаны ранее [4]. Применялись два калифорнийевых слоя,

---

\* Работа проводится при поддержке Международного агентства по атомной энергии (исследовательский контракт № 2048/RB).

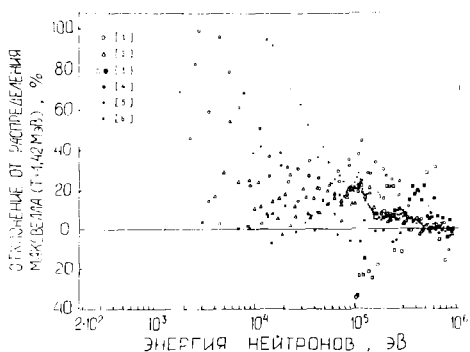


Рис. I.

мощность которых в начале измерений была равна  $20,1 \cdot 10^3$  и  $98,3 \cdot 10^3$  дел./с. Вклад спонтанных делений от других делющихся нуклидов не превышал  $10^{-2}\%$ . Временная шкала спектрометра градуировалась с помощью калибровочных линий задержки. Точность калибровки равнялась  $\pm 0,5$  нс. Временное разрешение для нейтронов составляло  $\sim 1$  нс. "Ноль времени" определялся из сравнения спектров нейтронов, измеренных на разных пролетных расстояниях. Измерения спектра проводились на четырех пролетных базах: 6,25; 12,5; 25,0 и 50,0 см. Различные пролетные расстояния использовались для контроля правильности работы установки, изменения условий измерений, а также в связи с практическими трудностями измерений в широком интервале энергий на одной пролетной базе. На базе 6,25 см измерения проводились в интервале энергий 300 эВ – 50 кэВ, на 12,5 см – 5–200 кэВ, на 25 см – 70 кэВ – 1 МэВ и на 50 см – 100 кэВ – 2 МэВ. Энергетическое разрешение на высокоэнергетических краях диапазонов было не хуже 10%. Поправка на энергетическое разрешение вводилась для всех пролетных расстояний.

Эффективность нейтронного детектора определялась в исследованном диапазоне энергии только сечением реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ . Это связано с тем, что остальные реакции на изотопах лития-6 и лития-7 с вылетом заряженных частиц являются эндотермическими, а энергетический порог регистрации спектрометра устанавливался примерно на уровне 4 МэВ. Вклад реакции  $\gamma(n, \gamma)$  был сль-

но подавлен за счет использования кристаллов с высоким гамма-эквивалентом и малой толщиной и учитывался в измерениях с кристаллом  ${}^7\text{LiJ}(\text{Eu})$ . Реакция  ${}^6\text{Li}(n,\gamma)$  имеет пренебрежимо малое сечение. Расчет эффективности детектора проводился методом Монте-Карло с использованием оцененных значений сечения реакции  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$  из файла ENDF/B-V. При этом учитывались многократное рассеяние внутри кристалла и время прохождения нейтронов до момента регистрации.

• он случайных совпадений составил 0,07% эффекта при 100 кэВ и 6% при 5 кэВ на пролетной базе 6,25 см. Фон истинно-случайных совпадений был уменьшен на два порядка с помощью электронной схемы спектрометра. Экранировка спектра нейтронов на базе 6,25 см  $\gamma$ -квантами по оценкам составляла не более 0,5%. Поправки на рассеяние нейтронов от детекторов частиц, конструкционных материалов, воздушной среды, стек помещения определялись как экспериментальным, так и расчетным путем. Методика определения поправок приведена в отдельном докладе. Энергетические зависимости основных поправок для базы 6,25 см приведены на рис. 2. Полное время измерений спектра составило

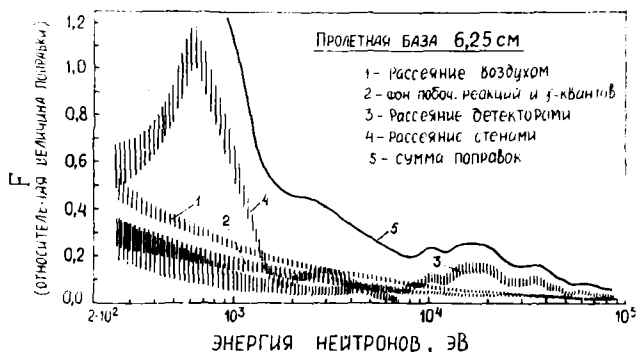


Рис. 2. Зависимость величины основных поправок от энергии нейтронов для пролетной базы 6,25 см. Вертикальная штриховка указывает неопределенности величины соответствующих поправок

110 сут. Стабильность работы спектрометра контролировалась по положению  $\gamma$ -пика, величине цены канала и энергетического порога регистрации. Серии измерений, проведенных в разное время для различных пролетных баз, мишеней и размеров кри-

сталлов, сравнивались между собой с учетом распада калифорния. Результаты различных измерений согласовывались в пределах экспериментальных ошибок.

Аппаратурные спектры для области энергий ниже 200 кэВ приведены на рис. 3. Здесь же показаны фоновые спектры, измеренные с кристаллом  ${}^7\text{LiJ}(\text{Eu})$ . Энергетические спектры с учетом всех поправок для четырех пролетных баз приведены на рис. 4

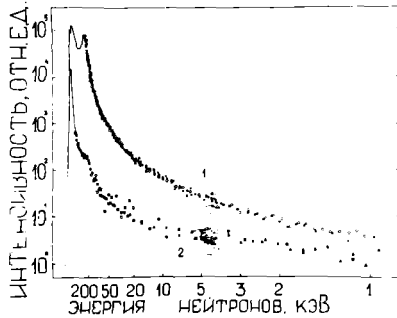


Рис. 3. Аппаратурные спектры в области низких энергий для пролетных баз 6,25 и 12,5 см, измеренные с помощью кристаллов: 1 -  ${}^6\text{LiJ}(\text{Eu})$ , 2 -  ${}^7\text{LiJ}(\text{Eu})$

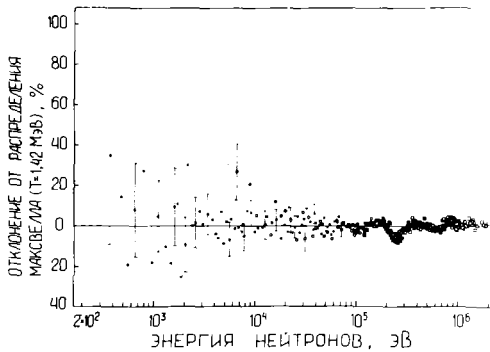


Рис. 4. Результаты измерений спектра нейтронов спонтанного деления  ${}^{252}\text{Cf}$  в области энергий 300 эВ - 2 МэВ для пролетных баз:  $\bullet$  - 6,25 см;  $\circ$  - 12,5 см;  $\blacksquare$  - 25 см;  $\square$  - 50 см. Указаны полные ошибки

в виде отклонения от максвелловского распределения с  $T = 1,42$  МэВ. Как и на рис. I, нормировка проведена в районе I МэВ. Указанные на рисунке ошибки включают в себя как статистические, так и систематические погрешности. Неопределенности в значениях сечения реакции  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$  при определении погрешностей не учитывались. Они наиболее существенны в области резонанса 243 кэВ и для энергий выше I МэВ. Данные наших предыдущих измерений [7] согласуются с результатами настоящей работы при учете новых оцененных значений сечения реакции  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ , введении поправок на многократное рассеяние в кристалле и на энергетическое разрешение спектрометра.

Как следует из приведенных результатов, отклонение спектра нейтронов спонтанного деления  ${}^{252}\text{Cf}$  в изучаемой области энергий от максвелловского распределения находится в пределах ошибок эксперимента и погрешностей определения сечения реакции.

#### Список литературы

1. Meadows J.W. Phys. Rev., 1967, vol. 157, N 4, p. 1076.
2. Jéki L., Kluge Gy., Lajtai A., Dyachenko P.P., Kuzminov B.D. Prompt Fission Neutron Spectra, Vienna, IAEA, 1972, p. 81.
3. Werle H., Bluhm H. J. Nuclear Energy, 1972, vol. 26, p. 165.
4. Blinov M.V., Vitenko V.A., Touse V.T. Neutron Standards and Applications, Gaithersburg, 1977, p. 194.
5. Нефедов В.Н., Старостов Б.И., Семенов А.Ф. Нейтронная физика, М., 1977, ч. 3, с. 205.
6. Нефедов В.Н., Старостов Б.И., Семенов А.Ф. - Препринт НИИАР П-22(356), Димитровград, 1978.
7. Батенков О.И., Блинов М.В., Витенко В.А., Кряжук И.Т., Туз В.Т. - Нейтронная физика, М., 1976, ч. 5, с. II4.



ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ХАУЗЕРА-ФЕШБАХА К РАСЧЕТУ СПЕКТРОВ  
МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Б.Ф.Герасименко, В.А.Рубчеля, А.В.Поздняков  
(Радиевый ин-т им.В.Г.Хлопина)

В работе излагаются результаты расчетов спектров мгновенных нейтронов деления в с.п.м. Расчеты проведены по методу Хаузера-Фешбаха для выделенных масс осколков. Анализируется влияние на результаты расчетов различных параметров выбранной модели. Обсуждается форма вычисленных спектров спонтанноделящегося  $^{252}_{98}\text{Cf}$ .

**THE USE OF THE H-F METHOD FOR THE PROMPT FISSION NEUTRON SPECTRA CALCULATION. The calculations were made for the selected fission fragment masses. The influence of the chosen model parameters on the calculations results is considered. The shape of the obtained neutron spectra for the spontaneous fission of  $^{252}_{98}\text{Cf}$  are discussed.**

Изучение механизма разрядки высоковозбужденных ядер, порождающихся при делении, представляет большие возможности как для проверки существующих моделей, так и для более полного понимания физики процесса деления. Важную информацию здесь доставляют угловые распределения и спектры нейтронов деления, в частности спектры в с.п.м. В последнем случае упрощается исследование связи угловых и энергетических распределений, характер которой позволяет уточнить многие вопросы (разделительные нейтроны, задержанные нейтроны и т.д.). Поэтому возможность теоретического предсказания основных характеристик спектров представляет значительный интерес.

В настоящей работе в качестве первого приближения для описания спектров мгновенных нейтронов деления применен статистический подход, использующий метод Хаузера-Фешбаха [17]. В предположении изотропии по углу вылета нейтронов были проведены расчеты спектров нейтронов в с.п.м. из отдельных осколков деления и анализировалось влияние на спектры различных факторов.

Спектр нейтронов  $N(E_n)dE_n$  в с.п.м. из осколка  $(A, Z)$  определяется выражением

$$N(E_n)dE_n = \sum_J \int dE P(E, J) \frac{\sum_{J'} \sum_{Z'} T_{E_n}(E_n) P(E - B_n - E_n, J', Z', A-1)}{F(A, Z, E, J, J', J'')} dE_n, \quad (1)$$

причем

$$F(A, Z, E, J, J', J'') = \sum_{J'} \int dE' \rho(E', J', Z, A-1) \sum_{\ell, j} T_{\ell j}(E-E') + \sum_{J''} \int dE'' T_{\gamma}(J'', E-E'') \rho(E'', J'', Z, A). \quad (2)$$

В (1) и (2) использованы следующие обозначения:

- $J, J', J''$  - спины осколка до эмиссии нейтрона, осколка ( $A-1, Z$ ) после эмиссии нейтрона, осколка ( $A, Z$ ) после испускания  $\gamma$ -кванта соответственно;
- $E, E', E''$  - соответственные энергии возбуждения;
- $B_n$  - энергия связи нейтрона;
- $\rho(E, J, Z, A)$  - плотность уровней ядра со спином  $J$  и энергией возбуждения  $E$ ;
- $T_{\gamma}(J'', E_{\gamma})$  - коэффициент прилипания  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_{\gamma}$ , причем спин осколка после эмиссии  $\gamma$ -кванта равен  $J''$ ;
- $T_{\ell j}(E, A, Z)$  - коэффициент прилипания нейтрона с энергией  $E$ , моментом  $\ell$  и спином  $j$ ;

$\rho(E, J)$  описывает начальное распределение по энергии возбуждения и спину осколка. Плотность уровней ядер вычислялась по полуэмпирической формуле для Ферми-газа с учетом оболочечных эффектов [2]. Величина  $B_n$  и оболочечные поправки для расчета  $\rho$  вычислялись по массовой формуле Мейерса и Святецкого [3]. В расчетах использовались два вида коэффициентов  $T_{\ell j}$ : рассчитанные для прямоугольного потенциала [4] и  $T_{\ell j}$ , рассчитанные по оптической модели с параметрами потенциала, взятыми из работы [5]. Коэффициенты  $T_{\gamma}(J'', E_{\gamma})$  рассчитывались так же, как в работе [6]. Предполагались гауссовские распределения по энергии и спинам осколков.

$$\rho(E, J) \propto (2J+1) \exp \left[ -\frac{(E-\bar{E})^2}{2\sigma_E^2} - \frac{J(J+1)}{G_J^2(E)} \right]. \quad (3)$$

Заряд  $Z$  осколков для выбранной пары вычислялся по максимуму энерговыделения. Одним из важных экспериментальных результатов по эмиссии нейтронов из осколков деления является зависимость  $\bar{E}_n(M)$  средней энергии мгновенных нейтронов от массы осколка в с.д.м. Как указывалось в [9], функция  $\bar{E}_n(M)$  примерно симметрична по отношению  $M=126$  и имеет провал в районе  $M=130$ , что связано с оболочечными эффектами в ядрах-осколках. В настоящей работе на основе рассчитанных спектров получены теоретические кривые  $\bar{E}_n(M)$  для спонтанноделящегося  $^{252}_{98}\text{Cf}$ , представленные на рис.1. При этом параметры распределения по  $E$  в

(3) выбирались двумя способами, в соответствии с чем получены две кривые (а и б). Кривая а получена в предположении, что  $\bar{E}$  пропорциональна среднему числу  $\bar{\nu}$  и средней кинетической энергии  $\bar{E}_n$  испускаемых нейтронов [7]. Параметры  $\bar{\nu}$ ,  $\bar{E}_n$ ,  $\bar{E}_k$  (средняя кинетическая энергия пары осколков) для  ${}^{252}_{98}\text{Cf}$  брались из работы [8]. Кривая б получена для следующего способа задания  $\bar{E}$ :

$$\bar{E} = \bar{\nu} [B_n(A, Z) + \bar{E}_n] + \frac{B_n}{2}; \quad (4)$$

дополнительная энергия, равная половине энергии связи нейтрона, введена как среднее значение энергии возбуждения, уносимой  $\gamma$ -квантами. Параметры  $\bar{\nu}$  и  $\bar{E}_n$  в (4) брались из работы [8]. В обоих случаях дисперсия  $S_J$  спинового распределения вычислялась как для Ферми-газа [2]; значение дисперсии  $S_{E_L}$  для легкого осколка бралось из работы [8], а для тяжелого вычислялось из условия пропорциональности средней энергии возбуждения осколка. Из рис. I видно, что зависимость  $\bar{E}_n(M)$  чувствительна к способу задания параметров распределения начальной энергии возбуждения, при этом кривая б, соответствующая формуле (4) для  $\bar{E}$ , находится в лучшем согласии с данными эксперимента. Существенно, что обе расчетные кривые подтверждают провал в области  $M=130$ ,  $Z=50$ .

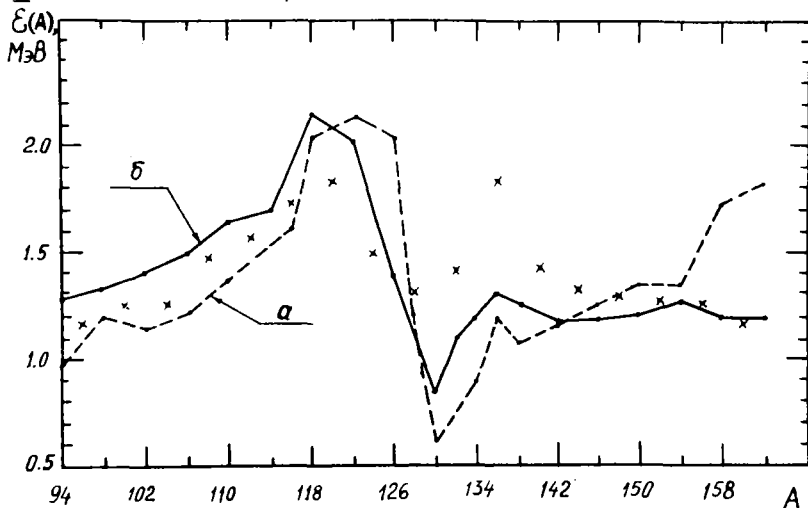


Рис. I. Результаты расчета зависимости  $\bar{E}_n(M)$  средней кинетической энергии нейтронов в с.п.м. от массы осколка для спонтанного деления  ${}^{252}_{98}\text{Cf}$ : x - экспериментальные данные из работы [9].

Расчетные спектры нейтронов для выделенных пар осколков в областях энергий  $0 \leq E_n \leq 0,7 \text{ МэВ}$  и  $E_n \geq 2,0 \text{ МэВ}$  отклоняются (для  $0 \leq E_n \leq 0,7 \text{ МэВ}$  существенно) от максвелловского закона. В максвелловской области температуры каждой пары расчетных спектров двух соответственных осколков близки, а формы спектров подобны. Сравнение спектров, полученных для случаев постоянного и зависящего от энергии возбуждения параметра  $\alpha(u)$  плотности уровней [2], показало некоторую чувствительность формы спектров и  $\bar{E}_n(M)$  к зависимости параметра от энергии возбуждения. Это можно объяснить влиянием оболочечной структуры одночастичного спектра осколка. Расчеты спектров с  $T_{e_j}$  оптической модели [5] показали слабую чувствительность  $\bar{E}_n(M)$  к методу вычисления коэффициентов прилипания. Форма спектров в области  $E_n \leq 0,7 \text{ МэВ}$  в отличие от области  $E_n \geq 2,0 \text{ МэВ}$  чувствительна к выбору метода расчета  $T_{e_j}$ . Это, видимо, объясняется различным качеством параметризации оптического потенциала в этих областях. В обоих случаях (изменение вида  $\alpha(u)$  и метода расчета  $T_{e_j}$ ) значения  $\bar{E}_n(M)$  не выходили за пределы области, ограниченной кривыми а и б на рис.1. Таким образом, влияние исходных данных и метода задания средней энергии возбуждения осколка сильнее влияния указанных выше деталей расчетной модели. Во всех случаях, как показали расчеты, конкуренция  $\gamma$ -лучей является незначительной. В целом из расчетов следует, что статистический подход дает результаты, хорошо согласующиеся с экспериментом. Этот подход можно использовать как для выяснения корреляции нейтронных спектров со свойствами осколков, так и для расчета тех нейтронных характеристик делящихся ядер, опытные данные для которых отсутствуют.

#### Список литературы

1. Hauser W., Feshbach W. - Phys.Rev., 1952, v.87, p.366.
2. Игнатюк А.В.-Ядерная физика, 1975, т.21, с.485.
3. Meyers W.D., Swiatecki W.J.-Nucl.Phys., 1956, v.31, p.1.
4. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика, М., Изд-во ин.лит., 1954, с.285.
5. Lagrange Ch., Jary J. Preprint N°RND0(E), 198 "L", INDC(27) 36/L, Comite consultatif a l'energie atomique France, Juillet 1978.

6. Dietrich F.S., Browne J.C., O'Connell and M. Kay. Phys. Rev., 1974, C10, p. 795.
7. Browne J.C., Dietrich F.S. Phys. Rev., 1974, C10, p. 2545.
8. Nifenecker H et al. Proc. of the Symposium Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, 1974, v. 2, p. 117.
9. Пиксайкин В.М., Дьяченко П.П., Куцаева Л.С. Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 723.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ,  
ИСПУСКАЕМЫХ ПРОДУКТАМИ ДЕЛЕНИЯ

В.М.Колобашкин, Ю.С.Лютостанский, П.М.Рубцов, П.А.Ружанский  
(МФИ)

Для определения числа запаздывающих нейтронов (ЗН) используются программы АФРА-04 и АФРА-26 по расчету концентраций продуктов деления и актинидов (с 4- или 26-групповым представлением спектра делящихся нейтронов), константов обеспечения которых составляют данные о 58 актинидах и 650 продуктах деления. Используются данные о вероятностях эмиссии ЗН для порядка 100 ядер-продуктов деления, часть из которых прогнозируется по теории конечных ферми-систем. Рассчитаны зависимости числа ЗН от времени в интервале от 0 до 1000 сек для делящихся изотопов: Th-232; U-233, 235, 236, 238; Pu-239, 240, 241.

The programs AFPA-04 and AFPA-26 for the calculation of fission products and actinides concentrations are used for the determination of number of delayed neutrons. The data on the probabilities of delayed - neutrons emission for about 100 nuclei - fission products are used. For a part of the nuclei this data are prognosticated using the finite Fermi - System theory. Time dependences of delayed - neutrons activity in a interval from 0 to 1000 sec for fissionable isotopes: Th-232; U-233, 235, 236, 238; Pu-239, 240, 241.

Для расчета связанных с запаздывающими нейтронами (ЗН) интегральных величин, характеризующих облученное ядерное топливо, таких, как полное число ЗН, зависимость числа испущенных ЗН от времени после прекращения облучения  $D(t)$ , спектры ЗН и их изменение во времени, - необходимо, помимо исходных данных, определяемых отдельными ядрами-продуктами деления - излучателями ЗН, знать и их концентрации  $N_j(t, T)$ , меняющиеся во времени (здесь  $T$  и  $t$  - времена облучения и охлаждения топлива соответственно). Концентрации  $N_j$  сложным образом зависят от состава горючего и характеризующих его исходных ядерных данных, от режима облучения горючего и соответствен-

но режима выгорания, от генетических связей в изобарных цепочках продуктов деления и исходных ядерных данных по продуктам деления. Для расчетов интегральных зависимостей на малых временах охлаждения  $t < 3$  сек необходимо, кроме того, учитывать и прогнозируемые данные по короткоживущим продуктам деления, общее число которых может достигать нескольких сотен [1].

Как показывает анализ, данный в обзоре [2], в настоящее время для расчетов интегральных характеристик запаздывающих нейтронов используются различные приближения для определения концентраций  $N_j$  в выражении для временной зависимости  $D(t)$ :

$$D(t) = \sum_j N_j(t) \lambda_j P_{nj}, \quad (1)$$

где  $\lambda_j$  - константа распада  $j$ -го ядра-предшественника ЗН,  $P_{nj}$  - вероятность испускания ЗН для этого ядра. Например, в простом приближении [2].

$$D(t) = n \sum_j P_{nj} Y_j (1 - e^{-\lambda_j t}) \cdot e^{-\lambda_j t}, \quad (2)$$

где  $n$  - скорость деления,  $Y_j$  - выходы (нормированные с соответствующими весами при сложном составе топлива), учитываются только генетические связи ядра -  $j$  с ближайшим ядром того же атомного номера  $A$ , но с большим числом нейтронов. Как показывает сравнение с экспериментальными данными для  $^{235}\text{U}$  [3,4], приведенными в табл. I, наибольшие расхождения наблюдаются в районе 20 сек, где реальные концентрации (в основном  $^{137}\text{I}$  и  $^{88}\text{Br}$ ) отличаются от даваемых приближением (2). Более последовательные расчеты, включающие генетические связи между ядрами-продуктами деления, были проведены с использованием компьютерного кода INVENT [5] (см. табл. I). Расхождения с экспериментом объясняются, по-видимому, ограниченным числом ядер-продуктов деления, включенных в расчет концентраций  $N_j(t)$ .

В настоящем подходе для определения числа запаздывающих нейтронов от времени охлаждения (I) и полного числа испущенных ЗН для различных делящихся изотопов используются созданные ранее программы AFPA-04 и AFPA-26 по расчету концентраций продуктов деления и актинидов (с 4- или 26-

групповым представлением спектра делящихся нейтронов). Описание алгоритма программ дано в работе [6], анализ результатов расчета для тепловых реакторов - в [7]. Константное обеспечение этих программ составило данные о 58 актинидеях и 650 продуктах деления. Используются данные о вероятностях эмиссии запаздывающих нейтронов для порядка 100 ядер-продуктов деления, часть из которых прогнозируется по теории конечных ферми-систем [8]. Экспериментальные величины  $P_n$  брались из обзора [2].

Результаты расчетов зависимости  $D(t)$  для  $^{235}\text{U}$  приведены в таблице I. Как следует из табл. I, наши расчеты ближе к экспериментальным данным, чем расчеты других авторов. Расхождение с экспериментом в области малых времен охлаждения, по-видимому, отражает тот факт, что заданный в программе поток делящихся нейтронов отличается от экспериментального.

Спад активности запаздывающих нейтронов для урана-235

Таблица I

Время охлаждения, сек	Эксперимент		Расчет		
	/3/	/4/	Соотн. (2)	/5/	AFPA
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
0,1	0,962	0,960	0,959	0,960	0,958
0,2	0,929	0,925	0,924		0,921
0,4	0,872	0,868	0,862	0,866	0,861
0,8	0,786	0,783	0,766		0,771
1,6	0,668	0,664	0,641	0,649	0,649
3,2	0,522	0,517	0,488		0,498
6,4	0,365	0,364	0,334	0,339	0,332
12,8	0,232	0,231	0,210	0,214	0,207
25,6	0,136	0,134	0,123	0,127	0,118
51,2	$6,4 \times 10^{-2}$	$6,23 \times 10^{-2}$	$5,86 \times 10^{-2}$		0,0519
102,4	$1,89 \times 10^{-2}$	$1,76 \times 10^{-2}$	$1,77 \times 10^{-2}$	$1,83 \times 10^{-2}$	0,0136
204,8	$3,03 \times 10^{-3}$	$2,74 \times 10^{-3}$	$3,01 \times 10^{-3}$		$1,80 \times 10^{-3}$
409,6	$2,06 \times 10^{-4}$	$1,71 \times 10^{-4}$	$2,03 \times 10^{-4}$	$2,14 \times 10^{-4}$	$1,8 \times 10^{-4}$
819,2	$1,28 \times 10^{-6}$	$8,30 \times 10^{-7}$	$1,23 \times 10^{-6}$		$6,52 \times 10^{-7}$



Для ряда делящихся изотопов проведены расчеты абсолютного выхода запаздывающих нейтронов, нормированные на 10000 делений. Результаты расчетов приведены в табл.2, где представлены также экспериментальные данные и рекомендованные данные [9]. Расхождение расчетных и экспериментальных значений объясняется в основном выбором выходов для этих делящихся изотопов [10].

Таблица 2  
Полное число запаздывающих нейтронов,  
испущенных на 10000 делений.

Изотоп	Эксп. [4]	Рекомендовано [9]		Расчет АФРА	
	Быстр.	Быстр.	Тепл.	Быстр.	Тепл.
232 Th		547 $\pm$ 12		415,5	
233 U		72,9 $\pm$ 1,9	66,4 $\pm$ 1,8	81,4	77,5
235 U	164 $\pm$ 6	171,4 $\pm$ 2,2	165,4 $\pm$ 4,2	170,8	161,4
236 U		231 $\pm$ 26		197,8	
238 U	439 $\pm$ 17	451,0 $\pm$ 6,1		277,3	
239 Pu	59,8 $\pm$ 2,2	66,4 $\pm$ 1,3	62,4 $\pm$ 2,4	58,4	65,4
240 Pu		96 $\pm$ 11		75,4	
241 Pu		136 $\pm$ 16	156 $\pm$ 16	104,7	118,6

Таким образом, анализ результатов расчетов показывает, что программы АФРА правильно описывают интегральные характеристики запаздывающих нейтронов. Использование экспериментальных и прогнозируемых по методике [8] спектров ЗН для исходных ядер-предшественников позволит с учетом рассчитанных по программе АФРА концентраций определять и полные спектры ЗН для ядерного горючего различного состава и при различных режимах работы реактора.

### Список литературы

1. В.Г.Александркин, Ю.В.Гапонов, В.М.Колобашкин, Ю.С.Лютостанский. Тезисы докладов XXIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Рига, 1979. Наука, Л., 1979.
2. G.Rudstam. Fission Product Nuclear Data (FPND)-I(77,V.2. Proc. Second Advisory Group Meeting, Petten 1977. IAEA-213, Vienna, 1978, p. 567.
3. Дж.Киппин. Физические основы кинетики ядерных реакторов. Атомиздат, М., 1967.
4. C. Desant et. al. [2].
5. G.Rudstam. Rep. Swedish Research Councils' Lab., 1977.
6. В.М.Колобашкин, П.М.Рубцов, П.А.Ружанский, В.Г.Александркин. Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, часть 4, стр. 117, Киев, 1977.
7. В.М.Колобашкин, П.М.Рубцов, П.А.Ружанский, Ю.С.Лютостанский. Материалы настоящей конференции.
8. В.Г.Александркин, Ю.С.Лютостанский, В.К.Сироткин. См. [7].
9. H.J. Tuttle. Nucl. Sci. Eng., 56, 37, 1975.
10. M.E. Meek, B.F. Rider. Compilation of Fission Products Yields. NEDO-I2154-2, 1977.

МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЭМИССИИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ  
НЕЙТРОНОВ ИЗ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ  
В. Г. Алексанкин, Ю. С. Лютостанский, В. К. Сироткин  
(МИФИ)

Разработан микроскопический подход, позволяющий описывать полную вероятность и спектр эмиссии запаздывающих нейтронов (ЗН) сферических ядер-продуктов деления, использующий теорию конечных ферми-систем. Рассчитаны полные вероятности эмиссии ЗН для 62 ядер, из них 30 прогнозируются. Средняя ошибка расчетов не более 50%. На примере  $^{137}\text{I}$  анализируется применимость подхода к описанию спектров ЗН.

Using the microscopic Finite Fermi-System Theory the full probability of delayed neutrons emission for 62 nuclei is calculated with the mean accuracy 50%, 30 of them are predicted. The application of the approach to the delayed neutrons spectrum is analysed.

В настоящее время для описания эмиссии запаздывающих нейтронов (ЗН) используются в основном статистические подходы [1, 2]. Однако точность такого описания невелика, в частности, рассчитанные величины  $P_n$  - полные вероятности эмиссии ЗН расходятся с экспериментальными данными в среднем в 3,8 раз для подхода [1] и в 6 раз для GROSS -теории [2]. Еще большие несоответствия в этих подходах возникают при описании спектра ЗН.

В данной работе развит микроскопический подход к описанию эмиссии запаздывающих нейтронов, основанный на теории конечных ферми-систем (ТКФС) [3]. Этот подход позволяет аккуратно рассчитывать силовую функцию  $\beta$  -распада  $S_p(E)$ , полную вероятность эмиссии ЗН и их спектр, усредненный по большому числу уровней компаунд-ядра.

Вероятность  $\rho$  -распада с энергией перехода  $E_p$  определяется мнимой частью поляризационного оператора  $\hat{\rho}(E)$

$$W_p(E_p) = -2 f(Z+1, E_p) \cdot \text{Im } \mathcal{P}(E_p), \quad (1)$$

где  $Z$  - заряд ядра-предшественника,  $f(Z, E)$  - функции Ферми. Поляризационный оператор  $\mathcal{P}(E)$  выражается через эффективное поле  $\beta$  -распада, которое находится численным решением системы уравнений ТКФС, самосогласованных по локальному изовекторному взаимодействию. За счет взаимодействия простых конфигураций (типа частица - дырка) с более сложными много-частичными состояниями компаунд-ядра вероятность разобьется на сумму большого числа резонансных слагаемых с шириной, связанной с нейтронным и радиационным распадом уровней компаунд-ядра. Производя усреднение по интервалу энергий  $\beta$ -переходов  $I$ , содержащему большое число уровней компаунд-ядра [3], получим

$$\overline{W_p}(E_p) = 2 \sum_s |M_s^0|^2 \frac{\Gamma_s}{(E_p - \omega_s^0)^2 + \Gamma_s^2} f(Z+1, E_p), \quad (2)$$

где матричный элемент  $M_s^0$  определяется через вычеты эффективного поля  $V_p$  [4] без учета уровней компаунд-ядра. Ширина  $\Gamma_s$  связана с мнимой частью собственно-энергетического оператора соотношением

$$\Gamma_s = -2 \text{Im} \sum (\varepsilon + iI) \approx \alpha |\varepsilon| \varepsilon, \quad (3)$$

где  $\alpha \sim \varepsilon_f^{-1}$ . При этом частично-дырочный пропагатор  $A(E)$  заменяется на  $A(\varepsilon + i\Gamma_s)$ , который входит в уравнение для эффективного поля [3].

Спектр запаздывающих нейтронов определяется соотношением

$$N(E) = \sum_{l_j} \sum_f W_p(Q_n - E - E_j) \cdot W_n^{l_j}(E, E_j), \quad (4)$$

где  $W_n^{l_j}(E, E_j)$  - вероятность испускания нейтрона с энергией  $E$  и квантовыми числами  $l_j$  из состояния дочернего ядра с энергией  $E + E_j + V_n$  и с последующим переходом в конечное ядро с энергией  $E_j$ ;  $V_n$  - энергия отрыва нейтрона.

Для определения спектра ЗН необходимо рассчитать волновые функции как компаунд-системы, так и состояний конечного ядра. Для непрямых процессов - это сложная задача, и поэтому воспользуемся приближением, даваемым теорией Хаузера-Фешбаха [6]:

Ядро A(N,Z)	T <sub>1/2</sub> , сек.	Величины P <sub>α</sub> , %		Ядро A(N,Z)	T <sub>1/2</sub> , сек.	Величины P <sub>α</sub> , %	
		эксп.	теор.			эксп.	теор.
79 Ga	2,71	0,91	0,71	97 Sr	0,43		0,12
81 Ga	1,23	12,8	9,8	98 Sr	0,80		0,03
83 Ge	1,9	0,051	0,032	99 Sr	0,60	3,4	1,84
84 Ge	1,2	0,032	0,57	100 Sr	(0,96)		2,9
85 Ge	(0,38)		2,4	97 Y	1,13	1,6	1,40
86 Ge	(0,25)		2,76	99 Y	1,4	1,2	1,41
87 Ge	(0,14)		5,6	101 Y	(0,59)		11,0
85 As	2,03	23	18,2	105 Nb	1,8		6,1
87 As	0,73	44	29,2	107 Nb	(0,57)		12,0
89 As	(0,19)		45	109 Mo	(0,79)		0,05
87 Se	5,6	0,27	0,36	110 Mo	(2,23)		0,25
88 Se	1,59	0,15	0,31	111 Mo	(3,14)		1,40
89 Se	0,41	5,0	3,81	109 Mo	1,4		1,90
90 Se	(0,56)		3,22	111 Mo	(1,09)		6,0
91 Se	0,27	21	35	121 Ag	3,0		2,7
92 Se	(0,25)		33	123 Ag	0,39		3,4
87 Br	55,6	2,37	1,89	127 In	3,76	0,72	0,43
89 Br	4,38	13,3	10,6	129 In	0,99	0,16	0,21
91 Br	0,54	10,8	9,5	131 In	0,28		6,1
93 Br	(0,41)		45,4	133 In	(0,04)		19,5
95 Br	(0,21)		40,7	134 Sn	1,04	17	24,0
93 Kr	1,29	2,1	1,6	135 Sn	(0,47)		16,2
94 Kr	0,21	2,2	2,45	135 Sb	1,71	13,9	24,0
95 Kr	(0,43)		4,73	137 Sb	(0,54)		44,8
96 Kr	(0,50)		2,78	136 Te	17,5	0,9	0,79
97 Kr	(0,28)		11,6	137 Te	2,8	2,2	1,81
98 Kr	(0,37)		14,9	138 Te	1,4	5,6	4,1
93 Rb	5,89	1,37	1,20	139 Te	(0,46)		5,9
95 Rb	0,38	8,9	11,4	137 I	24,5	6,7	8,12
97 Rb	0,17	30	27,2	139 I	2,38	9,1	12,1
99 Rb	0,076		18,0	141 I	0,47	39	43,1

$$W_n^{l_i}(E, E_f) = T_{l_i}(E) \left[ \sum_{m_i} \sum_k T_{m_i}(E + E_f - E_k) + 2\pi S_f(B_n + E + E_f) \right]^{-1}, \quad (5)$$
 где  $T_{l_i}(E)$  — коэффициент прилипания нейтрона,  $S_f(E)$  — радиационная силовая функция.

Полные вероятности эмиссии ЗН определяются в общем виде как интеграл по спектру  $N_n(E)$ . Величины  $P_n$ , представленные в таблице, получены без вычисления спектра ЗН, как вероятность заселения при распаде уровней дочернего ядра, с энергией  $E > B_n$  и с учетом фактора  $\Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_f)$ , определяемого в основном проницаемостью нейтронного центробежного барьера, рассчитываемой по методу [7]. Для ряда ядер энергетические соотношения рассчитывались по массовой формуле [8]; периоды полураспада прогнозировались по ТКФС [9] (указаны в скобках). Основные ошибки расчетов определяются неточностями в силовой функции  $S_f$ : неучетом взаимодействия нечетных нуклонов с остовом, возможными деформациями в районе  $A \sim 100$  и неточным определением ширины (3), что обуславливает влияние высоколежащих коллективных изобарических состояний в частности гамов-теллеровского резонанса [10]. Средняя ошибка расчетов 50% (без  $^{84}\text{Ge}$ ), что существенно точнее статистических [1, 2]. Отметим, что средняя ошибка экспериментальных данных по величинам  $P_n$  [11, 12] 24%. Сильные расхождения для  $^{84}\text{Ge}$  объясняются, по-видимому, плохим экспериментом в области малых энергий нейтронов (меньших 250КэВ).

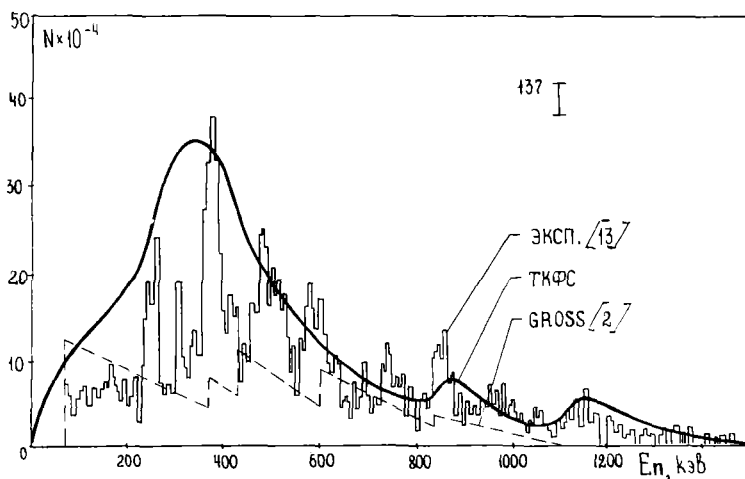
Спектр ЗН для  $^{137}\text{I}$  рассчитывался в предположении  $\Gamma_f = \epsilon^2 / \epsilon_f$ . При рассмотрении взаимодействия частично-дырочных состояний с уровнями компаунд-ядра необходимо учитывать роль входных состояний, что приводит к появлению промежуточной структуры в спектре, которая отчетливо наблюдается на эксперименте [13] (см. рисунок).

Таким образом, в рамках единого подхода, основанного на теории конечных ферми-систем, удается удовлетворительно описать основные характеристики процесса эмиссии запаздывающих нейтронов.

#### Список литературы

1. W. Rudolph, K.-L. Kratz, Z.Phys. A281, 269, 1977.
2. K. Takahashi, Prog. Theor. Phys., v.47, 5, 1500, 1972.

3. А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер.
4. Ю.В.Гапонов, Ю.С.Лютостанский.-ЯФ,19,62,1974.
5. Д.Ф.Зарещкий, В.К.Сироткин.-ЯФ,26,1188,1977.
6. W.Nauser, H.Feshbach,-Phys. Rev., 97, 366, 1952.
7. М.Х.Гизаткулов, И.В.Пузынин, Р.М.Ямалеев.-ОИИИ Р II-10029, Дубна, 1976.
8. J.Janecke, В.Р.Еунон,-Atom. Data & Nucl. Data Tables, 17, 467, 1976.
9. В.Г.Александркин, Ю.С.Лютостанский, И.В.Панов.Тезисы докладов XXX совеща.по ядерн. спектроскопии и структуре атомн.ядра, Наука, 1980.
10. Ю.В.Гапонов, Ю.С. Лютостанский.-Письма в ЖЭТФ,15,173,1972.
11. G.Rudstam. Fission Product Nuclear Data (FPND)-1977, Vol.2. Proc. Second Advisory Group Meeting. Int. Atomic Energy Agency (Netherlands, Petten, Sept. 1977). IAEA-213 VIENNA, 1978.
12. Aleklett K. et al. Int. Workshop 7 Gross Prop. Nucl. & Nucl. Excit., Hirscheegg, Kleinwalsertal, 1979, Darmstadt, 1979, 162-167.
13. S.Shalev, G.Rudstam, Nucl. Phys., A230, 153, 1974.



ВЛИЯНИЕ МОДЕЛЬНЫХ ПРИБЛИЖЕНИЙ НА ДИНАМИКУ ДЕЛЕНИЯ  
АТОМНЫХ ЯДЕР

П.А. Черданцев

(НИИЯФ при Томском политехническом институте)

Исследовано влияние различных модельных функций плотности состояний и вероятности переходов как функций энергии возбуждения. Показано, что вследствие экспоненциальной зависимости плотности от энергии возбуждения динамика процесса деления является почти модельно независимой, что позволяет использовать простые аналитически решаемые модели.

The influence of the different model functions of level density and transition probability as the function of the excitation energy was investigated. It was shown that thanks to the exponential dependence of level density on the excitation energy the dynamics of fission is almost model independent. It allows to use simple analytically solvable models.

Деление атомных ядер связано с изменением формы ядра и с перестройкой внутренней структуры. В адиабатическом пределе очень медленных деформаций ядро находится в основном состоянии для каждой мгновенной деформации (вся энергия сосредоточена на коллективных степенях свободы). Реально никогда ядро после влета частицы не имеет чисто коллективного возбуждения, чаще всего оно оказывается в состоянии с чисто внутренним возбуждением. В этом случае возбуждение коллективных состояний и деление может произойти только за счет энергии внутреннего возбуждения. Поэтому возбуждение коллективных степеней свободы и диссипация коллективной энергии связаны с динамикой процесса деления. Целый ряд моделей [1-7] для описания динамики деления был предложен в последнее время. Большинство из них связано с предположением определенного закона изменения деформации во времени, т.е. предполагается классический характер коллективного движения. Фактически внутреннее и коллективное движения являются квантовомеханическими и самосогласованными. Некоторый элемент согласования коллективного и одностепенного движения был осуществлен в работе [8]. В этой работе из уравнения Паули было получено уравнение Уилетса:

$$\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E} \left[ J p^2 \frac{\partial}{\partial E} \left( \frac{\mathcal{U}}{p} \right) \right], \quad (I)$$

где  $\mathcal{U}(E, t)$  - вероятность состояния с энергией внутреннего



возбуждения  $E$  в момент времени  $t$ ;  $\rho(E)$  - плотность состояний;  $J(E)$  - вероятность переходов из состояний с энергией, меньшей  $E$ , в состояния с энергией, большей  $E$ . Для получения аналитического решения уравнения (I) были сделаны специальные предположения. Они касались выбора плотности состояний  $\rho(E)$  в модели с постоянной температурой и вероятности переходов  $J = \text{const}$ .

В действительности плотность состояний  $\rho(E)$  может быть промоделирована несколькими способами, а вероятность переходов  $J(E)$  не является величиной постоянной, поэтому уравнение (I) следует решить для произвольных  $\rho(E)$  и  $J(E)$  и исследовать влияние модельных приближений. Приближенное аналитическое решение уравнения (I) может быть получено ВКБ-методом. Если полная энергия возбуждения  $E^*$  распределяется между внутренними и коллективными степенями свободы, то

$$E^* = E + K \quad (2)$$

и ВКБ-решение имеет вид

$$u(K, t) = \rho \left\{ 1 - \frac{1}{2} \exp\left(\frac{-t}{J+2T}\right) \left[ \Phi\left(\frac{F-F_0}{2\sqrt{E}} + \frac{\sqrt{E}}{J+T}\right) - \Phi\left(\frac{F}{2\sqrt{E}} - \frac{\sqrt{E}}{J+T}\right) \right] \right\} + \left( \frac{\rho(K) J(K_0)}{J(K) \rho(K_0)} \right)^{1/2} \frac{\left[ \exp\left(-\frac{(F-F_0)^2}{4t}\right) - 2 \exp\left(-\frac{(F+J_0)^2}{4t}\right) \phi\left(\frac{F+J_0}{2\sqrt{E}}\right) \right]}{2[\pi t \rho(K_0) J(K_0)]^{1/2}}, \quad (3)$$

где  $F(K) = \int_0^K (J\rho)^{-1/2} dx$ ; (4)

$\Phi(z)$  - интеграл вероятности. При  $t \rightarrow 0$  решение дает начальное распределение в виде  $\delta$ -функции, а при  $t \rightarrow \infty$  оно стремится к равновесному распределению  $\rho(K)$ . Изменение начального состояния характеризует второй член, а в основном

$$\left( \frac{\rho(K) J(K_0)}{J(K) \rho(K_0)} \right)^{1/2} \frac{\exp\left[-\frac{(F-F_0)^2}{4t}\right]}{2[\pi t \rho(K_0) J(K_0)]^{1/2}} = \frac{N(K, K_0)}{\sqrt{t}} \exp\left[-\frac{(F-F_0)^2}{4t}\right]. \quad (5)$$

Из (4) видно, что

$$|F-F_0| = \left| \int_{K_0}^K (J\rho)^{-1/2} dx \right|, \quad (6)$$

поэтому можно записать приближенно

$$e^{-\frac{(F-F_0)^2}{4t}} = e^{-\frac{(K-K_0)^2}{\gamma^2}}, \quad (7)$$

где  $\gamma = 2\sqrt{J_0 \rho_0 t}$  (8)

является шириной состояния. Изменение начального состояния таким образом существенно зависит от  $J_0$  и  $\rho_0$ .

Вероятность перехода в соответствии с [1] равна

$$J = \int_0^E d\varepsilon' \int_{\varepsilon'}^E d\varepsilon'' (e'' - \varepsilon') W'_{\varepsilon' \varepsilon''}. \quad (9)$$

Здесь  $W_{\varepsilon'\varepsilon''}$  — вероятность перехода  $\varepsilon' \rightarrow \varepsilon''$ . В любом случае  $W_{\varepsilon'\varepsilon''}$  как функция  $\varepsilon'' - \varepsilon'$  напоминает гауссовку. По этой причине интегрирование по  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  дает пологую функцию  $E$ , которая на границах обращается в 0. Конкретный вид зависимости  $W_{\varepsilon'\varepsilon''}$  непосредственно от  $E$  определяется избранной моделью переходов. Если они обусловлены сильной связью одночастичного и коллективного движения, то, как показано Умлетсом [9],

$$W_{\varepsilon'\varepsilon''} = \mathcal{V}_{\varepsilon'\varepsilon''} \dot{\varepsilon}^2, \quad (10)$$

где  $\dot{\varepsilon}$  — скорость коллективной деформации. В этом приближении

$$\mathcal{J}_W = \mathcal{J}_W^0 K, \quad (11)$$

где  $\mathcal{J}_W^0$  от  $K$  не зависит.

Другое приближение для  $\mathcal{J}(E)$  получается, если использовать модель Ландау-Зинера [10]. В этом случае

$$\mathcal{J}_x = \mathcal{J}_x^0 \exp\left(-\frac{2\alpha}{\sqrt{K}}\right), \quad (12)$$

где  $\mathcal{J}_x^0$  и  $\alpha$  — постоянные. Как видно, эти приближения дают качественно различные законы изменения  $\mathcal{J}(K)$ .

Что касается плотности состояний  $\rho(E)$ , то здесь часто используется функция типа

$$\rho_{\mathcal{F}}(E) = \mathcal{F}(E) \exp(2\sqrt{aE}) \quad (13)$$

с различными предэкспоненциальными факторами  $\mathcal{F}(E)$ , имеющими физическое обоснование, или модель с постоянной температурой, где

$$\rho_T = C_0 \exp\left(\frac{E}{T}\right) \quad (14)$$

без какой-либо теоретической основы.

Использование различных функций дает

$$|\mathcal{F} - \mathcal{F}_0| = \begin{cases} \mathcal{J}_W^{-1/2} \left| \int_{K_0}^K (\alpha \mathcal{F})^{-1/2} \exp(-\sqrt{a(\varepsilon^+ - x)}) dx \right|; (W\mathcal{F}), \\ (\mathcal{J}_W^0 C_0)^{-1/2} \left| \int_{K_0}^K x^{-1/2} \exp\left(\frac{x}{2T}\right) dx \right| \exp\left(-\frac{E^+}{2T}\right); (WT), \\ \mathcal{J}_x^{-1/2} \left| \int_{K_0}^K \mathcal{F}^{-1/2} \exp\left(\frac{\alpha}{\sqrt{x}} - \sqrt{a(\varepsilon^+ - x)}\right) dx \right|; (x\mathcal{F}), (15) \\ (\mathcal{J}_x^0 C_0)^{-1/2} \left| \int_{K_0}^K \exp\left(\frac{\alpha}{\sqrt{x}} + \frac{x}{2T}\right) dx \right| \exp\left(-\frac{E^+}{2T}\right); (xT). \end{cases}$$

Использование модели с постоянной температурой и вероятностей переходов (II) и (12) дает интегралы

$$\mathcal{J}_{WT} = \int_{\frac{K_0}{2T}}^{\sqrt{\frac{K}{2T}}} e^{s^2} ds \quad \text{и} \quad \mathcal{J}_{xT} = \int_{\sqrt{\frac{K_0}{2T}}}^{\sqrt{\frac{K}{2T}}} \exp\left(s^2 + \frac{\alpha}{\sqrt{2T}s}\right) s ds, \quad (16)$$

которые при  $\frac{K_0}{2T} \gg 1$  практически одинаковы, так как предэкспоненциальные множители роли не играют. В частности, при больших  $K$   $J_x \rightarrow J_x^0$  получается случай, рассмотренный в статье [8].

Для плотности (13) получаем аналогичную ситуацию. Если в этом случае  $x \ll E^+$ , то разложение корня  $\sqrt{E^+ - x}$  по  $x$  дает результат, совпадающий с моделью с постоянной температурой. Что касается больших  $K_0$  и  $K$ , близких к  $E^+$ , то совпадение результатов для функций (13) и (14) может быть связано с нормировкой этих функций.

Таким образом, использование различных модельных функций  $\rho(E)$  и вероятностей переходов  $J(E)$  при достаточно больших энергиях возуждения дает практически одинаковый результат. При малых коллективных энергиях  $K_0$  существует значительное отличие в поведении (6) и (7) в зависимости от используемых функций (13) или (14). Но нужно иметь в виду, что деление происходит при  $K$ , больших высоты барьера, где  $J_x = const$ , поэтому влияние начального значения  $K_0$ , если оно было мало, не существенно. Поэтому приходим к выводу, что использование точного аналитического решения [8] является целесообразным.

#### Список литературы

1. Willets L. - Phys. Rev., 1959, vol. 116, p. 372.
2. Fuller R. - Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 684.
3. Nix J.R. - Nucl. Phys., 1969, v. A 130, p. 241.
4. Boneh Y., Fraenkel Z. - Phys. Rev., 1974, v. C 10, p. 893.
5. Mshella E.D, Scheid W., Greiner W. - Nuovo Cim., 1975, v. 39, p. 589.
6. Schütte G., Willets L. - Nucl. Phys., 1975, v. A 252, p. 21.
7. Коломиец В.М. - ЯФ, 1978, т.26, с.267.
8. Черданцев П.А. - ЯФ, 1979, т.30, с.44.
9. Уиллетс Л. - В кн.: Теория деления, Атомиздат, М., 1967, с.107.
10. Landau L. - Phys. Z.Sow., 1932, v.2, p.46; Zener C. Prog.Roy. Soc., 1932, v.A 137, p.696.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
КИНЕТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Г.Д.Адеев, Л.А.Филипенко

(НИИЯФ при Томском политехническом институте)

Рассматривается вопрос о конфигурации делящегося ядра в момент разделения в рамках статистического подхода. Рассчитывается энергия кулоновского взаимодействия в момент разрыва и изучается влияние вариации зарядовой плотности на величину кинетической энергии осколков.

The question about configuration of fissioning nucleus at scission point is considered in the framework of statistical approach. The energy of Coulomb interaction of future fission fragments at scission point is calculated and the influence of variation of charge density in fission process on the kinetic energy of fission fragments is investigated.

В рамках статистического подхода кинетическая энергия осколков деления в основном определяется энергией кулоновского взаимодействия в момент разрыва. С ростом возбуждения происходит качественное изменение в распределении кинетической энергии осколков деления. Оно может быть обусловлено как деформацией осколков, зависящей от энергии возбуждения, так и характером распределения энергии возбуждения между различными степенями свободы.

В данной работе изучается вопрос о конфигурации делящегося ядра в момент разрыва в рамках статистического подхода, а также влияние вариации зарядовой плотности в процессе разделения на величину кинетической энергии осколков. Детальное рассмотрение этих вопросов позволит также установить относительную роль вязкости ядерного вещества в процессе спуска делящегося ядра с седловой точки до точки разрыва.

Деформации делящегося ядра в районе точки разрыва описывались непрерывными формами в параметризации двух пересекающихся сфероидов, соединенных плавной перемычкой [1]. Во всех ранее выполненных работах [2,3], посвященных статистическому описанию деформации осколков в момент разделения и распределению кинетических энергий, использовалась простая и довольно нереалистичная модель уже разделенных осколков, форма которых обычно аппроксимировалась эллипсоидами вращения. Изучение по-

верхности потенциальной энергии в капельной модели однозначно указывает [4], что разрыв делящегося ядра происходит при некоторой критической деформации с еще довольно толстой перемычкой. Поэтому описание делящегося ядра в момент разрыва непрерывными формами позволит провести статистические расчеты, более соответствующие реальной ситуации разделения ядра, чем это делалось ранее [2,3].

В качестве независимых параметров деформации ( $\hat{\alpha}$ ) нами использовались:  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  - отношения малых и больших полуосей двух сфероидов и третьей поверхности вращения, с помощью которой осуществляется плавное сшивание,  $K = A_L/A_K$  - отношение масс будущих осколков и параметр  $Z_{01}$ , характеризующий степень вытянутости ядра.

Наиболее вероятная конфигурация разделения делящегося ядра при малых энергиях возбуждения определялась из условия минимума потенциальной энергии деформации  $U(\hat{\alpha})$  в момент разрыва, рассчитанной по методу Струтинского [4]. Данное условие при малых энергиях возбуждения приводит к тем же результатам, что и статистическая модель. С ростом энергии возбуждения доминирующую роль в определении наиболее вероятной конфигурации начинает играть плотность возбужденных состояний, поэтому в общем случае конфигурация делящегося ядра в момент разрыва нами определялась из условия максимума статистической вероятности деформации, определенной Моретто [5]. В предположении статистического равновесия между всеми степенями свободы в момент разделения вероятность нахождения ядра при деформации ( $\hat{\alpha}$ ) может быть приближенно записана как

$$P(E_T, \hat{\alpha}) = T^{3/2} \omega(E_T, \hat{\alpha}),$$

где  $E_T = E^* - U(\hat{\alpha})$  - локальная энергия возбуждения;  $\omega(E_T, \hat{\alpha})$  - плотность возбужденных состояний, определяемая при энергии возбуждения  $E_T$  и деформации ( $\hat{\alpha}$ );  $T$  - температура, соответствующая  $E_T$ . Потенциальная энергия деформации и плотность возбужденных состояний  $\omega(E_T, \hat{\alpha})$  рассчитывались на основе одночастичных спектров двухцентрового потенциала, сопоставляемого формам ядра в момент разделения.

Из-за большого числа свободных параметров в задаче определение конфигурации делящегося ядра в момент разрыва осуще-

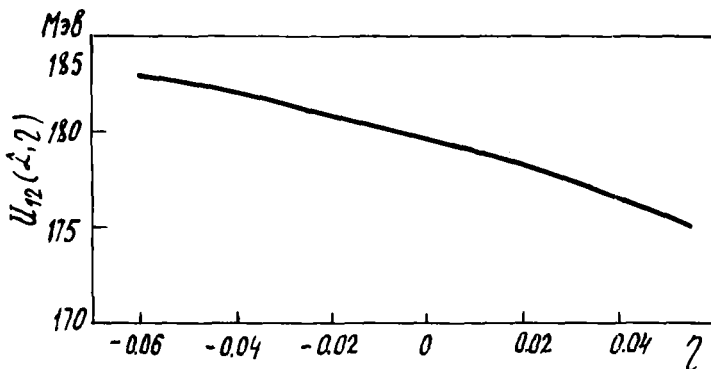
ствлялось в следующей последовательности. При заданном отношении масс осколков  $K = A_L/A_H$  определялись значения  $Z_{01}$  и  $\alpha_3$ , при которых энергия кулоновского взаимодействия примерно соответствует экспериментальным значениям кинетической энергии осколков при данном отношении масс. Затем проводился поиск экстремума потенциальной энергии деформации (или статической вероятности деформации) по параметрам  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\eta$  [6], описывающим независимое разделение заряда между осколками при заданном разделении массы.

Полученные таким образом деформации точки разрыва не использовались для расчета энергии кулоновского взаимодействия, определяемой по формуле [6];

$$U_{12}(\alpha, \eta) = [U_c^0(\alpha) - U_{11}^0(\alpha) - U_{22}^0(\alpha)] \frac{\rho_1(\eta)\rho_2(\eta)}{\rho_0^2},$$

где  $\rho_1(\eta)$  и  $\rho_2(\eta)$  - зарядовые плотности в будущих осколках,  $\rho_0$  - зарядовая плотность начального ядра,  $U_{11}^0$ ,  $U_{22}^0$  и  $U_c^0$  - кулоновские энергии будущих осколков и начального ядра, соответствующие плотности  $\rho_0$ .

Влияние параметра зарядовой асимметрии  $\eta$  на величину кулоновского взаимодействия  $U_{12}(\alpha, \eta)$  показано на рисунке.



Энергия кулоновского взаимодействия при  $K = 0,7$  для осколков ядра  ${}^{238}\text{U}$  в зависимости от параметра  $\eta$

Данная величина  $U_{12}(2,2)$  также сравнивалась с экспериментальной зависимостью наиболее вероятной кинетической энергии от отношения масс.

Список литературы

1. Nix J.R. - Nucl.Phys., 1968, v. A130, p. 1.
2. Игнатик А.В. - ЯФ, 1968, т.7, I043; ЯФ, 1969, т.9, с. 357.
3. Dickmann F., Dietrich K. - Nucl.Phys., 1969, v. A129, p.241.
4. Strutinsky V.M. - Nucl.Phys., 1968; v. A122, p. 1.
5. Moretto L.G. - Nucl.Phys., 1972, v. A182, p. 641.
6. Адеев Г.Д., Филипенко Л.А., Черданцев П.А. - ЯФ, 1976, т.23, с. 30.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МАССОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРИ ДЕЛЕНИИ  
ЯДЕР ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В.А.Рубчєня

( Радиєвний ин-т им. В.Г.Хлопина )

Проведен статистический расчёт массовых распределений при делении ядер от Ra до  $Z=116$ . Проанализировано влияние оболочечной структуры осколков и получено, что для деления ядер от Ra до Fm характер массовых распределений определяется нуклонными оболочками  $Z=50$  и  $N=82$ , а при делении трансфермиевых ядер влияние этих оболочек ослабевает.

The statistical calculations of mass distributions for fission of nuclei from Ra to  $Z=116$  has been made. The influence of shell structure of fragments is studied. It is established that the character of mass distributions for fission of nuclei from Ra to Fm is determined by nucleon shells  $Z=50$  and  $N=82$  while for fission of transfermium nuclei the influence of these shells disappears.

Статистический подход основывается на предположениях, что в процессе деления возбуждается много степеней свободы и что устанавливается полное статистическое равновесие между ними. Условия для статистического равновесия выполняются для квазистационарных точек на потенциальной поверхности делящегося ядра. При этом коллективные переменные выступают как внешние параметры. После обнаружения неустойчивости второго барьера относительно деформации октупольного типа [1] применение статистического подхода вблизи второго барьера [2] позволило качественно объяснить асимметрию массового распределения и изменение отношения пика к впадине при увеличении энергии возбуждения. Однако не исключена возможность, что на пути от седловой точки до точки разрыва соотношение масс осколков изменяется, поэтому представляет интерес применение статистического описания около точки разрыва.

При спуске с седловой точки в присутствии сил трения энергия коллективного движения переходит во внутреннюю. Если время спуска больше времени релаксации, то условия для статистического приближения будут выполнены. Как показали динамические расчёты [3], время спуска около  $10^{-21}$  с, что значительно больше времени релаксации, которое равно примерно  $10^{-22}$  с. Значитель-



ную трудность при применении статистической теории представляет параметризация конфигурации вблизи точки разрыва. Наиболее удобно и просто аппроксимировать форму системы вблизи точки разрыва в виде двух касающихся осколков. Такое описание использовалось во многих работах (например, работы [4, 5]), однако не были проведены расчёты для широкой области масс и энергий возбуждения делящихся ядер.

В настоящей работе выполнены статистические расчёты массовых распределений деления ядер  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{247}\text{Bk}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{253}\text{Fm}$ ,  $^{258}\text{Fm}$ ,  $^{256}\text{No}$ ,  $^{260}\text{Ku}$ ,  $^{260}\text{Io}$ ,  $^{286}\text{Ii}$ , и  $^{292}\text{Ii}$  с целью выяснения роли оболочечной структуры осколков при делении ядер тяжелее калифорния. Конфигурация представлялась в виде двух касающихся осколков с общей осью симметрии, расстояние между ближайшими полюсами которых  $\Delta = 2,5\text{fm}$  выбрано путём подгонки рассчитанных кинетических энергий к экспериментальным. Использовалась параметризация формы осколков в лемнистических координатах [6], учитывалась только квадрупольная деформация. Вероятность разделения составного ядра с массой  $A$ , зарядом  $Z$  при энергии возбуждения  $E_c$  на осколки с массами  $A_H$  и  $A_L$ , зарядами  $Z_H$  и  $Z_L$  и с параметрами деформации  $\epsilon_H$  и  $\epsilon_L$  пропорциональна числу состояний системы

$$W(A_H, Z_H, A_L, Z_L, \epsilon_H, \epsilon_L, E_c) \propto \int_0^{E_{sc}} \rho_H(E_{sc} - U) \rho_L(U), \quad (I)$$

где  $\rho_H$  и  $\rho_L$  - плотности уровней ядер;  $E_{sc}$  - энергия возбуждения в точке разрыва.

Энергия возбуждения  $E_{sc}$  равна разности между величиной энерговыделения и потенциальной энергией, равной сумме энергии деформации осколков и кулоновской энергии взаимодействия. При этом предполагается, что кинетическая энергия в точке разрыва пренебрежимо мала, а ядерная часть взаимодействия между осколками несущественна. Энергия деформации вычислялась по методу оболочечных поправок Струтинского [7]. При вычислении плотности уровней учтены оболочечная структура одночастичного спектра и спаривательное взаимодействие в рамках сверхтекучей модели. Необходимые одночастичные спектры вычислялись в деформированном потенциале типа Вудса-Саксона. Более подробно детали расчётов изложены в нашей работе [8].

Вероятность выхода пары с массами  $A_H$  и  $A_L$  получается путём интегрирования по параметрам деформации и суммирования по за -

рядам со статистическим весом [1]

$$Y(A_H, A_L) \propto \sum_{Z_H} \iint w(A_H, Z_H, A_L, Z_L, \epsilon_H, \epsilon_L) d\epsilon_H d\epsilon_L. \quad (2)$$

Оболочечная структура осколков влияет на величину энерговыделения, на плотность уровней ядер и на энергию деформации осколков, которая определяет вид потенциальной энергии системы в точке разрыва. Для всех случаев существенно влияние на величину энерговыделения оболочек  $Z \approx 50$  и  $N = 82$ . Для сверхтяжелых ядер оболочки с  $Z = 82$  и  $N = 126$  ( $A \approx 208$ ) мало проявляются, так, при такой большой асимметрии деления величина энерговыделения уменьшается относительно симметричного разделения примерно на 40 МэВ.

Статистический вес согласно (1) определяется главным образом максимальной энергией возбуждения в точке разрыва, на величину которой нуклонные оболочки влияют двояким образом. Во-первых, для околомагических осколков величина энерговыделения имеет повышенное значение, а, во-вторых, из-за большой жёсткости таких ядер минимум потенциальной энергии находится вблизи сферической формы, поэтому потенциальная энергия уменьшается. Существенна также энергетическая зависимость плотности уровней, которую можно характеризовать параметром плотности уровней. Характер зависимости параметра плотности уровней зависит от плотности одночастичных состояний вблизи уровня Ферми. Если вблизи уровня Ферми в одночастичном спектре имеет место разрежение, то параметр плотности уровней растёт с энергией возбуждения, а если имеется сгущение, то уменьшается.

Характерным результатом рассчитанных массовых распределений является то, что для ядер до фермия при низкой энергии возбуждения массовое распределение является асимметричным с центром тяжёлого пика при  $A_H \approx 132$  а.е.м., поскольку сильно влияют нуклонные оболочки  $Z \approx 50$  и  $N = 82$ . Интересной особенностью обладают рассчитанные массовые распределения деления  $^{226}\text{Ra}$ , представленные на рис.1 при трёх энергиях возбуждения  $E_c = 10, 20, 30$  МэВ. При низкой энергии возбуждения массовое распределение асимметрично, при повышении энергии возбуждения оно становится симметричным, проходя через трёхгорбое распределение, получающееся в реакции  $^{226}\text{Ra}({}^3\text{He}, pf)$  при  $E_c = 7 + 13$  МэВ [9].

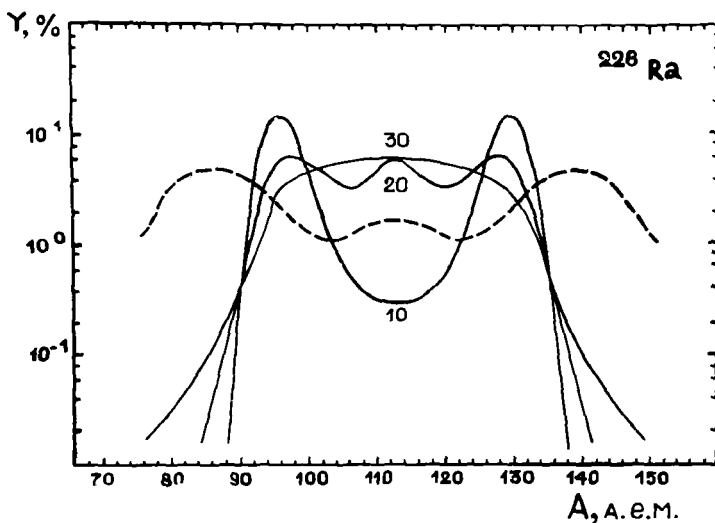


Рис.1. Рассчитанные массовые распределения при делении ядра  $^{226}\text{Ra}$  при энергиях возбуждения 10, 20 и 30 МэВ; пунктиром показано экспериментальное распределение из реакции  $^{226}\text{Ra}(\text{He}, \text{pf})$

На рис.2 приведены рассчитанные массовые распределения для спонтанного деления  $^{258}\text{Fm}$ ,  $^{256}\text{No}$ ,  $^{260}\text{Ku}$ . В случае спонтанного деления  $^{258}\text{Fm}$  массовое распределение симметричное, поскольку при симметричном разделении осколки магические. При  $Z > 100$  массовые распределения становятся асимметричными, экспериментальное подтверждение этому получено для деления ядра  $^{256}\text{No}$  в реакции  $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$  [107]. В этой области ядер влияние оболочек  $Z = 50$  и  $N = 82$  ослабевает, так как определяющим становится минимум на потенциальной поверхности при большой деформации магических осколков.

Массовые распределения при спонтанном делении ядер  $^{286}\text{Fl}$  и  $^{292}\text{Fl}$  получаются симметричными. В реакции  $^{243}\text{Am} + ^{40}\text{Ar}$  [117] получено асимметричное массовое распределение при энергии возбуждения 48 МэВ с центром тяжёлого пика  $A_H \approx 208$  а.е.м. В наших расчётах выход с такой массовой асимметрией очень мал, так как энерговыделение при этом примерно на 40 МэВ меньше, чем при симметричном делении.

Таким образом, применение статистического подхода в точке

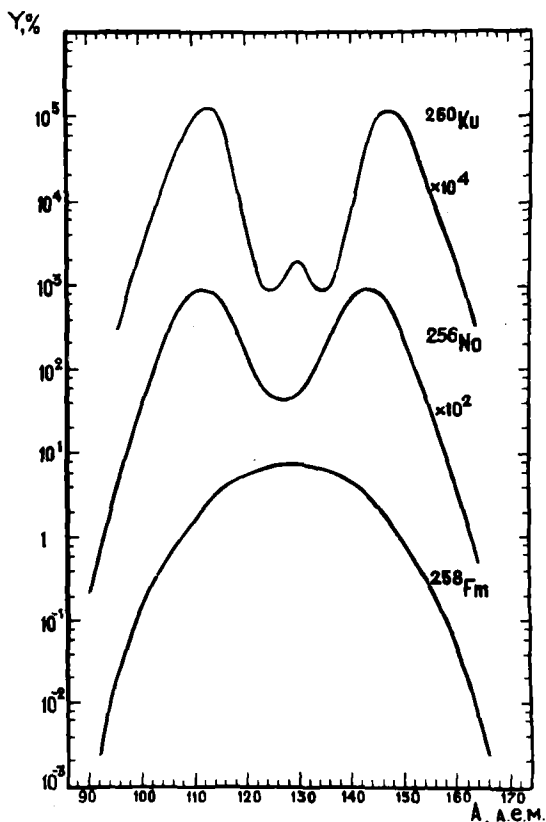


Рис.2. Рассчитанные массовые распределения спонтанного деления ядер  $^{258}\text{Fm}$ ,  $^{256}\text{No}$  и  $^{260}\text{Ku}$ .

разрыва, конфигурация системы в которой представлена в виде касающихся осколков, позволяет объяснить асимметрию деления как результат влияния оболочек в осколках. При  $z < 100$  оболочки  $z = 50$  и  $n = 82$  определяют характер рассчитанных массовых распределений. При  $z > 100$  энергия возбуждения в точке разрыва становится большой, меньше сказываются оболочечные разрежения в одночастичном спектре. Отметим, что в используемой модели предполагается наличие теплового равновесия между осколками, которые имеют различные химические потенциалы. Поэтому в точке

разрыва возможен направленный ток нуклонов между осколками, причём для пар вблизи  $A_H = 130$  происходит переход нуклонов от легкого осколка к тяжёлому, что может привести к смещению тяжёлого пика в положение с центром при  $A_H = 140$  в случае деления ядер с  $Z < 100$ .

#### Список литературы

1. Moller P., Nilsson S.G. - Phys. Letters, 1970, v.31B, p.283.
2. Jensen A.S., Døssing T. - Physics and Chemistry of Fission, 1974, Vienna, v.1, SM-174/28.
3. Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. - Phys. Rev., 1976, v.13C, p.2385.
4. Fong P. - Phys. Rev., 1956, v.102, p.434.
5. Игнатюк А.В. - Я Ф, 1969, т. 9, с. 357.
6. Pashkevich V.V. - Nucl. Phys., 1971, v.A169, p.275.
7. Strutinsky V.M. - Nucl. Phys., 1968, v.A122, P.1.
8. Рубчюня В.А. - Препринт РИ-104, Л., 1979.
9. Konecny E., Specht H.J., Weber J. - Phys. Letters, 1976, v.45B, p.329.
10. Kalpakchieva R. et al. - Preprint E7-10587, JINR, Dubna, 1977.
11. Kalpakchieva R. et al. - Z. Phys., 1977, Bd A283, s.253.

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ И ДИСПЕРСИИ КИНЕТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР В МОДЕЛИ КАСАЮЩИХСЯ ОСКОЛКОВ

В.А.Рубченя

(Радиевый ин-т им.В.Г.Хлопина)

Проанализировано влияние оболочечной структуры осколков на энергетические характеристики деления ядер от Ra до  $Z = 116$ . Рассчитанные средние кинетические энергии осколков хорошо согласуются с опытными данными. Вычисленные с помощью статистического усреднения дисперсии кинетических энергий меньше экспериментальных значений, что может быть связано с нестатистическим характером флуктуирующей расстояния между осколками в точке разрыва.

The influence of shell structure of fragments on the energy characteristics of fission of nuclei from Ra to  $Z=116$  is studied. The calculated kinetic energies of fragments are in the good agreement with experimental data. The fragment kinetic energy dispersions obtained by statistical averaging are less than experimental data. This might be connected with the non statistical fluctuations of the scission point fragment distance.

Исследование энергетических распределений осколков при делении ядер даёт возможность выяснить роль оболочечной структуры ядер, сил трения и других динамических эффектов в процессе деления. В данной работе приводятся результаты расчётов средних значений и дисперсий кинетических энергий осколков при делении ядер от Ra до  $Z = 116$  в модели касающихся осколков с целью анализа роли оболочечной структуры осколков.

В квазиклассическом приближении кинетическая энергия определяется потенциальной энергией взаимодействия осколков и их скоростью в точке разрыва

$$E_k = V_{int} + E_k^{sc} \quad (I)$$

Величина кинетической энергии в точке разрыва  $E_k^{sc}$  определяется динамикой спуска с седловой точки и сильно зависит от сил трения. В динамических расчётах работы [1] с учетом сил трения получено, что эта энергия довольно велика  $E_k^{sc} \approx 30-50$  МэВ. Поскольку пока динамические расчёты являются приближёнными и нет определённых экспериментальных данных о величине  $E_k^{sc}$ , то будем предполагать  $E_k^{sc} \ll E_k$ .

Энергия взаимодействия  $V_{int}$  зависит от коллективных переменных в точке разрыва. В модели касающихся осколков конфигурация аппроксимируется разделёнными деформированными осколками. Ограничимся аксиально-симметричными формами осколков с общей осью симметрии. Для описания формы ядер использована параметризация в лемнискатных координатах [2]. Расчёты проведены с учётом деформации квадрупольного типа, поскольку включение дополнительных типов деформации сильно увеличивает время расчёта на ЭВМ. Проверка показала, что учёт октапольной деформации приводит лишь к другому выбору постоянной радиуса при вычислении кулоновской энергии взаимодействия, так как для всех осколков минимизация по параметру октапольной деформации  $\alpha_3$  даёт почти одинаковое значение  $\alpha_3 = 0,1$ . Рассматривались конфигурации при изменении параметра квадрупольной деформации в пределах  $\epsilon = 0 \div 0,7$  при сохранении постоянного расстояния между двумя ближайшими полюсами осколков -  $\Delta$ . Значение  $\Delta = 2,5$  фм выбиралось из условия, чтобы вероятность обмена протонами между осколками была мала и ядерной частью взаимодействия можно было пренебречь, и  $V_{int}$  равна кулоновской энергии взаимодействия.

Далее будем предполагать, что точка разрыва является квазистационарной и для определения средних значений динамических величин можно использовать статистические методы. В этом случае вероятность конфигурации пропорциональна произведению фазовых объёмов внутренних и коллективных степеней свободы. После интегрирования по коллективным импульсам в предположении малости кинетической энергии коллективных движений и независимости массовых параметров от деформации осколков получаем, что вероятность данной конфигурации пропорциональна числу внутренних состояний осколков

$$W(A_H, Z_H, A_L, Z_L, \epsilon_H, \epsilon_L) \propto \int_0^{E_{sc}} \rho_H(E_{sc} - U) \rho_L(U) dU. \quad (2)$$

Здесь  $\rho_H, \rho_L$  - плотность уровней тяжелого и лёгкого осколков соответственно;  $E_{sc}$  - энергия возбуждения в точке разрыва;  $\epsilon_H, \epsilon_L$  - параметры деформации осколков. Энергия возбуждения  $E_{sc}$  равна разности между величиной энерговыделения и потенциальной энергией в точке разрыва, которая равна сумме кулоновской энергии взаимодействия и энергии деформации осколков. Энергия деформации рассчитывалась по методу оболочечных поправок Струтинского [3].

Плотность уровней ядер вычислялась по сверхтекучей модели ядра, в рамках которой учитываются оболочечная структура одно-частичного спектра и парные корреляции. Одночастичные схемы уровней, необходимые для расчёта оболочечных поправок и плотности уровней ядре, рассчитывались в деформированном потенциале типа Вудса-Саксона. Более подробно детали вычислений изложены в работе [4].

Средние значения кинетической энергии для данного разделения массы и заряда вычислялись с помощью усреднения по всей области изменения параметров деформации осколков с весом (2). Были рассчитаны зависимости кинетической энергии осколков от массы тяжёлого осколка для случаев деления ядер  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{258}\text{Fm}$ ,  $^{256}\text{No}$ ,  $^{260}\text{Ku}$ ,  $^{260}\text{I06}$ ,  $^{286}\text{II2}$  и  $^{292}\text{II6}$ . При низкоэнергетическом делении ядер от Ra до Fm максимум этой зависимости  $E_K(A_N)$  находится при  $A_N \approx 132$  а.е.м., что объясняется влиянием оболочек вблизи сферической формы магических ядер. При делении ядер с  $Z > 100$  максимальное значение  $E_K$  находится при симметричном делении.

Следует отметить также проявление оболочечной структуры при больших деформациях ядер. Потенциальная поверхность двух касающихся осколков при изменении деформации одного из них имеет два минимума. Для магических осколков первый минимум соответствует почти сферической форме, а второй находится при деформации  $\xi \approx 0,5$ , которая соответствует вторичным оболочкам. С увеличением заряда составного ядра второй минимум понижается. Уже для случая деления  $^{258}\text{Fm}$  для пар с магическими осколками статистический вес во втором минимуме больше, хотя потенциальная энергия в нём примерно на 1 МэВ выше, чем в первом минимуме, но плотность уровней при большой деформации растёт с энергией быстрее, чем вблизи сферической формы. Вследствие этого для  $^{258}\text{Fm}$  кинетическая энергия при симметричном разделении получается меньше, чем в том случае, если бы наиболее вероятная конфигурация соответствовала двум почти сферическим магическим осколкам. Следовательно, при делении ядер с  $Z \geq 100$  магические осколки в точке разрыва могут быть сильно деформированы, и число нейтронов деления, испускаемых этими осколками, будет большим в противоположность делению ядер с  $Z < 100$ , когда магические осколки ис-

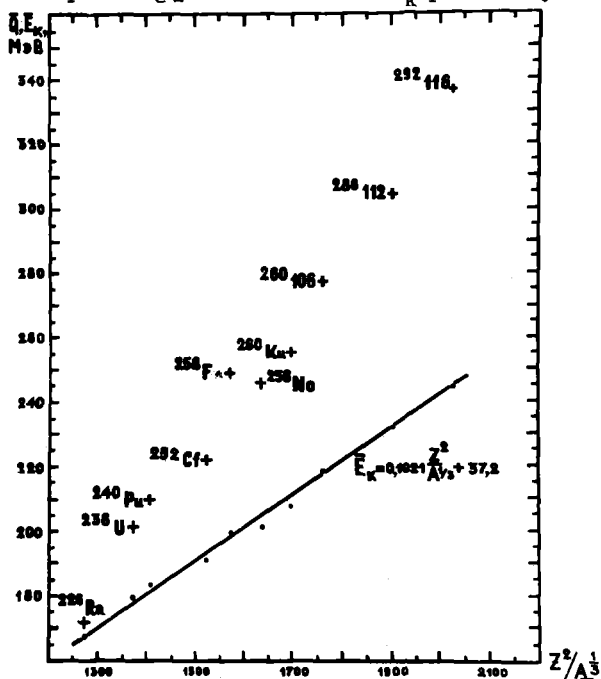


пускают мало нейтронов.

На рисунке приведены результаты расчёта усреднённых по массовым распределениям значений энерговыделения и кинетической энергии в зависимости от параметра  $Z^2/A^{1/3}$ . Для ядер  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{236}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$  усреднение производилось по экспериментальным массовым распределениям, а в остальных случаях - по рассчитанным [4]. Значения  $\bar{E}_K$  укладываются на линейную зависимость вплоть до ядра  $^{292}\text{Ii6}$ :

$$\bar{E}_K = 0,1021 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + 37,2 \quad (\text{МэВ}), \quad (3)$$

параметры которой близки к значениям для эмпирической формулы из работы [5]. Разность  $\bar{Q} - \bar{E}_K$  растёт с увеличением



Рассчитанные значения среднего энерговыделения  $\bar{Q}$  (крестики) и средней кинетической энергии  $\bar{E}_K$  (точки).

$Z^2/A^{1/3}$ , поэтому среднее число нейтронов при делении сверхтяжёлых ядер ожидается большим (около 10), если массовое распределение будет симметричным. Результаты работы [6] подтвержда-

от линейную зависимость  $E_K$  от  $Z^2/A^{1/3}$  вплоть до  $Z = 113$ .

В рассматриваемой модели дисперсии кинетической энергии пары осколков связаны с флуктуациями параметров деформации, которые определяются свойствами осколков. С использованием статистического веса (2) рассчитаны распределения кинетической энергии. На потенциальной поверхности имеются четыре минимума и при их сближении по глубине распределения уширяются и становятся несимметричными. Вычисленные дисперсии меньше экспериментальных значений, но зависимости их от отношения масс близки к опытным. Были рассчитаны усреднённые по массовым распределениям дисперсии  $E_K$ , их величины оказались в пределах  $40 \text{ МэВ}^2 \text{ } \sigma_E^2$   $\text{МэВ}^2$ . В работе [7] обращалось внимание на резкий рост  $\sigma_E^2$  при  $Z > 98$ , в расчётах не получается такого роста, имеется лишь небольшое увеличение в этой области ядер, а при  $Z > 100 \sigma_E^2$  снова уменьшается, хотя потенциальная поверхность в среднем уплощается с ростом  $Z$ .

При расчёте числа состояний использовалась равновесная статистика с экспоненциальным ростом плотности уровней с энергией, поэтому при небольших отклонениях от минимума потенциальной поверхности статистический вес сильно уменьшается, и распределение параметров деформации осколков получается узким. С ростом  $Z$  увеличивается энергия возбуждения в точке разрыва, поэтому может возрасти скорость спуска и нарушаться в большей степени статистическое равновесие. Доступный интервал деформаций в принципе достаточен для получения больших дисперсий кинетических энергий, поэтому учёт неравновесности состояний поможет уменьшить расхождение теории с опытом. Флуктуации скорости осколков в точке разрыва, если они велики, как в [1], также могут дать существенный вклад в  $\sigma_E^2$ ; для выяснения этого вопроса необходимы детальные динамические расчёты.

#### Список литературы

1. Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. - Phys. Rev., 1976, v. 13C, 2385.
2. Pashkevich V.V. - Nucl. Phys., 1971, v. A169, p. 275.
3. Strutinsky V.M. - Nucl. Phys., 1968, v. A122, p. 1.
4. Рубченя В.А. - Препринт РИ- 104, Л., 1979.
5. Viola V.E. Jr., Sikkeland T. - Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 2044.
6. Kalpakchieva R. et al. - Z. Phys., 1977, Bd A283, s. 253.
7. Lazarev Yu.A. - Atom. En. Rev., 1977, v. 15, p. 75.

ВЫХОДЫ ПРОДУКТОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ  $^{239}\text{Pu}$   
М.Я.Кондратько, А.В.Мосесов, К.А.Петржак,  
О.А.Теодорович  
(ЛТИ им.Ленсовета)

Определены кумулятивные и оценены полные выходы для 32 масс при делении  $\text{Pu-239}$  тормозным излучением с максимальной энергией 28 мэВ. Применялся метод улавливающих фольг с последующим гамма-спектрометрическим и радиохимическим анализом. Измерены фракционные независимые выходы Nb-96, I-132, Xe-135, Cs-136, La-140. Оценены параметры кривой массового распределения.

Cumulative yields were determined and total mass yields estimated for 32 masses in Pu-239 photofission with 28-MeV bremsstrahlung using catcherfoil technique and a combination of gamma-spectrometry and chemical methods. Fractional independent yields of Nb-96, I-132, Xe-135, Cs-136, La-140 were measured and mass-yield curve parameters determined.

С целью получения экспериментальной информации о массовом и зарядовом распределениях при фотоделении  $^{239}\text{Pu}$  были определены выходы ряда продуктов деления после нейтронной эмиссии.

Облучения проводили на линейном ускорителе электронами с энергией  $E_0=28$  мэВ. Мишень, содержащую плутоний (>99,7%  $^{239}\text{Pu}$ ), располагали позади вольфрамового радиатора толщиной 2,5 мм и экспонировали в течение 5 + 35 часов в пучке отфильтрованного тормозного излучения. Используя технику улавливания осколков отдачи, применяли многослойные мишени, в которых слой  $\text{PuO}_2$  (200 мкг/см<sup>2</sup>), нанесенные на алюминиевые подложки, помещали между фольгами-коллекторами.

После облучения и необходимой выдержки определяли содержание радиоактивных продуктов, поглощенных в коллекторах, с помощью Ge(Li)-детектора объемом 40 см<sup>3</sup>, а также путем радиохимического разделения фракций с последующей гамма-спектрометрией и измерением  $\beta$ -активности в 4 $\pi$ -счетчиках. Ge(Li)-спектрометр был откалиброван по абсолютной эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов в пиках полного поглощения в диапазоне 60 - 1840 кэВ. Энергетическое разрешение составляло 4,2 кэВ для ли-

нии 1333 кэВ. Как в калибровочных, так и в рабочих измерениях учитывался эффект суммирования энергий каскадных  $\gamma$ -квантов. При анализе гамма-спектров данные по схемам распада заимствовались главным образом из сводок, опубликованных в 1971–1978 гг.

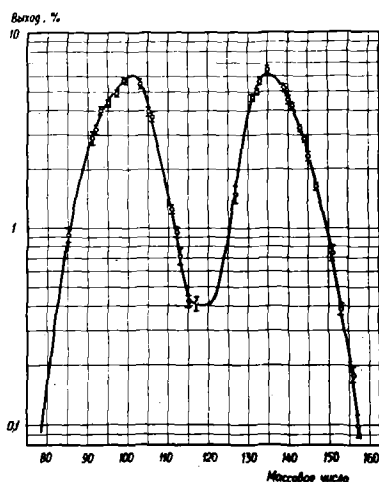
в издании *Nuclear Data Sheets*, из каталога Блэшо-Фиша [1] и в случаях сильного расхождения компилированных данных из недавних оригинальных работ [2,3].

В табл. I приведены значения кумулятивных выходов для 33 нуклидов, полученные при нормировке на 200% кривой массового распределения. Указанные ошибки включают погрешности калибровки, статистические погрешности, разброс усреднения и ли-тературных данных по интенсивностям гамма-линий.

Таблица I  
Выходы продуктов фотоделения  $^{239}\text{Pu}$ ,  $E_0=28$  МэВ

Нуклид	Кумулятивный выход, %	Нуклид	Кумулятивный выход, %
$^{85}\text{mKr}$	$0,851 \pm 0,068$	$^{127}\text{Sb}$	$1,43 \pm 0,15$
$^{88}\text{Kr}$	$1,62 \pm 0,21$	$^{131}\text{I}$	$4,67 \pm 0,15$
$^{91}\text{Sr}$	$2,89 \pm 0,23$	$^{132}\text{I}$	$4,96 \pm 0,16$
$^{92}\text{Y}$	$3,20 \pm 0,16$	$^{133}\text{I}$	$5,43 \pm 0,21$
$^{93}\text{Y}$	$4,02 \pm 0,20$	$^{135}\text{Xe}$	$6,32 \pm 0,26$
$^{95}\text{Zr}$	$4,39 \pm 0,13$	$^{139}\text{Ba}$	$5,18 \pm 0,26$
$^{97}\text{Zr}$	$4,63 \pm 0,17$	$^{140}\text{La}$	$4,55 \pm 0,18$
$^{99}\text{Mo}$	$5,76 \pm 0,22$	$^{141}\text{Ce}$	$4,23 \pm 0,14$
$^{103}\text{Ru}$	$5,55 \pm 0,28$	$^{143}\text{Ce}$	$3,26 \pm 0,13$
$^{105}\text{Rh}$	$3,96 \pm 0,20$	$^{144}\text{Ce}$	$2,83 \pm 0,11$
$^{106}\text{Ru}$	$3,70 \pm 0,26$	$^{145}\text{Pr}$	$2,33 \pm 0,15$
$^{111}\text{Ag}$	$1,242 \pm 0,075$	$^{147}\text{Nd}$	$1,642 \pm 0,064$
$^{112}\text{Ag}$	$0,955 \pm 0,057$	$^{151}\text{Pm}$	$0,745 \pm 0,074$
$^{113}\text{Ag}$	$0,710 \pm 0,069$	$^{153}\text{Sm}$	$0,385 \pm 0,027$
$^{115}\text{mCd}$	$0,394 \pm 0,027$	$^{156}\text{Sm}$	$0,161 \pm 0,018$
$^{117}\text{mCd}$	$0,165 \pm 0,017$	$^{157}\text{Eu}$	$0,098 \pm 0,015$
$^{117}\text{gCd}$	$0,227 \pm 0,016$		

Кривая массового распределения показана на рисунке. При построении кривой в экспериментальные значения кумулятивных выходов вводили небольшие поправки на независимые выходы последующих членов изобарных цепочек и изомерные отношения. Максимумы распределения имеют средние значения масс на полувысоте  $99,2 \pm 0,3$  и  $136,3 \pm 0,3$  а.е.м. при средней ширине около 15 а.е.м. Распределение симметрично относительно  $A=117,73 \pm 0,12$ , что соответствует среднему числу нейтронов деления  $\bar{\nu}_{tot}=3,54 \pm 0,17$ . Центры масс как легких, так и тяжелых продуктов слегка смещены в направлении оси симметрии распределения, что можно рассматривать как проявление сглаженной тонкой структуры с преимущественными выходами в районе массовых чисел  $A_L=101-102$  и  $A_T=134-135$ . Отношение пика к впадине составляет  $15,7 \pm 1,5$ . Средняя энергия возбуждения делящихся ядер оценена приблизительной величиной 13,6 мэВ.



Массовое распределение продуктов фотоделения  $^{239}\text{Pu}$  при максимальной энергии тормозного излучения 28 мэВ

В табл. 2 представлены экспериментальные значения фракционных независимых выходов пяти продуктов фотоделения  $^{239}\text{Pu}$ . Там же приведены значения наиболее вероятного заряда  $Z_p$ , вычисленные в предположении описания зарядового распределения

Таблица 2

Фракционные независимые выходы  $f_i$  и наиболее вероятные заряды  $Z_p(A_1)$  при фотоделении  $^{239}\text{Pu}$ ,  $E_0=28 \text{ МэВ}$

Нуклид	$f_i$	$Z_p(A_1)$	
		Из экспериментальных значений $f_i$ , ( $\sigma=0,69$ )	Оценка по данным работы [4] и формуле Нетаваэя
$^{96}\text{Nb}$	$0,011 \pm 0,002$	$38,93 \pm 0,05$	-
$^{132}\text{I}$	$0,217 \pm 0,044$	$51,99 \pm 0,11$	$52,17 \pm 0,03$
$^{135}\text{Xe}$	$0,412 \pm 0,025$	$53,46 \pm 0,06$	$53,46 \pm 0,07$
$^{136}\text{Cs}$	$0,123 \pm 0,009$	$53,72 \pm 0,03$	$53,73 \pm 0,02$
$^{140}\text{La}$	$0,032 \pm 0,006$	$55,24 \pm 0,05$	-

в изобарных цепочках законом Гаусса с одинаковым параметром ширины  $\sigma=0,69$  без учета парных эффектов.

Сдвиг  $\Delta Z_p$  относительно фотоделения  $^{238}\text{U}$  тормозным излучением с  $E_0=30 \text{ МэВ}$  [4] находится в удовлетворительном согласии с полуэмпирической формулой Нетаваэя:

$$Z_p = a(Z_F - Z_F^*) + b(A_F - A_F^*) + c'(E_F - E_F^*),$$

где  $Z_F$ ,  $A_F$  и  $E_F$  - заряд, массовое число и энергия возбуждения делящихся ядер соответственно в рассматриваемой реакции и реакции сравнения. В табл. 2 приведены значения  $Z_p$ , вычисленные на основании данных по  $Z_p$ , найденных для реакции  $^{238}\text{U}(\gamma, f)$  [4] при том же параметре ширины  $\sigma=0,69$  и близкой энергии возбуждения ( $\bar{\nu}_{tot}=3,57$ ), и формулы Нетаваэя при  $a=0,547$  и  $b=-0,188$ .

Однако, полученные в данной работе значения  $Z_p$ , по-видимому, не укладываются в общую систематику с реакциями нейтронного деления. Наблюдаемые сдвиги  $\Delta Z_p$  относительно значений  $Z_p$ , принятых для деления  $^{238}\text{U}$  нейтронами с энергией  $14 \text{ МэВ}$  и спектра деления [5], приводят к величинам  $a=0,65 \pm 0,04$  (при  $\sigma=0,69$ ) и  $a=0,68 \pm 0,02$  (при  $\sigma=0,59$ ), не согласующимся с известным пара-

метром формулы Нетавея. Одной из причин расхождения, возможно, является различный вклад эмиссионного деления в реакциях, вызванных нейтронами и тормозным излучением.

#### Список литературы

1. Blachet J., Fiche Ch. - Atomic Data and Nucl. Data Tables , 1977, 20, N 3, 241-310.
2. Matumoto Z., Tamura T. - J. Phys. Soc. Japan , 1978, 44, N 4, 1062-1069.
3. Tia C.-C. - J. Inorg. Nucl. Chem. , 1976, 38, N 7, 1409-1411.
4. Jacobs E., Thierens H. et al. - Phys. Rev. , 1979, C19, N 2, 422-432.
5. Grouch E. A. C. - Atomic Data and Nucl. Data Tables , 1977, 19, N 5, 417-532.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЗАВИСИМЫХ И КУМУЛЯТИВНЫХ ВЫХОДОВ ПРОДУКТОВ  
ДЕЛЕНИЯ КАЛИФОРНИИ-249 ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.Н.Гудков, В.М.Ливун, В.В.Коваленко, А.Б.Колдобский,  
В.М.Колобашкин, В.Н.Косяков, С.В.Кривашев.  
(МИФИ, ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Методом полупроводниковой спектрометрии гамма-излучения несепарированной смеси осколочных нуклидов измерены значения 9 независимых и 53 кумулятивных выходов  $^{249}\text{Cf}$  тепловыми нейтронами.

The 9 independent and 53 cumulative fission-product yields from thermal-neutron-induced fission of  $^{249}\text{Cf}$  are measured by the gamma-rays semiconductor spectroscopy of the unseparated fission-products mixture.

Исследования массового [1,2] и зарядового [1-6] распределений продуктов деления (ПД)  $^{249}\text{Cf}$  тепловыми нейтронами, представляющие значительный научный и практический интерес, в опубликованных до настоящего времени работах производились в основном (исключая работу [4]) радиохимическими методами. Отсутствие данных о выходах большинства ПД для этого процесса, полученных альтернативными методами, во-первых, увеличивает вероятность появления систематических ошибок в "рекомендованном наборе выходов" и, во-вторых, снижает "ценность" каждого отдельного эксперимента из их совокупности из-за возможной скоррелированности результатов.

Сказанное послужило обоснованием для проведения измерений независимых и кумулятивных выходов ПД  $^{249}\text{Cf}$  тепловыми нейтронами методом полупроводниковой гамма-спектрометрии облученного образца без предварительной химической сепарации.

Образец  $^{249}\text{Cf}$  был получен по реакции  $^{249}\text{Bk} \xrightarrow{\alpha} ^{249}\text{Cf}$  длительной выдержкой очищенного по методу, описанному в работе [7], препарата  $^{249}\text{Bk}$  и последующим выделением  $^{249}\text{Cf}$  на экстракционно-хроматографической колонке с использованием ди-2-этилгексилфосфорной кислоты в качестве экстрагента. При этом берклий предварительно окислялся до четырехвалентного состояния. Полученный таким образом и помещенный в



герметичную стеклянную ампулу образец  $^{249}\text{Cf}$  облучался в вертикальном экспериментальном канале реактора ИРТ-2000 МИФИ.

Было проведено 4 облучения образца  $^{249}\text{Cf}$  с временами от 2 мин до 2 ч, что позволило существенно расширить круг исследуемых ПД. Измерения проводились в двух энергетических интервалах: 100-900 и 900-1700 кэВ.

Экспериментальное оборудование, методика калибровки спектрометра и схема измерений (анализ на последовательных временных интервалах или медленный АТ-анализ) в основном совпадают с описанными в работах [8,9]; отличия заключаются в использовании в настоящей работе многоканальных амплитудных анализаторов LP-4840 и NTA-1024 с телетайпом ASR-33 для измерений и ЭВМ серии ЕС для обработки результатов.

Поскольку надежность существующей экспериментальной информации о выходах ПД  $^{249}\text{Cf}$  была, по нашему мнению, недостаточна для выбора значения какого-либо выхода в качестве реперного для относительных измерений, в настоящей работе применен метод абсолютных измерений значений выходов. Необходимое в этом случае значение флюенса нейтронов определялось с использованием монитора-препарата золота ( $^{197}\text{Au}$  изотопной чистоты 99,99%) известной массы, облучавшегося одновременно с образцом  $^{249}\text{Cf}$ . Количество  $^{249}\text{Cf}$  в образце было определено по собственному  $\gamma$ -излучению (368 кэВ) и составило  $(0,823 \pm 0,030) \cdot 10^{-6}$ .

При обработке спектров  $\gamma$ -излучения смеси продуктов деления использовались значения энергий и абсолютных квантовых выходов  $\gamma$ -линий из работы [10].

Результаты измерений выходов ПД  $^{249}\text{Cf}$  тепловыми нейтронами сведены в таблицу. Анализ полученных данных и их сравнение с результатами опубликованных ранее работ позволяют сделать следующие выводы и заключения:

1. В результате проведенных исследований были впервые получены значения 32 кумулятивных и 7 независимых выходов ПД  $^{249}\text{Cf}$  тепловыми нейтронами.

2. Значения тех независимых и кумулятивных выходов, которые были получены как в настоящей работе, так и приведены в более ранних публикациях (значения 21 кумулятивного выхода и независимые выходы  $^{135}\text{Xe}$  и  $^{136}\text{Cs}$ ), согласуются в пределах при-

Выходы ПД  $^{249}\text{Cf}$  тепловыми нейтронами

Нуклид	$^{89}\text{Rb}$	$^{91}\text{Sr}$	$^{92}\text{Sr}$	$^{94}\text{Y}$	$^{97}\text{Zr}$	$^{98}\text{Nb}$	
выход, %	0,72	0,68	0,72	0,67	2,62	0,36	
погрешность	0,05	0,03	0,06	0,08	0,34	0,04	
$^{99}\text{Mo}$	$^{99m}\text{Tc}$	$^{101}\text{Mo}$	$^{101}\text{Tc}$	$^{101}\text{Tc}^{**}$	$^{103}\text{Ru}$	$^{104}\text{Tc}$	$^{105}\text{Tc}$
2,63	2,36	2,72	3,32	0,15	4,73	4,52	4,00
0,21	0,20	0,20	0,40	0,06	0,34	0,33	0,61
$^{105}\text{Ru}$	$^{105}\text{Rh}$	$^{112}\text{Pd}$	$^{115}\text{Ag}$	$^{117m}\text{Cd}$	$^{122}\text{Sb}$	$^{127}\text{Sb}$	$^{128}\text{Sn}$
5,56	6,08	5,42	1,26	1,35	0,42	0,50	0,47
0,42	0,54	0,41	0,34	0,11	0,03	0,09	0,06
$^{128m}\text{Sb}$	$^{129}\text{Sb}$	$^{130m}\text{Sb}$	$^{131}\text{Sb}$	$^{131m}\text{Te}$	$^{131}\text{Te}$	$^{131}\text{Te}^{**}$	$^{131}\text{I}$
1,68	1,17	1,00	1,16	0,75	1,53	0,33	3,17
0,26	0,12	0,07	0,10	0,07	0,16	0,02	0,24
$^{132}\text{Te}$	$^{132}\text{I}^*$	$^{133m}\text{Te}$	$^{133}\text{Te}$	$^{133}\text{I}$	$^{134}\text{Te}$	$^{134}\text{I}$	$^{134m}\text{I}^*$
2,23	1,17	2,97	2,26	5,54	2,59	5,07	1,15
0,19	0,33	0,21	0,45	0,49	0,22	0,38	0,10
$^{134}\text{I}^{**}$	$^{135}\text{I}$	$^{135m}\text{Xe}$	$^{135}\text{Xe}$	$^{135}\text{Xe}^{**}$	$^{136}\text{Cs}^*$	$^{138}\text{Xe}$	$^{138}\text{Cs}$
0,66	3,92	1,71	5,57	0,27	0,37	2,95	4,80
0,10	0,35	0,20	0,44	0,04	0,09	0,33	0,42
$^{138}\text{Cs}^{**}$	$^{139}\text{Ba}$	$^{139}\text{Ba}^{**}$	$^{140}\text{Ba}$	$^{140}\text{La}$	$^{141}\text{Ba}$	$^{142}\text{Ba}$	$^{142}\text{La}$
0,40	6,14	0,14	4,22	6,30	4,30	1,53	4,33
0,08	0,49	0,03	0,32	0,48	0,58	0,46	0,77
$^{143}\text{Ce}$	$^{146}\text{Ce}$	$^{148}\text{Nd}$	$^{149}\text{Nd}$	$^{150}\text{Pm}$	$^{151}\text{Nd}$	$^{151}\text{Pm}$	$^{156}\text{Eu}$
4,04	1,57	2,78	1,92	0,75	0,84	1,05	0,63
0,47	0,26	0,20	0,33	0,16	0,08	0,11	0,19

\* абсолютные независимые выходы.

\*\* относительные независимые выходы.

веденных экспериментальных погрешностей, за исключением кумулятивных выходов  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{97}\text{Zr}$ ,  $^{112}\text{Pd}$ ,  $^{127}\text{Sb}$ ,  $^{132}\text{Te}$  и  $^{143}\text{Ce}$ . Указанные расхождения в настоящее время затруднительно приписать воздействию каких-либо определенных факторов. Одной из возможных причин расхождений могут быть неопределенности в значениях абсолютных квантовых выходов  $\gamma$  - линий исследуемых ПД, которые использовались при определении выходов. Например, для даже сравнительно полно изученного ядра  $^{133\text{m}}\text{Te}$  ( $T_{1/2} = 55,4$  мик) значения абсолютного квантового выхода  $\gamma$  -линии 912 кэВ; по данным различных каталогов,  $\gamma$  -излучения различаются почти в три раза (A. Tobias, 1972-33,6; W. Bowman e. a., 1974-100,0; J. Blachot e. a., 1977-87,0; W. Reus e. a., 1979-45,8; значения абсолютных квантовых выходов даны в процентах). Аналогичный пример в отношении  $\gamma$  -излучения  $^{88}\text{Kr}$  ( $T_{1/2} = 2,8$  ч) приведен в работе [II]. Для хуже изученных короткоживущих ПД вероятность использования при измерениях выходов ошибочных данных об интенсивности  $\gamma$  -излучения, по-видимому, существенно больше.

#### Список литературы

1. Flynn K.F. e. a. - *Helv. Chim. Acta*, 1969, v. 52, p. 2216.
2. Курчатов Б.В. и др. - *Ядерная физика*, 1971, т. 14, с. 943.
3. Troutner D.E. e. a. - *Journ. Inorg. Nucl. Chem.*, 1973, v. 35, p. 11.
4. Harbour R.M. e. a. - *Phys. Rev.*, 1974, v. C10, p. 769.
5. Gaggeler H. e. a. - *Phys. Rev.*, 1978, v. C17, p. 172.
6. Монзык М.А. e. a. - *Phys. Rev.*, 1979, v. C20, p. 212.
7. Косяков В.Н. и др. - *Радиохимия*, 1974, т. 16, с. 734.
8. Гудков А.Н. и др. - В сб.: *Экспериментальные методы ядерной физики*. Вып. 4, с. 105. М., Атомиздат, 1978.
9. Гудков А.Н. и др. - В сб.: *Нейтронная физика*. часть 3, с. 192. М., ЦНИИатоминформ, 1977.
10. J. Blachot e. a. - *Atomic Data Nucl. Data Tabl.*, 1977, v. 20, p. 241.
11. Гудков А.Н. и др. - В сб.: *Экспериментальные методы ядерной физики*, вып. 5. с. 109. М., Атомиздат, 1979.

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ВЫДЕЛЕННЫХ ОСКОЛКОВ  
ДЕЛЕНИЯ  $^{232}\text{Th}$

Б.М. Гохберг, Л.Д. Козлов, С.К. Лисин, Л.Н. Морозов,  
В.А. Пчелин, Л.В. Чистяков, В.А. Шигин, В.М. Шубоко  
(ИАЭ им. И.В. Курчатова)

При изучении деления  $^{232}\text{Th}$  нейтронами с радио-химическим выделением осколков найдено, что анизо-тропия осколка с наименьшим из изучавшихся вы-ходом сильно отличается от анизотропии осколков с большим выходом. Полученный результат свидетель-ствует о том, что массовое распределение осколков формируется на внешнем барьере.

In the neutron-induced fission studying of  $^{232}\text{Th}$  by a radiochemical method the anisotropy for the fragment with the lowest yield studied was found to be highly different as compared with that one's for high yield fragments. The result obta-ined indicates that the fragment mass distribu-tion is formed at the outer fission barrier.

Несмотря на многолетние поиски, до сих пор не было оконча-тельно выяснено: есть ли различия в угловых распределениях осколков разных масс и выходов [1]. Наши измерения на  $^{238}\text{U}$  [2], проведенные в отличие от других работ в более благоприят-ных для проявления такого различия условиях (а именно: для осколков с сильно различающимися выходами при надежном радио-химическом методе и в области большой угловой анизотропии), также не обнаружили различия. Однако, учитывая, что в ядерных явлениях большую роль играют индивидуальные свойства ядер, мы решили продолжить поиски и провели аналогичные измерения на  $^{232}\text{Th}$ . Наши измерения угловая анизотропия ряда осколков при делении  $^{232}\text{Th}$  нейтронами с энергией 1,58 Мэв, т.е. вблизи по-рога деления и в области большой анизотропии.

Методика

Нейтроны получались на электростатическом ускорителе в реакции  $^3\text{H}(\text{p}, \text{n})^3\text{He}$ . Использовалась твердая тритиевая ми-шень диаметром 7 мм. На расстоянии 20 мм от мишени в направ-лении пучка протонов располагалась сборка из листов металли-

ческого тория, чередующихся с листками полистироловой пленки и отделенных друг от друга коллиматорами, выделявшими осколки перпендикулярно листкам тория. Сборка представляла куб  $3 \times 3 \times 3$  см<sup>3</sup> и содержала 50 коллиматоров, имевших по 1000 отверстий диаметром 0,9 мм каждое. Толщина коллиматоров - 0,6 мм, листков тория - 0,1 мм. Плотность полистироловых пленок - 4 мг.см<sup>-2</sup>. После облучения сборки в потоке  $5 \cdot 10^8$  нейтр.стерад  $\cdot$ сек<sup>-1</sup> в течение 20 ч пленки извлекались и растворялись. Из них методом носителей выделялись осколки отдельных элементов. Выход отдельных изотопов определялся из анализа кривых  $\beta$ -распада каждого элемента, измерявшихся на низкофоновом  $4\pi$ - $\beta$ -счетчике с фоном Имп. мин<sup>-1</sup> [3].

Облучение проводилось при двух положениях сборки: ось сборки (направление коллимации осколков) располагалась либо по направлению движения нейтронов ( $0^\circ$ ), либо перпендикулярно ему ( $90^\circ$ ). Нейтронный поток мониторировался счетчиком нейтронов. Измерения под углами  $0$  и  $90^\circ$  позволяли получить угловую анизотропию выделенных осколков. Энергетическое разрешение составляло  $\pm 70$  кэВ. Угловое разрешение всей установки невелико: для распределения типа  $(1 + a \cos^2 \theta)$  эффективный угол регистрации осколков (относительно направления нейтронов) в геометрии  $0^\circ$  равен  $\sim 30^\circ$ , а в геометрии  $90^\circ$  равен  $\sim 75^\circ$ .

### Результаты

Было проведено II серий измерений. Сравнения результатов в этих опытах позволили оценить ошибки измерений по разбросу результатов. Результаты опытов приведены в табл. Выходы осколков даны относительно выхода  $^{140}\text{Ba}$ . В приводимые выходы не включены какие-либо поправки на условия эксперимента, поскольку они не существенны для целей сравнения анизотропий разных осколков.

В предпоследней строке приводятся усредненные по всем сериям величины  $A = Y_0/Y_{90}$ : угловой анизотропии осколков, определенные по показаниям монитора нейтронного потока ( $Y_0$  и  $Y_{90}$  соответственно выходы под углами  $0$  и  $90^\circ$ ). В нижней строке угловые анизотропии  $^{99}\text{Mo}$  и  $^{129}\text{Sb}$  сравнены - ваются с  $A_{\text{н.п}}$  - анизотропией осколков наиболее вероятного

деления, которая получена из усреднения по выходам  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{91}\text{Sr}$  и  $^{140}\text{Ba}$ .

Получаемая усреднением величина  $A^{H.B} = 0,91$ ,

Выходы  $Y$  в геометрии облучения.  
 $0^\circ$  и  $90^\circ$  и угловая анизотропия  
А осколков

Угол	О с к о л о к				
	$^{89}\text{Sr}$	$^{91}\text{Sr}$	$^{99}\text{Mo}$	$^{129}\text{Sb}$	$^{140}\text{Ba}$
$Y/Y_{Ba}$				$\times 1000$	
$90^\circ$	0,517	1,277	0,459	-	I
$90^\circ$	0,511	1,277	0,496	-	I
$90^\circ$	0,520	1,151	0,452	8,9	I
$90^\circ$	0,431	1,377	0,399	10,2	I
$0^\circ$	0,458	1,145	0,455	12,8	I
$0^\circ$	0,419	1,132	0,427	12,5	I
$90^\circ$	0,446	1,265	0,496	9,1	I
$0^\circ$	0,427	1,176	0,427	12,9	I
$90^\circ$	0,445	1,146	0,412	10,0	I
$0^\circ$	0,492	1,267	0,438	14,4	I
$0^\circ$	0,479	1,305	0,451	10,1	I
A	0,91 $\pm 0,07$	0,91 $\pm 0,04$	0,92 $\pm 0,06$	1,21 $\pm 0,10$	0,92 $\pm 0,05$
A/A <sup>H.B</sup>			1,01 $\pm 0,04$	1,33 $\pm 0,10$	

существенно меньше полученной в других измерениях ( $A^{H.B} = 0,5 \div 0,6 [4]$ ). Такое расхождение вызвано низким угловым разрешением нашей установки (необходимым при чрезвычайно низком уровне эффектов), а также принадлежностью исследуемого углового распределения вращательной полосе  $3/2^-$ . Из полос с преимущественным выходом под углом  $90^\circ$  ( $A < 1$ ) это единственная полоса, в сечении которой существенный вклад дает состояние  $7/2^-$ , имеющее в отличие от других максимум выхода около

$30^\circ$ , регистрируемый в нашей установке в измерениях под  $0^\circ$ . Это и замазывает анизотропию. При регистрации любой другой вращательной полосы замазывание будет незначительным. Это позволяет различить полосы при имеющемся угловом разрешении.

Из табл. видно, что анизотропия всех трех осколков  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{91}\text{Sr}$ ,  $^{140}\text{Ba}$ , принадлежащих к области наиболее вероятного деления и имеющих одинаковые выходы, совпадает. Анизотропия  $^{99}\text{Mo}$ , имеющего выход только в 3 раза меньший наи -

более вероятного [5], в пределах весьма малых ошибок совпадает с анизотропией для наиболее вероятного деления -  $A^{H.B}$ , Анизотропия  $^{129}Sb$ , имеющего выход в 120 раз меньший наиболее вероятного [5], отличается от  $A^{H.B}$  и это отличие лежит далеко за пределами ошибок измерений  $A/A^{H.B} = 1,33 \pm 0,10$ .

То, что в опытах с  $^{238}U$  [2] угловые анизотропии разных осколков совпали, возможно, вызвано тем, что внешний барьер  $^{238}U$  (в отличие от  $^{232}Th$ ) ниже внутреннего, поэтому измерения проводятся более высоко над внешним барьером. Это приводит к увеличению участвующих в делении состояний и к преобладанию вкладов (как это часто встречается у других ядер) состояний с  $K = I/2$  ( $A > I$ ). Наложение обеих причин делает угловые распределения осколков сходными, а искомые различия, возможно, лежащими в пределах ошибок измерений.

Полученные данные для  $^{232}Th$  указывают на связь угловых распределений с выходом осколка: угловые распределения осколков с сильно различающимся выходом различаются при совпадении угловых распределений у осколков с одинаковым выходом.

Подобная корреляция свидетельствует о том, что массовое распределение для  $^{232}Th$  складывается не позже, чем угловое, иначе в выход каждого осколка давали бы вклад все участвующие в делении состояния и угловые распределения осколков совпали бы. Так как угловые распределения складываются на внешнем барьере [6], то естественно считать, что и массовые распределения складываются на нем же.

Существует также мнение, что угловые распределения обязаны вибративным состояниям во второй потенциальной яме [4], в этом случае формирование массового распределения следует отнести ко второй яме.

#### Список литературы

1. Воробьева В.Г. и др. - Я.Ф., 1977, т.26, с.962; Дьяченко Н.П. и др. - Я.Ф., 1976, т.24, с.17; Konopcu B. e. a. - *Phys. and Chem. of Fission*, Vienna, 1974, v.2, p.3.
2. Гохберг Е.М. и др. - *Phys. and Chem. of Fission*, Jülich, 1979, *Extend. Synopses*, IAEA-SM/241-P42, p.217.
3. Полевой Р.М., Пчелин В.А. - ПТЭ, 1961, т.1, с.82
4. Blons J. et al. - *Phys. Rev. Letts*, 1975, v.35, № 26, p.1749.
5. Лисин С.К. и др. - Я.Ф., 1976, т.24, с.1089.
6. Bohr A. - *First Intern. Conf. on the Peaceful Uses of At. Energy*, 1955, P/911.

## ОСТРОВ СТАБИЛЬНОСТИ И ОБОЛОЧЕЧНАЯ СТРУКТУРА ЯДЕР

В.П.Захарова

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Предложена гипотеза: наиболее вероятные осколки наследуют оболочечную структуру исходных ядер. Из этой гипотезы следует: сверхтяжелые элементы вблизи магических чисел  $Z = 114$ ,  $N = 184$  будут преимущественно делиться на осколки, обусловленные магическими числами  $Z = 82$ ,  $N = 126$  и  $Z = 28$  (или 32),  $N = 50$ ; их время жизни относительно спонтанного деления будет исчисляться долями микросекунд; выход нейтронов на акт деления  $\bar{\nu}$  будет близок к нулю. Даются грубые оценки  $\bar{\nu}$  для соседних ядер.

It is proposed hypothesis: the most probable fragments inherit the shell structure of the primary nucleus. From this hypothesis it follows: superheavy elements in the vicinity of the magic numbers  $Z = 114$ ,  $N = 184$  will divide mainly on the fragments, conditioned by the magic numbers  $Z = 82$ ,  $N = 126$  and  $Z = 28$  (or 32),  $N = 50$ ; their spontaneous fission lifetimes will be near parts of micro-seconds; the neutron emission per fission  $\bar{\nu}$  will be near zero. Rough estimations for neighbouring nuclei are dated.

За последние годы был достигнут большой прогресс в понимании многих явлений деления в связи с развитием нового метода расчета потенциальной энергии ядер [1,2]. Согласно новой теории мерой квантовой стабильности ядра является величина оболочечной поправки к его жидкокапельной энергии. Наиболее стабильные ядра характеризуются максимальной отрицательной оболочечной поправкой. В работах [3-5] анализировалась связь между мерой квантовой стабильности ядер и характеристиками их деления - временем жизни относительно спонтанного деления, массовым распределением осколков, их способностью к испусканию нейтронов. В данной работе формулируются итоги работ [3-5] и приводятся новые соображения по обсуждаемым вопросам.

Рассмотрим карты оболочечных поправок для протонных и нейтронных конфигураций, приведенные на рис. 1а и 1б. Эти



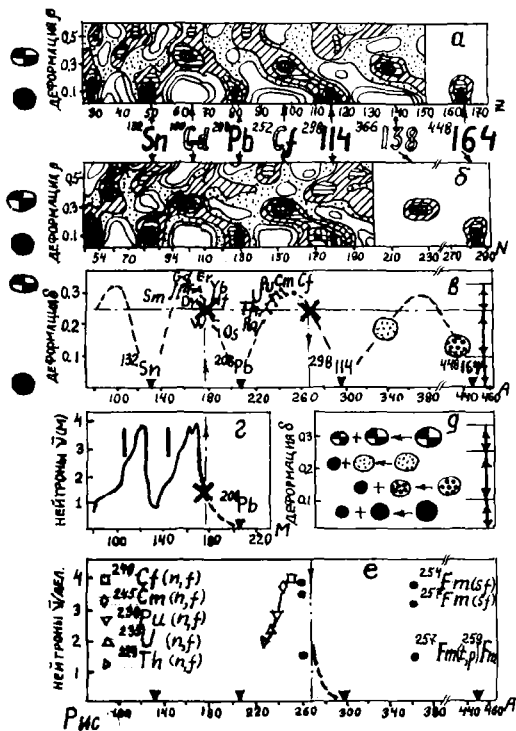


Рис. 7. Предполагаемые оболочечные минимумы на основании учета результатов работы [7].

Вдоль осей абсцисс располагаются наиболее глубокие минимумы, определяющие дважды магические ядра со сферической равновесной формой —  $^{132}\text{Sn}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  и т.п. Между ними на уровне деформации  $\beta \approx 0,3$  располагаются менее глубокие оболочечные минимумы. Им должны соответствовать дважды магические ядра с несферической равновесной формой. Эксперимент хорошо подтверждает это предсказание теории. На рис. 7 изображены экспериментальные значения квадрупольной равновесной деформации ядер, заимствованные из

карты составленные из отдельных частей, заимствованных из работ [2,6]. По осям абсцисс отложены числа протонов  $Z$  и нейтронов  $N$ , по осям ординат — параметр деформации  $\beta$ . Точками отмечены участки с оболочечной поправкой, равной нулю. Штриховкой и черным цветом показаны области отрицательных оболочечных поправок, белым — области положительных оболочечных поправок. Справа при  $Z > 150$  и  $N > 200$  автором изображены новые

работы [8]. Треугольниками отмечены дважды магические сферические ядра  $^{132}\text{Sn}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  и др. Ядра  $\text{Gd}$ ,  $\text{Cf}$  и близкие к ним, как и следовало ожидать, имеют несферическую равновесную форму. Линии, которыми можно мысленно соединить сферические и деформированные минимумы на рис. 1а, б, а также экспериментальные величины  $\delta$  на рис. 1в, весьма сходны и напоминают по форме циклоиды. Вероятно, аналогичные циклоиды должны описывать равновесные формы более легких и более тяжелых ядер. Эти предполагаемые кривые проведены пунктиром на рис. 1в. Теоретические и экспериментальные данные, представленные на рис. 1, а, б, в, демонстрируют ярко выраженную периодическую повторяемость квантовых свойств ядер. Интересно отметить, что с такой же повторяемостью мы сталкиваемся при рассмотрении Периодической системы элементов Д.И. Менделеева. Действительно, элементы  $\text{Sn}$  и  $\text{Pb}$  входят в состав одной и той же группы химических homologов. Согласно соображениям, приведенным в работах [9, 10], к этой же группе следует отнести элементы с зарядами ядер  $Z = 114$ , и  $Z = 164$ . Группа "магов" стала бы более полной, если бы "магическим" было число  $Z = 32$ , а не  $Z = 28$ . К иной группе химических homologов относятся лантаниды, актиниды и аналогичные им более легкие и более тяжелые ядра.

Эти группы ядер образуют два семейства, каждое из которых характеризуется присущими ему квантовыми свойствами. Естественно предположить, что исходное ядро и его наиболее вероятные осколки принадлежат к одному и тому же семейству. Если придерживаться общепринятого формализма, можно сказать, что предполагается действие закона сохранения некоего квантового числа, характеризующего оболочечную квантовую структуру ядер.

Из этого предположения следует, что гипотетические сверхтяжелые ядра, составляющие "остров стабильности" вблизи замкнутых сферических оболочек  $Z = 114$ ,  $N = 184$ , должны преимущественно делиться на жесткие осколки, обусловленные близостью сферических оболочек  $Z = 82$ ,  $N = 126$  и  $Z = 28$  (или 32),  $N = 50$ . Ожидается, что осколки будут слабо деформированы, их кинетическая энергия будет почти полностью исчерпывать полную энергию деления, а эмиссия нейтронов из осколков

в акте деления  $\bar{V}$  будет близка к нулю.

Известно, что время жизни ядра относительно спонтанного распада на два осколка резко падает по мере увеличения их квантовой стабильности. Так, например, полупериод  $T_{1/2}$  спонтанного деления  $^{258}\text{Fm} = 3,25 \cdot 10^{-4}$  лет снижается до  $1,2 \cdot 10^{-11}$  лет при добавлении к этому ядру двух нейтронов ( $^{258}\text{Fm} \rightarrow ^{258}\text{Fm} + 2n$ ) [11]. При этом осколки фермия приближаются к дважды магическому ядру  $Z = 50, N = 82$ . Если экстраполировать этот спад с неизменным наклоном к ядру  $^{214}\text{Fm}$ , то получим значение  $T_{1/2}$ , не превышающее  $10^{-23}$  с. Поскольку предполагаемыми осколками ядра  $^{298}\text{114}$  являются магические ядра такого же типа, не исключено, что его время жизни относительно спонтанного деления будет исчисляться долями микросекунд, что ставит под вопрос само существование "острова стабильности" при  $Z = 114, N = 184$ . Такой "остров" мог бы существовать при  $Z = 136+138, N = 228+230$  (Рис. 1, а, б), если бы расчеты для барьеров деления и других величин этому не противоречили.

Возвращаясь к рассмотрению рисунка, отметим, что дважды магические сферические и деформированные ядра (см. выше) изображены слева черными кружками и эллипсами с шахматной штриховкой, а схемы их деления приведены на рис. 1, д сверху и снизу.

Рассмотрим деление промежуточных ядер, располагающихся на склонах циклоид. Они изображены справа на рис. 1, в и заштрихованы мелкими и крупными точками. Можно предположить, что в этих случаях квантовую природу исходного ядра будет наследовать лишь тяжелый осколок, а легким осколком будет всегда ядро с зарядом  $Z = 32$ , если заряды исходных ядер ограничены интервалом  $72 < Z < 120$ . Схемы деления ядер этого типа изображены в средней части рис. 1, г.

Рассмотрим в заключение предполагаемый способ получения оценок значений  $\bar{V}$  для элементов  $\text{Fm} - 114$ . Для этой цели можно использовать формулу, предложенную автором в работе [12]:

$$\bar{V} = \bar{V}(\bar{M}_n) + \bar{V}(\bar{M}_r); \quad \bar{M}_n + \bar{M}_r = A, \quad (I)$$

где  $A$  - масса делящегося ядра;  $\bar{M}_n$  и  $\bar{M}_r$  - наиболее вероятные массы осколков;  $\bar{V}(\bar{M}_n)$  и  $\bar{V}(\bar{M}_r)$  предполагается заимство-

вать из данных  $\bar{V}(M)$  для спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Эти данные, полученные в работе [13], изображены на рис. 1г. Вертикальными линиями отмечены наиболее вероятные массы осколков.

На рис. 1е изображены экспериментальные значения  $\bar{V}$  для спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  и деления тепловыми нейтронами  $^{235}\text{U}$  ядер  $\text{Th-Fm}$  [14]. Значение  $\bar{V} \approx 1,5$  для  $^{259}\text{Fm}$  получено расчетным путем [4]. Эти данные хорошо согласуются с оценками по формулам (1). Заметим, что резкое уменьшение величин  $\bar{V}$  (так же, как и  $\bar{T}_{1/2}$ ) для тяжелых изотопов фермия связано с нарастающей "магичностью" его осколков. Для трансфермиевых элементов можно ожидать увеличения этих значений, за которым, однако, неизбежно последует спад при подходе к ядру  $^{298}\text{114}$ . Интересно установить область "перелома". Его индикаторами могут служить наиболее тяжелые осколки  $^{252}\text{Cf}$  - аналоги трансфермиевых элементов. Спад в "магичности" сопровождается уменьшением эмиссии нейтронов из соответствующих осколков. Область спада  $\bar{V}(M)$  отмечена крестиком на рис. 1г. Крестики и взаимно перпендикулярные штрих-пунктирные прямые на рис. 1в; г; е показывают, как область "перелома" на рис. 1г отображается на аналогичную область на рис. 1е. Сопоставление рис. 1е (вертикальная линия) с рис. 1а показывает, что уменьшение величин  $\bar{T}_{1/2}$  и  $\bar{V}$  последует, вероятно, за 106-м элементом.

#### Список литературы

1. Strutinsky V.M. - Nucl. Phys. **A95**, 420 (1967).
2. Strutinsky V.M. - Nucl. Phys. **A122**, 1 (1968).
3. Захарова В.П. - Препринт ИАЭ-3164 (1979).
4. Захарова В.П. - Препринт ИАЭ-3235 (1980).
5. Захарова В.П. - Препринт ИАЭ-3283 (1980).
6. Wilkins B.D., Steinberg E.P., Charsman R.R. - Phys. Rev., **C14**, 1832 (1976).
7. Sobieczewski A. - Physica Scripta, **10A**, 47 (1974).
8. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра, т. 2, М., Мир, 125 (1977).
9. Nix J.R. Nuclei far from Stability, Loysin, Switzerland, 1970.
10. Seaborg C.T. - Physica Scripta, **10A**, 5 (1974).
11. ENSDF, 1978
12. Захарова В.П. - Препринт ИАЭ-2738, 1976.
13. Захарова В.П., Рязанов Д.К. - Ядерная физика, **30**, 36 (1979).
14. Горбачев В.М., Землянин Ю.С., Яков А.А. Справочник, М., Атомиздат, 1976.

ВЛИЯНИЕ ПОДБАРЬЕРНОГО ОБМЕНА НУКЛОНАМИ МЕЖДУ ОСКОЛКАМИ  
ДЕЛЕНИЯ НА МАССОВЫЕ И ЗАРЯДОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

В.А. Рубченя, С.Г. Явшиц  
( Радиевый ин-т им. В.Г.Хлопина)

В рамках диффузионного приближения рассмотрен процесс обмена нуклонами между осколками деления вблизи точки разрыва. В модели касающихся осколков вычислены коэффициенты уравнения Фоккера-Планка и показано, что процесс обмена может быть существенным в формировании массовых и зарядовых распределений.

Within the framework of diffusion approximation the process of nucleons exchange between fission fragments near the scission point is treated. The tangent fragments model was used for calculation of coefficients of Fokker-Plank equation and showed that the exchange process may be important in formation of mass and charge distributions.

В работах [1,2], где характеристики процесса деления ядер объясняются свойствами делящегося ядра в точке разрыва, не учитывалась возможность обмена нуклонами между осколками, хотя, как отмечалось в работе [3], учет обмена может оказаться важным при объяснении массовых и зарядовых распределений осколков. Можно ожидать, что такой процесс будет медленным, т. е. время релаксации системы по отношению к обмену нуклонами будет велико по сравнению с временем элементарного акта. Тогда процесс обмена можно рассматривать в рамках диффузионного приближения, хорошо зарекомендовавшего себя в расчетах реакций глубоко неупругих столкновений тяжелых ионов [4-6]. В этом случае эволюция системы описывается уравнением типа Фоккера-Планка [6]

$$\frac{\partial}{\partial t} P(\lambda, t) = -\frac{\partial}{\partial \lambda} U_{\lambda} P(\lambda, t) + \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} D_{\lambda} P(\lambda, t), \quad (1)$$

$P(\lambda, t)$  - вероятность найти систему в состоянии  $\lambda$  в момент времени  $t$ ;

$U_{\lambda}$  и  $D_{\lambda}$  - скорость дрейфа и коэффициент диффузии.

Ограничимся рассмотрением степеней свободы, связанных с массовой и зарядовой асимметрией и величиной раздвижки осколков  $\Delta$ , т. е. расстоянием между ближайшими точками поверхностей осколков. Тогда процесс обмена будет характеризоваться

вероятностями  $P(A_1, t)$ ,  $P(Z_1, t)$  и коэффициентами  $U_A$ ,  $U_Z$ ,  $D_A$ ,  $D_Z$ ,  $A_1 + A_2 = A$ ,  $Z_1 + Z_2 = Z$ , где  $Z$ ,  $Z_1$ ,  $Z_2$ ,  $A$ ,  $A_1$ ,  $A_2$  - заряды и массы делящегося ядра и осколков.

В приближении среднего поля движение нуклонов представляется одночастичным гамильтонианом, и коэффициенты дрейфа и диффузии выражаются через микроскопические токи нуклонов между взаимодействующими ядрами [7], причем обмен протонами можно рассматривать независимо от обмена нейтронами.

Временная зависимость нуклонных токов в общем случае определяется не только мгновенными значениями  $A$  и  $Z$  осколков, но и величиной раздвижки ядер  $\Delta = \Delta(t)$ , что приводит к сложной картине динамики процесса. Однако оценки времени разлета осколков в поле кулоновских и ядерных сил типа сил поверхностного натяжения показывают, что основную часть времени взаимодействия осколки проводят вблизи друг от друга. При  $\Delta(t) \approx \Delta(t_0) = \Delta_0$ , после чего быстро разлетаются, подавляя переходы.

Тогда, пренебрегая перестройкой среднего поля осколков в процессе обмена, можно считать, что коэффициенты уравнения (1) зависят только от начальных значений  $A^0$  и  $Z^0$  осколков и начальной величины раздвижки  $\Delta_0$  и не зависят от времени (стационарные нуклонные токи). Используя аналогию с задачей случайного блуждания, нетрудно в таком случае показать, что

$$U_A(z) = \Phi_{A(z)}^{1 \rightarrow 2} - \Phi_{A(z)}^{2 \rightarrow 1}, \quad D_A(z) = \frac{1}{2} (\Phi_{A(z)}^{1 \rightarrow 2} + \Phi_{A(z)}^{2 \rightarrow 1}), \quad (2)$$

где  $\Phi_{A(z)}^{1 \rightarrow 2}$ ,  $\Phi_{A(z)}^{2 \rightarrow 1}$  - средний ток массы (заряда) от осколка 1 к осколку 2 и наоборот.

Для расчета средних токов мы используем модель касающихся осколков, где конфигурация системы в точке разрыва представлена в виде двух касающихся деформированных осколков с общей осью симметрии, находящихся на расстоянии  $\Delta_0$  друг от друга. Параметр  $\Delta_0$  выбирается из условия приближительной независимости движения нуклонов, принадлежащих разным осколкам. В этом случае обмен между осколками происходит путем подбарьерных переходов, вероятность которых в одномерном квазиклассическом приближении имеет вид

$$W(r, \Delta_0, \varepsilon_i^{1,2}) = \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_{\alpha_i}^{\beta_i} dz \sqrt{2m(V(r, z, \Delta_0) - \varepsilon_i^{1,2})}\right], \quad (3)$$

где  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$  - классические точки поворота, лежащие на барьере;

$\varepsilon_i^{1,2}$  — одночастичные энергии нуклонов (принадлежащих I или 2 осколку), рассчитанные в деформированном потенциале;  $V(r, Z, \Delta_0)$  — суммарный одночастичный потенциал системы в цилиндрических координатах  $r, Z$ , выбираемый в виде суммы кулоновских и ядерных потенциалов для каждого осколка с учетом их кулоновского взаимодействия, причем ядерные части выбраны в виде потенциала Вудса-Саксона с параметризацией формы в лемнистатных координатах [8].

Среднее число нуклонов, испытывающих переходы в единицу времени  $\tau$  с единицы площади,

$$\Phi_{1 \rightarrow 2}(r, \Delta_0) = \frac{2 \cdot \tau^{-1}}{\pi R_1^2} \sum_i f_1(\varepsilon_i^1) W(r, \Delta_0, \varepsilon_i^1); \quad (4a)$$

$$\Phi_{2 \rightarrow 1}(r, \Delta_0) = \frac{2 \cdot \tau^{-1}}{\pi R_2^2} \sum_i f_2(\varepsilon_i^2) W(r, \Delta_0, \varepsilon_i^2). \quad (4б)$$

Здесь  $\pi R_{1,2}^2$  — площади сечений, перпендикулярных оси симметрии и проходящих через центры тяжести осколков;  $\tau$  — период одночастичного движения вблизи уровня Ферми;

$$f_{1,2}(\varepsilon_i^{1,2}) = [1 + \exp(\frac{\varepsilon_i^{1,2} - \mu_{1,2}}{T})]^{-1}, \quad (5)$$

$\mu_{1,2}$  — химические потенциалы, выбираемые из условия сохранения числа частиц;  $T$  — температура, предполагаемая равной для обоих осколков.

Полное число переданных нуклонов в единицу времени;

$$\Phi^{1 \rightarrow 2} = \frac{4}{R_1^2 \tau} \int_0^{R_1} \Phi_{1 \rightarrow 2}(r, \Delta_0) r dr; \quad (6a)$$

$$\Phi^{2 \rightarrow 1} = \frac{4}{R_2^2 \tau} \int_0^{R_2} \Phi_{2 \rightarrow 1}(r, \Delta_0) r dr. \quad (6б)$$

Решение уравнения (1) с коэффициентами, определяемыми формулами (2), (6) и (4), имеет вид функции Гаусса:

$$P(Z, t) = (2\pi \sigma_Z^2(t))^{-1/2} \exp[-\frac{(Z - \bar{Z}_1(t))^2}{2\sigma_Z^2(t)}]; \quad (7)$$

$$\bar{Z}_1(t) = Z_1^0 + U_Z t, \quad \sigma_Z^2(t) = 2 D_Z t. \quad (8)$$

Аналогичные выражения можно привести и для передачи массы.

Результаты расчета коэффициентов дрейфа и диффузии для случая деления ядра  $^{236}\text{U}$  при  $\Delta_0 = 2$  фм,  $T = 1$  Мэв и значениях квадрупольных деформаций осколков, характеризуемых параметром  $\xi$  [8], близких к значениям, полученным из условия минимума

потенциальной энергии, приведены в таблице.

$A_H - A_L$	$E_H$	$E_L$	$U_Z, 10^{22} c^{-1}$	$D_Z, 10^{22} c^{-1}$	$U_A, 10^{22} c^{-1}$	$D_A, 10^{22} c^{-1}$
$^{130}\text{Sn} - ^{106}\text{Mo}$	0.0	0.6	-0.23	0,3	-0.59	2.0
$^{140}\text{I} - ^{96}\text{Y}$	0.3	0.3	-0.07	0,28	-0.18	1.8
$^{150}\text{La} - ^{86}\text{Br}$	0.3	0.0	0,065	0.37	0.17	2.4

Знак (-) соответствует направлению среднего тока от легкого осколка к тяжелому.

Коэффициенты  $U_Z$  и  $D_Z$ , приведенные в таблице, вычислены по формулам (2), (4), (6). Для вычисления коэффициентов  $U_A$  и  $D_A$  мы использовали связь между массовыми и зарядовыми коэффициентами, согласно [9].

$$U_A = U_Z (A/Z)_{L \rightarrow H} U, \quad D_A = D_Z (A/Z)_{L \rightarrow H}^2 U, \quad (9)$$

поскольку механизм обмена нейтронами уже не будет определяться туннельными переходами из-за отсутствия кулоновского барьера.

Из таблицы видно, что средний ток для пары  $\text{Sn}-\text{Mo}$  направлен от легкого осколка к тяжелому. Такой результат связан, во-первых, с тем, что в силу близости к магичности уровень Ферми в протонной яме  $\text{Sn}$  ниже, чем соответствующий уровень Ферми  $\text{Mo}$ , а во-вторых, с тем, что плотность одночастичных состояний вблизи уровня Ферми для ядра  $\text{Sn}$  меньше, чем соответствующая плотность для легкого осколка. При увеличении асимметрии пары эти соотношения изменяются, приводя в случае  $\text{La}-\text{Br}$  к изменению направления тока. Результаты расчетов показывают также, что увеличение деформации легкого осколка в среднем приводит к увеличению числа переходов из легкого осколка в тяжелый, так как из-за изменения конфигурации системы возрастает разностный нуклонный ток  $\Phi^{LH} - \Phi^{HL}$ . Аналогично увеличение деформации тяжелого осколка приводит к увеличению обратного тока. С ростом температуры системы значение скорости дрейфа несколько падает, в то время как значение коэффи-



циента диффузии возрастает, что связано с тем, что увеличение температуры приводит к росту числа переходов в обе стороны, одновременно принижая роль различий в химических потенциалах осколков.

Для расчета массовых и зарядовых распределений осколков в рамках данной модели, кроме коэффициентов дрейфа и диффузии, необходимо знать как конфигурацию системы вблизи точки разрыва, так и время взаимодействия  $t_{\text{в}}$  осколков путем обмена нуклонами. Однако отметим, что, как показывают результаты расчетов, тяжелый пик кривой массового распределения будет формироваться в районе  $A \sim 140-145$  независимо от значения  $t_{\text{в}}$ . Отметим также, что если считать, что преобладающей конфигурацией системы вблизи точки разрыва является пара  $^{136}\text{Sn} - ^{104}\text{Mo}$ , на что указывают результаты расчетов деления с учетом оболочечных поправок [2], то обмен нуклонами приведет к смещению массы тяжелого осколка к экспериментально наиболее вероятному значению  $A \sim 140$  за время  $t_{\text{в}} \sim 2 \cdot 10^{-21}$  с, что является разумным значением времени взаимодействия.

#### Список литературы

1. Wilkins B.D., Steinberg E.P., Chasman R.R. - Phys. Rev., 1976, v. 14C, p. 1832.
2. Рубченя В.А. Препринт РИ-104. Л., 1979.
3. Волков Н.Г. и др. - Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 621.
4. Volkov V.V. - Phys. Report, 1978, v. C44, p. 93.
5. Norenberg W.N., Ayik S. - Z. Physik, 1978, v. A288, p. 401.
6. Ayik S. - Z. Physik, 1979, v. A292, p. 257.
7. Randrup J. - Nucl. Phys., 1978, v. A307, p. 319.
8. Пашкевич В.В., Рубченя В.А. - Бюллетень центра данных ЛИЯФ, 1976, вып. 3, с. 1.
9. Тонеев В.Л., Шмидт Р. - Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 112.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА МАССОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДУКТОВ  
ДЕЛЕНИЯ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

В.Ф.Тейлх, Е.В.Платыгина, К.А.Петржак  
(ЛТИ им.Ленсовета)

Масс-спектрометрическим методом измерены относительные выходы изотопов ксенона ( $A=131;136$ ) при делении нептуния-237 нейтронами и  $\gamma$ -квантами. Тонкая структура с пиком при  $A=134$  объясняется повышенной вероятностью образования пары осколков с 82-нейтронной оболочкой в тяжелом и 62-нейтронной подоболочкой в легком.

Relative cumulative yields of Xenon isotopes ( $A=131-136$ ) are measured by means of the mass-spectrometer method for the fission of  $^{237}\text{Np}$  induced by neutrons and photons. The presence of the fine-structure peak at  $A=134$  is explained by an advanced probability of production of a pair of fragments with a 82-neutron shell and 62-subshell.

Анализ массовых распределений осколков деления тяжелых ядер дает важную информацию о процессе деления. Причем наибольший интерес представляют области так называемой тонкой структуры. В настоящее время считают источником аномалий в массовых распределениях продуктов деления структурные особенности формирующихся осколков, такие, как четно-нечетный эффект в распределении заряда составного ядра. Согласно этой гипотезе образование ядер с четными атомными номерами более вероятно, чем их нечетных соседей и, по мнению Яура и Гангли [1], нет, вообще, необходимости привлекать какие-либо оболочечные эффекты. Это предположение хорошо согласуется с периодичностью структуры в массовом распределении осколков для изотопов урана. Однако следует отметить, что оно ограничивает круг делящихся ядер, для которых может наблюдаться структура, только четными номерами. Кроме того, такого предположения явно недостаточно для объяснения аномалий в выходах продуктов с числом нуклонов, близким к магическим. В частности, в области масс  $A=133-136$  а.е.м., где наблюдается повышенный выход осколков с  $A=134$ , практически для всех делящихся ядер, требуются допол-

нительные предположения. Так, например, авторы работы [2] объясняют изменения тонкой структуры в области  $A=134-136$  при сравнении выходов продуктов деления  $^{236}\text{U}^*$  и  $^{234}\text{U}^*$  изменением свойств дополнительных легких осколков. В случае деления  $^{236}\text{U}^*$  дополнительный осколок с  $A=102$  ( $N=62$ ) имеет вытянутую вдоль оси разделения форму, тогда как при делении  $^{234}\text{U}^*$  легкий осколок ( $N=60$ ) слегка сплюснут. Последняя делительная конфигурация маловероятна, и это приводит к подавлению выхода такой пары осколков.

Особый интерес представляют исследования выходов осколков деления  $Z$ -нечетных ядер. В настоящей работе измерены относительные кумулятивные выходы изотопов ксенона ( $A=131, 132, 134, 136$ ) при делении  $^{237}\text{Np}^*$  и  $^{238}\text{Np}^*$ . Для этой области характерна малая (меньше одного нейтрона) эмиссия нейтронов, поэтому можно ожидать, что спектр продуктов деления достаточно полно отражает распределение по массам первичных осколков.

Деление быстрыми и  $14\text{-MeV}$  нейтронами осуществлялось при облучении образцов нептуния в канале реактора ЛИЯФ им. Б. П. Константинова АН СССР и на нейтронном генераторе НГ-200 ЛТИ им. Ленского, а облучение  $\gamma$ -квантами на пучке тормозного излучения бетатрона Б-30 ЛТИ. После облучения и необходимого времени выдержки делительный ксенон извлекался из мишеней. Изотопный состав ксенона был измерен на масс-спектрометре.

Выходы изотопов ксенона при делении нептуния-237 нейтронами и  $\gamma$ -квантами

E, МэВ	Относительные выходы, %				A=134
	A=131	A=132	A=134	A=136	A=136
n, реактор	1.00±.005	1.36±.01	2.00±.01	1.87±.01	1.07
n, 14	1.00±.01	1.07±.01	1.33±.01	1.24±.01	1.07
$\gamma$ , 20	1.00±.03	1.07±.03	1.36±.02	1.23±.02	1.10
$\gamma$ , 15	1.00±.06	1.09±.08	1.61±.05	1.38±.02	1.17

Из данных, приведенных в таблице, видно, что тонкая структура проявляется во всех распределениях как при делении нечетно-четных, так и нечетно-нечетных составных ядер. В последнем случае структура менее выражена. Более того, сравнение отношений выходов продуктов с  $A=134$  и  $136$  ( $Y_{134}/Y_{136}$ ) показывает для низкоэнергетического деления такую же зависимость от числа нейтронов в составном ядре (рис.1), как и для изотопов урана, установленную ранее [3]. Так же как и

при делении изотопов урана, максимальное отношение выходов ( $Y_{134}/Y_{136}$ ) наблюдается при делении ядра с  $N=144$  (рис.1).

Сходные закономерности в выходах, отмеченные как при делении ядер с четным зарядом, так и для  $Z$ -нечетных ядер, позволяют предположить, что в этом случае определяющую роль, по-видимому, играют нейтронные оболочки, а именно, 82-нейтронная в тяжелом осколке и деформированная 62-нейтронная в дополнительном. Расчеты Вилкинса, Стейнберга, Чесмана [4] дают теоретическое обоснование для такого заключения. Они показали, что имеется выигрыш в энергии при образовании пары осколков с таким строением при разделении  $^{236}\text{U}^*$ ; причем наиболее вероятным зарядом для тяжелого осколка в этом случае будет  $Z=52$  и, следовательно,  $A=134$  а.е.м.

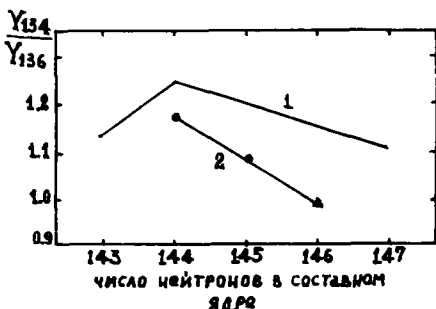


Рис.1. Зависимость тонкой структуры ( $Y_{134}/Y_{136}$ ) от числа нейтронов в составном ядре.

- ▲ - из работы [5];
- I - изотопы урана;
- 2 - изотопы нептуния

Представляется интересным исследовать масс-спектрометрическим методом массовые распределения дополнительных легких осколков при делении различных ядер. Для некоторых четно-четных ядер такие исследования проводились радиохимическим методом и были установлены пики, коррелирующие со структурой в тяжелом горбе массовой кривой [6, 7], однако эти работы не были продолжены.

При сопоставлении массовых распределений продуктов деления нептуния-237 I4-МэВ нейтронами и  $\gamma$ -квантами с  $E_{\gamma, \text{max}}=20\text{МэВ}$  обнаруживается их почти полная идентичность (рис.2), что, по-видимому, можно объяснить так же, как и при делении  $^{235}\text{U}$  [3], большим вкладом эмиссионного деления при облучении нейтронами. В этом случае после испускания одного-двух нейтронов делятся ядра также же по составу, как и при фотоделении,

и с близкими энергиями возбуждения.

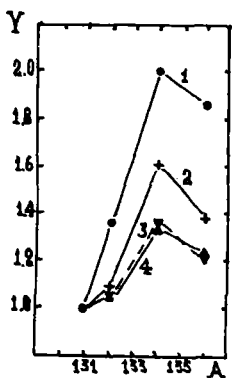


Рис. 2. Выходы продуктов деления нептуния-237:

- 1 -  $^{237}\text{Np}(n_{\text{fast}}, f)$ ;
- 2 -  $^{237}\text{Np}(\gamma_{15}, f)$ ;
- 3 -  $^{237}\text{Np}(\gamma_{20}, f)$ ;
- 4 -  $^{237}\text{Np}(n_{14}, f)$

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. K. Iyer, A. K. Ganguly. - J. Inorg. Nucl. Chem., 1973, v. 35, p. 2635.
2. W. N. Reisdorf a. e. - Nucl. Phys., 1973, v. A205.
3. К. А. Петржак и др. - Атомная энергия, 1977, т. 42, с. 337.
4. B. D. Wilkins a. e. - Phys. Rev., 1976, v. C14, p. 1832.
5. B. L. Tracy a. e. - J. Inorg. Nucl. Chem., 1973, v. 35, p. 2635.
6. E. P. Steinberg a. e. - Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 431.
7. L. E. Glendenin a. e. - Phys. Rev., 1951, v. 74, p. 860.

О МЕХАНИЗМЕ ПОЛЯРНОЙ ЭМИССИИ  
 $\alpha$ -ЧАСТИЦ ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ  $^{252}\text{Cf}$

В.М.Адамов, С.Е.Гусев, Л.В.Драпчинский, С.С.Коваленко,  
В.В.Кольцов, К.А.Петржак, Л.А.Плескачевский

(Радиевый ин-т им.В.Г.Хлопина)

Проведены корреляционные исследования мгновенных нейтронов при спонтанном делении калифорния-252, сопровождающейся эмиссией полярных  $\alpha$ -частиц. На основании полученных данных сделаны заключения о механизме полярной эмиссии.

The correlation study of prompt neutrons in Cf-252 spontaneous fission accompanied by polar  $\alpha$ -particle emission was carried out. Some conclusions on the polar emission mechanism were made on the base of results obtained.

Около 10 лет назад было обнаружено, что при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами заметная доля  $\alpha$ -частиц (около 4-5% от их полного выхода при тройном делении) испускается под малыми углами к оси разлета осколков [1]. Это явление, получившее название "полярной" эмиссии  $\alpha$ -частиц, наблюдалось затем при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  [2 - 4], при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [5 - 8], а также при делении  $^{233}\text{U}$  тепловыми нейтронами [8].

Интерес к процессу полярной эмиссии обусловлен тем, что это явление противоречит классической модели тройного деления, согласно которой легкие заряженные частицы, стартуя из области между осколками в момент, близкий к разрыву делящейся системы, не могут проникать в область малых углов по отношению к направлению движения осколков.

Существующие к настоящему времени теоретические модели процесса полярной эмиссии можно разделить на две группы. Первая группа предполагает, что полярные частицы испускаются в момент, близкий к разделению осколков, и в их образовании так или иначе участвует вся делящаяся система [8 - 10]. Вторая группа связывает происхождение полярных частиц со свойствами уже разделившихся осколков [7], [11]. Отметим, что, несмотря на обилие теоретических гипотез, ни одна из них пока не в состоянии дать правильного количественного описания экспериментально измеренных характеристик процесса.

В настоящей работе впервые проведено одновременное измерение амплитудных спектров полярных  $\alpha$ -частиц, осколков деления и числа нейтронов из этих осколков. Цель таких трехпараметровых опытов заключалась в следующем: если  $\alpha$ -частица испускается осколком, большая часть его энергии возбуждения идет на испарение частицы и  $\bar{\nu}$ , среднее число нейтронов из такого осколка должно быть существенно меньшим, чем в обычном тройном делении. И наоборот, если полярная частица обязана своим происхождением всей делящейся системе в момент ее разрыва,  $\bar{\nu}$  полярное должно совпадать или быть близко к  $\bar{\nu}$  тройного деления.

Геометрические условия эксперимента и блок-схема многопараметровой установки представлены на рис.1. Ввиду крайне малой вероятности процесса полярной эмиссии определяющим качеством детектора осколков является его радиационная стойкость. Вторая необходимая характеристика детектора — его быстродействие, что связано с высокими скоростями счета (порядка  $10^6$  делений в секунду) и требуемым высоким временным разрешением (20–50 нс). Вместе с тем, требование к энергетическому разрешению детектора может быть несколько снижено — для целей настоящего исследования достаточно было получить разделение пиков легкой и тяжелой групп осколков. Поэтому в качестве детектора осколков была использована ионизационная камера, работающая в импульсном токовом режиме. Камера была сконструирована в виде последовательной комбинации отдельных камер с небольшим междуэлектродным расстоянием и малыми (в отношении потерь энергии осколками) толщинами входных и выходных окон. Камера (см.рис.1) имела 4 рабочих промежутка, 3 заземленных и 2 собирающих электрода, представляющих диафрагмы с последовательно увеличивающимся диаметром отверстий. Толщина алюминиевой пленки, которой перекрыты отверстия диафрагм, составляла  $\sim 100$  мкг/см<sup>2</sup>. Камера наполнялась смесью аргона (90%) и метана (10%) до давления 440 мм рт.ст. и работала при напряжении 400 в на собирающих электродах. Фронт импульса от осколка деления составлял 8 нс при общей длительности 110 нс. Амплитудное распределение импульсов от осколков двойного спонтанного деления <sup>252</sup>Cf представлено на рис.3. Из рисунка видно, что спектрометрические характеристики сконструированной камеры вполне удовлетворительны для надежного разделения пиков легких и тяжелых осколков.

$\alpha$ -Частицы тройного деления <sup>252</sup>Cf детектировались полупро-

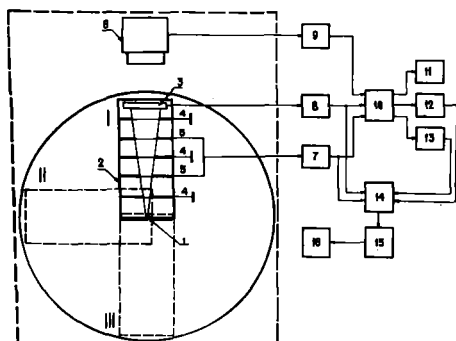


Рис.1. Геометрические условия эксперимента и блок-схема установки для исследования механизма полярной эмиссии  $\alpha$ -частиц при спонтанном делении калифорния-252:

1-источник  $^{252}\text{Cf}$ ; 2-ионизационная камера; 3-детектор  $\alpha$ -частиц; 4-заземленные электроды камеры; 5-собирающие электроды камеры; 6-детектор нейтронов; 7-канал регистрации осколков; 8-канал регистрации  $\alpha$ -частиц; 9-канал регистрации нейтронов; 10-схемы временной селекции; 11-счет числа нейтронов тройного деления; 12-счет числа полярных частиц и числа двойных делений; 13-счет числа нейтронов двойного деления; 14-крейт КАМАК; 15-буферный накопитель; 16-M-6000.

водниковым поверхностно-барьерным детектором с глубиной чувствительной зоны 1200 мкм. Толщина поглощающих материалов на пути к детектору  $\alpha$ -частиц была достаточной для предотвращения попадания  $\alpha$ -частиц естественной радиоактивности калифорния в детектор. Нейтроны деления регистрировались кристаллом стиблена размером 40×50 мм с фотоумножителем ФЭУ-13 с разделением импульсов от нейтронов и  $\gamma$ -квантов по времени высвечивания вспышки сцинтиллятора.

Источник  $^{252}\text{Cf}$  диаметром 2мм интенсивностью  $1,4 \cdot 10^6$  делений в секунду, нанесенный на платиновую подложку методом термораспыления, располагался в одной камере с блоком детекторов осколков и  $\alpha$ -частиц. Телесный угол на детекторы составлял 0,0011 от 4 $\pi$ . Камера могла поворачиваться вокруг вертикальной оси, проходящей через источник, обеспечивая возможность измерения числа нейтронов, летящих под углами 0°, 90° и 180° по отношению к детектируемому осколку.



Регистрация коррелированных во времени энергетических распределений  $\alpha$ -частиц, осколков деления и числа нейтронов проводилась при помощи набора блоков в стандарте КАМАК. В качестве промежуточного накопителя информации использовались устройства памяти от анализатора АИ-4096, данные с которого выводились на перфоленту и затем обрабатывались на ЭВМ М-6000 с помощью разработанного комплекта программ.

В условиях реальной эффективности детекторов легких частиц, осколков деления и нейтронов скорость счета событий была такова, что за одни сутки измерений регистрировалось около 1000 двойных совпадений полярная  $\alpha$ -частица-осколок и около 6 совпадений полярная  $\alpha$ -частица-осколок-нейтрон.

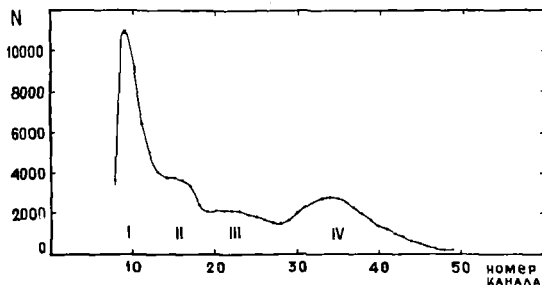


Рис.2. Амплитудный спектр легких заряженных частиц, регистрировавшихся в направлении движения осколков при спонтанном делении калифорния-252

На рис.2 приведен типичный экспериментальный спектр легких заряженных частиц, регистрировавшихся в совпадении с осколками, на котором можно выделить четыре группы частиц: I группа соответствует  $\alpha$ -частицам обычного тройного деления, претерпевшим кулоновское рассеяние на материале подложки и за счет этого попавшим в область малых углов по отношению к направлению движения осколков; II группа соответствует "полярным" протонам и тритонам; III группа имеет большой вклад от случайных совпадений  $\alpha$ -частиц обычного тройного деления с осколками двойного деления; IV группа - полярные  $\alpha$ -частицы с небольшим

(менее 10%) вкладом от случайных совпадений. Отметим, что I группа в амплитудном спектре легких частиц в 2 раза превосходит по площади IV группу истинных полярных  $\alpha$ -частиц. Отсюда можно сделать вывод, что при исследовании полярной эмиссии эффекты кулоновского рассеяния играют чрезвычайно большую роль и могут являться источником существенных экспериментальных ошибок.

На рис.3 приведен амплитудный спектр осколков, регистрировавшихся в совпадении с полярными  $\alpha$ -частицами. Сравнение площадей пиков легких и тяжелых осколков при полярной эмиссии подтверждает вывод о преимущественном вылете  $\alpha$ -частиц в сторону движения легкого осколка [7]. В нашем случае по направлению легкого осколка летит  $\alpha$ -частиц примерно в 4 раза больше, чем по направлению тяжелого. Отметим, что отношение площадей пиков легких и тяжелых осколков, двигающихся в направлении, противоположном вылету  $\alpha$ -частицы, будет обратно приведенному на рис.3.

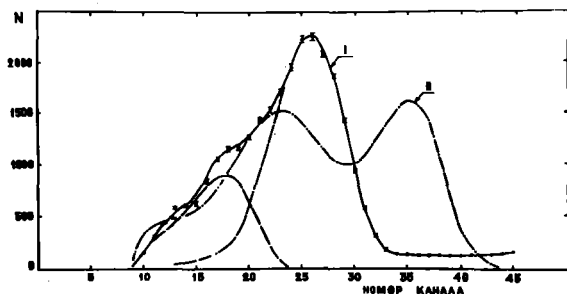


Рис.3. Амплитудные распределения осколков, регистрировавшихся в совпадении с полярными  $\alpha$ -частицами (I), и осколков двойного спонтанного деления калифорния-252 (II)

Особый интерес имеют результаты, относящиеся к случаям тройных совпадений полярная  $\alpha$ -частица-осколок-нейтрон. Несмотря на сравнительно небольшое число зарегистрированных событий (порядка 200 тройных совпадений под углом  $0^\circ$  по отношению к детектируемому осколку и 200 — под углом  $180^\circ$ ), эти данные

являются пока уникальными и позволяют сделать определенные выводы о механизме полярной эмиссии.

Если учесть результаты дополнительного экспериментально-го измерения эффективности детектора к нейтронам из легкого и тяжелого осколков, то получается следующая величина асимметрии в числе нейтронов, испускаемых по и против направления движения полярной  $\alpha$ -частицы:

$$\frac{N(0^\circ)}{N(180^\circ)} = 1,49 \pm 0,25.$$

Можно предположить, что столь большая величина асимметрии в числе нейтронов связана с кинематическим эффектом распада квазистационарного ядра типа  ${}^5\text{He}$ , испускаемого в сторону движения осколков в момент, близкий к разрыву системы. (Аналогичное явление уже наблюдалось при обычном тройном делении  ${}^{252}\text{Cf}$ . [12])

Подтверждением предположения о том, что "полярные" частицы испускаются в результате действия того или иного динамического механизма в момент, близкий к разрыву, является измеренная нами величина отношения среднего числа мгновенных нейтронов, летящих в сторону, противоположную движению полярной частицы,  $\bar{V}(180^\circ)$ , к среднему числу мгновенных нейтронов из одного осколка двойного деления  ${}^{252}\text{Cf}$ ,  $\bar{V}$  дв.:

$$\frac{\bar{V}(180^\circ)}{\bar{V}} = 0,74 \pm 0,13.$$

В случае, если бы полярные частицы испарялись из ускоренного осколка, это отношение для противоположного осколка было бы близко к 1, в то время как полученная нами величина в пределах погрешности эксперимента совпадает с аналогичной для обычного тройного деления  ${}^{252}\text{Cf}$  [13]:

$$\frac{\bar{V}_{\text{тр.}}}{\bar{V}_{\text{дв.}}} = 0,75 \pm 0,02.$$

Отметим также, что соотношение выходов полярных частиц - протонов, тритонов и гелионов радикально отличается от аналогичного соотношения для ядерных реакций, проходящих через составное ядро [2], [3].

Поэтому простой испарительный механизм [7], [11] не является, очевидно, источником происхождения полярных частиц (во всяком случае, основной их доли), и наиболее вероятным пред-

ставляется их испускание за счет динамических эффектов в момент, близкий к разрыву делящейся системы.

### Список литературы

1. Piasecki E., Dakowski M., Krogulski T., Tus J., Schwarczewska J. - Phys. Lett., 1970, vol.33B, p. 568.
2. Адамов В.М., Драпчинский Л.В., Коваленко С.С., Петржак К.А., Плескачевский Л.А., Тютюгин И.И. - Нейтронная физика. Ч.3. Обнинск, 1974, с.306. (Материалы 2-ой Всесоюзн. конф. по нейтр. физике, Киев, 1973 г.)
3. Adamov V.M., Drapchinsky L.V., Kovalenko S.S., Petrzhak K.A., Pleskachevsky L.A., Tyutyugin I.I. - Phys. Lett., 1973, vol.48B, p.311.
4. Adams J.A., Roy R.R. - Nucl. Sci. Eng., 1977, vol.63, p.41.
5. Schröder I.G. - Bull. Am. Phys. Soc., 1972, vol.17, p.441.
6. Андреев В.Н., Недопекин В.Г., Рогов В.И. - Я.Ф., 1973, т.18, вып.5, с.976.
7. Piasecki E., Wloski J. - Nucl. Phys., 1973, vol.A208, p.381; Nucl. Phys., 1973, vol.A212, p.628.
8. Андреев В.Н., Недопекин В.Г., Рогов В.И. - Я.Ф., 1977, т.25, вып.4, с.732.
9. Sarjan N., Sandulescu A., Pashkevich V.V. - Phys. Rev., 1975, vol.C11, p.782.
10. Sarjan N. - Journ. de Phys., 1976, vol.37, p.1279.
11. Piasecki E., Wloski J. - Acta Phys. Pol., 1974, vol.B5, p.247.
12. Адамов В.М., Драпчинский Л.В., Коваленко С.С., Петржак К.А., Плескачевский Л.А., Тютюгин И.И. - Изв. АН СССР, Сер. физич., 1973, т.XXXVII, № I, с.II8.
13. Адамс В.М., Драпчинский Л.В., Коваленко С.С., Петржак К.А., Тютюгин И.И. - Я.Ф., 1970, т.II, вып.5, с. 1001.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ, МАССОВЫЕ И УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$  ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ  
С ЭМИССИЕЙ ЯДЕР ЛИТИЯ И БЕРИЛЛИЯ

А.А.Воробьёв, В.Т.Грачёв, Ю.И.Гусев, Д.М.Селиверстов,  
Н.Н.Смирнов

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

В делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами измерены энергетические и угловые распределения ядер лития и бериллия в диапазоне углов вылета относительно направления движения лёгкого осколка  $60-120^\circ$ . Полученные массовые распределения осколков деления анализируются с целью определения механизма образования лёгких ядер в тройном делении.

In the thermal neutron induced fission of  $^{235}\text{U}$  energy and angular distributions of nuclei Li and Be have been measured in the range of the emission angles with respect to the direction of light fragments  $60-120^\circ$ . Obtained data are analyzed to determine of the production mechanism of light nuclei in ternary fission.

До недавнего времени изучение процесса деления ядер, сопровождающегося эмиссией заряженных частиц с  $Z > 2$ , ограничивалось измерением их интегральных энергетических распределений и выходов [1]. В то же время представляется интересным изучить процесс такого деления в деталях. Знание параметров энергетических, массовых и угловых распределений осколков и лёгких ядер, для образования которых требуется значительная энергия [2, 3], может оказаться существенным в выборе механизма передачи энергии от делящегося ядра к третьей частице. В работе представлены результаты измерений указанных параметров в случае деления  $^{235}\text{U}$  нейтронами с эмиссией изотопов Li и Be.

Эксперимент проводился на выведенном пучке нейтронов реактора ВВР-М с использованием светосильной установки, позволяющей регистрировать редкие случаи деления  $\sim 10^{-6}$  1/деление. Методика эксперимента и процедура измерений представлены в [4].

Наличие поглотителя на входе камеры, в которой находилась система идентификации лёгких ядер, обусловило энергетический порог при регистрации лёгких ядер — 13 МэВ для Li, 18 МэВ для Be. Средняя суммарная кинетическая энергия осколков деления определялась путём экстраполяции зависимости  $\bar{E}_F$  от энергии лёгкого ядра  $E_3$  до его среднего значения  $\bar{E}_3$ , известного из предыдущих измерений  $\langle I \rangle$  (рис.1). В дальнейшем  $\bar{E}_F$  будет обозначать такое экстраполированное значение средней кинетической энергии осколков. Основанием для подобного определения  $\bar{E}_F$  служат данные по делению с вылетом  $\alpha$ -частиц, которые также приведены на рис.1. Так как в спектре масс изотопов Be доминирует  $^{10}\text{Be}$  (90% от общего количества элемента)  $\langle I \rangle$ , то полученные данные можно отнести к этому изотопу. В случае лития имеется три изотопа с примерно одинаковыми выходами и незначительно различающейся средней энергией: от 11,3 до 15,1 МэВ. Поэтому для  $\bar{E}_F$  берётся значение, соответствующее  $\bar{E}_3 = 14$  МэВ.

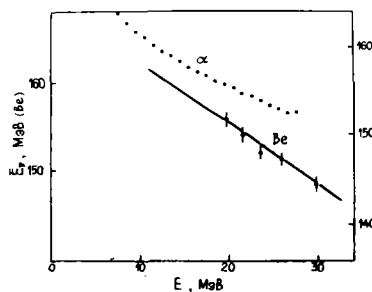


Рис.1. Зависимость средней энергии осколков деления от энергии лёгких ядер. Сплошная линия — линейная аппроксимация данных

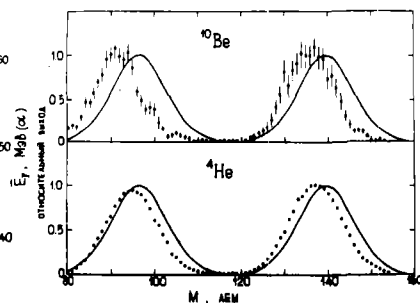


Рис.2. Массовые распределения осколков в делении с вылетом ядер  $^4\text{He}$  и  $^{10}\text{Be}$ . Сплошной линией показана аппроксимация массового распределения осколков двойного деления нормальным распределением с  $\sigma = 6,38$  АЕМ. Данные по тройному делению приведены без учёта эмиссии нейтронов

На рис.2 показаны массовые распределения осколков деления, совпадающих с  $^{10}\text{Be}$ . Там же приведены массовые распределения осколков в делении с эмиссией  $^4\text{He}$  и в двойном делении. В табл.

даны параметры энергетических, угловых и массовых распределений ядер лития, бериллия и осколков деления. Характерной чертой приведённых массовых распределений осколков является их равномерный сдвиг относительно массового спектра осколков двойного деления и уменьшение ширины распределения. Тот факт, что ширина углового распределения  $\alpha$ -частиц мало меняется при  $E_{\alpha} < \bar{E}_{\alpha} [4]$ , позволяет считать, что значения  $\delta(\theta_{3L})$  для всего энергетического спектра лёгких ядер тоже будут отличаться незначительно от значений, указанных в табл.

Параметры угловых, энергетических и массовых распределений ядер Li, Be и осколков деления  $^{236}\text{U}$

Лёгкое ядро	$\bar{E}_F$ , МэВ	$\bar{\theta}_{3L}$ , град	$\delta(\theta_{3L})$ , град	$d\bar{E}_F/dE_3$	$\frac{\bar{M}_M - \bar{M}_M^t}{\bar{AEM}}$	$\frac{\bar{M}_L - \bar{M}_L^t}{\bar{AEM}}$	$\delta(M)$
Li	154	$80,9 \pm 0,9$	$6,9 \pm 0,7$	$-0,6 \pm 0,12$	3,5	4,2	-
$^{10}\text{Be}$ эксперим.	$157 \pm 2$	$82,4 \pm 0,8$	$4,7 \pm 0,6$	$-0,7 \pm 0,1$	4,5	5,5	5,6
$^{10}\text{Be}$ расчёт	158	81	5,7	-0,78	5	5	-

Примечания :

1. Значение  $\delta(M)$  указано без учёта эмиссии нейтронов.
2. Полная обработанная статистика событий тройного деления составила в делении с эмиссией Li - 540 событий, Be - 1200 событий. Указанные ошибки являются только статистическими.

Из баланса энергии в двойном и тройном делениях можно определить среднюю энергию возбуждения осколков в тройном делении  $\bar{E}_e^t$ :

$$\bar{E}_e^t = \bar{E}_e^b + \Delta \bar{E}_F - \bar{E}_3 - \Delta Q,$$

где  $\bar{E}_e^b$  - средняя энергия возбуждения осколков двойного деления;

$\Delta \bar{E}_F$  - разность между средними значениями кинетических энергий осколков двойного и тройного делений;

$\Delta Q$  - разность между полными энерговыделениями в двух типах деления.

Процедура вычисления величины  $\Delta Q$  зависит от того, каким образом происходит образование трёх фрагментов в делении — одновременно или в две стадии, когда лёгкое ядро образуется только из одного из осколков. В делении с эмиссией  $^{10}\text{Be}$  в первом случае  $\Delta Q = 8 \text{ МэВ}$  [3], что на 4–5 МэВ меньше значения  $\Delta Q$ , определённого во втором предположении. Разность между обоими значениями  $\Delta Q$  лежит в пределах ошибок измерений, и в настоящее время на основе полученных данных, в том числе и массовых распределений осколков, нельзя сделать однозначный выбор между двумя механизмами образования лёгких ядер. В случае одностадийного механизма образования лёгких ядер из нуклонов обоих осколков для величины  $\bar{E}_e^t$  получаются следующие значения: в делении с эмиссией  $\text{Li}$   $\bar{E}_e^t = 10 \text{ МэВ}$ ,  $^{10}\text{Be}$  —  $\bar{E}_e^t = 11 \text{ МэВ}$ . При вычислении  $\bar{E}_e^t$  использовались значения  $\bar{E}_e^b = 24 \text{ МэВ}$ ,  $\bar{E}_f^b = 170,2 \text{ МэВ}$  [4],  $\bar{E}_3 = 17,7 \text{ МэВ}$  для  $^{10}\text{Be}$ .

Результаты настоящей работы не находят своего объяснения в рамках статистической модели деления [5], в которой тройное деление рассматривается как одна из разновидностей обычного деления, отличающаяся от последнего энергией возбуждения системы в момент разрыва ядра. Величина  $\bar{E}_f^t$  в случае деления с вылетом  $^{10}\text{Be}$ , согласно этой модели, должна быть больше соответствующей величины в делении с эмиссией  $^4\text{He}$ , чего на самом деле не наблюдается:  $\bar{E}_f^t(^{10}\text{Be}) = \bar{E}_f^t(^4\text{He})$ . Угловое распределение, которое не удаётся получить в расчёте для  $^4\text{He}$ , не нарушая другие условия [4], в случае деления с эмиссией  $^{10}\text{Be}$  должно бы быть значительно более узким, чем полученное в эксперименте. Выходы лёгких ядер, например  $^{10}\text{Be}$ , рассчитанные по статистической модели Фонга [5] с использованием полученных в настоящей работе данных по  $\bar{E}_e^t$ , даёт заниженные (до четырёх порядков) значения по сравнению с измеренными [1].

Калперном была предложена модель [2], качественно объясняющая образование лёгких ядер в делении в результате быстрого коллапса после разрыва ядра деформированных осколков. По этой модели следовало бы ожидать существенного уменьшения энергии возбуждения осколков при переходе от деления с эмиссией  $\alpha$ -частиц к делению с эмиссией  $^{10}\text{Be}$ . Причина этого заключается в увеличении примерно на 20 МэВ энергии, необходимой для образования  $^{10}\text{Be}$  по сравнению с  $^4\text{He}$ . Эксперимент же даёт:  $\Delta \bar{E}_e = 5,5 \text{ МэВ}$  для  $^4\text{He}$  [6, 7] и 13 МэВ для  $^{10}\text{Be}$ . Измеренные значения  $\bar{E}_f^t$ ,  $\Delta \bar{E}_f$



для лёгких ядер с  $Z_2 > 2$  можно объяснить в рамках этой модели, предполагая в таких случаях более вытянутые конфигурации делящегося ядра, чем в делении с эмиссией  $\alpha$ -частиц. Но тогда это должно было бы привести к более широким угловым распределениям лёгких ядер, чем полученным в настоящей работе.

Нами была выдвинута гипотеза [1], согласно которой лёгкие ядра рождаются одновременно с осколками, имеющими значительную кинетическую энергию (30-40 МэВ), часть которой затрачивается на "рождение" частиц. Траекторный расчёт [3], основанный на этом предположении, даёт удовлетворительное согласие со всей совокупностью экспериментальных данных как в случае деления с эмиссией  $\alpha$ -частиц, так и ядер  $^{10}\text{Be}$ . Это видно из табл., где дано сравнение экспериментальных и вычисленных значений параметров тройного деления  $^{236}\text{U}$ .

#### Список литературы

1. A.A.Vorobyov et al. - *Phys.Lett.*, 1972, v.40B, p.102.
2. I.Halpern. *Ann.Rev.Nucl.Sci.*, 1971, v.21, p.245.
3. Н.Н.Смирнов. - Препринт ЛИАФ № 312, 1977.
4. В.Т.Грачёв и др. - Препринт ЛИАФ № 523, 1979.
5. P.Fong. - *Phys.Rev.*, 1971, v.3C, p.2025.
6. В.Ф.Апалин и др. - *Атомная энергия*, 1959, т.7, с.375.
7. G.K.Mehta et al. - *Phys.Rev.*, 1973, v.7C, p.373.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ РАЗРЫВА ДЕЛЯЩЕГОСЯ ЯДРА  
НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
 $\alpha$ -ЧАСТИЦ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ДЕЛЕНИИ  $^{235}\text{U}$   
ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, Ю.И.Гусев,  
Д.М.Селиверстов, Н.Н.Смирнов

(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова)

В делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами измерены энергетические распределения  $\alpha$ -частиц и осколков в диапазоне углов вылета  $\alpha$ -частиц относительно направления движения лёгкого осколка  $60-120^\circ$ . Полученные данные анализируются с целью получения информации о кинематических условиях в момент разрыва делящегося ядра.

In the thermal neutron induced fission of  $^{235}\text{U}$  the energy distributions of  $\alpha$ -particles and heavy fragments have been measured in the range of the emission angles of  $\alpha$ -particles with respect to the light fragment direction of  $60-120^\circ$ . Experimental results are discussed to obtain an information about the dynamical conditions at the scission moment.

Прогресс в использовании данных по тройному делению ядер для определения кинематических и пространственных условий в момент разрыва делящегося ядра связан как с получением детальной экспериментальной информации по широкому кругу дифференциальных зависимостей, характеризующих этот процесс, так и с совершенствованием траекторных расчётов. С этой целью было проведено исследование тройного деления  $^{235}\text{U}$  нейтронами, в котором измерялись энергии и массы осколков деления, идентифицировались лёгкие ядра, измерялись их энергия и угол вылета по отношению к направлению движения лёгкого осколка -  $\theta_{\alpha L}$ . Детали эксперимента, процедура обработки данных и полученные результаты приведены в [1]. Набрано и обработано  $5 \cdot 10^5$  событий,

отвечающих делению с вылетом  $\alpha$ -частиц. Это позволило провести детальное изучение энергетических и угловых распределений  $\alpha$ -частиц и установить их связь с параметрами энергетических и массовых распределений осколков деления.

Характерной чертой зависимости формы энергетических спектров  $\alpha$ -частиц от угла  $\theta_{\alpha L}$  является обогащение низкоэнергетичной части спектров при углах  $\theta_{\alpha L}$ , меньших  $70^\circ$  и больших  $100^\circ$ . В то же время  $\alpha$ -спектры, полученные при углах, близких к наиболее вероятному ( $\bar{\theta}_{\alpha L} = 82^\circ$ ), хорошо аппроксимируются нормальными распределениями (рис.1).

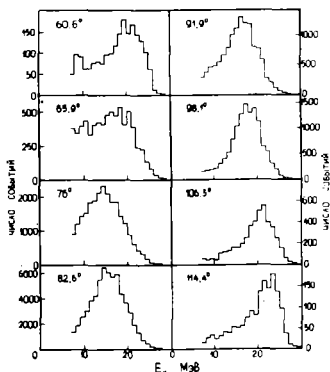


Рис.1. Спектры  $\alpha$ -частиц, полученные при различных значениях  $\theta_{\alpha L}$

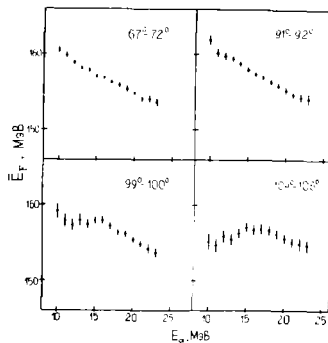


Рис.2. Зависимость  $\bar{E}_r$  от  $E_{\alpha}$  для ряда значений  $\theta_{\alpha L}$

Для объяснения этого эффекта была предложена гипотеза [1], согласно которой часть  $\alpha$ -частиц рассеивается на значительный угол (больше  $90^\circ$ ) на движущемся осколке. При этом рассеяние на тяжёлом осколке ( $\theta_{\alpha L} \approx 60^\circ$ ) должно проявляться сильнее, а спектр рассеянных частиц должен быть более жёстким, чем при рассеянии на лёгком осколке ( $\theta_{\alpha L} \approx 105^\circ$ ) из-за большей скорости движения и меньшего заряда последнего. Анализ зависимости формы  $\alpha$ -спектров, полученных при различных  $\theta_{\alpha L}$ , от массового отношения осколков деления  $R$  подтверждает сделанное предположение. На этой основе можно объяснить и зависимость средней суммарной кинетической энергии  $\bar{E}_r$  и величины  $\bar{b}_r$  осколков от энергии  $\alpha$ -частиц при различных  $\theta_{\alpha L}$ . На рис.2 приведён ряд зависимостей  $\bar{E}_r$  от  $E_{\alpha}$ , полученных с угловым захватом  $\pm 7^\circ$ , ко-

торые, как правило, аппроксимируются прямыми с коэффициентом наклона  $\beta = d\bar{E}_F/dE_\alpha$ . Видно, что для углов, далёких от наиболее вероятного, величина  $\beta$  заметно отличается от своего среднего значения  $\beta = -0,53$  ( $-0,4$  при  $\theta_{\alpha L} = 61^\circ$  и  $-0,15$  при  $\theta_{\alpha L} = 105^\circ$  в области  $E_\alpha > 10$  МэВ). Качественно этот эффект можно понять с помощью рис.3, где показан вклад рассеянных  $\alpha$ -частиц в энергетический спектр и вызванное этим изменение зависимости  $\bar{E}_F$  от  $E_\alpha$  для углов  $\theta_{\alpha L} = 61^\circ$  и  $105^\circ$ .

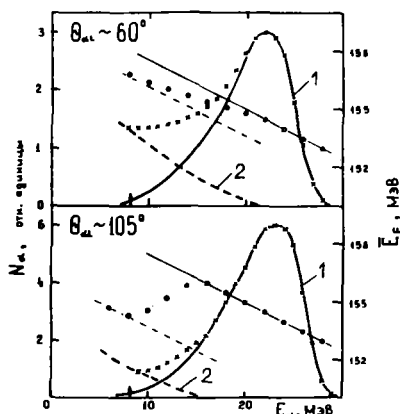


Рис.3. Вклад рассеянных  $\alpha$ -частиц в энергетический спектр и их влияние на зависимость  $\bar{E}_F$  от  $E_\alpha$ :  
1 и 2 - компоненты  $\alpha$ -спектра;  $\times$  - суммарный спектр.  
Сплошной и пунктирной линиями показаны зависимости  $\bar{E}_F$  от  $E_\alpha$  для двух компонент спектра.  
o - суммарная зависимость.  
Стрелками указаны пороги регистрации  $\alpha$ -частиц.

При этом предполагается, что спектр рассеянных  $\alpha$ -частиц нарастает к малым энергиям. Поскольку в эксперименте регистрируются рассеянные  $\alpha$ -частицы в основном с большими значениями  $E_\alpha^0$ , то на основании траекторных расчётов [2,3] им должны соответствовать осколки с малой величиной суммарной кинетической энергии. Величина  $\beta$  принимается равной среднему значению. Из такого рассмотрения следует, что для углов  $\theta_{\alpha L} > 100^\circ$  при  $E_\alpha < 13$  МэВ должно происходить и уширение спектра кинетической энергии осколков. Данные, приведённые на рис.4, качественно подтверждают этот вывод.

Предложенный механизм рассеяния  $\alpha$ -частиц на осколках, которые имеют в момент, близкий к разрыву, уже значительную скорость, может оказать существенное влияние на выбор кинематических и пространственных условий в момент разрыва делящегося ядра, т.к. на рассмотренные выше зависимости влияет соотношение скоростей  $\alpha$ -частицы и осколка.

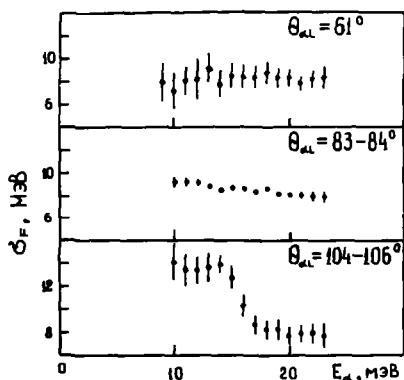


Рис.4. Зависимость  $\phi_F$  от  $E_\alpha$  при фиксированных значениях  $\theta_{\text{дел}}$

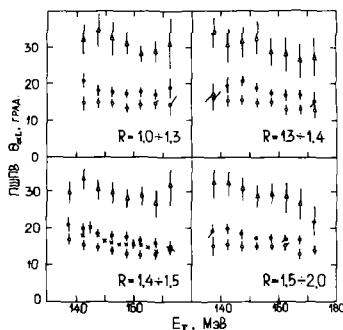


Рис.5. Зависимость ширины углового распределения  $\alpha$ -частиц от  $E_F$  в различных диапазонах  $R$  и  $E_\alpha$ .  
 o -  $E_\alpha = 8+14,5$  МэВ,  
 ● -  $E_\alpha = 14,5+18,5$  МэВ,  
 Δ -  $E_\alpha = 18,5+24$  МэВ,  
 x - данные /4/

Несомненный интерес с точки зрения определения условий, при которых происходит разрыв ядра, представляют зависимости ширины углового распределения  $\alpha$ -частиц от энергии осколков деления (рис.5). Для объяснения сужения углового распределения  $\alpha$ -частиц с ростом  $E_F$  при фиксированных значениях  $R$  и  $E_\alpha$  авторы [4] предположили, что распределение кинетической энергии осколков определяется только распределением в момент разрыва ядра расстояния между центрами осколков  $\mathcal{D}$  при постоянном значении  $E_F^0$ . В этом случае большим значениям  $E_F$  соответствует более компактная конфигурация осколков и лучшая фокусировка  $\alpha$ -частиц.

Можно предположить и другое объяснение этому эффекту, основанное на полученной в [5] зависимости между  $E_F^0$  и  $\mathcal{D}$ , характеризующейся величиной  $dE_F^0/d\mathcal{D} = -4,4$  МэВ/ферми. При этом предполагается, что параметр  $\mu$ , определяющий величину двухчастичной вязкости, имеет некоторое распределение в интервале 0-0,06 террапуаз. Оба предположения были проверены с помощью упрощённого траекторного расчёта. В первом случае при трёх значениях  $E_F^0 = 1, 13$  и  $25$  МэВ,  $R = 1,45$ ,  $E_\alpha = 15+18$  МэВ получены диапазоны изменения  $\mathcal{D}$  17-23, 18-25, 19,5-27,5 ферми,

соответствующие интервалу  $E_F = 135 \pm 180$  МэВ, в котором наблюдается сужение углового спектра  $\alpha$ -частиц. Интерес представляет величина  $\eta = d(\Delta\chi_0)/d\mathcal{D}$ , где  $\Delta\chi_0$  - интервал изменения точки вылета  $\alpha$ -частицы на оси осколков, определяющий ПШТВ  $\Theta_{\alpha L}$ . Для данных [4] при  $E_F^0 = 13$  МэВ  $\eta = 0,2$ . То есть при значительном изменении  $\mathcal{D}$  ( $\pm 3,5$  ферми от среднего значения) изменение  $\Delta\chi_0$  составляет только 20%. Результаты расчёта, использующего второе предположение, приведены в табл.

Результаты траекторного расчёта, использующего коррелированное изменение  $E_F^0$  и  $\mathcal{D}$  для  $\bar{E}_F^0 = 25$  МэВ,  
 $R = 1,45$ ,  $E_{\alpha} = 15 \pm 17$  МэВ

$\mathcal{D}$ , ферми	$E_F^0$ , МэВ	$E_F$ , МэВ	ПШТВ $\Theta_{\alpha L}$ , град.	$\Delta\chi_0$ , ферми
21,5	33,8	176,2	14,1	3,15
22,0	31,6	170,2	15,2	3,55
22,5	29,4	164,8	16,3	3,8
23,0	27,2	159,5	17,2	4,0
23,5	25,0	154,3	18,1	4,25
24,0	22,8	149,1	19,0	4,6
24,5	20,6	144,1	20,0	4,85
25,0	18,4	139,2	20,8	5,2
25,5	16,2	134,3	21,7	5,5

Видно, что в этом случае изменение  $\mathcal{D}$  значительно меньше ( $\pm 2$  ферми), а  $\eta = 0,56$ . На наш взгляд, вариации условий разрыва, определяющие отмеченные закономерности углового распределения  $\alpha$ -частиц и определённые в результате проведённого расчёта, более реалистичны в предположении коррелированного изменения  $E_F^0$  и  $\mathcal{D}$ , чем в случае изменения только  $\mathcal{D}$ .

#### Список литературы

1. В.Т.Грачёв и др. - Препринт ЛЯФ, 1979, № 523.
2. Y.Bonch, Z.Fraenkel, I.Nebenzahl. - Phys.Rev., 1967, v.156, p.1305.
3. Н.Н.Смирнов. - Препринт ЛЯФ, 1977, № 312.
4. C.Guet et al. - Nucl.Phys., 1979, v.314A, p.1.
5. K.Davies, A.Sierk, J.Nix. - Phys.Rev., 1976, v.13C, p.2385.

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$  НЕЙТРОНАМИ  
С ЭНЕРГИЕЙ 2,6 МэВ и 8,2 МэВ

Р.Арльт, В.Вагнер, В.Гримм, М.Йош, Г.Музиоль, Х.-Г.Ортлепп  
Г.Пауш, Р.Тайхнер

(Технический университет, Дрезден, ГДР)

И.Д.Алхазов, Е.А.Ганза, Л.В.Драпчинский, В.Н.Душин,  
С.С.Коваленко, О.И.Косточкин, К.А.Петржак, А.В.Фомичев,  
В.И.Шпаков

(Радиовый ин-т им. В.Г.Хлопина)

Описываются абсолютные измерения сечений деления  $^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией 2,6 МэВ и 8,2 МэВ. Приводятся полученные результаты, а также вводимые поправки и составляющие погрешностей измерений.

The absolute fission cross-section measurements of  $^{235}\text{U}$  for both 2.6 and 8.2-MeV neutrons are described. The measurement results as well as the error components and the corrections applied are given.

Сечение деления  $^{235}\text{U}$  является международным стандартом и широко используется в качестве опорной величины. Однако точность его до сих пор является неудовлетворительной. Одним из путей повышения точности стандарта являются абсолютные измерения при фиксированных энергиях нейтронов [1]. Такие измерения проводились при энергии нейтронов 14,5 МэВ [2,3] и позволили повысить достоверность оцененной величины сечения. В настоящей работе методом коррелированных по времени сопутствующих частиц проводились измерения стандарта при энергиях нейтронов 2,6 и 8,2 МэВ.

Принцип метода заключается в следующем. Источником нейтронов служит ускоритель, работающий по реакции  $D(d,n)^3\text{He}$ . Детектор сопутствующих частиц регистрирует гелионы в некотором конусе, определяемом входной диафрагмой, и дает временную отметку для соответствующих гелионам нейтронов, также вылетающих в некотором конусе. В этом конусе устанавливается мишень делящегося вещества, а сам конус выделяется путем совпадений делений с гелионами. При условии, что основание нейтронного конуса полностью укладывается внутри мишени, сечение деления определяется выражением  $\sigma_f = N_c / (N_{\text{He}} N_x)$ , где  $N_c$  - число совпадений деление - сопутствующая частица;  $N_{\text{He}}$  - число гелионов;  $N_x$  - число ядер  $^{235}\text{U}$  на 1 см<sup>2</sup> мишени. Этот метод использовал-

ся при измерениях на нейтронах с энергией 14,7 МэВ и подробно описан ранее [3].

В данной работе основные черты экспериментальной методики, за исключением канала сопутствующих частиц, не изменились. Эффекты рассеяния нейтронов в конусе рассчитывались путем решения методом Монте-Карло обратной задачи переноса нейтронов [4]. Для определения эффективности регистрации делений рассчитывалось поглощение осколков в слое как функция энергии нейтронов, толщины слоя и анизотропии продуктов деления [5].

Измерения проводились на нейтронном генераторе Технического университета, Дрезден, ГДР (2,6 МэВ), и на тапдем-генераторе Центрального института ядерных исследований, Россендорф, ГДР (8,2 МэВ). Мишени  $^{235}\text{U}$  изготавливались методом высокочастотного распыления и калибровались в Радиовом институте им. В.Г. Хлюпина, СССР. Неоднородность их активного слоя не превышала 1%. Мишени изготавливались из изотопа масс-сепараторной очистки с содержанием примесей других нуклидов не более 0,01%.

Энергия нейтронов для случая 8,2 МэВ определялась расчетным путем, а для случая 2,6 МэВ измерялась методом времени пролета. Профиль нейтронного конуса и его временная стабильность определялись с помощью сцинтиллятора диаметром 2 мм, используя схему  $(\alpha, \gamma)$ -разделения.

В эксперименте деления регистрировались импульсными токовыми ионизационными камерами, содержащими 2 (2,6 МэВ) и 5 (8,2 МэВ) урановых мишеней. Основная трудность в работе была связана с регистрацией гелионов на большом фоне рассеянных дейтонов и низкой (700 кэВ) энергией гелионов при измерениях на нейтронах с энергией 2,6 МэВ.

В последнем случае для регистрации гелионов использовался поверхностно-барьерный детектор с глубиной зоны 100 мкм. Рассеянные дейтоны отсекались алюминиевым фильтром толщиной 230 мкг/см<sup>2</sup>. Амплитудный спектр в канале сопутствующих частиц представлен на рис. 1. Фон в пике гелионов от  $^1\text{H}$  и  $^3\text{H}$ , возникающих по реакции  $D(d, p)^3\text{H}$ , определялся линейной экстраполяцией и составлял величину порядка 3%. Фон от рассеянных дейтонов определялся измерением спектра без дейтериевой мишени и при условии хорошего отделения пика гелионов не превышал 1%. Отделение пика гелионов от шумов и дейтонов существенно зависело от качества алюминиевого фильтра.



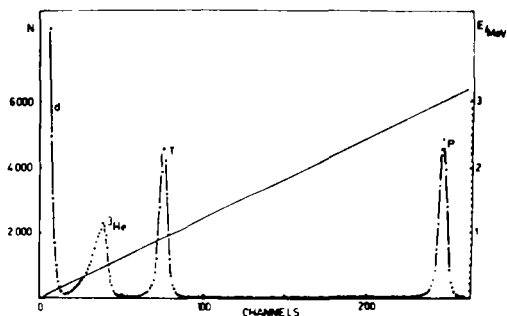


Рис. 1. Амплитудный спектр в канале сопутствующих частиц при измерениях на нейтронах с энергией 2,6 МэВ

При измерениях на нейтронах с энергией 8,2 МэВ для регистрации гелионов использовался модифицированный метод, предложенный Шустером [6] и Барглом [7]. Для уменьшения фона рассеянных дейтронов в качестве дейтериевой мишени использовалась тонкая фольга из дейтерированного полиэтилена. При этом по реакции дейтронов на углероде возникает ряд линий  $\alpha$ -частиц с энергиями, близкими к энергиям гелионов. Для выделения гелионов на

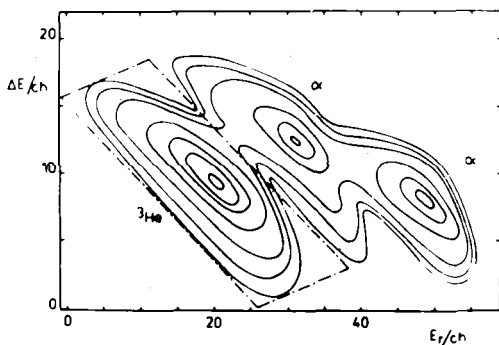


Рис. 2. Двумерный спектр сопутствующих частиц при измерениях на нейтронах с энергией 8,2 МэВ; пунктирной линией показано  $\Delta E - E_1$  окно

фоне  $\alpha$ -частиц использовался  $\Delta E - E_{\text{л}}$ -телескоп, состоящий из 2 тонких (15 мкм и 40 мкм), полностью обедненных кремниевых детекторов. Фон от  $\alpha$ -частиц в  $\Delta E - E_{\text{л}}$ -окне, определявшийся путем замены мишени из дейтерированного полиэтилена угольной фольгой, не превышал 2 - 3%. Анализ  $\Delta E - E_{\text{л}}$ -спектров производился с помощью быстродействующего двухканального анализатора с временем анализа 200 нс [8]. Контурная диаграмма двумерного спектра в канале сопутствующих частиц приведена на рис. 2.

Основные характеристики эксперимента представлены в табл. I

Таблица I

Основные характеристики эксперимента

	2,6 МэВ	8,2 МэВ
Толщина дейтериевой мишени	0,3-0,6 мг/см <sup>2</sup>	0,6-1,0 мг/см <sup>2</sup>
Толщина ее подложки	0,5 мм (медь)	-
Энергия дейтонов	120 кэВ	9 МэВ
Ток пучка	400 мкА	400-600 нА
Энергия нейтронов	2,59±0,06 МэВ	8,2±0,1 МэВ
Угол соп. ч-ц относительно пучка	90°	42°
Угол иониз. камеры относ. пучка	77°	55,5°
Разрешающее время схем совпадений	2 - 3 нс	2 нс

Результаты предварительных измерений сечений деления <sup>235</sup>U докладывались на Международной конференции по ядерным сечениям для технологии, Ноксвилл, США, 1979 г. В данной работе представлены результаты окончательных измерений. Полученные величины приводятся в табл. 2 в сравнении с оцененными данными библиотеки ENDF/B-IV и работы Коньшина и др. [9].

Таблица 2

Результаты измерения в сравнении с оцененными данными

Энергия нейтронов	Сечение деления <sup>235</sup> U (в барнах)		
	Результаты измерений	ENDF/B-IV	Оценка по работе [9]
2,6 МэВ	1,215 ± 0,024	1,268	1,237
8,2 МэВ	1,741 ± 0,057	1,777	1,825

Величины поправок и составляющие погрешностей измерений представлены в табл. 3.

Таблица 3

Поправки и составляющие погрешностей измерений

	Поправка (в %)		Погрешность (в %)	
	2,6МэВ	8,2МэВ	2,6МэВ	8,2МэВ
Число ядер на I см <sup>2</sup> мишени	-	-	0,7 - 1,0	
Неоднородность слоя мишени	-	-	0,8 - 1,2	
Поглощение осколков в мишени	+2,0	+2,2	0,2	0,2
Экстрапол. к нулевой энергии	+2,8	+3,0	1,2	1,4
Фон в канале гелионов	+4,0	+2,1	0,5	0,5
Рассеяние нейтронов в конусе	+1,2	+1,2	0,3	0,3
Расширение конуса нейтронов	-	-	0,2	0,5
Статистика совпадений	-	-	0,5	2,5
Случайные совпадения	-2,0	-7,0	0,2	0,5

#### Список литературы

1. Rev. of Standard Reference Data and Important Cross Sections Discrepancies ANL/ND - 77 - 1; INDC - 24/6. Argonne Nat. Lab., 1979, p. 33.
2. Sance M., Grenier G. - Nucl. Sci. and Engng, 1978, vol. 68, p. 197.
3. Алхазов И.Д. и др. - Атомная энергия, 1979, т. 47, с. 417.
4. Dushin V.N.-In: Proc. of VIII Internat. Symp. on Interact. of Fast Neutr. with Nuclei, Gaussig, GDR, 1978. ZfK - 382, p. 153.
5. Арльт Р. и др. Препринт Технического университета Дрезден 05 - 5 - 79, Дрезден, 1979.
6. Shuster D.G.-Nucl. Instr. and Meth., 1969, vol. 76, p. 35.
7. Bartle C.M. e. a. - Nucl. Instr. and Meth., 1977, vol. 144, p. 437.
8. Arlt R. e. a. - Report ZfK - 350. Dresden, GDR, 1978, p. 209.
9. Коньшин В.А. и др. - Вопросы атомной науки и техники. Серия : Ядерные константы, 1979, вып. 3 (34), с. 3.

С е к ц и я У\*

ПОТРЕБНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ И ИХ  
ОЦЕНКА

Председатель Л.Н. Усачев  
Ученый секретарь Ж.И. Писанко

ОЦЕНКА СОВРЕМЕННЫХ ДАННЫХ ПО НЕУПРУГОМУ РАССЕЯНИЮ  $^{238}\text{U}$  ПУТЕМ  
ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ВО ВСТАВНОЙ РЕШЕТКЕ ИЗ ПРИРОДНОГО  
УРАНА SEG-II

Д. Альберт, Б. Бемер, К. Фэрманн, Э. Франке, В. Ханзен  
(Академия наук ГДР,  
Центральный институт ядерных исследований, Россендорф)

Результаты измерений спектра нейтронов и центральных значений реактивности материальных образцов и источников нейтронов, проведенных во вставной решетке из природного урана SEG-II в Россендорфском кольцевом реакторе /RRR/ сравниваются с результатами 26-групповых диффузионных расчетов. Расчеты базировались на библиотеке подгрупповых констант АБЕН-72, причем для неупругого рассеяния  $^{238}\text{U}$  были использованы более новые значения, полученные Кривцовым и Гаргом. Из сравнения видно, что спектр нейтронов в низкоэнергетической части /<50 кэВ/ и сопряженный спектр лучше описываются новыми матрицами рассеяния.

The results of measuring the neutron spectrum and the central values for the material sample reactivity and the neutron sources performed in the SEG - II detachable natural uranium lattice in the Rossendorf annular reactor /RRR/ are compared with the results of the 26-group diffusion calculations.

These calculations have been based on the ABEN-72 subgroup constant file, there with, for the U-238 inelastic scattering the more recent values obtained by Krivtsov and Garg have been used. It is evident from the comparison that the neutron spectrum in a low-energy part (50KeV) help of the new scattering matrices.

\* Начало. Продолжение см. в ч. 4.

Качество расчетов реактора определяется расчетными методами и нейтронно-физическими материальными константами. К еще не хорошо известным материальным константам причисляются параметры неупругого рассеяния  $^{238}\text{U}$  /1/. Чтобы внести вклад в оценку констант, в Россендорфский кольцевой реактор /RRR/ /2/, который с 1972 г. работает как быстротепловая связанная система /3/, была загружена вставная решетка /SEG-II/ из природного урана. Проведенные в 1975/1976 гг. интегральные эксперименты включают определение спектра нейтронов в диапазоне энергии от 2 кэВ до 1,4 МэВ с помощью спектрометра протонов отдачи /с пропорциональным счетчиком/ /4/ и измерение центральных значений реактивности выбранных материальных образцов и источников нейтронов с помощью метода реакторного осциллятора /5,6/. Экспериментальные результаты сравнивались с результатами различных многогрупповых расчетных методов на основе опробованной системы подгрупповых констант АББН-72/7/, причем выяснилось, что одномерные диффузионные расчеты дают достаточно хорошие результаты определения центральных спектров и не требуется проводить более обширные двумерные диффузионные расчеты или расчеты по методу Монте-Карло. Собственная цель исследований могла быть выполнена только сейчас, когда Кривцовым /8/ и Гаргом /9/ были приведены новые матрицы неупругого рассеяния для  $^{238}\text{U}$ .

В данной работе экспериментальные результаты, которые были уточнены в некоторых случаях, сравнивались с результатами одномерных 26-групповых диффузионных расчетов при использовании системы констант АББН-72 и различных матриц рассеяния и приводятся заключения в смысле оценки констант.

#### Матрицы неупругого рассеяния $^{238}\text{U}$ и сравнение данных

Данные для трех использованных матриц неупругого рассеяния собраны в табл. I. В первом столбце стоит групповой индекс и во втором столбце сечения неупругого рассеяния  $b_{i,i} = \sum_j b_{i,i,j}$ . По порядку строк стоят старая матрица системы групповых данных АББН- $f$  /64/ /10/, которая была использована во многих других системах констант, матрица, которая была предложена Кривцовым и Поповым на четвертой Всесоюзной конференции по нейтронной физике в 1977 г. в Киеве и выведенная Гаргом /в 1976 г./ из библиотеки констант *ENDF*-В/III матрица для формата АББН.

Таблица I

Матрицы неупругого рассеяния для  $^{238}\text{U}$  (в таблице не учитываются сечения типа  $(n,2n)$  в значениях  $\sigma_{n,1}$ )

i	$\sigma_{in}$	$\sigma_{in, i \rightarrow j}$													
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10				
1	2.59														
	1.45	.01	.04	.12	.41	.75	.75	.43	.16	.05	.02				
	3.16		.04	.12	.30	.39	.39	.22	.10	.05	.03				
2	2.51														
	2.20		.03	.10	.40	.70	.73	.38	.13	.04	.01				
	2.56		.04	.17	.33	.44	.65	.35	.16	.09	.04				
3	2.50														
	2.21			.05	.26	.46	.64	.47	.20	.05	.02				
	2.01			.05	.35	.47	.66	.49	.17	.09	.03				
4	2.23														
	2.51				.14	.54	.82	.45	.19	.07	.01				
	2.56				.39	.68	.68	.37	.19	.04	.02				
5	2.15														
	2.29					1.15	.49	.34	.13	.03	.01				
	2.47					1.95	.52	.78	.24	.07	.02				
6	1.65														
	1.96						1.31	.31	0	.02	.01				
	1.75						1.50	.37	.05	.05	.01				
7	1.05														
	1.31							1.74	.29	.02					
	1.25							1.16	.40	.04	.01				
8	0.55									.32	.23				
	1.13									.68	.49	.01			
	2.73									.43	.35	.01			
9	0.49											.07	.09	.03	
	0.56											.23	.30	.05	
	0.21											.05	.12	.04	

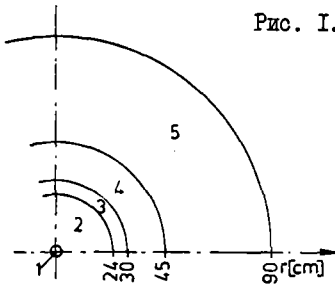


Рис. I. Вертикальный разрез связанной системы:

- 1-центральный экспериментальный канал ( $\varnothing = 4,5$  см);
- 2-вставная решетка из природного урана;
- 3-конвертер из природного урана;
- 4-тепловая побуждающая зона;
- 5-графитовый отражатель

Чтобы изменения, вытекающие из применения новых матриц, лучше были видны, в табл. 2 приводятся вероятности перехода и отношения сечений неупругого рассеяния. Значения расположены по столбцам для трех матриц. В то время когда разницы в вероятности перехода малы для большинства групп, наблюдаются большие отклонения относительно сечений неупругого рассеяния. Это особенно имеет место для матрицы Кривцова, для которой сечения систематически занижены в верхних группах энергии и сильно завышены в нижних группах.

(Значения в скобках базируются на значении сечения  $\sigma_{g,10} = 0,03$ , которое было приведено в /8/. Так как эти значения противоречат остальным, нужно было заключить, что имеет место опечатка /место запятой/. Расчеты спектра с этим сечением также вели к сильному возрастанию потока в группе 9.)

### Основы расчетов

Для расчета центральных спектров нейтронов быстротепловой связанной системы /SEG + RRR/ как цилиндрической многозонной конфигурации /рис. I/ были проведены одномерные 26-групповые диффузионные расчеты с помощью программы MCO /I4/. При этом конечная высота конфигурации  $H_{эфф} \approx 70$  см/ учитывалась дополнительным поглощающим членом  $D_i B_2^2 / D_i$  - групповой коэффициент диффузии,  $B_2^2$  - аксиальный лапласиан/. Описание пустого центрального канала проводилось специальной процедурой /D/K/A/, которая для этого канала, как для реакторной зоны, рассчитывает эффективные коэффициенты диффузии, которые определяются главным образом окрестностью /вставная решетка из природного урана/. (Изолированное описание центрального канала как воздушной зоны дает из-за малых значений ядерной плотности слишком большие коэффициенты диффузии и тем самым слишком большое поглощение. Это особенно имеет место для более высоких значений энергии, так что в конечном счете рассчитываются сильно искаженные спектры.)

Расчеты проводились с использованием системы подгрупповых констант АББН-72, которая работает подгрупповыми параметрами для учета резонансных эффектов. Для использования новых матриц неупругого рассеяния исследовались различные варианты. С одной стороны, удержались постоянными полные сечения  $\sigma_{E,i}$  при варьирующих значениях сечений упругого рассеяния  $\sigma_{e,i}$  и, с другой стороны, удержались постоянными значения  $\sigma_{u,i}$ . Разницами в рассчитанных групповых потоках  $\phi_i$  можно было пренебречь /< 2%/.

Таблица 2

Сравнение неупругих сечений и вероятностей перехода (в %) для матриц неупругого рассеяния

$i$	$\frac{\sigma_{in}^{K_{in}}}{\sigma_{in}^{ABN}}$	$\frac{\sigma_{in}^{S_{in}}}{\sigma_{in}^{ABN}}$	$\sigma_{in, i-i} / \sigma_{in}$			$\sigma_{in, i-i+1} / \sigma_{in}$			$\sigma_{in, i-i+2} / \sigma_{in}$			$\sigma_{in, i-i+3} / \sigma_{in}$		
1	0.64	1.22	0	1	0	0	2	0	4	7	2	16	18	12
2	0.88	1.03	1	1	0	4	3	3	16	15	18	28	21	29
3	0.85	1.02	2	1	2	11	16	12	25	21	27	32	30	33
4	1.12	1.26	6	16	10	26	27	22	33	35	43	20	15	19
5	1.07	1.15	53	42	42	23	23	23	16	21	21	6	10	11
6	1.20	1.07	79	76	79	19	19	19	0	3	1	1	3	1
7	1.53	1.19	70	72	70	28	25	29	2	2	2	-	1	0
8	2.15	1.44	58	58	55	42	42	44	-	0	1	-	-	-
9	3.05 (1.63)	1.11	37	40	24 (74)	47	52	57 (10)	16	8	19 (15)	-	-	-



Для сравнения с результатами измерения реактивности требовалось также решить сопряженную проблему /программа MCO-AD /, которая дает сопряженный спектр нейтронов /функция ценности/. В расчетах по теории возмущения эффектов реактивности материальных образцов сопряженный спектр используется дополнительно к спектру нейтронов как весовая функция /билинейный вес/. Он может быть прямо связан с эффектами псевдореактивности источников нейтронов.

### Сравнение результатов расчетов с результатами измерения

Сравнение проводится для исследований по спектру нейтронов и для определения эффектов реактивности источников нейтронов и материальных образцов.

#### 1. Спектры нейтронов

Расчитанные спектры нейтронов сравниваются с измеренными в табл. 3, причем расчитанные групповые потоки  $\phi_i$  были нормированы на измеренный полный поток в диапазоне энергии от 2,15 кэВ до 1,4 МэВ. Отношения  $C/E$  показывают, что различия между расчитанными и экспериментальными значениями уменьшаются при использовании новых матриц. Сумма квадратов отклонений  $Q = \sum (C/E - 1)^2$  для этих случаев заметно меньше. Это устраивает мнение о том, что расчитанные потоки в нижних группах энергии слишком малы. Но в случае матрицы Кривцова поток в группе 10 /  $\sigma_{10, 9 \rightarrow 10} = 0,36$  / переоценивается. Но, с другой стороны, со значением  $\sigma_{10, 9 \rightarrow 10} = 0,036$  было получено еще большее значение потока в группе 9.

#### 2. Источники нейтронов

Связь сопряженного спектра нейтронов  $\phi_i^*$  с измеренным эффектом псевдореактивности  $\beta^*$  источника нейтронов задается по теории возмущения в групповой записи выражением

$$\frac{\beta^*(L)}{Q} \sim \frac{1}{L} \sum_i q_i \phi_i^*$$

причем  $Q$  - интенсивность источника нейтронов;  $q_i$  - спектр источника и  $L$  - мощность реактора. Путем измерений с различными источниками /индекс  $j$ / измеренные значения  $\xi_j^+(L)/Q_j$  могут быть относительно сравнены с расчетными значениями  $\sum \phi_i^+ q_{ij}$ . Детали метода и источники описаны в работе /II/. Для последующего анализа использовался новый спектр для  $^{56}\text{Be}$  источника /  $q_1 = 0.048$ ,  $q_2 = 0$ ,  $q_3 = 0$ ,  $q_{10} = 0.521$ ,  $q_{11} = 0.315$ ,  $q_{12} = 0.109$ ,  $q_{13} = 0.007$  /, который определялся спектрометром протонов отдачи на основе пропорционального счетчика /I2/.

Табл. 4 содержит средние энергии излученных источниками нейтронов, измеренные значения и отношения  $C/E$  /нормированные на источник  $^{56}\text{Be}$  /. Полученные значения для этих отношений показывают, что совпадение результатов улучшается при использовании матрицы Кривцова. В случае старой матрицы спад функции ценности получается слишком малым в верхнем диапазоне энергии /3  $\rightarrow$  1 МэВ/ и слишком большим в диапазоне энергии от 1 МэВ до 20 кэВ. В случае матрицы Гарга спад в верхнем диапазоне энергии также получается слишком малым. Для матрицы Кривцова недооценивается спад в диапазоне энергии от 1 МэВ до 20 кэВ.

### 3. Материальные образцы

Здесь сравниваются относительные /нормировка на образец из обогащенного карбида бора/ значения реактивности  $\rho$  очень маленьких материальных образцов с расчетами по теории возмущения первого порядка.

Расчеты проводились с помощью программы *PERT-MIN* /II/, которая обрабатывает выражения вида

$$\rho \sim \sum_k N_k \left( \sum_i \chi_i \sigma_{f,k,i} \phi_i^+ \sum_i \chi_i \phi_i^+ + \sum_i \sum_{j \neq i} \phi_i \sigma_{k,i,j} (\phi_j^+ - \phi_i^+) - \sum_l \sigma_{a,l,i} \phi_i \phi_l^+ \right).$$

Значение реактивности состоит тогда из вкладов деления /  $\chi_i$  - спектр деления/, торможения и поглощения различных изотопов образца. На основе более новых исследований /I3/ самоэкранировка образца из обогащенного карбида бора /81%  $^{10}\text{B}$ / учитывалась. Тем самым экспериментальное значение /для достаточно малой массы образца/ по сравнению с прежними данными больше на

Сравнения отношений С/Е для спектров нейтронов,  
источников нейтронов и материальных образцов

Таблица 3

i	E	$\%_{\text{exp}}$ [arb. ]	ARBW	Krivosov	Garg
5	0.8-1.4 MeV	8.5	1.12	0.93	0.72
6	0.4-0.8 MeV	37.1	1.20	0.97	1.14
7	0.2-0.4 MeV	56.1	1.37	0.86	0.99
8	0.1-0.2 MeV	52.1	1.02	0.80	0.95
9	46.5-100 keV	44.3	1.03	1.14	1.14
10	21.5-46.5 keV	26.6	0.77	1.44	0.94
11	10-21.5 keV	16.1	0.64	1.15	0.72
12	4.65-10 keV	4.9	0.49	0.83	0.62
13	2.15-4.65 keV	1.46	0.72	1.06	0.27
Q			0.58	0.34	0.32

Таблица 4

Источник	$\bar{E}_n$	$\%_{\text{exp}}^*$ [arb. ]	ARBW	Krivosov	Garg
RaBe	3 MeV	0.443	0.93	0.93	0.89
NaBe	1 MeV	0.272	1.05	0.95	0.97
NaD	300 keV	0.199	1.03	0.96	0.99
SbBe	20 keV	0.073	1.00	1.00	1.00

Таблица 5

Образец	$\%_{\text{exp}}$ [arb. ]	ARBW	Krivosov	Garg
U (36% $^{235}\text{U}$ )	+0.00092	1.10	1.13	1.06
$\text{U}_{\text{nat}}$	-0.00012	1.06	0.98	1.01
Ta	-0.00036	1.03	1.03	1.00
$\text{V}_4\text{C}$ (81% $^{10}\text{B}$ )	-0.0156	1.00	1.00	1.00
$\text{V}_4\text{C}$ (nat)	-0.00425	1.18	1.11	1.15
Pb	-0.000028	0.86	0.85	0.74
Fe	-0.000106	1.20	1.15	1.07
Al	-0.00048	0.95	0.80	0.87
Na	-0.00070	0.93	0.73	0.85
C	-0.00214	0.91	0.72	0.84
PE (( $\text{CH}_2$ ) <sub>n</sub> )	-0.0235	1.25	0.98	1.12
Q		0.18	0.28	0.18

фактор 1.43 /5/.

В табл. 5 задаются отношения С/Е вместе с экспериментальными значениями реактивности образцов /отнесены к 1 г массы образца/. При этом проводилось разделение материалов в такие, главный вклад которых к эффекту реактивности вызывается делением  $^{235}\text{U}$  36%, поглощением /  $U_{\text{прим}}$ ,  $\text{Ga}$ ,  $^{10}\text{B}_4\text{C}$ ,  $\text{B}_4\text{C}$  / и торможением вследствие неупругого /  $\text{Pb}$ ,  $\text{Fe}$  / или упругого /  $\text{Al}$ ,  $\text{Na}$ ,  $\text{C}$ , полиэтилен / рассеяния. Значения  $Q$  довольно малы для всех трех расчетных вариантов. Более плохое значение  $Q$  в случае использования матрицы Кривцова обусловлено тем, что для упругих рассеивателей получаются слишком малые значения. Но в этом случае получается наилучшее совпадение для плотителей. Для матрицы Гарга поразительно, что значения реактивности неупругих рассеивателей получаются слишком малые. Эти различия могут быть коррелированы в тенденции со сведениями о сопряженном спектре /сравнения С/Е для источников нейтронов в таб. 4/, если учитывается, что главная составляющая неупругого торможения определяется спадом функции ценности в диапазоне энергии от 3 МэВ до 1 МэВ и главная составляющая упругого торможения определяется спадом в диапазоне от 1 МэВ до 20 кэВ.

### Заключение

Приведенные сравнения показывают, что результаты расчетов быстрой вставной решетки SEG-II из природного урана улучшаются, если в системе подгрупповых констант АББН-72 используются новые матрицы неупругого рассеяния для  $^{238}\text{U}$  по Кривцову и Гаргу. В обоих случаях спектр нейтронов, особенно в области энергии  $< 50$  кэВ, а для матрицы Кривцова также сопряженный спектр нейтронов, лучше описывается. Но относительно значений реактивности материальных образцов не получаются существенные различия между вариантами.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Yu.A. Kazansky et al.  
Atom. Energy Rev. 13 (1975) 807
- [2] T. Kampf, P. Liewers  
Kernenergie 6 (1963) 300
- [3] K. Fährmann, G. Hüttel, H. Krause  
Kernenergie 17 (1974) 70
- [4] D. Albert, W. Hansen, W. Vogel  
Kernenergie 22 (1979) 380
- [5] K. Fährmann, K.-D. Hedderich, G. Hüttel  
Kernenergie 19 (1976) 375
- [6] K. Dietze et al.  
ZfK-RPP-15/77
- [7] В.Ф. Хохлов и др.  
Яд. конст. 8/3 (1972) 3
- [8] А.С. Кривцов, В.И. Попов  
Мат. 4-ой Конф. по нейтр. физ., Киев, 1977, часть 4, II3
- [9] S.B. Garg  
B.A.R.C. - 892, Bombay, 1976
- [10] J.J. Bondarenko  
Group Constants for Nuclear Reactor Calculations  
New York, 1964
- [11] K. Fährmann, K.-D. Hedderich, G. Hüttel  
Kernenergie 19 (1976) 17
- [12] D. Albert et al.  
ZfK-RPP-15/79
- [13] K. Dietze, K. Fährmann  
ZfK-RPP-20/79
- [14] Chr. Reiche  
ZfK-2B6 (1975)

SOME APPLICATIONS OF NEUTRONS IN SCIENCE AND  
TECHNOLOGY

J.CSIKAI

Institute of Experimental Physics, Kossuth University  
Debrecen, Hungary

Various methods developed in IEP (Debrecen) for the utilization of neutrons in different fields of sciences (solid state physics, plaeosciences, analytical chemistry) and practice (reactor fuel assay, exploration of mineral resources, road-building) are surveyed.

В работе представлены разные методы, выработанные в ИЭФ (Дебрецен, ВНР) для использования нейтронов в разных дисциплинах (физика твёрдого тела, палеонауки, аналитическая химия) и в практике (исследование ТВЭЛОВ, разведка сырьевых ресурсов, дорожное строительство).

In the age of the scientific and technical revolution the development of a country cannot be realized without applied and industrial research activity based on fundamental research. In addition to the basic nuclear research and reactor physics there are many applications of neutrons in different fields of sciences and technology. The subject of this lecture is strange among the papers presented so far at the all-Union Conference on Neutron Physics in Kiev, I am convinced, however, that it is not an expenditure of time for you to discuss such problems. There are a few methods based on small neutron sources which were developed in our Institute and it is a pleasure for me to treat them at the present exceptional opportunity, without mak-

ing any effort for the completeness. The fields of applications covered in this review are as follows: diffusion of Na in polycrystalline aluminium; fossil bones and the paleosciences; neutron activation analysis; some applications of neutron reflection method; use of neutrons in reactor fuel assay. In these experiments the following neutron sources and detection methods were used: 200 kV accelerator with neutron yields of  $10^{11}$  n/s and  $10^9$  n/s from D+T and D+D reactions, respectively; a 0.5 mg  $^{252}\text{Cf}$  source and Pu-Be sources with different intensities; Ge(Li), NaI(Tl) and track etched detectors with the necessary electronics.

### Diffusion of Na in polycrystalline aluminium

The best method to obtain accurate diffusion coefficients is the use of radioactive tracer in extremely dilute solution. The lack of data for the diffusion of Li, Na, K, Ca, I, Cs etc. in different metals can be attributed to the difficulties of the deposition of tracers onto the surface of the samples. In our experiment the extremely dilute solution of radioactive sodium in homogeneous distribution was produced in a thin aluminium sample by the  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  reaction using 14 MeV neutrons [1]. The diffusion coefficient has been determined by the measurement of the activity loss of the sample covered with thick inactive aluminium layers, as a function of heating time and temperature. For the determination of the self-diffusion coefficient tracers can be produced by (n,2n) reaction. This method gives also a possibility to study the evaporation of components from alloys at high temperature. The concentration distribution of the tracer in a cylinder of infinite length is given by the following expression [2]:

$$C(x) = \frac{C_0}{2} \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{h+x}{2\sqrt{Dt}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{h-x}{2\sqrt{Dt}}\right) \right], \quad (1)$$

where  $h$ ,  $C_0$ ,  $D$  and  $t$  are the half thickness of the irradiated sample, the initial concentration, the diffusion coefficient

and the heating time, respectively. From the measured  $A(t)/A_0$  ratios the  $h/\sqrt{Dt}$  values have been determined, where  $A_0$  and  $A(t)$  are the activities measured before and after heating, respectively. The principle of the method is summarized in Fig. 1. The values of  $h/\sqrt{Dt}$  as a function of  $1/\sqrt{t}$  lie on straight lines and the data for  $D$  at different temperature can be determined from their slopes. As a conclusion, it can be stated that the simple activation method to produce radioactive tracers in metals and in a thin sample in cylindrical geometry is suitable for the determination of diffusion constant and activation energy both for self-diffusion and tracer diffusion.

### Fossil bones and the paleosciences

Among the organic remains used in paleosciences one of the most important is the fossil bone. It was assumed that the N, F and U contents of bones varies uniformly in time resulting in a possibility for dating. On the basis of experimental data measured by Vonach [3] for samples from the past 100 million years, the following analytical relations were deduced for the nitrogen and fluorine contents vs. the age of bones:

$$\lg N = -0.135 \lg t + 0.681 ; \quad (2)$$

$$\lg F = 0.22 \lg t - 1.456 . \quad (3)$$

In these expressions  $t$  is the age of bone in years,  $N$  and  $F$  are the nitrogen and fluorine contents in weight per cent. Recently, nondestructive methods were applied for the determination of N and F contents, namely the  $^{14}\text{N}(n,2n)^{13}\text{N}$  and  $^{19}\text{F}(n,2n)^{18}\text{F}$  reactions induced by 14 MeV neutrons. According to the results obtained in Debrecen the nitrogen content of fossil bones are influenced by two factors, namely the age of bones and the temperature existed during the intense period of fossilization (i.e. during the decay of the soft tissue). For this investigation a large number of dated bones from the past 9000 yr were used. In this interglacial phase the climate changed significantly resulting in large deviations of N contents from the gross trend (see Fig. 2).



From systematic measurements a relation was found between the initial nitrogen content ( $N_0$ ) of bone and the average temperature existed in the burial time [4] :

$$N_0 = 4.14 \exp(-0.26 \Delta H), \quad (4)$$

where  $\Delta H$  denotes the change of the sea-level in meters, which is proportional to the change of the temperature. As it can be seen in Fig. 3 the nitrogen contents change periodically in time with about 1900 yr, similarly to the change in the sea-level. This observation gives a possibility to estimate the climate for the past thousands, if the age of bones are known. Using eq. (4) the  $\Delta H$  values have been determined for a few eras [7,8] and compared with those obtained by other methods [5,6] (see Table I).

Table I  
Change of sea-levels in different eras

Site place (Bulgaria)	Age (yr)	Nitrogen method [7,8]	Fair- bridge [5] $\Delta H(m)$	Komlódi[6] $\Delta H(m)$
Kavarna Chirakman	550±100	-1.77	-2	-2.5
Jambol (Kabile II)	680±150	-1.96	-2	-2.5
Pernik	700±50	-0.83	-2	-2.5
Jambol (Kabile I)	1580±100	-2.12	-1	-2.5
Stara Gora	1650±200	-2.00	-1	-2.5
Razgrad (Arbitus)	1780±100	-1.98	-1	-2.5

In agreement with other observations [5,6,9] (see Fig.3) there was a climate optimum in the interval of B.P. 3500-6500 yr when the temperature was higher with about 3 °C than in the present.

Using the  $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(n,p)^{29}\text{Al}$  and  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$  reactions the concentration of Al, Si and Fe were determined, too. The contents of these elements were found to be signifi-

cant only for bones from the age of B.P. 4500 and 7000 yr [4] and a correlation exists between the number of atoms [10] for Al, Si and Fe. The atomic ratios seem to confirm the supposition that these elements appear in chemical forms like the montmorillonite and vermiculite clay minerals. Further investigations are needed to answer the question, why only these clay minerals are present in the organic part of the fossil bones, independently of their surroundings.

#### Neutron activation analysis

##### a ) Determination of Mn in AlMn alloys

It is well known that the mechanical, electrical and chemical properties of alloys depend strongly on their micro and macro components. E.g. the electrical conductivity of aluminium can be changed significantly with the transition metals as alloying elements. Among these elements the manganese has the strongest influence on the electron transport properties of aluminium alloys; at the same time, it can be conveniently measured by the  $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$  reaction. Thermal neutron activation method was used for absolute determination of Mn contents in AlMn, AlMnCr and in standard aluminium alloys of 10 components (Mg, Si, Ti, Cr, Mn, Fe, Ni, Cu, Zn, Pb) [11].

As it can be seen in Table II, the Mn contents obtained by NAA agree well with the results of other methods. The relative standard deviation of the Mn determination decreases from 12 % to 1 % with increasing concentration of Mn from 100 to  $10^4$  ppm if the total time of the determination is one hour.

Table II  
Manganese content of AlMn samples (ppm)

Sample	Type of measurement		
	Neutron activation analysis	Resistivity	Atomic absorption
1.	103 $\pm$ 3	105	-
2.	297 $\pm$ 7	-	300
3.	518 $\pm$ 12	520	-
4.	2850 $\pm$ 70	2840	-
5.	6120 $\pm$ 150	6170	6900
6.	15800 $\pm$ 360	5270	-
7.	19500 $\pm$ 450	-	18700

b.) Determination of Ti, Fe and Mn content in bauxite

Bauxite is an important raw material for industry, because - in addition to aluminium - it contains other valuable elements as Fe, Mn, Ca, Ti, Ga, etc. The aim of our investigation was to develop a fast nondestructive relative method for the determination of Ti, Fe and Mn in bauxite, suitable for industrial application, and to compare the results obtained by other methods.

In the case of Ti, Mn and Fe the most appropriate neutron reactions are the  $^{50}\text{Ti}(n,\gamma)^{51}\text{Ti}$ ,  $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$  and  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ , respectively. The 0.32 MeV  $\gamma$ -line from  $^{51}\text{Ti}$  and 1.81 MeV  $\gamma$ -line from  $^{56}\text{Mn}$  were employed for the determinations of Ti, Fe and Mn contents, respectively.

In order to determine the Fe content the samples were placed in a Cd box close to the  $^{252}\text{Cf}$  source in non-scattering geometry. For the determination of Ti and Mn contents the Cd difference method was used in a thermal neutron field.

The Ti, Mn and Fe contents of bauxite of four different

origin have been determined and the results are summarized in Table III. For the determination of these elements the neutron activation method is advisable especially for samples having large dimensions.

Table III.  
Mn, Fe and Ti content of bauxites of different origin determined by NAA method

Origin	Mn w%	Fe w%	Ti w%
Iszkaszentgyörgy (H)	0.14	14.4	1.30
Halimba (H)	0.14	15.4	1.20
Obrovac (YU)	0.30	16.4	1.45
Korba (India)	0.03	8.0	5.00

c ) Investigation of crude oil

For the determination of impurities in crude oil both the sampling and on-stream activation analyses were used, irradiating the sample thermal and fast neutrons. A typical application of the on-stream activation analysis was the determination of trace elements in crude oil; these elements appear in two distinct forms as metal-organic complexes or as solid and liquid suspensions. The knowledge of trace elements is necessary for the study of the history of oil fields, for the refining and processing and for the quality control of the end-products [12,13]. The aim of our work was to investigate the main characteristics of the on-stream method and to determine a few impurities, as Na, Cl and V using the  $^{23}\text{Na}(n,\gamma)$ ;  $^{37}\text{Cl}(n,\gamma)$  and  $^{51}\text{V}(n,\gamma)$  reactions [14,15]. Schematic layout of the on-stream equipment is shown in Fig. 4. A typical gamma spectrum of an oil sample from Iraq measured by on-stream method is shown in Fig. 5.

The concentrations of O, Na, Cl, Mn and Ni, in crude oil have been determined by sampling method, using the  $^{16}\text{O}(n,p)$ ,

$^{23}\text{Na}(n,\gamma)$ ,  $^{37}\text{Cl}(n,\gamma)$ ,  $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)$  and  $\text{Ni}(n,\gamma)$  reactions. Typical gamma spectrum of a crude oil sample measured by a Ge(Li) detector is shown in Fig. 6. Results obtained for oil sample of different origin are summarized in Table IV. [14,15].

Table IV  
Trace elements in crude oils measured by different methods

Oil field		ONAA (ppm)			SNAA (ppm)				FNAA (wt%)
		V	Na	Cl	Ni	Mn	Na	Cl	O
Kirkuk	C				11.2	0.50	1.17	17.2	0.25
					36.6	0.60	≤1	25.8	0.46
					16.0	0.39	≤1	9.2	0.49
Ain Zalah	A				15.5	0.93	6.76	23.6	0.62
					25.1	0.22	≤1	19.5	0.55
Zubair	R				15.4	≤0.14	6.60	306.0	0.77
					15.0	0.33	1.18	29.4	0.84
					19.8	0.26	10.5	97.6	0.31
Rumaila	I				19.3	34.4	2.25	210.0	0.56
Bai-Hasson					13.3	0.19	≤1	16.8	0.56
USSR					≤10	0.26	14.6	97.0	0.94
Battonya (H)					10.8	≤0.14	4.2	18.2	1.21
Algyő (H)		8.3	≤9.3	34.5	33.4	0.18	≤1	23.0	0.14
Szank (H)					13.8	0.43	2.25	15.0	0.18
Eger (H)		≤4.4	36.4	66	20.4	3.1	29.3	71.0	0.34
Dérszala (H)					35.8	0.86	4.9	≤9.2	0.21
Iraqi		139	46.4	36.2					

ONAA = On-stream activation analysis

SNAA = Sampling activation analysis

FNAA = Fast neutron activation analysis

The following general conclusions can be drawn from the analysis of the data;

- Vanadium content higher than 50 ppm can be measured by the on stream method during the exploitation.
- Concentration of Ni, Mn, Na and Cl varies in a wide range even for the same field.
- The concentrations of S, V and O in Iraqi crude oils are higher by a factor of three than those from Hungary.

#### Some applications of neutron reflection method

The "flux albedo" or experimental albedo introduced by Amaldi and Fermi [16] can be interpreted as the reflection coefficient ( $\beta$ ) of thermal neutrons. The value of  $\beta$  and through it the neutron flux on the interface of two scattering media depends on the experimental circumstances. In our investigations the Amaldi-Fermi method was generalized for two media of different diffusion properties and the values of  $\beta$  for various reflectors have been determined [17] for the arrangement shown in Fig. 7. The relation between  $\beta$  and the activities (of fluxes) obtained with (A) and without reflector ( $A_0$ ) for homogeneous and heterogeneous media are as follows:

$$\beta_0 = 1 - \frac{2A_0}{A} ; \quad (5)$$

$$\beta = \frac{A - A' - A''(1 + \beta_0)}{A' + A\beta_0} , \quad (6)$$

where  $A'$  and  $A''$  are the activities caused by the neutrons coming from the moderator and the reflector, respectively, while  $\beta_0$  is the albedo of the moderator. The  $\beta$  values as a function of reflector thickness are shown in Fig. 8 for aluminium, iron and lead. The saturation in the  $\beta(Z)$  curves show that a sample thickness of 10 cm is enough for the reflection method if the geometrical arrangement shown in Fig. 7 is used. The only exception is the lead in which the primary neutrons are multi-

plied by (n,2n) reaction resulting in an increase of the flux with the thickness. The saturation values of  $\beta$  for various samples are indicated in Table V.

Table V  
Reflection coefficients of thermal neutrons

Sample	$\beta(\max)$
Paraffin	0.855
Polyamide	0.860
Graphite	0.700
Al	0.236
Fe	0.455
Pb	>0.65

It follows from this observation that for a point source, the ideal arrangement for the reflection method would be to place the source and the detector onto the free surface of a semi-infinite moderator and to measure the counts with and without sample.

The scheme of the arrangement applied in the construction of an instrument developed for industry is shown in Fig. 9. This method was used for the determination of bitumen in asphalt concrete [18].

It was found that the relative excess in the counting rates in the presence of sample depends linearly on the bitumen content of the sample:

$$\eta = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{I - I_0}{I_0}, \quad (7)$$

where  $I$  and  $I_0$  are the counting rates with and without sample, respectively, and  $\bar{\rho}$  is the average density of the sample. At zero bitumen content we have the  $\eta$  value for the matrix.

The quality and lifetime of asphalt roads with a given rubble matrix depend strongly on the bitumen content which varies between 3 to 8 w%. The fast production cycle needs a method that enables the bitumen determination in the asphalt mixture with  $\pm 0.3$  w%, using 10-20 min measuring time.

In order to test the practical applicability of the neutron reflection method and of the instrument, bitumen determinations parallel to the chemical analyses were performed [18] on two asphalt mixtures (small grain AB-20, and crude grain U-35). The bitumen content determined by chemical and neutron physical methods in the same set of samples are in good agreement.

This method and equipment are suitable for the determination of hydrogen in hydrocarbons and other matrixes as well as the C/H ratios [19]. As it can be seen in Fig. 10  $\eta$  varies linearly with the concentration of hydrogen. Using this method the H contents and the C/H ratios were determined for crude oils [15] (see Table VI.). Data in Table VI. show that in average the H content of Hungarian oils is higher than the Iraqi one.

As it can be seen in Fig. 11 the  $\rho\eta$  depends linearly on the oil content in sand and schist measured by the reflection method [20].

Various types of plastics produced from the mixture of polyethylene and chlorine are applied in the technology. For a given amount of sample the value of  $\eta$  decreases with the increasing of chlorine content. This effect is caused by two factors, namely the absorption of neutrons by chlorine and the decrease of H content. For the determination of chlorine in polyethylene the same equipment can be used as shown in Fig. 9. The calibration lines obtained for chlorine is given in Fig. 12. The sensitivity of this method is about 0.3 w% up to 50 w% of chlorine.



Table VI

The values of H and C/H obtained for crude oils

Oil field		NRM	
		H w%	C/H
Kirkuk	C	12.72	7.1
		12.93	7.05
		13.25	7.0
Ain Zalah	A	12.7	7.1
		12.66	7.35
Zubair	R	12.74	7.1
		12.44	7.7
		13.49	6.65
Rumaila	I	12.98	7.10
Bai-Hasson		12.54	7.45
USSR		12.54	6.75
Battonya (H)		14.25	6.15
Alqayḍ (H)		14.25	6.05
Szank (H)		13.93	6.27
Eger (H)		13.56	6.45
Délzala (H)		13.93	6.35

NRM = Neutron reflection method

#### Reactor fuel assay

For the determination of fissile materials such as  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  or the ratio of  $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$  two types of techniques are used: passive and active. The passive technique based on the detection of radiation (gamma, neutron) emitted by the specimen. The active technique means that the sample is irradiated by neutrons and the induced radiation is detected.

The high penetrability of fast neutrons is favourable for the non-destructive assay of fissionable materials. Experiments were made in our Institute to develop a combined passive-active assay for determination of the  $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$  ratio in fresh fuel elements, furthermore a method to measure the fuel burnup by the detection of neutrons from spontaneous fission of fissile elements [21,22].

The  $^{238}\text{U}(n,2n)^{237}\text{U}$  reaction at 14 MeV permits non-destructive determination of the enrichment ratio in non-irradiated uranium fuel elements using Ge(Li) gamma spectrometry. The relative intensity of the 208.0 and 205.1 keV gamma lines of  $^{237}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$ , respectively, can be used to determine the  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  ratio. The fuel rods were rotated during irradiation and gamma counting. The gamma-ray spectra of uranium samples before and after irradiation are shown in Fig. 14. Changes in gamma-ray absorption, self-absorption and detector efficiency for the lines in question do not affect the fast neutron activation differential analysis. The method can be used accurately to within a few per cent for various practical configurations of uranium fuel elements, except Zr-alloyed or coated ones. This refers to the geometry, the matrix and wrapping material and the thickness of the fuels.

Results for the combined assay of enriched samples are summarized in Table VII. in comparison with the nominal values.

Table VII  
Results of the fuel assay

Sample	Combined assay
20 %	18.30 %
36.3 %	37.33 %
92.3 %	90.29 %
VVRSM fuel	
36 %	37.2 %
EK 10 fuel	
10 %	10.04 %

Various non-destructive procedures are used to determine the fuel burnup: gamma spectrometry of the fission fragments, activation analysis, neutron absorption-transmission, and calorimetry. Generally the spent fuel investigations are difficult because of the high background from gamma rays.

The neutron activity of the spent fuels may be a measure of the gross amount of the uranium and transuranic isotopes generated during the reactor operation. Although the contribution of the isotopes to neutron activity is very different and depends on the burnup level this method would give information about the burnup itself.

There are two main sources of neutrons, namely the spontaneous fission and the  $(\alpha, n)$  reaction inside the fuels.

Estimations on the expected neutron intensities were carried out for different exposures for boiling-water reactor fuels of 1.5 % enrichment. The calculations were based on data for spontaneous fission signatures and the composition of fuels [23]. Supposing the converter foils to be 70 %  $^{235}\text{U}$  for the SSNTD, the minimum irradiation time was calculated for the fission neutron spectrum and for thermalized neutrons. This latter case would require approximately 10 min for a fuel element of 1 kg uranium at 10000 MWD/t exposure [21].

The neutrons can be detected by track etched detectors (SSNTD) with converter foils of  $^{10}\text{B}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^{235}\text{U}$  even in a high gamma background.

Preliminary measurements were carried out using spent fuels from the reactor of Hungary in the arrangement shown in Fig. 14. Simultaneously 15 converter-detector stacks have been placed along the fuel to measure the geometrical dependence of the burnup level. The fuel element was in storage position under 4 m water. Makrofol KG foil of 12  $\mu$  thick was used to detect the fission fragments induced by neutrons in the enriched  $^{235}\text{U}$  converter foil. After 2 h irradiation time the detector foils were etched and a jumping-spark counter was used for

rapid data evaluation. Three fuels of different burnup levels, given in the per cent of expended  $^{235}\text{U}$ , were investigated [24]. As it can be seen in Fig. 15 the burnup level depends strongly on the geometry.

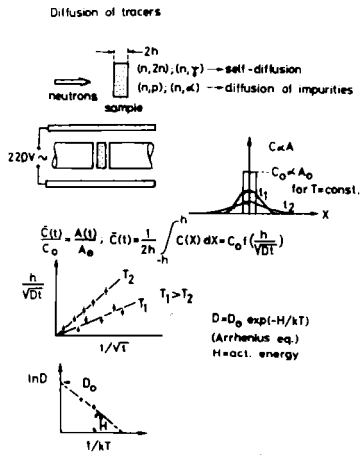


Fig. 1. Principle of the determination of diffusion coefficient

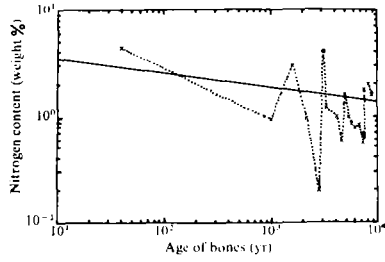


Fig. 2. Nitrogen content of bones as a function of absolute age

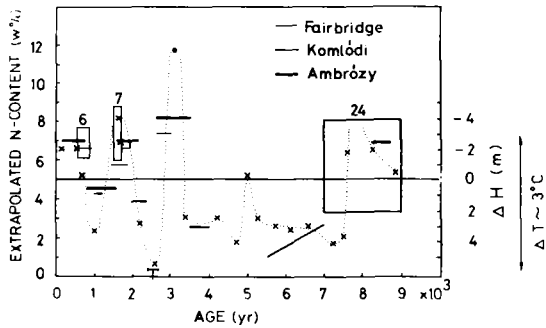


Fig. 3. Extrapolated nitrogen content of bones and the see-level differences (straight lines) as a function of time. Number of samples are indicated above the squares while crosses denote single measurement

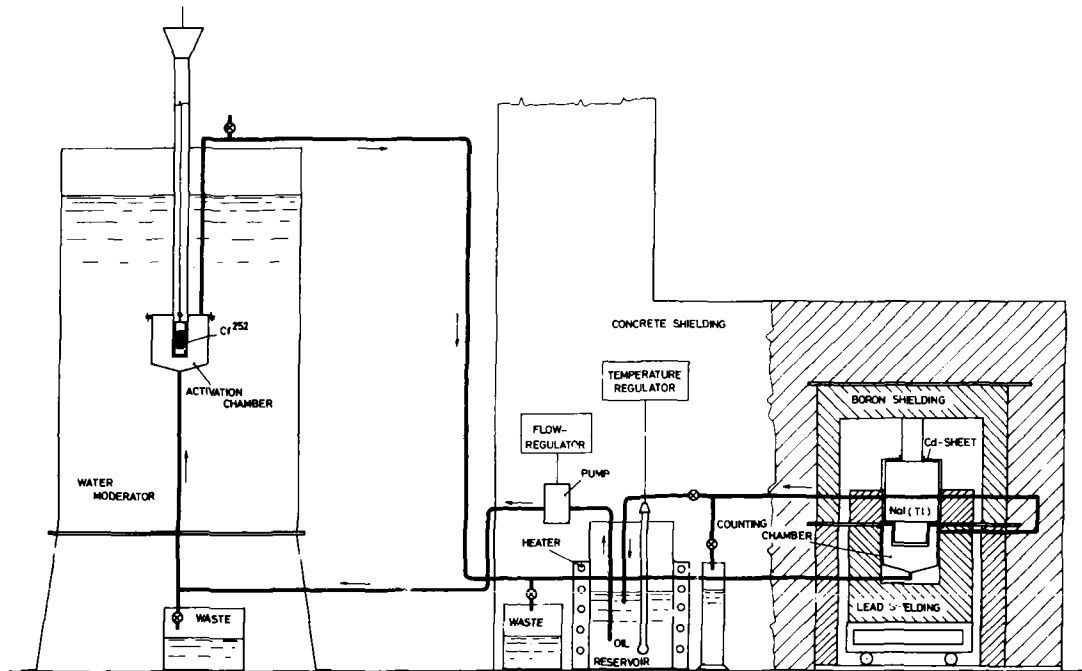


Fig. 4. On-stream measuring equipment

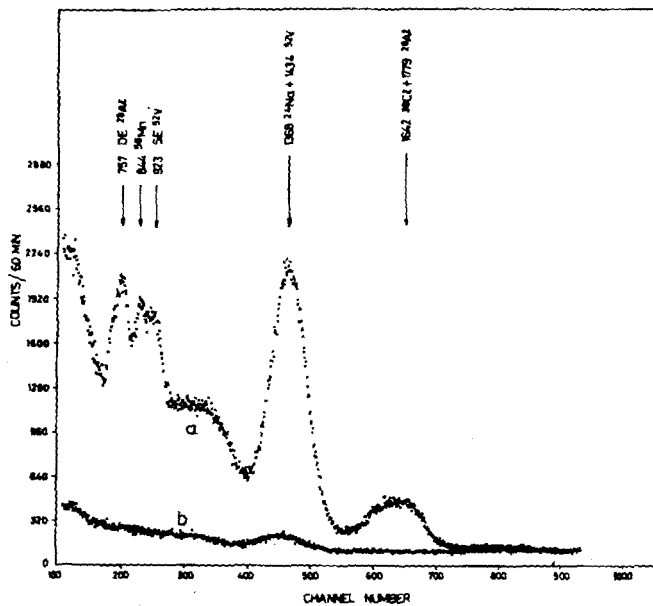


Fig. 5. Gamma spectrum of an oil sample from Iraq measured by on-stream method. Curve b was measured after two hours cooling time

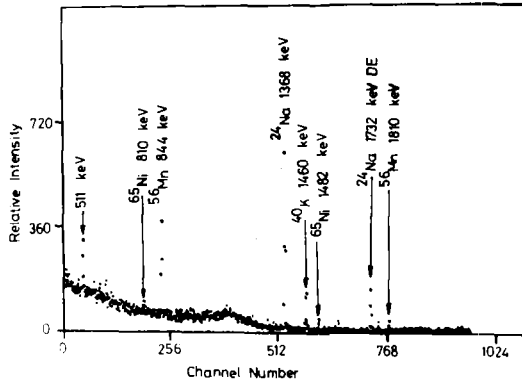


Fig. 6. Gamma spectrum of a crude oil sample measured by Ge(Li) detector using sampling method

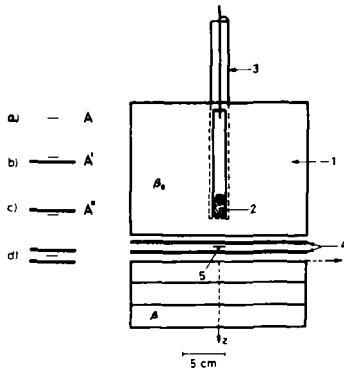


Fig. 7. Geometrical arrangement for the determination of albedo (1-polyamide, 2-neutron source, 3-rabbit tube, 4-Cd sheet, 5-detector foil)



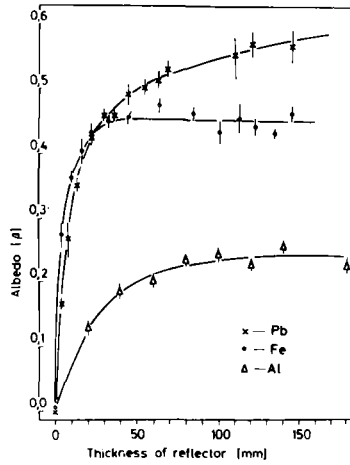


Fig. 8. Dependence of reflection coefficient on the thickness of reflector.

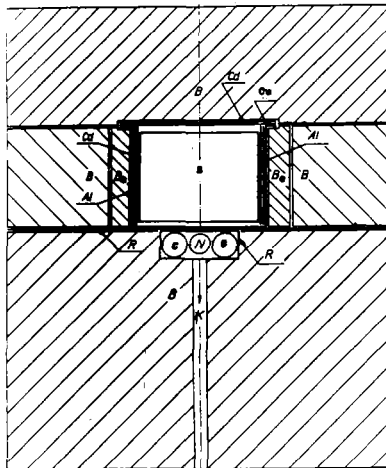


Fig. 9. Scheme of a reflection instrument developed for the industry: B-bonamid block, B<sub>C</sub>-bonamid case for the sample holder, Al-aluminium container, Cd-cadmium shield, Cu-stiffening brass sheet, R-stainless steel sheets, N-neutron source, C-counters, K-cable to electronic devices, S-sample

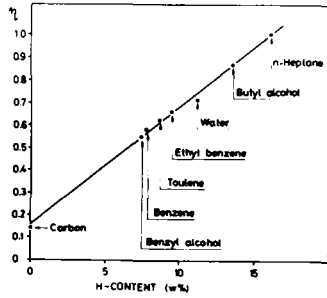


Fig. 10. The values of  $\eta$  as a function of hydrogen content

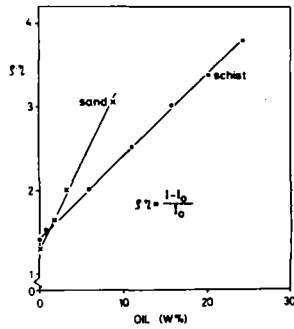


Fig. 11. The values of  $\eta$  as a function of oil content in sand and schist

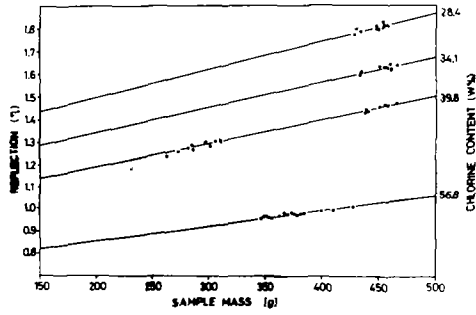


Fig. 12. Calibration lines for the determination of chlorine

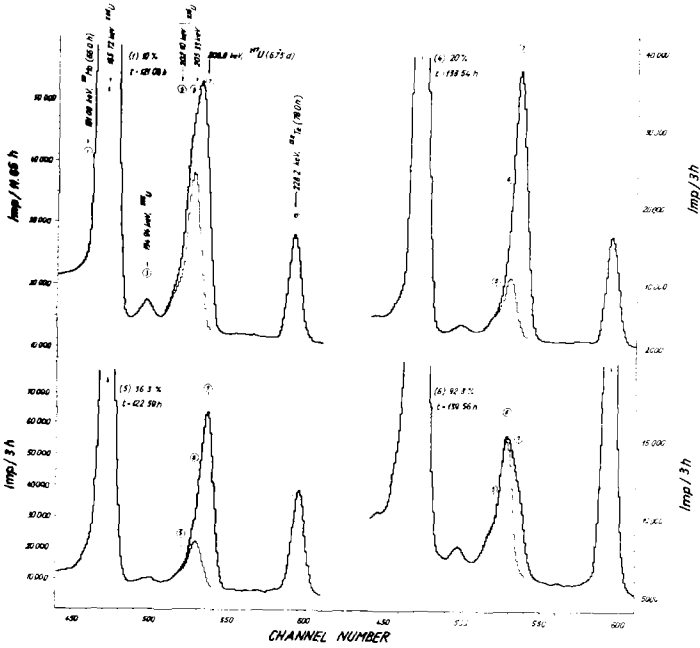


Fig. 13. Gamma spectra from uranium before and after irradiation with 14 MeV neutrons

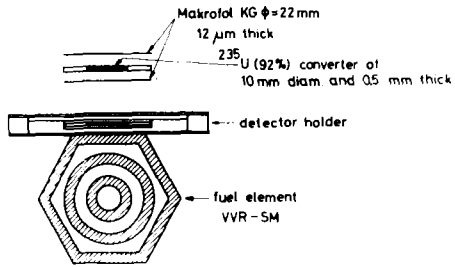


Fig. 14. Neutron interrogation of spent fuel element

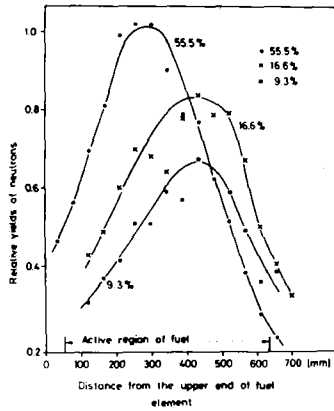


Fig. 15. Relative yields of neutrons from spent fuels

#### REFERENCES

1. S.Sudár, J.Csikai, Cs.M.Buczko: Z.f. Metallkunde 68 (1977) 740
2. W.Jost, Diffusion in Solids, Liquids and Gases. Academic Press, New York (1960) 23
3. H.Vonach, Atomki Közlemények 18 (1976) 247
4. Cs.M.Buczko, L.Vas, Nature 269 (1977) 792
5. R.W.Fairbridge, Physics and Chemistry of the Earth 4 (1961) 99
6. J.M.Komlódi, Természet Világa 12 (1971) 535
7. Cs.M.Buczko, N.I. Ilkov, A.Borbély, Radiochem. Radioanal. Letters 35 (1978) 175
8. Cs.M.Buczko, private communication
9. P.Ambrózy, R.Czelnai, G.Götz, Fizikai Szemle 27 (1977) 54
10. Cs.M.Buczko, Radiochem. Radioanal. Letters 32 (1978) 201
11. K.Sailer, S.Daróczy, S.Nagy, P.Raics, J.Csikai, L.Gergely, Atomnaya Energiya 39(1975) 288
12. V.Kliment, J.Tölgyessy, J.Radioanal. Chem. 10 (1972) 273
13. J.Csikai, Atomic Energy Review 11 (1973) 415
14. S.M.Al-Jobori, S.Szegedi, J.Csikai, Radiochem. Radioanal. Letters 25 (1976) 87
15. S.M.Al-Jobori, Thesis, Debrecen, 1979.
16. E.Amaldi, E.Fermi, Phys.Rev. 50 (1936) 899
17. J.Csikai, A.A.Haddou, L.Szabados, to be published.
18. Cs.M.Buczko, Z.Dezso, J.Csikai, J.Radioanal. Chem. 25 (1975) 179
19. S.M.Al-Jobori, S.Szegedi, Cs.M.Buczko, Radiochem. Radioanal. Letters, 33 (1978) 133
20. A.A.Haddou, J.Csikai, to be published.
21. P.Raics, M.Várnagy, S.Nagy, S.Daróczy, Safeguarding Nuclear Materials, IAEA-SM-201/93, p. 641
22. P.Raics, Thesis, Kossuth University, Debrecen 1978.
23. T.N.Dragnev, private communication.
24. S.Juhász, private communication.

ПОТРЕБНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ПРОДУКТОВ  
ДЕЛЕНИЯ И ТРАНСАКТИНИДОВ ДЛЯ РЕАКТОРОВ  
НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Ю.Г.Бобков, А.С.Кривцов, Л.Н.Усачев  
(ФЭИ)

В работе рассматриваются потребности в ядерных данных трансактинидных изотопов и продуктов деления. В частности, анализируются накопление  $U-232$  в быстрых и тепловых реакторах и связанные с ним ядерные данные. Применительно к продуктам деления анализируются среднее сечение захвата и остаточное энерговыделение.

Transactinium and fission product nuclear data requirement formulated.  $U-232$  build-up calculation in fast and thermal reactors and related nuclear data analysed. Average capture cross-section and residual heat generation studied as functionals of the task of fission product kinetic.

Характерным для настоящего времени является смещение основного направления исследований по реакторной физике из области, связанной с изучением вопросов активной зоны реакторов, в область, связанные с вопросами всего топливного цикла. К последним относятся вопросы накопления в реакторах большого числа нуклидов с различными ядерно-физическими и радиационными свойствами и обусловленные ими вопросы радиационных характеристик выгружаемых твэлов, транспортировки и переработки облученного топлива, изготовления из переработанного топлива новых твэлов и т.д.

Определенный итог развития подхода, основанного на использовании теории возмущений, математических методов планирования эксперимента и нелинейного программирования применительно к физике активной зоны, подведен в монографии [1]. В последнее время авторы использовали указанный подход в за-

задачах кинетики трансактинидных изотопов и продуктов деления в реакторах [2-4], основываясь также на работах А.П.Рудика и сотрудников [5], В.В.Хромова и др. [6] и Гандины [7].

#### Трансактинидные изотопы

Требуемые точности ядерных данных трансактинидных изотопов, вытекающие из задач внешнего топливного цикла, рассмотрены в работах [2-3], где приводится методика выработки потребностей, указывается на корреляции в величинах накоплений различных изотопов и представлен список требуемых точностей данных. Здесь мы только приведем таблицу со списком требуемых точностей  $d_{i,тр}$  наиболее важных ядерных данных (табл. I).

Таблица I

Величина	$d_{i,тр}$	Величина	$d_{i,тр}$	Величина	$d_{i,тр}$
$(n, 2n)U-238$	15%	$(n\gamma)Pu-240$	4%	$(n\gamma)Pu-242$	15%
$(n, 2n)Np-237$	25%	$(n\gamma)Am-243$	20%	$(n\gamma)Am-242$	20%
$(n, 3n)U-234$	50%	$(n\gamma)Pu-241$	7%	$(n\gamma)Am-241$	15%

В данном докладе более подробно остановимся на потребностях в ядерных данных, связанных с расчетами накопления  $U-232$  в ядерных реакторах. Физически очень наглядно анализировать задачу кинетики трансактинидов с помощью функции ценности  $n_i^+$  различных ядер по отношению к вкладу в образование  $U-232$ , вычисленной на начальный момент работы реактора [5-7, 2]. Эта функция обладает тем свойством, что  $n_{U-232} \Big|_{t=t_f} = \sum_i n_{i0} n_{i0}^+$ , где  $n_{i0}$  - начальные концентрации различных ядер в момент  $t_0$ ,  $t_f$  - время выгрузки топлива из реактора. Ниже рассматриваются два типа реакторов с различными режимами работы. I - быстрый реактор с  $U$ -топливом 20% обогащения, с  $\Phi = 10^{16}$  н/см<sup>2</sup>сек и  $t_f = 240$  дн. Предполагалось, что топливо содержит  $U-234$  в количестве  $1,2 \cdot 10^{-2}$  от количества  $U-235$  и изотопы  $Th-230$ ,  $Pa-231$  в количестве  $1,4 \cdot 10^{-7}$  и  $4,9 \cdot 10^{-9}$  от количества  $U-235$ , образовавшиеся из-за хранения изготовленного топлива.

2 - тепловой реактор на U -топливе с обогащением 3,5 % с  $\Phi = 0,3 \cdot 10^{14}$  н/см<sup>2</sup>сек,  $t_f = 900$  дн., с содержанием U-234, Th-230 и Pa-231 в тех же пропорциях, что и в быстром (I).

В табл. 2 приводятся значения  $n_{i_0}^+$  и  $(n_{i_0} n_{i_0}^+ / n_{U-232}) \times 100\%$  для обоих типов реакторов.

Таблица 2

Изотоп	$n_{i_0}^+$	$(n_{i_0} n_{i_0}^+ / n_{U-232}) \times 100\%$	Изотоп	$n_{i_0}^+$	$(n_{i_0} n_{i_0}^+ / n_{U-232}) \times 100\%$
U-232	1) 0,86 2) 0,53	-	U-236	1) $9,7 \cdot 10^{-8}$ 2) $8,9 \cdot 10^{-9}$	-
U-233	1) $7,1 \cdot 10^{-5}$ 2) $10^{-9}$	-	U-238	1) $2,94 \cdot 10^{-10}$ 2) 0	8,35% 0
U-234	1) $4,8 \cdot 10^{-7}$ 2) $2,1 \cdot 10^{-8}$	0,61%	Th-230	1) $7,6 \cdot 10^{-2}$ 2) 0,208	7,1% 85%
U-235	1) $3 \cdot 10^{-5}$ 2) $2,3 \cdot 10^{-9}$	21,5% 6,68	Pa-231	1) 0,14 2) 0,51	5,9% 7,1%

В таблице 3 приведены коэффициенты чувствительности расчетных количеств накопления U-232 к вариациям ядерных данных.

Таблица 3

Константа	Чувствительность	Константа	Чувствительность
$(n_\gamma) U-232$	1) - 0,03 2) - 0,14	$(n_\gamma) Th-230$	1) 0,08 2) 0,63
$(n_f) U-232$	1) - 0,02 2) - 0,11	$(n_\gamma) Pa-231$	1) 0,14 2) 0,56
$(n_\gamma) U-236$	1) 0,31 2) 0,02	$(n,2n) Np-237$	1) 0,41 2) 0,02
$(n,3n) U-234$	1) 0,43 2) 0,06	$(n_\gamma) U-235$	1) 0,21 2) 0,01

Из анализа таблиц 2 и 3 сразу следует наиболее важные ядерные константы для расчета накоплений U-232 в топливе тепловых и быстрых реакторов. Для тепловых - это в первую очередь сечения захвата Th-230 и Pa-231, для быстрых - реак-



ция ( $n, 3n$ ) на  $U$ -234, ( $n, \gamma$ ) на  $U$ -235 и ( $n, 2n$ ) на  $U$ -238 и  $Np$ -237.

#### Продукты деления (ПД)

Применительно к задаче кинетики ПД остановимся более подробно на анализе 2 функционалов - среднего сечения захвата и остаточного энерговыделения смеси ПД. Величина среднего сечения захвата ПД  $\langle \sigma \rangle_c$  и ее изменение во время работы реактора приводится в таблице 4. Имеет место увеличение  $\langle \sigma \rangle_c$  на 8-9%. Аналогичное увеличение  $\langle \sigma \rangle_c$  со временем отмечается и в зарубежных работах [8]. Оценка величины дисперсии для  $\langle \sigma \rangle_c$  зависит от предположения о величинах дисперсий сечений захвата отдельных ПД и наличии систематической ошибки в погрешностях. В предположении независимых 30% погрешностей в сечениях захвата и 3% погрешностей в выходах отдельных ПД погрешность  $\langle \sigma \rangle_c$  составляет ~ 7%. Если предположить, что погрешность сечений захвата составляет 50%, тогда погрешность  $\langle \sigma \rangle_c$  станет ~ 12%. При наличии 10% систематической ошибки в сечениях ПД оценка точности  $\langle \sigma \rangle_c$  составляет соответственно 12% и 16%. Из применения методов планирования эксперимента следуют допустимые точности сечений захвата отдельных ПД: величина систематической ошибки не должна превышать 7%, а независимые погрешности отдельных ПД должны находиться в пределах 30%. В таблице 5 приведены вклады отдельных ПД в  $\langle \sigma \rangle_c$  и изменение этого вклада в зависимости от времени работы реактора.

Пример приведен для быстрого реактора с  $U$ -топливом 20% обогащения и  $\Phi = 4,4 \cdot 10^{15}$  н/см<sup>2</sup>сек). В таблице 6 приведен список 20 наиболее важных ПД с точки зрения определения величины  $\langle \sigma \rangle_c$ .

Что касается величины  $Q$  - остаточного энерговыделения ПД, то ее чувствительность к вариациям сечений захвата весьма мала и зависит от времени выдержки  $t_b$  топлива после облучения. При  $t_b = 10$  дн. наиболее существенными оказываются чувствительности к сечениям захвата  $^{135}Cs$  и  $^{133}Cs$ , но даже их величина составляет 0,013. Даже при 50% погрешности в сечениях захвата отдельных ПД соответствующая погрешность  $Q$  составляет ~ 1%. С увеличением  $t_b$  чувствительность к вариациям сечений захвата увеличивается и со-

составляет  $\sim 0,13$  для  $^{133}\text{Cs}$  при  $t_g = 300$  дн. Для примера в табл. 7 приведены коэффициенты чувствительности величины  $Q$  при  $t_g = 200$  дн. При временах выдержки  $\sim 300$  дн. компонента погрешности  $Q$ , обусловленная сечениями захвата, составляет  $\sim 4\%$ . В целом константная компонента погрешности величины  $Q$  в интервале времени 5-300 дн. не превышает 4-5% [4, 9].

Таблица 4

T, дн	60	180	360	600	720	4+30	60	100
$\langle \sigma \text{ сар} \rangle$	0,334	0,345	0,351	0,354	0,354	0,355	0,356	0,357

Таблица 5

Вклад отдельных нуклидов в среднее сечение захвата ЦД

Изотоп	Вклад при T=300 дн.	Вклад при выгорании 10% Т.А.	Изотоп	Вклад при T=30 дн.	Вклад при выгорании 10% Т.А.
$^{103}\text{Ru}$	4,4	0,65	$^{133}\text{Cs}$	11	14
$^{103}\text{Rh}$	1,35	5,1	$^{143}\text{Pr}$	3,2	0,22
$^{149}\text{Sm}$	4,4	3,6	$^{143}\text{Nd}$	2,6	5,3
$^{131}\text{Xe}$	2,6	3,6	$^{99}\text{Tc}$	7,15	7,26

Таблица 6

Наиболее важные изотопы для расчета сечения захвата осколков

колков					
$^{133}\text{Cs}$	$^{103}\text{Rh}$	$^{102}\text{Ru}$	$^{151}\text{Sm}$	$^{105}\text{Pd}$	$^{102}\text{Ru}$
$^{101}\text{Ru}$ I	$^{145}\text{Nd}$	$^{131}\text{Xe}$ II	$^{135}\text{Cs}$ II	$^{141}\text{Pr}$ III	$^{104}\text{Nb}$ III
$^{99}\text{Tc}$	$^{97}\text{Mo}$	$^{98}\text{Mo}$	$^{93}\text{Zr}$	$^{100}\text{Mo}$	
$^{143}\text{Nd}$	$^{149}\text{Sm}$	$^{95}\text{Mo}$		$^{153}\text{Eu}$	

Изотопы расположены в порядке вклада в среднее сечение захвата ЦД. Вклад перечисленных изотопов в среднее сечение составляет 81%. Вклад каждого изотопа группы I - более 5%, группы II - от 2 до 5%, III - от I до 2%. Вклад каждого из оставшихся изотопов - менее 1%.

Таблица 7

Коэффициенты чувствительности тепловыделения к вариациям ядерных данных ( $T_{облуч.}$  с потоком  $\Phi=0,44 \cdot 10^{15}$  в течение 2 лет + выдержка 200 ч.)

Букинд	SAP	$\lambda_{\beta^-}$	$\gamma_5$	$\gamma_8$	$\gamma_9$
9I 39	$-5 \cdot 10^{-4}$	-0,24	0,07	0,009	0,023
95 40	-0,0038	-0,7	0,32	0,05	0,11
I33 55	0,09	-	-	-	-
I44 58	-0,0025	-0,08	0,18	0,024	0,037
I33 54	-	-0,004	0,05	0,007	0,007

#### Список литературы

1. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Т. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. М., Атомиздат, 1980.
2. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Т., Кривцов А.С. Требования точности ядерных данных трансактинидов для расчета их выгорания и накопления в ядерных реакторах. - Proc. I.A.Conf. "Neutron Phys. and Nucl. Data for Reactors", UK, Harwell.
3. Бобков Ю.Т., Усачев Л.Н., Кривцов А.С. Потребности в ядерных данных трансактинидов. - INDC (GCP); 135/LN, IAEA, Vienna, 1979.
4. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Т., Кривцов А.С. Теория возмущений и анализ чувствительностей в задаче кинетики продуктов деления. - Proc. Int. Conf. "Nuclear Cross-Section for Technn.", Knokwill, USA, 1979.
5. Зарицкая Т.С., Рудик А.П. - Атомная энергия, 1969, т.26, вып. 5, 432.
6. Кромов В.В., Камутин А.А., Глебов В.Б. - Атомная энергия, 1974, вып. 1, с.59.
7. Gandini A. - Nucl. Sci. Eng., 38, 1 (1969).
8. Rowlands J.L. Nuclear Data for Reactors Design, Operation and Safety. - Proc. Int. Conf. "Neutron Phys. Nucl. Data for Reactors", UK, Harwell, 1978, p. 7.
9. Devillers C. - In: Fission product nuclear data (FPND), 1977, vol. 1, p.61. IAEA, Vienna, 1978.

РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ОЦЕНКИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ  
ДЛЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

В.А.Коньшин

(Институт тепло- и массообмена АН БССР)

Дается краткий обзор достижений в развитии и использовании теоретических моделей для целей оценки ядерных констант делящихся ядер.

A brief review of the progress in developing the theoretical models for the nuclear data evaluation purposes is given.

За последние годы в лаборатории физики элементарных процессов ИТМО АН БССР разработана замкнутая система теоретических методов (реализованных в комплекс тщательно оттестированных ЭВМ-программ), позволяющая проводить самосогласованную оценку ядерных данных для делящихся ядер. Особое внимание было уделено развитию методов оценки нейтронных сечений в области энергий разрешенных и неразрешенных резонансов, в области энергий быстрых нейтронов, созданию методов оценки экспериментальных данных, в том числе с учетом корреляций различных экспериментальных результатов, исследованию степени надежности и границы применимости созданных и существующих теоретических моделей. Эти методы были применены к созданию полных файлов ядерных констант делящихся ядер, которые вошли в отечественную библиотеку оцененных ядерных данных.

Для оценки ядерных данных делящихся ядер в резонансной области энергий у нас были созданы три расчетные ЭВМ-программы, реализующие формализмы Адлер-Адлера, Рейха-Мура и Брейта-Вигнера.

Основное допущение в подходе Адлер-Адлера - о почти постоянных полных ширинах - для тяжелых ядер является справедливым, сечение радиационного захвата  $\sigma_{\gamma}$  для этих ядер до-

вольно велико, и поэтому подход Адлер-Адлера позволяет хорошо описывать все типы нейтронных сечений. Для конструктивных же ядер, для которых  $\sigma_f$  является малой разностью между  $\sigma_t$  и  $\sigma_n$ , так что даже слабое нарушение унитарности матрицы столкновений может иметь серьезные последствия, этот формализм в принципе может недостаточно точно описывать  $\sigma_f$ . Лучшим подходом в этом случае, несмотря на сложность учета эффекта Доплера, является метод Рейха-Мура.

Метод Рейха-Мура, требующий в отличие от метода Адлер-Адлера, при проведении анализа сечений знания спинов резонансов, был применен нами наряду с методом Адлер-Адлера для определения резонансных параметров такого сложного ядра с сильной межуровневой интерференцией, каким является ядро  $^{235}\text{U}$ . Для этого ядра многоуровневый анализ позволил улучшить описание  $\sigma_f$  и  $\sigma_t$  в областях 13,5 - 18,0 эВ, 24,0 - 26,5 эВ, 32 - 40 эВ. Межрезонансные впадины в области 32 - 35 эВ вообще не могут быть описаны одноуровневым формализмом.

Проведенный анализ экспериментальных данных показал, что большое значение в резонансном анализе имеет точное знание экспериментального разрешения в каждой энергетической точке (как правило, в существующих экспериментах довольно плохо известно), а также единая нормировка и единая энергетическая шкала.

В общем для всех рассмотренных актинидов средние резонансные параметры, полученные из области разрешенных резонансов, известны с недостаточно высокой точностью, а проведение детального анализа с помощью метода Рейха-Мура сдерживается отсутствием экспериментальных данных по спинам резонансов.

В области неразрешенных резонансов, ограниченной энергией 100 кэВ для нечетных ядер-мишеней и 150 - 200 кэВ для четных ядер, был проведен самосогласованный расчет средних нейтронных сечений ( $\sigma_t$ ,  $\sigma_f$ ,  $\sigma_n$ ,  $\sigma_s$ ) и их ошибок для тяжелых делящихся ядер. При достаточно аккуратном определении средних резонансных параметров (желательно с тестировкой их по экспериментальным данным по  $\sigma_t$  и  $\sigma_f$ ) точность предсказания этим методом, например,  $\sigma_f$  в рассматриваемой области энергий составляет ~ 5-10%. Минимально необходимой для

этого экспериментальной информацией являются данные из области разрешенных резонансов и данные по  $\sigma_t$  и  $\sigma_f$  хотя бы в ограниченной области энергий (кэВ-область).

В рассматриваемой области энергий при расчете средних сечений тяжелых делящихся ядер необходимо учитывать наличие реакции неупругого рассеяния нейтронов [эффект реакции неупругого рассеяния нейтронов составляет  $\sim 10\%$  для  $\sigma_f(^{239}\text{Pu})$  и  $\sigma_f(^{241}\text{Pu})$  при 100 кэВ]; прямое возбуждение уровней (4% при 100 кэВ для  $^{239}\text{Pu}$ ); энергетическую зависимость среднего расстояния между уровнями (пренебрежение этой зависимостью приводит к уменьшению  $\sigma_f$  на  $\sim 15\%$  при 100 кэВ); энергетическую зависимость радиационной ширины  $\Gamma_f$  [при 100 кэВ различие в рассчитываемых  $\langle\sigma_f\rangle$  с постоянной  $\langle\Gamma_f\rangle$  и с учетом зависимости  $\Gamma_f(E)$  составляет 4% при 100 кэВ и 8% при 200 кэВ]; наличие реакции  $(n, \gamma f)$  для ядер с отрицательным порогом деления [вклад сечения процесса  $(n, \gamma f)$  для  $^{239}\text{Pu}$  при 1 кэВ составляет  $\sim 15\%$  в  $\sigma_f$ ,  $\sim 20\%$  в  $\sigma_f$ , при 100 кэВ  $\sim 5\%$  в  $\sigma_f$  и  $\sim 25\%$  в  $\sigma_f$ ].

При расчете средних сечений нечетных ядер-мишеней можно ограничиться учетом вклада s- и p-волн не только в полное сечение  $\sigma_t$ , но и в парциальные сечения (вклад d-волны для  $^{235}\text{U}$  при 100 кэВ составляет  $\sim 0,6\%$   $\sigma_t$ ); для четных ядер-мишеней необходимо учитывать s-, p- и d-волны.

Структура в нейтронных сечениях  $\sigma_t$  и  $\sigma_f$  для  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$  была учтена вариацией силовой функции  $S_0$  и делительных ширин.

Для определения средних расстояний между уровнями  $\langle D \rangle$ , в области неразрешенных резонансов использовалась как традиционная модель ферми-газа, так и модель, учитывающая парные корреляции сверхпроводящего типа и коллективные степени свободы [1]. В рассматриваемой области энергий достаточно хорошим приближением является традиционная модель ферми-газа. Так как исследуемая область энергий мала и лежит вблизи нормировки на  $\langle D \rangle_{\text{норм}}$ , нет необходимости учитывать энергетическую зависимость параметра  $\alpha$  и вклад ротационных и вибрационных движений в плотность уровней. Использование различных выражений для параметра  $\sigma^2$  в уравнении модели ферми-газа не оказывает влияния на рассчитываемые величины  $\langle D \rangle_f(E)$ .

Существенным является вопрос о вычислении фактора флукту-

ации ширин. При его расчете усреднение проводится в соответствии с принятыми законами распределения ширин. В общем случае неравных относительных вкладов каналов в среднюю ширину следует использовать обобщенное распределение [ 2 ]. Нами был исследован [ 3 ] вопрос о влиянии различных способов описания распределений парциальных ширин на величины средних сечений упругого рассеяния, радиационного захвата и деления для случая нескольких каналов и получены простые выражения обобщенного распределения Портера-Томаса для наиболее важных случаев двух и трех каналов реакции и показана возможность использования обобщенного распределения Портера-Томаса для анализа экспериментального распределения делительных ширин, позволяющего более полно связать статистические свойства ширин с параметрами структуры делящегося ядра. В частности, для описания флуктуаций делительных ширин с малым числом каналов (типа  $\Gamma_f^{0+}$  для  $^{239}\text{Pu}$ ) необходимо использовать скорее обобщенное распределение Портера-Томаса, нежели употребляемое традиционно. Использование  $\nu_{эффхг}$  и распределения Портера-Томаса для описания флуктуаций  $\Gamma_{fг}$  оправдано лишь в случае очень слабо или очень сильно различающихся относительных вкладов каналов, где с равным основанием можно использовать целые значения  $\nu$ .

В работе [ 3 ] показано, что имеется значительное влияние различных способов описания распределений делительных ширин на  $S_{nx}$ -факторы. Так, различие в  $S_{nn}^{0+}$  и  $S_{n\gamma}^{0+}$  для  $^{239}\text{Pu}$ , рассчитанных с использованием традиционного распределения Портера-Томаса и обобщенного распределения, при 0,1 кэВ достигает  $\sim 18\%$  и в  $S_{nn}^{0+} \sim 5\%$  при разности вкладов каналов, равной  $\sim 0,7 - 0,9$ . С ростом энергии различие между традиционным, с использованием  $\nu_{эфф}$ , и основывающемся на двухканальном распределении способами учета флуктуаций делительных ширин уменьшается (при энергии 100 кэВ для  $S_{nn}^{0+}$  и  $S_{n\gamma}^{0+}$  оно уменьшается в 2-3 раза и для  $S_{nf}^{0+}$  - в 1,5-2,0 раза).

При оценке средних сечений делящихся нечетных ядер-мишеней в области энергий неразрешенных резонансов факторы флуктуации  $S_{nf}$  делительных ширин с малым числом каналов (типа  $\langle \Gamma_f \rangle^{0+}$  для  $^{239}\text{Pu}$ ) должны быть рассчитаны с использованием обобщенного распределения Портера-Томаса. Для четно-четных ядер-мишеней  $S_{nf}$ -фактор должен быть рассчитан с учетом

распределения делительных ширин в подбарьерной области, которое является сверткой распределения Портера-Томаса, характеризующего распределение делительных ширин относительно их локальных средних значений, с функцией распределения средних делительных ширин. Значение  $S_{\text{mf}}$ -фактора в этом случае аналитически не вычисляется, и поэтому оно было определено усреднением значений  $\frac{\Gamma_{\text{mf}} \Gamma_{\text{fz}}}{\Gamma_{\text{z}}}$ , полученных розыгрышем методом Монте-Карло соответствующих распределений.

Для оценки нейтронных сечений в области энергий быстрых нейтронов нами был разработан метод, позволяющий в рамках оптико-статистического подхода с учетом конкуренции делительного и радиационного каналов производить расчет и предсказание нейтронных сечений всех типов процессов, включая сечения каскадных реакций, в области энергии 1 кэВ - 15 МэВ.

Были созданы также вариант метода связанных каналов и реализующая его ЭВМ-программа, которые обладают определенными физическими и математическими особенностями по сравнению с имеющимися подходами. Объединение программы связанных каналов с оптимизационной задачей поиска параметров потенциала и определение того, какие исходные экспериментальные данные должны быть положены в основу, позволило определить наиболее оптимальные параметры потенциала для четных и нечетных ядер, которые дали возможность теоретического предсказания сечения прямого неупругого рассеяния на уровнях и угловых распределений упруго и неупруго рассеянных нейтронов.

Подробнее оба эти метода обсуждены в двух других докладах, представленных на данной конференции.

Мы провели также исследование возможности использования метода Монте-Карло в области энергий нейтронов выше 5 МэВ для предсказания нейтронных сечений делящихся ядер на основе обобщения экситонной модели предравновесного распада. Установление связи между процессом перехода неравновесной ядерной системы в равновесную и случайными марковскими процессами, сделанное Гудимой и др. [ 4 ], позволило использовать метод Монте-Карло для точного решения обобщенного кинетического уравнения, описывающего развитие возбужденной системы во времени, включая последовательное испускание частиц на стадии установления статистического равновесия. Эта модель оказалась полезной для оценки ядерных данных делящихся ядер, так как она позволяет



рассчитать парциальные сечения всех процессов при взаимодействии нейтронов с ядрами и ее можно обобщить на случай делящихся ядер, т.е. учесть конкуренцию процессов испарения и деления при расчете сечений других процессов.

При проведении расчетов с помощью этой модели было учтено изменение высоты барьера деления с ростом энергии возбуждения с учетом результатов, полученных ранее методом Хартри-Фока [5], а также влияние предравновесной эмиссии частиц на делимость ядер, что приводит к уменьшению энергии возбуждения компаунд-ядра и, следовательно, к уменьшению вероятности деления.

Использование метода Монте-Карло для расчета внутриядерного каскада с учетом предравновесного испускания нейтронов позволяет в области энергий выше 5 МэВ предсказывать сечение неупругого рассеяния, сечения  $(n, 2n)$ - и  $(n, 3n)$ -реакций для тяжелых ядер с точностью  $\sim 20-30\%$ . Рассчитанные сечения неупругого рассеяния  $\sigma_n$  оказываются слабо зависящими от того, какие значения барьеров деления  $V_f$  используются в расчетах, и основное влияние на расчет  $\sigma_n$  оказывает правильность выбора вида матричного элемента при учете предравновесно испущенных нейтронов.

При расчете сечений  $(n, 2n)$ - и  $(n, 3n)$ -реакций для  $^{238}\text{U}$  данный метод с использованием барьеров деления  $V_f$ , полученных из экспериментальных данных по  $\sigma_f$ , и учетом температурной зависимости  $V_f$  дает наиболее близкое описание экспериментальных данных по  $\sigma_{2n}$  и  $\sigma_{3n}$  (согласие в пределах  $\sim 10-20\%$ ).

Эта модель может быть использована для учета конкуренции процесса деления при расчете сечений  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$ ,  $(n, n')$ , но с ее помощью нельзя предсказать сечение деления ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные по  $\sigma_f$ .

Путь к более корректному расчету  $\sigma_f$ , который у нас разрабатывается в настоящее время, может лежать в использовании современной модели плотности уровней с учетом коллективных эффектов, признания факта, что первый барьер имеет аксиально-асимметричную форму, которая приводит к большей плотности уровней по сравнению с аксиально-симметричной продольной деформацией, а также в учете того, что для актинидов тяжелее тория имеются два параллельных вторых горба с разницей 0,5 МэВ

и что первый аксиально-асимметричный барьер, возможно, расщепляется на два резких барьера [ 6 7 ].

Таким образом, в лаборатории создан ряд методов оценки и предсказания нейтронных сечений делящихся ядер. Расчетные значения сечения образования составного ядра для тяжелых ядер, полученные различными авторами по оптической сферической модели, показывают большой разброс ( $\sim 30-50\%$ ) в зависимости от параметров используемой оптической модели. Проведенные нами исследования по определению параметров как сферического, так и несферического потенциалов, позволяющих описать всю совокупность экспериментальных данных, привели к получению оптимального вида потенциала для тяжелых ядер, что дает возможность проводить расчеты сечения образования составного ядра с неопределенностью  $\sim 10\%$ .

Сечение радиационного захвата при расчете по теоретическим моделям зависит не только от сечения образования составного ядра, но и от того, как учесть конкуренцию деления и неупругого рассеяния, какова плотность уровней составного ядра и каков вид спектрального фактора. Проведенные нами расчеты

$\sigma_{\gamma}$  по статистической модели дают удовлетворительные результаты для  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и позволяют использовать этот подход к другим делящимся ядрам ( $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ) без дальнейшей подгонки параметров. Согласие с экспериментальными данными по  $\sigma_{\gamma}$ , где они есть, не хуже 10-20%. Второй метод расчета  $\sigma_{\gamma}$ , применяемый в области энергий неразрешенных резонансов, позволяет в случае использования средних резонансных параметров, полученных из оцененных данных, рассчитывать  $\sigma_{\gamma}$  с точностью 5-10% в области энергий до 200 кэВ.

Расчетные значения сечений неупругого рассеяния на уровне зависит от знания нейтронных силовых функций во входном и выходном каналах, неопределенность в которых соответствует неопределенности в сечении образования компаунд-ядра ( $\sim 10-15\%$ ). Существование прямого механизма возбуждения ротационных состояний вносит дополнительную неопределенность в теоретические расчеты сечений. Кроме того, возможное существование корреляций между нейтронными ширинами для входного и выходного каналов может привести к некоторой недооценке  $\sigma_n$ . Видимо, об-

щая погрешность в расчете сечений неупругого рассеяния для дискретных уровней деформирующихся ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные, может составлять 20-30%.

Список литературы

1. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. - Ядерная физика, 1979, т.29, с.875.
2. Shaker M.O., Inkyanov A.A. - Phys.Letters, 1965, v.19, p.197.
3. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Маслов В.М. - Известия АН БССР, серия физ.-энерг., 1979, № 3, с.25.
4. Гудима К.К., Ососков Г.А., Тонеев В.Д. - Ядерная физика, 1975, т.21, с.260.
5. Sauer G., Chandra H., Mosel U. - Nucl.Phys., 1976, v. A264, p.221.
6. Britt H.C. Proc. of the IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Julich, 1979.

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРЕДСКАЗАНИЯ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО  
ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЕЛЯЩИМИСЯ ЯДРАМИ

В.А.Веневич, А.Б.Клепацкий, В.А.Коньшин,  
Е.Ш.Суховицкий  
(Институт тепло- и массообмена АН БССР)

На основании сравнения теоретических расчетов с экспериментальными данными сделан вывод, что использование несферического оптического потенциала, спектрального фактора в форме Лоренца, плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных мод совместно с корректным учетом конкуренции  $(n, \chi f)$  и  $(n, \chi n')$ -процессов радиационному захвату позволяет получить самосогласованное описание  $\sigma_{\chi}$  в широкой энергетической области.

On a base of comparison of theoretical calculations and experimental data it is concluded that the use of the non-spherical optical potential, the Lorentzian spectral factor, the Fermi-gas level density model involving the collective modes as well as taking into account  $(n, \chi f)$  and  $(n, \chi n')$  - competition permits the self-consistent calculation of  $\sigma_{\chi}$  over a wide energy range.

Попытка теоретического предсказания сечений радиационного захвата нейтронов делящимися ядрами включает в себя учет ряда факторов: использование корректной модели плотности уровней, физически обоснованного вида спектрального фактора, коэффициентов нейтронной проницаемости, полученных из обобщенной оптической модели; кроме того, возникает необходимость корректного учета конкуренции деления и процессов  $(n, \chi f)$  и  $(n, \chi n')$  радиационному захвату.

Широко используемая традиционная модель ферми-газа для плотности уровней не согласуется с выводами микроскопической теории и некоторыми экспериментальными данными [1]. Статистический метод описания усредненных характеристик возбужденных ядер, развитый Игнатюком [2,3], включает в себя основные результаты микроскопической теории и позволяет учесть кол-

лективные эффекты и парные корреляции в плотности уровней. Так как рассчитываемые сечения деления обычно подгоняются к экспериментальным данным, то в расчетах по статистической теории сечение радиационного захвата оказывается наиболее чувствительным к выбору той или иной модели плотности уровней. Наши расчеты показывают, что использование традиционной модели ферми-газа для плотности уровней приводит к значительному расхождению с экспериментальными данными рассчитываемых  $\sigma_{\gamma}$  для обоих видов спектральных факторов, которое нельзя объяснить неопределенностью используемых параметров (рис. I).

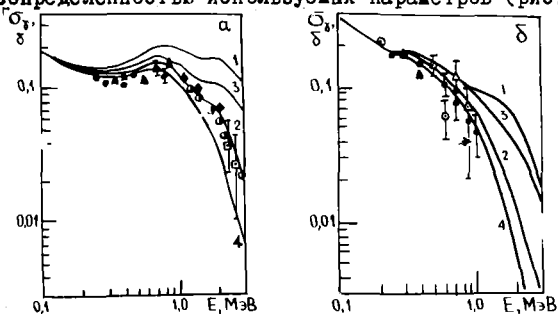


Рис. I. Сравнение экспериментальных данных по  $\sigma_{\gamma}$  ( $\alpha$ - $^{238}\text{U}$ ,  $\delta$  -  $^{239}\text{Pu}$ ) и теоретических, полученных с использованием различных моделей плотности уровней: 1 - модель ферми-газа, спектральный фактор Лоренца; 2 - модель ферми-газа с учетом коллективных эффектов, спектральный фактор Лоренца; 3 - сверхтекучая модель с учетом коллективных эффектов, спектральный фактор Лоренца; 4 - то же, что и кривая 2, но спектральный фактор взят в форме Вайскопфа ( $^{238}\text{U}$  :  $\langle D \rangle_{\text{набл.}} = 24,8$  эВ [4];  $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{\text{набл.}} = 23,5$  мэВ (ENDF-B/IV);  $^{239}\text{Pu}$  :  $\langle D \rangle_{\text{набл.}} = 2,38$  эВ [5],  $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{\text{набл.}} = 43,3$  мэВ [5];  $T_n$  определены методом связанных каналов).

Наилучшее согласие с экспериментом во всей области энергий достигается при использовании плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных мод. Использование в расчетах спектрального фактора Вайскопфа (кривая 4 на рис. I) не приводит к лучшему согласию с экспериментальными данными по  $\sigma_{\gamma}$ , чем согласие, достигнутое при использовании спектрального фактора Лоренца и плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных мод. Поэтому, учитывая большую физическую обоснованность фактора Лоренца, на что указывают результаты описания радиационных силовых функций [6] и экспериментальных данных по ширинам  $(n, \gamma f)$ -процесса [5], считаем целесообразным использование в расчетах по статистической теории

именно этого спектрального фактора.

Наиболее правильное описание нейтронных проицаемостей для актинидов дает метод связанных каналов. Из рис.2 видно влияние на расчет  $\sigma_f$  коэффициентов нейтронных проицаемостей, полученных с использованием сферической и несферической оптической модели. Различие в  $\sigma_f$  для этих двух случаев зависит от энергии и изменяется от 5 до 20%.

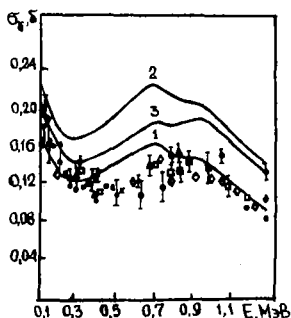


Рис.2. Зависимость расчетных значений  $\sigma_f(^{238}\text{U})$  от  $\langle D \rangle_{\text{опт}}$  и коэффициентов нейтронной проицаемости  $T_n$  (расчет проводился для модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов, спектрального фактора Лоренца и  $\langle \Gamma_n \rangle_{\text{явл}} = 23,5 \text{ мэВ}$ ): 1 -  $\langle D \rangle_{\text{явл}} = 24,8 \text{ эВ}$  [4], несферический потенциал; 2 -  $\langle D \rangle_{\text{явл}} = 17,7 \text{ эВ}$  [7], несферический потенциал; 3 -  $\langle D \rangle_{\text{явл}} = 17,7 \text{ эВ}$ , сферический потенциал.

Предсказание сечений радиационного захвата нейтронов в рамках статистической модели требует знания не только проицаемостей радиационного захвата и влетных нейтронных проицаемостей, но и вероятности конкурирующих процессов.

В работе [5] указывалось на необходимость учета конкуренции реакции  $(n, \gamma f)$  при расчете сечений радиационного захвата. До сих пор при расчете ширины процессов  $(n, \gamma f)$  и  $(n, \gamma n')$  конкуренция деления и неупругого рассеяния процессу

$\gamma$  - разрядки учитывалась только после испускания первого  $\gamma$  - кванта. Однако анализ показывает, что для ядер с отрицательным порогом деления такой подход справедлив лишь для малых энергий налетающих нейтронов ( $E_n \leq 0,5 \text{ МэВ}$ ). Это связано с тем, что при более высоких энергиях налетающих нейтронов имеется определенная вероятность деления ядра и после испускания двух последовательных  $\gamma$  - квантов.

В настоящей работе при расчете ширины радиационного захвата учет конкуренции деления и неупругого рассеяния  $\gamma$  - разрядке рассмотрен для еще одного каскада. Это позволяет с достаточной точностью рассчитать ширины радиационного захвата,  $(n, \gamma f)$  и  $(n, \gamma n')$ -процессов. Основная часть  $\gamma$  -квантов

второго каскада испускается при энергии возбуждения ядра не больше  $V_n + 0,5$  МэВ, так как при более высоких энергиях возбуждения преобладают процессы неупругого рассеяния и деления. Если учесть, что средняя энергия  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma \approx 1$  МэВ, то после двух последующих каскадов разрядки энергия возбуждения ядра становится меньше порогов деления, и другие процессы, кроме  $\gamma$ -разрядки, невозможны. Сравнение ширин радиационного захвата, полученных в настоящей работе для ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , с результатами расчетов, рассматривающих конкуренцию процессов деления и неупругого рассеяния только после первого каскада  $\gamma$ -разрядки (рис.3), показывает, что для малых энергий налетающих нейтронов ширины практически совпадают.

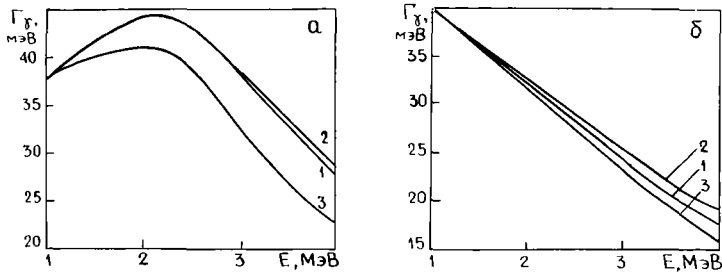


Рис.3. Сравнение различных подходов при расчете ширин радиационного захвата:

- а)  $\Gamma_{\gamma}^{1/2}$  для ядра-мишени  $^{238}\text{U}$  ;  
 б)  $\Gamma_{\gamma}^{1/2}$  для ядра-мишени  $^{239}\text{Pu}$  ;  
 1 - настоящая работа; 2 - настоящая работа с учетом конкуренции деления и неупругого рассеяния только после первого каскада  $\gamma$ -разрядки; 3 - учет процессов  $(n, \gamma f)$  и  $(n, \gamma n')$  согласно [5].

При более высоких энергиях поведение  $\Gamma_\gamma$  различно. Для  $^{238}\text{U}$ , имеющего положительный порог деления, учет конкуренции процессов деления и неупругого рассеяния на втором каскаде

$\gamma$ -разрядки ведет к незначительному уменьшению ширины радиационного захвата, в то время как для  $^{239}\text{Pu}$  величина  $\Gamma_\gamma$  уменьшается существенно. Важным является также корректный учет конкуренции деления и неупругого рассеяния при энергиях возбуждения ядра больших  $V_n$ . Это видно из рис.3, где результаты настоящего расчета сравниваются с результатами работы [5], в которой вклад в ширину радиационного захвата  $\gamma$ -квантов второго

каскада, испускаемых при энергиях возбуждения ядра больших  $V_n$ , не учитывался.

Таким образом, проведенный теоретический анализ показывает, что для надежного предсказания энергетической зависимости  $\sigma_{\delta}$  делющихся ядер в области энергии до 4 МэВ необходимо:

- а) использование для получения нейтронных проицаемостей обобщенной оптической модели;
- б) корректный учет конкуренции  $(n, \gamma f)$  и  $(n, \gamma n')$ -процессов радиационному захвату;
- в) использование плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов и спектрального фактора в форме Лоренца.

### Список литературы

1. Блохин А.И., Игнатюк А.В., Платонов В.П. и др., Вопросы атомной науки и техники, серия: Ядерные константы, М., 1976, вып.21, с.3.
2. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н., Ядерная физика, 1979, т.29, с.875.
3. Игнатюк А.В., Шубин Ю.Н. Изв.АН СССР, сер.физич., 1975, т.37, с.1947.
4. De Saussure G., Olsen D.K., Perez R.D. et al., Progress in Nuclear Energy, 1979, v.3, p.87.
5. Суховицкий Е.Ш., Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Анципов Г.В. Нейтронная физика, (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, г.Киев, 1977г.), М. 1977, ч.4, с.68.
6. Bartholomew G.A. et al., Advances in Nuclear Physics, 1974, v.7, p.232.
7. Mughabghab S.F. and Garber D.I. BNL-325 3d ed., 1973, v.1.



РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ДЕЯЩИХСЯ ЯДЕР ПО СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В.А. Зеневич, А.Б. Клепацкий,  
В.А. Коньшин, Е.Ш. Суховицкий

(Институт тепло- и массообмена АН БССР)

Обсуждается метод, позволяющий в рамках оптико-статистического подхода с учетом конкуренции делительного и радиационного каналов рассчитывать одновременно нейтронные сечения всех типов процессов, включая сечения каскадных реакций, в области энергий нейтронов 1 кэВ - 15 МэВ.

The method for simultaneous calculation of all types of neutron cross-sections for heavy fissile nuclei including the cascade reactions is discussed.

Оценка нейтронных сечений тяжелых делящихся ядер в значительной степени, а для некоторых ядер и главным образом, опирается на расчеты по теоретическим моделям. Многолетняя работа в области оценки ядерных данных привела к созданию комплексной статистической модели, позволяющей одновременно самосогласованным образом рассчитывать все типы нейтронных сечений для делящихся ядер в области энергий 1 кэВ - 15 МэВ.

При проведении сравнительного анализа различных вариантов статистической модели ядерных реакций пришли к выводу, что приближение Тепела-Хоффмана-Вайденмюллера [1] не следует использовать для расчета нейтронных сечений делящихся ядер в области энергий до 1 МэВ, что обусловлено как малым числом каналов распада, так и наличием сильного конкурирующего канала деления с малым  $\nu_f$ . Однако при энергиях 1,1 МэВ нейтронные сечения, рассчитанные по обоим методам (Хаузера-Фешбаха с S-фактором и Тепела и др.), согласуются между собой по  $\sigma_s$  в пределах 10%,  $\sigma_f \sim 10\%$ ,  $\sigma_{n'} \sim 2\%$ . Следует заметить, что при использовании формализма Тепела и др. в области энер-

гий ниже 1 МэВ сумма сечений реакций, протекающих через составное ядро, оказывается отличной от сечения образования составного ядра, рассчитываемого по оптической модели. Это различие, вызванное модификацией нейтронных проницаемостей для входного канала, с ростом энергии, однако, уменьшается и при  $E_n > 1,1$  МэВ практически исчезает. Формализм Тепела и др., учитывающий корреляцию входного и выходного упругого каналов, более корректно описывает сечение упругого рассеяния через составное ядро, чем формализм Хаузера-Фешбаха, а, значит, лучше описывает и сечение неупругого рассеяния в области энергий выше 1,1 МэВ. Выше 2 МэВ использование обоих формализмов приводит к одинаковым результатам.

При применении оптико-статистической модели для расчета нейтронных сечений делящихся ядер возникает ряд трудностей, и оценка нейтронных сечений для этих ядер достаточно сложна.

Характерными особенностями созданной комплексной статистической модели и реализованной на ее основе ЭВМ-программы являются: корректный учет нейтронных проницаемостей, использование современных представлений о плотности уровней, учет конкуренции деления, а также возможность расчета сечений многоканальных процессов.

Коэффициенты нейтронных проницаемостей для входных каналов были рассчитаны с помощью обобщенной оптической модели (метода связанных каналов). Корректность расчета коэффициентов нейтронных проницаемостей сказывается в первую очередь на величине сечения образования составного ядра, а, следовательно, и на надежности расчета полного сечения неупругого рассеяния. Хотя ошибки в расчетах парциальных сечений по статистической модели, обусловленные использованием сферического оптического потенциала, могут в какой-то степени быть скомпенсированы перенормировкой к сечению образования составного ядра, рассчитываемому по методу связанных каналов, тем не менее для деформированных ядер наиболее правильное описание нейтронных проницаемостей дает метод связанных каналов с тщательной оптимизацией параметров несферического потенциала для наилучшего описания оптических сечений данного ядра. При вычислении выходных нейтронных проницаемостей использование сферического оптического потенциала кажется оправданным, так как даже для основной ротационной полосы сохранение связи каналов при вза-

взаимодействию нейтрона с возбужденным ядром не очевидно.

Наряду с используемыми нейтронными проникаемостями, существенное влияние на результаты расчетов нейтронных сечений по статистической модели оказывает выбор модели плотности уровней. Наиболее корректным подходом является микроскопический метод прямого моделирования структуры возбужденных состояний ядер [2], в рамках которого могут быть понятны вопросы об отличии коллективных движений ядер при различных энергиях возбуждения, о смешивании коллективных мод с одночастичными и др. Однако эти методы расчета плотности уровней оказываются весьма трудоемкими, особенно в области высоких энергий, что ограничивает возможность их применения при оценке ядерных данных.

Поэтому для выяснения влияния коллективных эффектов в плотности уровней на расчет нейтронных сечений тяжелых ядер использовался статистический метод усредненных характеристик возбужденных ядер, развитый в работе [3], который позволяет учесть корреляционные эффекты сверхпроводящего типа и когерентные эффекты коллективной природы.

Учет конкуренции деления при расчете сечений других процессов проводился с использованием сведений о переходных состояниях делящегося ядра, полученных теоретически и уточненных с помощью расчетов в области неразрешенных резонансов, к которым была добавлена информация о непрерывной плотности переходных состояний, аналогичная плотности уровней в модели с постоянной температурой. Этот подход позволяет провести параметризацию делительных проникаемостей и одновременно описать экспериментальные данные по сечению деления и угловым распределениям осколков деления. Следует подчеркнуть, что с помощью такого подхода можно достаточно корректно учесть конкуренцию деления при расчете нейтронных сечений других процессов, но предсказать сечения деления ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные, с помощью этого метода нельзя.

Разработанная комплексная статистическая модель была обобщена на случай многочастичных ядерных реакций, что позволило рассчитывать сечения каскадных реакций  $(n, 2n)$ ,  $(n, n'f)$ ,  $(n, 3n)$ ,  $(n, 2n'f)$ , протекающих в области выше 5 МэВ, с точным учетом законов сохранения при последовательном вылете нейтронов. Эти расчеты проводились в следующих предположениях: считалось, что имеется множество доступных каналов распада сос-

тавного ядра, а упругое рассеяние через составное ядро, которое возможно только по одному каналу, отсутствует. Расчет сечений каскадных реакций состоит в последовательном рассмотрении цепочки распадов на частицу и возбужденное ядро, которое в свою очередь может распадаться дальше, т.е. а) претерпеть деление - реакция  $(n, n'f)$ , б) снять возбуждение испусканием  $\gamma$ -кванта - неупругое рассеяние, в) снова испустить нейтрон. На последующем каскаде сечение испускания двух нейтронов в каждом конкретном канале умножается на вероятность  $\gamma$ -разрядки, деления и вылета нейтрона, давая соответственно сечения реакций  $(n, 2n)$ ,  $(n, 2n'f)$  и  $(n, 3n)$ . При рассмотрении предполагается, что все запреты на возможность распада связаны с законами сохранения энергии, момента и четности.

Расчеты на основе описанной выше комплексной статистической модели были использованы для создания и обновления полных файлов ядерных данных для  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$ .

В качестве иллюстрации на рис.1 даны результаты расчетов сечений неупругого рассеяния нейтронов на уровнях для  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ .

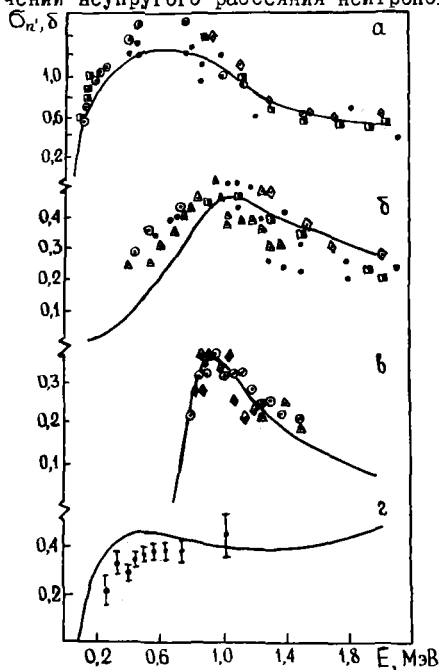


Рис.1. Сечения возбуждения уровней  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . а)  $^{238}\text{U}$ ,  $E_q = 44$  кэВ; б)  $^{238}\text{U}$ ,  $E_q = 148$  кэВ; в)  $^{239}\text{Pu}$ ,  $E_q = 680$  кэВ; г)  $^{239}\text{Pu}$ ,  $57 \text{ кэВ} \leq E_q \leq 76 \text{ кэВ}$ . В расчете использовалась плотность уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных мод

Использование нейтронных проникаемостей из обобщенной оптической модели и учет прямого возбуждения нижних уровней позволяют получить удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических сечений возбуждения не только для нижних уровней, но и для тех, сечения возбуждения

которых полностью определяются распадом составного ядра.

Выбор модели плотности уровней практически не сказывается на величине полного сечения неупругого рассеяния. Различие в плотности уровней ядра-мишени из различных моделей приводит к изменению соотношения сечений рассеяния на дискретном и непрерывном спектрах уровней и к изменению сечений возбуждения дискретных уровней.

Как видно из рис.2, наилучшее согласие расчетных и экспериментальных данных по сечениям возбуждения уровней  $^{239}\text{Pu}$  достигается при использовании плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных мод.

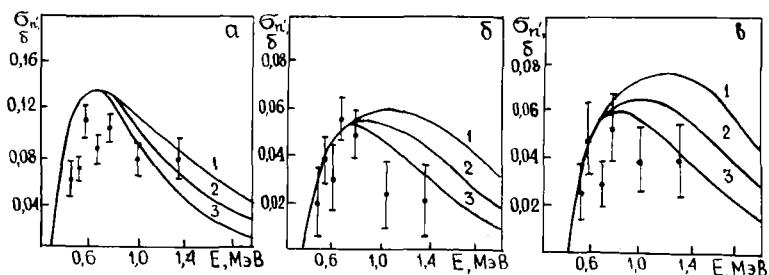


Рис.2. Сечения возбуждения уровней  $^{239}\text{Pu}$  для различных моделей плотности уровней: а)  $E_q = 285$  кэВ; б)  $E_q = 330$  кэВ; в)  $387$  кэВ  $\leq E_q \leq 392$  кэВ; 1 - ферми-газ, 2 - модель сверхтекучего ядра; 3 - ферми-газ с учетом коллективных мод.

Единым набором параметров в рамках статистического подхода, используя нейтронные проникаемости, полученные из обобщенной оптической модели, удается одновременно рассчитать сечения всех типов реакций с точностями в  $\sigma_f$  и  $\sigma_{n'}$   $\sim 5\%$ ,  $\sigma_\gamma \sim 10-15\%$ ,  $\sigma_{n'}(E_q) \sim 20-30\%$ ,  $\sigma_{2n} \sim 20\%$ , параметризовать  $\sigma_f$  с точностью  $\sim 10\%$ . При полном отсутствии экспериментальных данных по  $\sigma_\gamma$  и  $\sigma_{n'}$  для трансактинидов их можно рассчитать, пользуясь развитым методом, с вышеуказанными точностями. Минимально необходимой для расчетов  $\sigma_{n'}$  и  $\sigma_\gamma$  информацией являются экспериментальные данные по  $\sigma_f$ , средним параметрам  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  и  $\langle D \rangle$  и схеме уровней ядра.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hofman H.M., Richert J., Tepel J.W., Weidenmuller H.A. - *Ann.Phys.*, 1975, v.90, p.403; also Tepel Y.W. et al, - *Phys.Letters*, 1974, v.49B, p.1.
2. Soloviev V.G. - *Proc.of the Intern.Conf. on Interaction of Neutrons with Nuclei*, Lowell, USA, 1976, v.I, p.421.
3. Игнатик А.В., Истеков К.К., Смиреникин Г.Н. - *Ядерная физика*, 1979, т.29, с.875.

## ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗОТОПОВ КУРИЯ

Т.С. Белянова, А.Г. Колесов

(ФЭИ)

Выполнен анализ экспериментальных данных по нейтронным сечениям и резонансным интегралам для изотопов курья-242, 243, 244, 245, 246, 247, 248, охватывающий тепловую и резонансную области энергий. Полученные оцененные данные приведены в виде таблиц.

The brief review of neutron cross section and resonance integral data of the curium isotopes from 242 to 248 for thermal and resonance region energies are represented. The evaluated data are listed in tabular form.

Курий является малодоступным многоизотопным элементом, обладающим высокой радиоактивностью (его изотопный состав определяется условиями производства в реакторах), — это является основной причиной малого объема информации по нейтронным сечениям курья и их недостаточно высокой точности. Так, например, отсутствуют данные о сечении деления  $^{242,243}_{\text{Cm}}$  ограничены сведения о полных сечениях  $^{242,243,245,246,247}_{\text{Cm}}$ . По существу для всех изотопов курья не измерялось и, по всей видимости, в ближайшие годы не будет измеряться такое важное сечение, как сечение захвата. Оценки, основанные на статистических и модельных расчетах, являются единственным способом получения этих сечений. Они требуют систематизированной информации относительно основных параметров ядра, таких, как расстояние между уровнями, средняя радиационная ширина, силовая функция, которые могут быть получены из данных по пропусканию в резонансной области энергий нейтронов.

В настоящей работе сделана попытка систематизировать и оценить имеющиеся экспериментальные данные по нейтронным сечениям для изотопов курья в области тепловых и резонансных энергий нейтронов.

Работы по дифференциальным измерениям полных нейтронных сечений —  $\sigma_t$ , сечений деления —  $\sigma_f$  и захвата —  $\sigma_c$  пере-

числены в табл. I. Здесь же приведены характеристики спектрометров, исследованных образцов и указаны точности измеренных сечений, нейтронных -  $\Gamma_n$ , радиационных -  $\Gamma_\gamma$  и делительных -  $\Gamma_f$  ширин.

Таблица I  
Общие сведения об измеренных дифференциальных сечениях

Сечение реакции	Изотоп урана	Максимальное обогащение, %	Толщина образцов $^{235}\text{U}$ атом/см <sup>2</sup> , или в мкг	Источники нейтронов	Разрешение метода, нс/м	Энергетические границы резонансных параметров	Точность измеренных данных	Литература																																																																																																																																														
$\sigma_t$	244	96,5	22,4	селектор	55	0,01-275	$\Gamma_\gamma, \Gamma_n$ 5-25%	[1]																																																																																																																																														
	246	21,5	0,74	ANL		0,01-20			$\sigma_t$	243	1,51	2,80	селектор	147-	0,01-26	$\Gamma_n, \Gamma_f$ 12-34%	[2]	244	93,84	177	MTR	0,01-90	$\Gamma_n$ 6-24%	245	4,04	7,59		280	0,01-30	$\Gamma_n, \Gamma_f$ 10-35%	246	3,94	7,43			0,01-20	$\Gamma_\gamma$ 7%, $\Gamma_n$ 50%	$\sigma_t$	242	8,7	7,52		70	1-265	$\Gamma, \Gamma_n$ 10-40%	[3]	244	88,6	110	селектор CM-2	70	0,1-220	$\Gamma_n, \Gamma_f$ от 2 до 20%	[4]	245	9,57	25,7	0,5-50	246	51,85	20,6			0,1-160			248	6,79	2,7			0,1-100			247	1,61	0,64		120	0,5-20	$\Gamma, \Gamma_n$ 15-40%	[5]	$\sigma_t$	244	82,5	8,2	ускоритель	40	6-530	$\Gamma_n \sim 10\%$	[6]	246	3,11	0,51	ORVLA	40	0,5-160	$\Gamma_\gamma$ 4-9%	[7]	248	96,82	16,0			0,5-2400	$\Gamma_n$ 3-18%		$\sigma_f$	245	98	5,75 мкг	ускоритель LLL		0,01-36	$\Gamma_n, \Gamma_f$ 10-20%	[8]	$\sigma_f$	243	89	210 мкг	ядерный взрыв	20	15-80	$\Gamma_n, \Gamma_f$ от четн. $^{235}\text{U}$ 10-50%	[9]	244	98,5	83,5 мкг	20-980	245	76,5	34,1		20-60		246	94,7	16,3	Physics-8	20-400	$\sigma_m$ нечет. 10-40%	247	20,9	26,9		20-60		248	89,3	67,6
$\sigma_t$	243	1,51	2,80	селектор	147-	0,01-26	$\Gamma_n, \Gamma_f$ 12-34%	[2]																																																																																																																																														
	244	93,84	177	MTR		0,01-90				$\Gamma_n$ 6-24%																																																																																																																																												
	245	4,04	7,59			280				0,01-30	$\Gamma_n, \Gamma_f$ 10-35%																																																																																																																																											
	246	3,94	7,43						0,01-20	$\Gamma_\gamma$ 7%, $\Gamma_n$ 50%																																																																																																																																												
$\sigma_t$	242	8,7	7,52		70	1-265	$\Gamma, \Gamma_n$ 10-40%	[3]																																																																																																																																														
	244	88,6	110	селектор CM-2	70	0,1-220	$\Gamma_n, \Gamma_f$ от 2 до 20%	[4]																																																																																																																																														
	245	9,57	25,7			0,5-50																																																																																																																																																
	246	51,85	20,6			0,1-160																																																																																																																																																
	248	6,79	2,7			0,1-100																																																																																																																																																
247	1,61	0,64		120	0,5-20	$\Gamma, \Gamma_n$ 15-40%	[5]																																																																																																																																															
$\sigma_t$	244	82,5	8,2	ускоритель	40	6-530	$\Gamma_n \sim 10\%$	[6]																																																																																																																																														
	246	3,11	0,51	ORVLA	40	0,5-160	$\Gamma_\gamma$ 4-9%	[7]																																																																																																																																														
	248	96,82	16,0			0,5-2400	$\Gamma_n$ 3-18%																																																																																																																																															
$\sigma_f$	245	98	5,75 мкг	ускоритель LLL		0,01-36	$\Gamma_n, \Gamma_f$ 10-20%	[8]																																																																																																																																														
$\sigma_f$	243	89	210 мкг	ядерный взрыв	20	15-80	$\Gamma_n, \Gamma_f$ от четн. $^{235}\text{U}$ 10-50%	[9]																																																																																																																																														
	244	98,5	83,5 мкг			20-980																																																																																																																																																
	245	76,5	34,1			20-60																																																																																																																																																
	246	94,7	16,3	Physics-8		20-400	$\sigma_m$ нечет. 10-40%																																																																																																																																															
	247	20,9	26,9			20-60																																																																																																																																																
248	89,3	67,6			20-100																																																																																																																																																	



Основная трудность при измерениях  $\beta_{\pm}$  и  $\beta_{\pm}$  заключается в отсутствии достаточного количества одноизотопного, химически чистого кюрия. За исключением  $^{244}\text{Cm}$  обогащение другими изотопами находится на уровне 1,5–9,5%. Несмотря на малое в процентном отношении содержание изотопов  $^{242-248}\text{Cm}$ , их абсолютные "толщины" оказались вполне пригодными для измерения пропускания. Однако наложение уровней от разных изотопов (особенно от  $^{244}\text{Cm}$ ) значительно осложняет идентификацию уровней и снижает точность расчета их параметров. Сравнительно невысокое разрешение спектрометров (см. табл.1) влечет за собой ограничение энергетического диапазона исследования и ощутимый пропуск уровней. В зависимости от энергии нейтронов ошибки в  $\beta_{\pm}$  [1-7] колеблются от 5 до 50%.

Таблица 2  
Резонансные параметры для  $^{242}\text{Cm}$

$E_0$ , эВ	$\Gamma_n$ , мэВ	$\Gamma_{\gamma}$ , мэВ	$\Gamma_f$ , мэВ	$E_0$ , эВ	$\Gamma_n$ , мэВ	$\Gamma_{\gamma}$ , мэВ	$\Gamma_f$ , мэВ
13,62	1,82	34,2	1,7	130,3	3,6	38	1,7
30,33	3,1	54,9	1,7	148,7	24,0	38	1,7
37,5	4,4	76,6	1,7	154,6	11,5	38	1,7
60.1	23,6	38	1,7	235,2	51	38	1,7
89,3	12,5	38	1,7	245,3	71	38	1,7
103,4	5,4	38	1,7	265,3	68	38	1,7

Трудности измерения  $\beta_{\pm}$  связаны главным образом с проблемой детектирования. Все изотопы кюрия имеют высокий фон  $\alpha$ -излучения. Четные изотопы обладают высоким уровнем радиоактивности, сопровождающей спонтанное деление,

Таблица 3  
Резонансные параметры для  $^{242}\text{Cm}$

$E_0$ , эВ	$2\sigma\Gamma_n$ , мэВ	$\Gamma$ , мэВ	$\Gamma_f$ , мэВ	$E_0$ , эВ	$2\sigma\Gamma_n$ , мэВ	$\Gamma$ , мэВ	$\Gamma_n$ , мэВ
1,49	0,27	33	225	10,32	5,14	33	750
2,27	1,90	33	275	11,07	3,33	33	90
3,09	0,748	33	130	14,55	0,95	33	250
3,34	0,29	33	80	15,6	1,74	33	250
3,74	0,78	33	110	21,6	4,3	33	250
5,40	0,81	33	150	24,44	2,97	33	150
5,96	3,83	33	575	25,84	2,85	33	150
8,80	0,92	33	300				

Таблица 4

Резонансные параметры для  $^{244}\text{Cm}$ 

$E_0$ , эВ	$\Gamma_n$ , мэВ	$\Gamma_\gamma$ , мэВ	$\Gamma_f$ , мэВ	$E_0$ , эВ	$\Gamma_n$ , мэВ	$\Gamma_\gamma$ , мэВ	$\Gamma_f$ , мэВ
-1,48	0,0633	23	0,50	264,8	11,39	40	0,92
7,667	10,1	32	0,45	274,2	21,53	35	0,39
16,785	1,98	37	1,40	317,4	6,06	35	0,28
22,825	0,85	35	3,50	329,5	42,29	45	0,41
35,0	3,94	26	1,57	343,6	47,08	30	0,80
52,8	0,56	35	1,60	353,1	117,4	35	1,22
70,05	0,653	20	1,70	361,8	22,83	42	1,38
86,05	24,3	30	0,52	364,6	6,11	39	2,20
96,3	6,48	51	2,33	386,3	26,14	30	0,90
132,9	14,5	46	1,62	397,6	17,95	39	0,70
139,2	2,26	30	2,70	414,0	21,36	35	0,21
171,3	3,30	34	1,17	420,6	123,1	33	0,85
181,6	8,76	34	1,84	426,9	20,66	19	0,18
197,0	32,28	50	1,34	443,7	67,41	41	1,00
209,8	45,19	34	0,48	471,1	44,28	46	2,80
222,1	41,43	52	1,87	489,2	22,12	20	0,27
230,7	15,04	50	0,50	492,1	51,45	33	0,42
234,5	3,98	41	0,85	511,1	123,0	41	0,22
242,7	1,293	36	2,20	520,6	40,16	28	1,61

которую трудно отделить при регистрации вынужденного деления ядра. Кроме того,  $\sigma_f$  у четных изотопов мало (всего 5–10% сечения поглощения в резонансной области). Наконец, многоизотопность урания. Все это обуславливает точность  $\sigma_f$  от 10 до 50%.

Основные данные по делению получены на ядерном взрыве [10–12]. Область разрешенных энергий ограничена 40–60 эВ. Здесь были получены  $\sigma_f$  для  $^{244}, ^{246}\text{Cm}$ . В силу специфических условий эксперимента точность  $\sigma_f$  в зависимости от четности изотопов меняется от 10 до 60%. Однако это не уменьшает значимости  $\sigma_f$ , которые в течение многих лет остаются единственным источником информации.

Точность измеряемых на линейных ускорителях  $\sigma_f$  повысилась до 5–20% благодаря обогащению образцов исследуемым изотопом до 96–98% [3]. Например,  $\sigma_f$   $^{245}\text{Cm}$  [8] и  $\sigma_f$   $^{248}\text{Cm}$  [7] измерены практически на одноизотопных образцах, полученных в ре-

зультате  $\alpha$ -распада соответственно  $^{249}\text{Cf}$  и  $^{252}\text{Cf}$ . Дальнейшее увеличение точности  $\beta_f$  связано главным образом с усовершенствованием детекторов.

Таблица 5

Резонансные параметры для  $^{245}\text{Cm}$

$E_0, \text{эВ}$	$2\lambda_{ln}, \text{мэВ}$	$\Gamma_f, \text{мэВ}$	$\Gamma_r, \text{мэВ}$	$E_0, \text{эВ}$	$2\lambda_{ln}, \text{мэВ}$	$\Gamma_f, \text{мэВ}$	$\Gamma_r, \text{мэВ}$
- 0,1	0,144	40	300				
0,90	0,102	100	800	33,0	0,40	60	4
1,98	0,219	45	175	34,6	0,23	60	60
2,49	0,11	120	300	35,3	6,00	35	4195
4,70	2,10	35	325	36,3	2,58	168	190
5,75	0,14	300	300	39,5	0,65	60	102
7,53	1,91	60	300	40,7	2,16	60	585
8,80	0,53	75	500	42,8	4,20	60	10
9,20	0,30	45	200	43,3	1,73	60	535
10,15	0,33	350	200	44,8	1,9	60	690
11,34	0,75	25	140	45,7	0,6	60	900
13,75	0,34	75	170	47,6	4,9	60	30
16,0	0,57	40	400	49,2	2,6	60	1400
21,4	3,20	30	490	50,5	1,8	60	750
24,8	3,20	40	225	51,6	0,6	60	210
25,8	0,04	60	550	53,6	12,3	60	900
26,8	0,80	50	130	54,6	0,3	60	1060
27,6	0,70	25	200	56,3	1,4	60	505
29,5	3,76	25	350	58,5	13,8	60	390
31,7	0,41	170	690	60,0	0,6	60	520

Таблица 6

Резонансные параметры для  $^{246}\text{Cm}$

$E_0, \text{эВ}$	$\Gamma_n, \text{мэВ}$	$\Gamma_f, \text{мэВ}$	$\Gamma_r, \text{мэВ}$	$E_0, \text{эВ}$	$\Gamma_n, \text{мэВ}$	$\Gamma_f, \text{мэВ}$	$\Gamma_r, \text{мэВ}$
4,315	0,332	29,2	1,67	250,8	9,34	28	0,38
15,33	0,538	27,5	0,48	278,7	7,01	28	1,30
84,62	25,8	28	0,70	288,7	59,4	28	0,31
91,91	14,2	28	0,17	313,6	24,8	28	1,50
158,7	28,9	28	0,73	381,1	117,1	28	1,80

### Сечения в резонансной области энергий

В табл. 2-8 приведены оцененные параметры уровней для 7 изотопов кюрия. В оценке использованы все имеющиеся данные по дифференциальным сечениям кюрия [1-10]. Они получены практически с одинаковой степенью точности (отдельные отклонения будут обсуждаться), поэтому оцененные величины для каждого уровня определялись как среднее взвешенное. За основу таблиц для  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{246}\text{Cm}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  взяты данные из оценки Benjamin [11], изменения внесены только в величины  $\Gamma_\gamma$  и  $\Gamma_n$ .

Наиболее достоверные оцененные данные у  $^{244}\text{Cm}$ , они получены в результате анализа сравнительно большого числа работ. Следует отметить, что для  $^{242}\text{Cm}$  [3],  $^{243}\text{Cm}$  [2] и  $^{247}\text{Cm}$  [5, 10] были выполнены единичные измерения, в качестве оцененных параметров приводятся данные этих работ. Основными для оценки параметров  $^{245}\text{Cm}$ ,  $^{246}\text{Cm}$  и  $^{248}\text{Cm}$  были соответственно работы [8], [4] и [7]. Данные других работ оказались менее надежными. Так, например,  $^{246}\text{Cm}$  [1, 7] и  $^{247}\text{Cm}$  [5] измерены на очень тонких образцах, что способствовало пропуску уровней. При обработке пропусканий  $^{245}\text{Cm}$  [4, 10] и  $^{247}\text{Cm}$  [5, 10] ис-

Таблица 7

Резонансные параметры для $^{247}\text{Cm}$						
$E_0$ , эВ	$2\sigma_{\Gamma_n}$ мэВ	$\Gamma$ , мэВ	$\Gamma_\gamma$ , мэВ	$E_0$ , эВ	$2\sigma_{\Gamma_n}$ мэВ	$\Gamma_\gamma$ , мэВ
1,247	0,56	74	-	40,0	0,01	170
2,919	0,10	70	-	40,6	0,03	50
3,189	1,0	103	-	41,3	0,66	20
9,55	0,91	166	-	41,8	0,05	550
18,1	3,7	210	-	43,4	0,19	5
21,3	0,12		405	44,9	2,10	30
24,0	0,04		135	45,2	0,58	60
25,3	0,01		25	47,9	1,17	165
26,2	0,02		220	48,9	6,80	80
28,0	0,06		55	50,1	2,36	55
30,2	3,45		4	50,7	3,18	50
30,6	0,19		50	51,8	1,66	15
32,2	0,51		25	52,2	1,26	4
36,4	1,63		60	53,6	0,45	325
37,7	0,03		555	55,1	0,53	40
38,8	1,33		13	56,2	0,66	70
39,5	0,01		705	59,7	15,73	115

Таблица 8  
Резонансные параметры для  $^{248}\text{Cm}$

$E_0, \text{эВ}$	$\Gamma_n, \text{мэВ}$	$\Gamma_\gamma, \text{мэВ}$	$\Gamma_f, \text{мэВ}$	$E_0, \text{эВ}$	$\Gamma_n, \text{мэВ}$	$\Gamma_\gamma, \text{мэВ}$	$\Gamma_f, \text{мэВ}$
7,247	1,84	28,7	1,40	958,4	108,4	26	1,3
26,9	20,12	23,7	0,08	994,2	123,0	26	1,3
35,01	11,6	29,4	2,40	1042	190,5	26	1,3
76,1	97,4	26,0	3,3	1103	219,2	26	1,3
98,95	151,7	26,0	0,47	1194	328,2	26	1,3
140,3	1,53	26,0	1,3	1210	34,8	26	1,3
186,4	4,25	26,0	1,3	1262	270,0	26	1,3
237,9	16,5	26,0	1,3	1277	178,6	26	1,3
258,7	62,7	26,0	1,3	1288	53,8	26	1,3
321,8	26,4	26,0	1,3	1389	406,2	26	1,3
380,6	93,6	26,0	1,3	1505	682,8	26	1,3
415,7	50,0	26,0	1,3	1646	129,8	26	1,3
457,7	75,5	26,0	1,3	1812	544,9	26	1,3
484,9	9,7	26,0	1,3	1910	118,0	26	1,3
541,8	384,1	26,0	1,3	2040	198,7	26	1,3
605,3	105,8	26,0	1,3	2071	782,7	26	1,3
647,0	109,4	26,0	1,3	2138	471,6	26	1,3
688,6	39,4	26,0	1,3	2156	157,9	26	1,3
694,3	202,9	26,0	1,3	2215	654,2	26	1,3
721,5	91,3	26,0	1,3	2234	85,1	26	1,3
769,4	61,0	26,0	1,3	2291	330,3	26	1,3
865,9	491,6	26,0	1,3	2369	496,5	26	1,3
887,1	98,3	26,0	1,3	2391	322,7	26	1,3

пользовался одноуровневый формализм Брейта-Вигнера, не исключая эффект межузурневой интерференции, который является причиной как пропуска уровней, так и появления ложных.

У каждого изотопа радиационные ширины обычно измерены только для первых 2-3 уровней, все остальные уровни имеют одинаковую величину, представляющую средневзвешенное измеренных  $\Gamma_\gamma$ .

Как правило, выше 20 эВ использовались  $\Gamma_f$  работы [10]. Ниже 20 эВ  $\Gamma_f$  для четных изотопов были получены в результате расчета  $\sigma_f$  с аппроксимацией к измеренным в тепловой области  $\sigma_f$  и резонансным интегралам деления -  $I_f$  [11]. Если  $\Gamma_f$  или  $\Gamma_{\gamma}$  не измерялись, их средние величины определялись из соотношения  $\bar{\Gamma}_f = \bar{\Gamma}_{\gamma}$ .  $I_f/I_c$ . Таким образом, по данным таблиц 9 и 10 были получены  $\bar{\Gamma}_f = 1,7$  мэВ для  $^{242}\text{Cm}$  (отношение  $I_f/I_c = 0,045$  из [13]),  $\bar{\Gamma}_f = 1,3$  мэВ для  $^{248}\text{Cm}$  выше 100 эВ и  $\bar{\Gamma}_{\gamma} = 33$  мэВ для  $^{243}\text{Cm}$ . Для  $^{245}\text{Cm}$  ниже 35 эВ использованы данные работы [8], выше 35 эВ - [10]. Информация о полных нейтронных ширинах  $^{245}\text{Cm}$  [4] позволила в первом приближении оценить  $\Gamma_{\gamma}$  для резонансов ниже 39 эВ, а также рассчитать  $\bar{\Gamma}_{\gamma} = 60$  мэВ. Для  $^{247}\text{Cm}$  до 20 эВ даны резонансные параметры только сильных уровней [5], более слабые уровни не были разрешены из-за очень тонкого образца. Выше 20 эВ использованы данные работы [10].

В резонансной области нейтронные сечения хорошо описываются одноуровневой формулой Брейта-Вигнера. Для изотопов кюрия-244, 246, 248 в работе [11] приведена зависимость расчетного  $\sigma_c$  от энергии нейтронов ниже 100 эВ. На этот график нанесены аналогичные данные, рассчитанные для  $\sigma_c$   $^{242}\text{Cm}$ . У всех четных изотопов наблюдается сходство (см. рис. ) в размерах резонансов и в их местоположении, которое позволяет предположить пропуск уровней у  $^{242}\text{Cm}$  ниже 13 эВ и у  $^{246}\text{Cm}$  между 15 и 85 эВ.

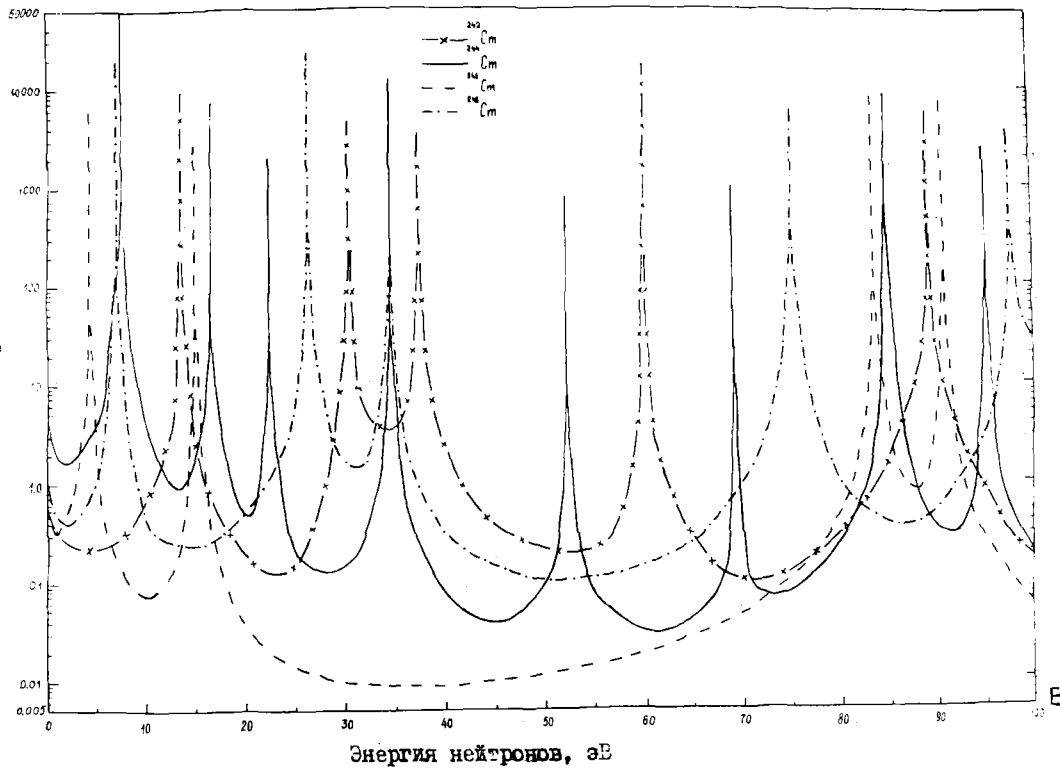
Данные табл. 2-8 были использованы для получения средних параметров ядер кюрия (табл. 9).

Таблица 9

Значения средних параметров для ядер кюрия						
Изотоп кюрия	D, эВ ( $\zeta=0$ )	$10^4 \times s_0$	$\bar{\Gamma}_f$ , мэВ	$\bar{\Gamma}_{\gamma}$ , мэВ	$2\sigma_{\text{гр}}$ , мэВ	$E_{\text{max}}$ , эВ
242	12,8 $\pm$ 1,8	0,65 $\pm$ 0,26	1,7	38	0,83	160
243	1,00 $\pm$ 0,15	1,28 $\pm$ 0,13	240	33	0,29	26
244	11,8 $\pm$ 1,2	1,2 $\pm$ 0,2	1,35	36	1,34	500
245	1,38 $\pm$ 0,10	1,1 $\pm$ 0,2	475	60	0,30	60
246	30 $\pm$ 4	0,6 $\pm$ 0,2	0,48	28	1,81	400
247	1,4 $\pm$ 0,2	0,93 $\pm$ 0,20	140	-	0,22	60
248	25 $\pm$ 5	1,3 $\pm$ 0,3	1,3	26	2,9	1290

264

Сечение захвата  $\sigma_c$ , барн



Для оценки  $s$  - волновой силовой функции -  $s_0$ , которая определяется по существу сильными резонансами, вопрос пропущенных уровней (или  $p$ -волновых уровней) не имеет практической важности, но становится первоочередным при определении среднего расстояния между уровнями -  $D$ . Прямым способом исправления числа пропущенных уровней (или учета примеси  $p$ -уровней) является подгонка интегрального распределения приведенных нейтронных ширин  $\Gamma_n^0$  наблюдаемых резонансов в данном интервале энергий к распределению Портера-Томаса. Экстраполированное к малым ширинам это распределение дает исправленные величины  $\bar{\Gamma}_n^0$  и числа уровней, т.е. истинное значение  $D$ . В табл. 9 даны  $D$ ,  $\bar{\Gamma}_n^0$  для  $s$ -волновых нейтронов, полученные таким способом и максимальные энергии -  $E_{\max}$  исследованных уровней.

Силовая функция вычислялась из соотношения  $s_n = \bar{\Gamma}_n^0 / D$ . Для представленных большим числом уровней  $^{244}, ^{245}, ^{248}\text{Cm}$

$s_0$  определялась из графика зависимости  $\sum 2g\Gamma_n^0$  от  $E$ , так как этот метод нечувствителен к пропуску уровней с малыми значениями  $\Gamma_n^0$ .

#### Тепловые сечения и резонансные интегралы

В табл. 10 содержатся рекомендованные нейтронные сечения деления и захвата при  $v = 2200$  м/с, а также резонансные интегралы деления и захвата, полученные в результате оценки данных, содержащихся в компиляции Gryntakis [13] и работ [14-16]. Использовался следующий подход: выбирались согласующиеся в пределах указанных ошибок данные и рекомендованная величина определялась как среднее взвешенное. Резко отличающиеся (лежащие за пределами двойной ошибки) данные опускались. Предпочтение отдавалось величинам, измеренным с помощью более совершенных (оптимизированных) методов.

Таблица 10

Изотопы кюрия	Тепловые сечения ( $v = 2200$ м/с)		резонансные интегралы	
	$\sigma_f$ , барн	$\sigma_c$ , барн	$I_f$ , барн	$I_c$ , барн
242	$\leq 5$	$16 \pm 5$	-	$150 \pm 40$
243	$622 \pm 22$	$136 \pm 11$	$1609 \pm 103$	$214 \pm 20$
244	$1,03 \pm 0,07$	$15,1 \pm 0,3$	$13,6 \pm 1,0$	$649 \pm 7$
245	$2061 \pm 45$	$345 \pm 4$	$782 \pm 30$	$102 \pm 3$
246	$0,15 \pm 0,01$	$1,23 \pm 0,10$	$10,2 \pm 0,7$	$121 \pm 3$
247	$93 \pm 6$	$60 \pm 15$	$774 \pm 30$	$495 \pm 40$
248	$0,36 \pm 0,04$	$2,65 \pm 0,09$	$13,2 \pm 0,1$	$273 \pm 11$



В этой области данных для кюриума имеется очень малый объем информации. Не измерялось  $I_f^{242\text{Cm}}$ . Единичные измерения выполнены для  $\beta_f$ ,  $\beta_c$ ,  $I_c^{242\text{Cm}}$  [13] и  $I_c^{243\text{Cm}}$  [16], которые используются в качестве оцененных величин. Ограниченные сведения о  $\beta_f$ ,  $I_f^{243,246,248\text{Cm}}$  [13,15,16] и  $\beta_c$ ,  $I_c^{247\text{Cm}}$  [13,14]. В основу положены данные работ [14-16]. Не были учтены  $I_f = 1140 \pm 100$  [13]<sup>245</sup><sub>Cm</sub>,  $I_f = 1060 \pm 110$  [13]<sup>247</sup><sub>Cm</sub> и  $\beta_c = 10,7 \pm 1,5$  [14]<sup>248</sup><sub>Cm</sub>, лежащие за пределами двойных ошибок, а  $\beta_f = 1900 \pm 100$  [14]<sup>247</sup><sub>Cm</sub> и  $I_f = 18 \pm 1$  [13]<sup>244</sup><sub>Cm</sub> были учтены после увеличения их погрешностей.

Данные табл. 9 и 10 согласуются с оцененными величинами публикаций [11] (для <sup>244,246,248</sup><sub>Cm</sub>) и [17]. Рекомендованные данные получены в среднем с точностью 10%, однако имеются отклонения до 25-30%.

#### Список литературы

1. Cote R.E. et al. Phys. Rev. 1964, 134, 1281.
2. Berreth J.R. et al. NSE-49. 1972. p. 145.
3. Абрамонов В.С. и др. - В сб.: Нейтронная физика. М., ЦНИИАтоминформ, 1977, ч. 2 с. 257.
4. Беланова Т.С. и др. - В сб.: Нейтронная физика. М., ЦНИИАтоминформ, 1977, ч. 2, с. 260. АЭ, 1977, т. 42, с. 52; АЭ, 1975, т. 39, с. 369.
5. Беланова Т.С. и др. - АЭ, 1979, т. 47, с. 206.
6. Simpson O.D. et al. - Report USNDC-3, 1972, p. 4.
7. Benjamin R.W. et al. - NSE-55, 1974, 440.
8. Browne J.C. et al. - NSE, 1978, 65, 166.
9. Silbert M.G. - Report BNL-NCS-21000, 1976, p. 94.
10. Moore M.S. et al. - Phys. Rev./C-3, 1971, 1656.
11. Benjamin R.W. et al. Report-DP-1447, 1977.
12. Moore M.S. - Transactinium Isotope Nuclear Data. IAEA-186, v. II, 1976, p. 161.
13. Gryntakis E.M. et al. Jour. Radioanalytical Chemistry, 1978, v.42, p. 181.
14. Гаврилов В.Д. и др. - АЭ, 1977, т. 44, с. 44; АЭ, 1976, т. 41, с. 185.
15. Bemis C.E. et al. - NSE, 1977, 63, 413.
16. Журавлев К.Д. и др. - АЭ, 1975, т. 39, с. 285.
17. Mughabghab S.F. and Garber D.I. - BNL-325, Third Edition, v.1, 1973.

О СКОРОСТИ ЗАХВАТОВ НЕЙТРОНОВ В  $^{238}\text{U}$   
В МАКРОСКОПИЧЕСКИХ СРЕДАХ  
В. А. Дулин  
(ФЭИ)

Описаны опыты по разблокировке среднего сечения захвата нейтронов  $^{238}\text{U}$  в макроскопических средах. Показано, что для их расчетного объяснения требуется использование предположения о более сильном резонансном самопоглощении нейтронов в этих средах.

The experimental reduction of the self-shielding  $^{238}\text{U}$  capture cross-section in macroscopic media are described. A more resonance self-shielding effects are used for a good predictions of this experiments.

Величина среднего сечения захвата нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$  и особенно отношение средних сечений захвата  $^{238}\text{U}$  и деления  $^{239}\text{Pu}$  важны для предсказания критичности реакторов-бриддеров и коэффициента воспроизводства плутония в них. Между тем использование последних микроскопических данных не позволяет с достаточной точностью рассчитывать это отношение [1,2]. Одной из возможных причин расхождения результатов экспериментов и расчетов может быть недостаточное знание данных о средних резонансных параметрах, особенно в области неразрешенных резонансов. Это может приводить к неправильному расчету эффектов резонансной самоэкранировки захватов в  $^{238}\text{U}$  в макроскопических опытах.

В настоящей работе изложены результаты изучения эффектов резонансной самоэкранировки  $^{238}\text{U}$  путем измерения и расчета эффектов разблокировки.

В центре критической сборки с простым составом, близким к  $\text{UO}_2$ , и обогащением, обеспечивающим  $k_\infty \approx 1$  [1], измеряются скорости поглощения нейтронов в металлической фольге из  $^{238}\text{U}$  и в такой же фольге, окруженной с обеих сторон тонкими ( $t = 1,07$  мм) пластинами нержавеющей стали.

Активация фольги в стальном сэндвиче обусловлена как нейтронами, испытавшими последнее столкновение с ядрами дву-

окси, так и нейтронами, испытавшими столкновение со сталью. Вероятность столкновения со сталью легко рассчитать. Отличие активаций голый фольги и фольги в сэндвиче обусловлено отличием коэффициентов резонансной самоэкранировки от единицы и долей столкнувшихся со сталью нейтронов.

Если фольга металлического урана имеет конечную толщину, то следует также учесть самопоглощение нейтронов в ней. Рассмотрим образец резонансного поглотителя  $R$  (металлического урана), помещенный в бесконечную замедляющую среду  $M$ , содержащую наряду с ядрами замедлителя и ядра  $R$  (в данном случае это  $UO_2$ ). Используя интегрально-транспортное приближение для потока нейтронов, среднего по среде данного типа

$$\begin{aligned} \chi_R \Sigma_R(E) \varphi_R(E) = \chi_R P_{R \rightarrow R}(E) \int_E^{E/(1-\alpha_R)} \Sigma_R(E' \rightarrow E) \varphi_R(E') dE' + \\ + \chi_M P_{M \rightarrow R}(E) \int_E^{E/(1-\alpha_M)} \Sigma_M(E' \rightarrow E) \varphi_M(E') dE' \end{aligned}$$

(обозначения общепринятые [3]), приближение Вигнера для  $P_{R \rightarrow R}(E)$ , приближение узкого резонанса, теореме взаимности и предположение о слабой зависимости потока нейтронов при энергии  $E^I$  от энергии и координат, получим

$$\varphi_R(E) = \frac{\Sigma_R \varphi}{\Sigma_R(E) + 1/\mathcal{L}} + \frac{(1/\mathcal{L}) \Sigma_M \varphi}{\Sigma_M(E) [\Sigma_R(E) + 1/\mathcal{L}]} \quad (I)$$

Здесь, как обычно,  $\Sigma_R(E)$  и  $\Sigma_M(E)$  - полные макроскопические сечения урана и двуокиси;  $\Sigma_R$  и  $\Sigma_M$  - их значения вдали от энергии резонанса  $E$ ;  $\mathcal{L} = \lambda \chi_R$  - средняя хорда для нейтронов в фольге урана. Самопоглощение претерпевших последнее соударение в двуокиси нейтронов рассчитывается с использованием (I), самопоглощение претерпевших последнее столкновение в стали нейтронов рассчитывается, как обычно [3], с использованием первого члена суммы (I).

В таблице приведены результаты измерений в сборках БЭС-4I и 42 [I], выполненные В.К. Можавым. Там же приведены результаты расчета вышеописанным способом с использованием коэффициентов самоэкранировки БНАБ [4] для сечения захвата  $^{238}U$ . В скобках приведен результат расчета с уменьшенными на 5% коэффициентами в области энергий нейтронов 10-100кэВ,

взятыми из [5].

Разблокировка захватов нейтронов в  $^{238}\text{U}$

Сборка	:	Эксперимент	:	Расчет
БЭС-41		$1.066 \pm 0.008$		1.044 ( 1.056 )
БЭС-42		$1.132 \pm 0.005$		1.109 ( 1.123 )

Лучшее согласие свидетельствует о существовании более отчетливой резонансной структуры сечения захвата  $^{238}\text{U}$  в области энергий нейтронов в десятки килоэлектронвольт.

Список литературы

1. Голубев В.И., Дулин В.А., Казанский Ю.А., Мамонтов В.Ф., Можаяев В.К., Сидоров Г.И. Доклад SM - 244 на Международном симпозиуме МАГАТЭ/АЯЭ по физике быстрых реакторов 24-28 сентября 1979 г. Экс-ан-Прованс, Франция.
2. Knight Mc. Nucl. Sci. Engng, 1977, v.62, N 2, p.309.
3. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов, М.Атомиздат, 1974.
4. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов, М.Атомиздат, 1964.
5. Ковонов В.Н., Полетаев Е.Д. - В сб.: Нейтронная физика, М., ЦНИИАтоминформ, 1974, ч.2, с.199.

ОЦЕНЕННЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ И РЕЗОНАНСНЫЕ  
ИНТЕГРАЛЫ ДЛЯ ИЗОТОНОВ С  $Z = 11 + 31$

Ж.И.Писанко, А.Ф.Федорова

(ИЯИ АН УССР)

Для изотопов с  $Z = 11 + 31$  приведены оцененные нейтронные сечения при  $V_n = 2200$  м/с и резонансные интегралы.

Evaluated neutron cross sections at  $V_n = 2200$  m/sec and resonance integrals of isotopes with  $Z = 11 + 31$  described in the paper.

В работе приведены оцененные нейтронные сечения при  $V_n = 2200$  м/с и резонансные интегралы для изотопов с  $Z = 11 + 31$ , полученные с использованием экспериментальных данных согласно материалу [1]. Эта работа является продолжением ранее проведенной оценки нейтронных сечений и резонансных интегралов с  $Z = 32 + 71$  [2,3], и для получения рекомендованных величин, приведенных в таблице, использовался тот же подход.

В таблице: 1-я колонка - символ изотопа элемента, его массовое число; 2-я колонка: для стабильных изотопов - их содержание в естественной смеси, для радиоактивных - их период полураспада из [4]; в 3<sup>й</sup> колонке-рекомендованные значения сечения поглощения; в 4<sup>й</sup> колонке-рекомендованные значения сечения активации; в 5<sup>й</sup> колонке - сечения реакции ( $n, \alpha$ ); в 6<sup>й</sup> колонке-сечения рассеяний; в 7<sup>й</sup> колонке представлены оцененные значения резонансных интегралов по экспериментальным данным.

Список литературы

1. CINDA -A (1935-1976), CINDA-79 . IAEA, Vienna, 1979.
2. Писанко Ж.И., Федорова А.Ф. 1978. Препринт КИЯИ-78-9. Препринт КИЯИ-78-10. Препринт КИЯИ-78-11. Препринт-КИЯИ-78-12.
3. Федорова А.Ф., Писанко Ж.И., Новоселов Г.М. 1976. Препринт КИЯИ-76-6. Препринт КИЯИ-76-7.
4. Селинов И.П. Изотопы. 1970, ч.1, Москва.

Ядро	$\%, T_{1/2}$	$\sigma_a$ , барн	$\sigma_{акт}$ , барн	$\bar{\sigma}_{н,л}$ , барн	$\sigma_s$ , барн	$R_{\gamma}$ , барн
<sup>22</sup> <sub>11</sub> Na	2,58±0,03 года		32000±1000			203000±27000
<sup>23</sup> <sub>11</sub> Na	100%	0,530±0,04	0,530±0,04		3,2±0,1	0,33±0,02
<sup>np</sup> <sub>12</sub> Mg		0,063±0,003			3,34±0,03	
<sup>24</sup> <sub>12</sub> Mg	78,6%	0,042±0,008			3,79±0,11	
<sup>25</sup> <sub>12</sub> Mg	10,11%	0,160±0,030			2,87±0,09	
<sup>26</sup> <sub>12</sub> Mg	11,29%	0,038±0,008	0,038±0,008		3,0±0,1	0,025±0,01
<sup>27</sup> <sub>13</sub> Al	100%	0,234±0,002	0,234±0,002		1,5±0,1	0,16±0,01
<sup>np</sup> <sub>14</sub> Si		0,17±0,1			2,17±0,02	
<sup>28</sup> <sub>14</sub> Si	92,18%	0,11±0,02			2±0,06	
<sup>29</sup> <sub>14</sub> Si	4,7%	0,28±0,08			2,61±0,12	
<sup>30</sup> <sub>14</sub> Si	3,12%		0,107±0,002		2,49±0,09	0,70±0,04
<sup>31</sup> <sub>15</sub> P	100%	0,196±0,007	0,176±0,007			
<sup>np</sup> <sub>16</sub> S		0,526±0,016			1,0±0,1	
<sup>32</sup> <sub>16</sub> S	95%	0,53±0,02		0,0039±0,0005	1,0±0,1	
<sup>33</sup> <sub>16</sub> S	0,76%			0,151±0,022	2,68±0,22	

Продолжение таблицы

Ядро	%, $T_{1/2}$	$\sigma_a$ , барн	$\sigma$ акт, барн	$\sigma_{n,d}$ , барн	$\sigma_s$ , барн	$R\gamma$ , барн
$^{34}_{16}S$	4,24%		$0,267_{\pm 0,033}$		$1,45_{\pm 0,03}$	
$^{37}_{17}Cl$		$33,1_{\pm 0,5}$	$33,1_{\pm 0,5}$		$11,5_{\pm 0,2}$	$13_{\pm 2}$
$^{35}_{17}Cl$	75,53%	$44_{\pm 4}$		$0,44_{\pm 0,03}(п,р)$	$8_{\pm 2}$	
$^{36}_{17}Cl$	$3,08 \cdot 10^5$ года	$90_{\pm 30}$				
$^{37}_{17}Cl$	24,47%		$0,434_{\pm 0,005}$			$0,21_{\pm 0,02}$
$^{38}_{18}Ar$		$0,678_{\pm 0,007}$			$0,644_{\pm 0,003}$	
$^{36}_{18}Ar$	0,34%		$5_{\pm 1}$	$0,0055_{\pm 0,0001}$	$73,6_{\pm 0,4}$	
$^{38}_{18}Ar$	0,07%		$0,8_{\pm 0,2}$			
$^{40}_{18}Ar$	99,59%		$0,65_{\pm 0,01}$		$0,45_{\pm 0,10}$	$0,41_{\pm 0,03}$
$^{39}_{19}K$		$2,10_{\pm 0,05}$			$1,45_{\pm 0,1}$	
$^{39}_{19}K$	93,22%	$1,9_{\pm 0,2}$		$0,0043_{\pm 0,0005}$	$1,72_{\pm 0,05}$	
$^{40}_{19}K$	$1,28 \cdot 10^9$ года; 0,01%			$0,39_{\pm 0,03}$		
$^{41}_{19}K$	6,77%		$1,45_{\pm 0,03}$		$1,5_{\pm 0,3}$	$1,25_{\pm 0,05}$
$^{40}_{20}Ca$		$0,43_{\pm 0,02}$			$3,0_{\pm 0,1}$	$2,0$
$^{40}_{20}Ca$	96,97%	$0,40_{\pm 0,05}$		$0,0024_{\pm 0,0011}$	$3,0_{\pm 0,1}$	
$^{42}_{20}Ca$	0,64%	$0,65_{\pm 0,1}$				

Продолжение таблицы

Ядро	%, $T_{1/2}$	$\sigma_a$ , барн	$\sigma_{\text{акт}}$ , барн	$\sigma_{\text{л.д}}$ , барн	$\sigma_{\text{с}}$ , барн	$R_{\text{с}}$ барн
$^{43}_{20}\text{Ca}$	0,145%	$6,2 \pm 0,6$				
$^{44}_{20}\text{Ca}$	2,06%	$1,0 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$		$0,40 \pm 0,02$	$0,60 \pm 0,01$
$^{46}_{20}\text{Ca}$	0,0033%	$0,7 \pm 0,2$				$0,32 \pm 0,12$
$^{48}_{20}\text{Ca}$	0,183%	$1,1 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$			$0,90 \pm 0,01$
$^{45}_{21}\text{Sc}$	100%	$25 \pm 1$	$23 \pm 2$			$12 \pm 1$
$^{46}_{21}\text{Sc}$	83,9 дн.	$8,3 \pm 1,4$				
$^{22}_{22}\text{Tl}$	природн. 1%	$6,0 \pm 0,2$			$4,2 \pm 0,2$	
$^{46}_{22}\text{Ti}$	7,97%	$0,6 \pm 0,1$			$3,2 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,2$
$^{47}_{22}\text{Ti}$	7,53%	$1,7 \pm 0,2$			$3,0 \pm 0,3$	$1,8 \pm 0,4$
$^{48}_{22}\text{Ti}$	73,72%	$7,8 \pm 0,3$			$4,2 \pm 0,2$	$3,7 \pm 0,3$
$^{49}_{22}\text{Ti}$	5,48%	$2,2 \pm 0,3$			$3,2 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,3$
$^{50}_{22}\text{Ti}$	5,30%	$0,80 \pm 0,01$			$3,8 \pm 0,3$	$0,12 \pm 0,01$
$^{50}_{23}\text{V}$		$5,28 \pm 0,03$			$4,75 \pm 0,03$	$2,7 \pm 0,1$
$^{51}_{23}\text{V}$	0,25%	$44 \pm 10$			$8 \pm 1$	$67 \pm 15$
$^{51}_{23}\text{V}$	99,75%	$5,1 \pm 0,05$			$4,75 \pm 0,03$	$2,7 \pm 0,1$
$^{54}_{24}\text{Cr}$		$3,1 \pm 0,2$			$3,8 \pm 0,3$	$1,7 \pm 0,2$



Продолжение таблицы

Ядро	%, $T_{1/2}$	$\sigma_a$ , барн	$\sigma_{акт}$ , барн	$\sigma_{n,d}$ , барн	$\sigma_s$ , барн	$R_{\gamma}$ , барн
$^{50}_{24}\text{Cr}$	4,31%	$15,9 \pm 0,2$			$3,6 \pm 0,3$	$7,6 \pm 0,4$
$^{52}_{24}\text{Cr}$	83,76%	$0,76 \pm 0,06$				$0,60 \pm 0,05$
$^{53}_{24}\text{Cr}$	9,55%	$18,2 \pm 1,5$				$8,95 \pm 1,00$
$^{54}_{24}\text{Cr}$	2,38%	$0,36 \pm 0,04$				$0,18 \pm 0,04$
$^{55}_{25}\text{Mn}$	100%	$13,3 \pm 0,2$			$2,1 \pm 0,2$	$14,0 \pm 0,4$
$^{56}_{26}\text{Fe}$	природн.	$2,55 \pm 0,03$			$10,9 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,2$
$^{56}_{26}\text{Fe}$	5,81%	$2,55 \pm 0,18$				
$^{56}_{26}\text{Fe}$	91,64%	$2,6 \pm 0,2$				$1,4 \pm 0,2$
$^{57}_{26}\text{Fe}$	2,21%	$2,48 \pm 0,3$				$1,3 \pm 0,2$
$^{58}_{26}\text{Fe}$	0,34%	$1,15 \pm 0,02$				$1,19 \pm 0,07$
$^{59}_{27}\text{Co}$	100%	$37,2 \pm 0,2$			$6,7 \pm 0,30$	$75,5 \pm 1,5$
	5,263 года					
	$^{60}_{27}\text{Co}$	$17 \pm 2$				
	$T_{1/2} = 10,47$ мин.					
	$^{60}_{27}\text{Co}^m$	$20 \pm 2$				
$^{60}_{28}\text{Ni}$		$4,4 \pm 0,2$			$17,3 \pm 0,5$	$2,2 \pm 0,2$

274

Продолжение таблицы

Ядро	%, $T_{1/2}$	$\sigma_a$ , барн	$\sigma_{\text{акт}}$ , барн	$\sigma_{n,\alpha}$ , барн	$\sigma_{\gamma}$ , барн	$\lambda_{\gamma}$ , барн
$^{58}_{28}\text{Ni}$	67,77%	$4,6 \pm 0,3$			$26,0 \pm 0,3$	$2,2 \pm 0,2$
$^{59}_{28}\text{Ni}$	$8 \cdot 10^4$ лет	$92 \pm 4$		$12 \pm 1$		$138 \pm 8$
$^{60}_{28}\text{Ni}$	26,16%	$2,8 \pm 0,2$			$1,0 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,2$
$^{61}_{28}\text{Ni}$	1,25%	$2,5 \pm 0,8$			$9,6 \pm 2,0$	$1,6 \pm 0,4$
$^{62}_{28}\text{Ni}$	3,66%	$14,2 \pm 0,3$			$9,5 \pm 0,4$	$6,8 \pm 0,2$
$^{64}_{28}\text{Ni}$	1,16%	$1,49 \pm 0,03$			$1,1 \pm 0,2$	
$^{29}\text{Cu}$	природн.	$3,3 \pm 0,03$			$7,9 \pm 0,2$	
$^{63}_{29}\text{Cu}$	69,10%	$4,5 \pm 0,1$			$5,7 \pm 0,3$	$4,9 \pm 0,4$
$^{65}_{29}\text{Cu}$	30,90%	$2,17 \pm 0,03$			$17,7 \pm 0,4$	$2,4 \pm 0,3$
$^{30}\text{Zn}$	природн.	$1,1 \pm 0,04$			$4,2 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,3$
$^{60}_{30}\text{Zn}$	48,89%	$0,78 \pm 0,02$			$3,8 \pm 0,2$	$3,8 \pm 0,2$
$^{66}_{30}\text{Zn}$	27,82%	$0,85 \pm 0,20$			$5,0 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
$^{67}_{30}\text{Zn}$	4,11%	$6,9 \pm 1,4$				$20 \pm 4$
$^{68}_{30}\text{Zn}$	18,56%					
$^{70}_{30}\text{Zn}$	0,62%					
$^{31}\text{Ga}$	природн.	$2,9 \pm 0,1$			$6,5 \pm 0,2$	$18,7 \pm 1,5$

275

Окончание таблицы

Ядро	%, $T_{1/2}$	$\sigma_a$ , барн	$\sigma_{\text{акт}}$ , барн	$\sigma_{n,d}$ , барн	$\sigma_s$ , барн	$\mathcal{R}$ , барн
$^{69}_{31}\text{Ga}$	60,0%	$1,68 \pm 0,07$				$15,6 \pm 1,5$
$^{71}_{31}\text{Ga}$	40,0%					$31 \pm 2$
	$^{72}\text{Ga } T_{1/2} = 36 \text{ мес. } 0,15 \pm 0,05$					
	$^{72}\text{Ga } T_{1/2} = 14,2 \text{ час } 4,7 \pm 0,2$					

ПРОСТЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ  
РЕАКЦИЙ ( $n, 2n$ ), ( $n, 3n$ ) И СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ

В.М.Бычков, В.И.Пляскин

(ФЭИ)

На основе испарительной и экситонной моделей получены простые соотношения для расчёта функций возбуждения реакций ( $n, 2n$ ), ( $n, 3n$ ); спектров эмиссии нейтронов; сечений реакций ( $n, 2n$ ), вызванных нейтронами спектра деления. Результаты расчётов по формулам хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

On the ground of evaporational and exciton models the simple relations are produced for ( $n, 2n$ ) and ( $n, 3n$ ) excitation functions, neutron emission spectra and fission spectrum averaged ( $n, 2n$ ) cross section calculation. The results of calculation are in good agreement with experimental data.

Для технических приложений ядерной физики необходима информация о сечениях различных реакций и спектрах испускаемых частиц. Обычно рекомендуемые значения сечений и спектров получают в результате критического анализа различных экспериментов. Но, к сожалению, для многих диапазонов энергий и ядер, представляющих практический интерес, экспериментальные данные отсутствуют. Кроме того, измерения различных авторов часто значительно отличаются и эти отличия больше, чем приводимые ошибки. В связи с этим целесообразно привлечь к оценке ядерных данных расчёты, основанные на современных модельных представлениях о протекании ядерных реакций.

В работах [1-3] было показано, что для функций возбуждения реакций ( $n, 2n$ ) и спектров эмиссии нейтронов расчёты, выполненные в рамках экситонной и статистической моделей, совпадают с экспериментом в пределах 10-15 % в широких диапазонах массовых чисел ( $A = 45-210$ ) и энергий (7-20 Мэв). Но эти расчёты в достаточной степени трудоёмки.

В данной работе приводятся простые соотношения для расчёта функций возбуждения реакций ( $n, 2n$ ) и ( $n, 3n$ ); спектров эмиссии нейтронов; сечений реакций ( $n, 2n$ ), вызван-

ных нейтронами спектра деления.

Все эти соотношения получены из более строгих выражений статистической и экситонной моделей в результате некоторых упрощений, которые, как оказалось, несущественно влияют на точность расчётов.

При выводе формул для расчёта функций возбуждения реакций  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$  были сделаны следующие упрощения:

а) для вычисления сечений поглощения нуклонов использована простая параметризация расчётов по оптической модели;

б) для описания плотности уровней остаточных ядер выбрано приближение постоянной температуры;

в) конкуренция испускания нейтронов и протонов учтена только на первом каскаде реакции; на втором и третьем каскадах предполагается, что нейтрон испускается всегда, когда это энергетически возможно;

г) предполагается, что энергетическое распределение нуклонов предравновесной эмиссии имеет прямоугольную форму.

Для расчёта сечений реакций  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$  по приводимым ниже формулам необходимы следующие исходные данные:

$E_n$  - энергия падающих нейтронов (Мэв);

$A, Z$  - массовое число и порядковый номер ядра-мишени;

$B_0$  - энергия связи нейтрона в составном ядре (Мэв);

$Q_{2n}, Q_{3n}, Q_{np}$  - энергии (Мэв) реакций  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$  и  $(n, p)$  соответственно. Величины  $Q$  отрицательны для эндотермических реакций, положительны - для экзотермических.

Получено следующее соотношение для расчёта сечений реакции  $(n, 2n)$  при энергиях падающих нейтронов ниже порога реакции  $(n, 3n)$ :

$$\sigma_{2n}(E_n) = \sigma(E_n) \left\{ C_1 \Delta_1 + C_2 \left[ 1 - \left( 1 + \frac{\Delta_1}{T_1} \right) e^{-\Delta_1/T_1} \right] \right\}, \text{ мбэрн}, \quad (I)$$

$$\text{где } \sigma(E_n) = (1000 + 7,5 A) + B(14 - E_n); \quad B = \begin{cases} 7np \text{ и } E_n > 14, \\ 14np \text{ и } E_n < 14; \end{cases}$$

$$C_1 = \frac{(1000 + 7,5A)}{20AE_0} \left( \frac{E_n}{E_0} \right)^2; \quad E_0 = E_n + B_0; \quad \Delta_1 = E_n + Q_{2n};$$

$$C_2 = (1 - C_1) \frac{1}{1 + \Gamma}; \quad \Gamma = \exp \left\{ \frac{Q_{np} + \delta - D}{T_1} \right\};$$

$$D = (0,12 - 0,4); \quad T_1 = \sqrt{\frac{E_n}{a}}; \quad a = \frac{A}{11} - \frac{300}{36 + (A - 208)^2};$$

$$\delta = \frac{20}{\sqrt{A}} q; \quad q = \begin{cases} 1, & \text{если } A \text{ и } Z \text{ четны,} \\ 0, & \text{если } A \text{ нечетно,} \\ -1, & \text{если } A - \text{четно, } Z - \text{нечетно.} \end{cases}$$

Некоторые пояснения к формуле (1): первый член в квадратных скобках формулы (1) обусловлен учётом предравновесной эмиссии нейтронов, второй соответствует хорошо известной формуле Вайскопфа [4] для сечения реакции  $(n, 2n)$ ;

$\Gamma$  - равно отношению ширины протонной эмиссии к нейтронной  $\left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n}\right)$  в первом каскаде реакции;

$Q$  - параметр плотности уровней в модели ферми-газа.

(Выражение для  $Q$  выбрано из условия усредненного описания соответствующего параметра из работ [5, 6]);

$\mathcal{D}$  - эффективный кулоновский барьер для эмиссии протонов;

$\delta$  учитывает эффекты спаривания в остаточных ядрах.

При энергиях нейтронов  $E_n > Q_{3n}$  получена следующая формула для сечения реакции  $(n, 3n)$ :

$$\sigma_{3n}(E_n) = G(E_n) F_1 \left( \frac{F_2 - F_3}{F_2} \right), \quad \text{и барн,} \quad (2)$$

где  $F_1 = C_1 \Delta_2 + C_2 F_2$ ;  $\Delta_2 = (E_n + Q_{3n})$ ;  $F_2 = [1 - (d_2 + 1)e^{-d_1}]$ ;

$d_2 = \frac{A_2}{T_2}$ ;  $C_1, C_2, T_2$  равны соответствующим величинам в формуле (1);

$$F_3 = \left( \frac{T_0}{T_2} \right)^2 e^{-d_2} \left\{ (d_2 + 1) \left\{ (d_3 - 1) e^{d_3 + 1} \right\} - \left\{ [d_3 d_2 - 2 \left( \frac{T_0}{T_2} \right) (d_3 - 1)] e^{d_3} - 2 \left( \frac{T_0}{T_2} \right) \right\} \right\};$$

$$T_2 = T_1 \sqrt{1 + \frac{Q_{2n}}{E_n}}; \quad T_0 = \frac{T_1 T_2}{(T_1 - T_2)}; \quad d_2 = \left( \frac{\Delta_2}{T_2} \right); \quad d_3 = \left( \frac{\Delta_2}{T_0} \right).$$

Сечение реакции  $(n, 2n)$  при  $E_n > Q_{2n}$  определяется по формуле

$$\sigma_{2n}(E_n) = G_{2n}^0(E_n) - \sigma_{3n}(E_n), \quad (3)$$

где  $G_{2n}^0(E_n)$  рассчитывается по формуле (1),  $\sigma_{3n}(E_n)$  - по (2).

Было проведено сравнение расчётов по формулам (1)-(3) с имеющимися экспериментальными данными по функциям возбуждения реакций  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$  для 60 элементов ( $45 \leq A \leq 209$ ).

В большинстве случаев расчёты согласуются с экспериментом в пределах 10-15%. Поэтому соотношения (1)-(3) могут быть использованы для оценки сечений соответствующих реакций в диапазоне энергий до порога реакции  $(n, 4n)$ .

С помощью формулы (I) можно получить простое аналитическое выражение для расчёта сечения  $\bar{\sigma}_{2n}$  реакции  $(n, 2n)$ , вызываемой нейтронами деления. В общем случае  $\bar{\sigma}_{2n}$  равно

$$\bar{\sigma}_{2n} = \frac{\int_{E_{2n}} \sigma_{2n}(E_n) N(E_n) dE_n}{\int_0^\infty N(E_n) dE_n}, \quad (4)$$

где

$\sigma_{2n}(E_n)$  - функция возбуждения реакции  $(n, 2n)$ ;

$N(E_n)$  - энергетический спектр нейтронов деления.

Если для  $\sigma_{2n}(E_n)$  использовать соотношение (I), а для спектра нейтронов деления - полуэмпирическое выражение в виде максвелловского распределения [ $N(E_n) \sim \sqrt{E_n} e^{-E_n/T_g}$ ], то из (4) можно получить простое выражение для  $\bar{\sigma}_{2n}$

$$\bar{\sigma}_{2n} = \sigma(140 + A) \sqrt{\frac{Q_{2n}}{T_g}} \left(1 - \frac{T_1 + T_2}{T_1 + T_g}\right) \exp\left\{-\frac{|Q_{2n}|}{T_g}\right\}, \text{ мбарн}, \quad (5)$$

где

$T_1$  и  $Q_{2n}$  равны соответствующим величинам в формуле (I);

$T = \frac{T_1 \cdot T_g}{T_1 + T_g}$ ;  $A$  - атомный номер ядра-мишени.

Величина  $\bar{\sigma}_{2n}$  определяется главным образом значениями сечений вблизи порога реакции  $(n, 2n)$ , поэтому при выводе соотношения (5) в формуле (I) пренебрегали первым членом в квадратных скобках ввиду его малости.

Расчёты по формуле (5) согласуются с большинством экспериментов, компиляция которых представлена в работе [7], лучше, чем расчёты по эмпирическому соотношению, связывающему  $\bar{\sigma}_{2n}$  с  $E_{2n}$  [7].

Формула (5) может быть рекомендована для оценки  $\bar{\sigma}_{2n}$  в случае отсутствия экспериментальных данных с точностью  $\approx 60\%$ .

Для многих задач нужно знать спектры эмиссии испускаемых нейтронов. Нами проведено большое число расчётов, результаты которых хорошо согласуются с экспериментальными данными [8], по простым соотношениям, полученным на основе испарительной и экситонной моделей в результате следующих упрощающих предположений:

а) нейтроны первого каскада испускаются в процессе предравновесного распада и из равновесного состояния составного ядра, частицы последующих каскадов - только из равновесного состояния;

б) нейтроны, испускаемые из равновесного состояния, имеют энергетическое распределение в форме испарительного спектра с различными температурами для различных каскадов.

Ниже приводятся формулы, которые могут быть рекомендованы для оценки спектров эмиссии нейтронов из ядер, бомбардируемых нейтронами с энергиями 5-20 Мэв:

$$\frac{dG_1(E_n, E)}{dE} = \left[ \frac{G(E_n)G_2}{(\tau_1)^2} e^{-E/\tau_1} + 7 \cdot 10^{-3} \frac{G(E_n)G(E)}{AE_0^2} E \sum_{n=3}^{n=11} \left( \frac{E_n - E}{E_0} \right)^{n-2} / (n+1)^2 (n-1)^2 \right] \frac{\mu_{\text{бонн}}}{\text{МэВ}}; \quad (6)$$

$$\frac{dG_2(E_n, E)}{dE} = \frac{G_{2n}(E_n)}{(\tau_2)^2} e^{-E/\tau_2} \frac{\mu_{\text{бонн}}}{\text{МэВ}}; \quad (7)$$

$$\frac{dG_3(E_n, E)}{dE} = \frac{G_{3n}(E_n)}{(\tau_3)^2} e^{-E/\tau_3} \frac{\mu_{\text{бонн}}}{\text{МэВ}}. \quad (8)$$

Формулы (6), (7), (8) определяют спектры первых, вторых и третьих нейтронов соответственно;  $E_n$ ,  $E$  - энергии бомбардирующих нейтронов и нейтронов эмиссии соответственно;  $G(E_n)$ ,  $G(E)$ ,  $G_2$ ,  $A$ ,  $E$  равны соответствующим величинам в формуле (1);

$G_{2n}(E_n)$  и  $G_{3n}(E_n)$  рассчитываются по формулам (1-3);

$$\tau_2 = \begin{cases} 2,74 \sqrt{\frac{E_n}{A}} & \text{при } A \leq 110 \\ \tau_1, \text{ из формулы (1)} & \text{при } A > 110 \end{cases};$$

$$\tau_2 = \tau_2 \sqrt{1 + \frac{G_{2n}}{E_n}}; \quad \tau_3 = \tau_2 \sqrt{1 + \frac{G_{3n}}{E_n}}.$$

### Список литературы

1. Бычков В.М., Пляскин В.И. - Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1977). Москва, 1977, ч.2, с.84.
2. Бычков В.М., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. - Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1978, вып.2(29), с.7.
3. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. - Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1979, вып.1(32), с.27.
4. Блатт Д., Вайскопф В. - Теоретическая ядерная физика, 1979, т.29, вып.4, с.875.
5. Игнатюк А.В. и др. - Ядерная физика, 1979, т.29, вып.4, с.875.
6. Dilg W. et al. - Nucl. Phys., 1973, v. A127, p. 269.
7. Calamand. - Handbook on Nuclear Activation Cross-Sections, Techn. Rep. series, 1974, No. 156, p.273. IAEA, Vienna.
8. Сальников О.А. и др. - Ядерные константы, 1971, вып.7, с.134;  
Бычков Н.С. и др. Препринт ФЭИ-457. Обнинск, 1973;  
Owens R.O., Tonle J.K. Nucl. Phys., 1968, v. A112, p.337.



ПРОСТЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ  
РЕАКЦИЙ  $(n, p)$ ,  $(n, pn)$

В.М.Бычков, В.И.Пляскин

(ФЭИ)

На основе испарительной и экситонной моделей получены простые соотношения для расчёта функций возбуждения реакций  $(n, p)$ ,  $(n, pn)$  и сечения реакции  $(n, p)$ , вызванной нейтронами спектра деления. Результаты расчёта по формулам хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

On the ground of evaporational and exciton models the simple formulas are produced for  $(n, p)$  and  $(n, pn)$  excitation functions and fission spectrum averaged  $(n, p)$  cross sections. The results of calculation are in good agreement with experimental data.

На основе испарительной и экситонной моделей можно получить простые соотношения для расчёта функций возбуждения реакций  $(n, p)$  и  $(n, pn)$ . Это можно сделать с помощью упрощающих предположений, аналогичных описанным в нашей работе "Простые соотношения для расчёта функций возбуждения реакций  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$  и спектров нейтронов", которая представлена на данную конференцию.

Для расчёта сечений реакций  $(n, p)$  и  $(n, pn)$  по полученным формулам необходимы только следующие исходные данные:

$E_n$  - энергия падающих нейтронов (Мэв);  $A, Z$  - массовое число и порядковый номер ядра мишени;  $B_0$  - энергия связи нейтрона в составном ядре (Мэв);  $Q_{np}$ ,  $Q_{pn}$  - энергии (Мэв) реакций  $(n, p)$  и  $(n, pn)$ . Значения  $Q$  отрицательны для эндотермических реакций, положительны - для экзотермических.

При энергии падающих нейтронов  $E_n \leq |Q_{n, pn} - D|$  получено следующее соотношение для расчёта функции возбуждения реакции  $(n, p)$ :

$$G_{np}(E_n) = [G_1(E_n) + G_2(E_n)], \text{ мбарн}, \quad (I)$$

здесь  $G_1(E_n)$ ,  $G_2(E_n)$  - доли сечения, обусловленные испусканием протонов в процессе предравновесного распада и из равновесного состояния составного ядра соответственно;

$$G_2(E_n) = C_2(1 - 3d + 3d^2 - d^3), \quad (IA)$$

где  $C_2 = \frac{0.3(A+100)^2}{A} \left(\frac{E_m}{E_0}\right)^3$ ,  $E_0 = E_n + B_0$ ,  $E_m = E_n + Q_{n,p}$ ,  
 $d = \left(\frac{D}{E_m}\right)$ ,  $D = (0,1Z - 0,4)$ ;

$$G_2(E_n) = C_2 \left[ 1 - \left(1 + \frac{K}{T_1}\right) e^{-K/T_1} \right], \quad (IB)$$

где  $K = (E_m - D)$ ,  $T_1 = \sqrt{\frac{E_n}{a}}$ ,  $a = \begin{cases} \frac{A}{7.5} & \text{при } A \leq 110, \\ \frac{A}{11} & \text{при } A > 110, \end{cases}$

$$C_2 = \frac{6(100+A)\Gamma}{(1+\Gamma)}, \quad \Gamma = \exp\left\{\frac{Q_{n,p} + \delta - D}{T_2}\right\},$$

$$\delta = \frac{20}{\sqrt{A}} \varphi, \quad \varphi = \begin{cases} 1, & \text{если } A \text{ и } Z \text{ четны,} \\ 0, & \text{если } A \text{ четно,} \\ -1, & \text{если } A \text{ четно, } Z \text{ нечетно.} \end{cases}$$

Некоторые пояснения к формуле (I):

- $D$  - эффективный кулоновский барьер для эмиссии протонов;
- $\Gamma$  равно отношению ширины протонной эмиссии к нейтронной  $\left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n}\right)$  в первом каскаде реакции;
- $\delta$  учитывает эффекты спаривания в остаточных ядрах.

Сечение реакции  $(n, p_n)$  при  $E_n > |Q_{n,p_n} - D|$  определяется по формуле

$$G_{n,p_n}(E_n) = [G_1(E_n) + G_2(E_n)], \text{ и барн}; \quad (2)$$

$$G_1(E_n) = e_1(3\beta^2 - 2\beta^3 - 6\beta d + 3\beta^2 d + 3d^2 - d^3), \quad (2A)$$

где  $\beta = \left(\frac{A}{E_m}\right)$ ,  $d = \left(\frac{D}{E_n + Q_{n,p_n}}\right)$ ,  $C_1$ ,  $d$  - такие же, как в (IA);

$$G_2(E_n) = C_2 \left[ 1 - \left(1 + \frac{K_2}{T_1}\right) e^{-K_2/T_1} \right], \quad (2B)$$

здесь  $K = (d - D)$ ,  $C_2$ ,  $T_2$  - такие же, как в (IB).

Сечение реакции  $(n, p)$  при  $E_n > |Q_{n,p} - D|$  определяется по формуле

$$G_{n,p}(E_n) = G_{n,p}^0(E_n) - G_{n,p_n}(E_n), \quad (3)$$

где  $\bar{\sigma}_{n,p}^0(E_n)$  рассчитывается по формуле (1),  $\bar{\sigma}_{n,p}(E_n)$  - по (2).

Было проведено сравнение расчётов по формулам (1)-(3) с экспериментальными значениями функций возбуждения реакций  $(n,p)$  и  $(n,pn)$  для 49 элементов, собранных в работе [1]. В большинстве случаев расчёты согласуются с экспериментом в пределах  $\pm 30\%$ . Поэтому соотношения (1)-(3) могут быть использованы для оценки сечений этих реакций в диапазоне энергий до порога реакции  $(n,p)Rn$ .

С помощью формулы (1) можно получить простое соотношение для расчёта сечения  $\bar{\sigma}_{n,p}$  реакции  $(n,p)$ , вызываемой нейтронами спектра деления. В общем случае  $\bar{\sigma}_{n,p}$  равно

$$\bar{\sigma}_{n,p} = \frac{\int_0^{\infty} \bar{\sigma}_{n,p}(E_n) N(E_n) dE_n}{\int_0^{\infty} N(E_n) dE_n}, \quad (4)$$

где

$\bar{\sigma}_{n,p}(E_n)$  - функция возбуждения реакции  $(n,p)$ ;

$N(E_n)$  - энергетический спектр нейтронов деления.

Используя для  $\bar{\sigma}_{n,p}(E_n)$  соотношение (1А), а для спектра нейтронов деления - полуэмпирическое выражение в виде максвелловского распределения  $[N(E_n) \sim \sqrt{E_n} e^{-E_n/T_g}]$ , из (4) получим простое выражение для  $\bar{\sigma}_{n,p}$

$$\bar{\sigma}_{n,p} = 6(100 + A) \sqrt{\frac{Q}{T_g}} \left(1 - \frac{T_i + T}{T_i + T_g}\right) \exp\left[-\left(\frac{Q}{T}\right) \left\{ \Delta \right\}\right], \text{ нб. арн.} \quad (5)$$

где

$$Q = |Q_{n,p} - D|; \quad D = 0,1Z - 0,4; \quad T_i = 3,3 \sqrt{\frac{Q}{A}}; \quad T = \frac{T_i T_g}{T_i + T_g};$$

$$\Delta = \begin{cases} -\sqrt{\frac{100}{A}}, & \text{если } A \text{ и } Z \text{ четны,} \\ 0, & \text{если } A \text{ нечетно,} \\ +\sqrt{\frac{100}{A}}, & \text{если } A \text{ - четно, } Z \text{ - нечетно;} \end{cases}$$

$Z, A$  - порядковый номер и массовое число ядра-мишени.

Расчёты по формуле (5) согласуются с большинством экспериментов из работы [2] до  $Z = 50$  лучше, чем расчёты по эмпирической формуле, представленной в той же работе. Существенные отличия в значениях  $\bar{\sigma}_{n,p}$  для чётно-чётных и нечётно-чётных ядер, обсуждаемые в [2], естественным образом получаются

при выводе формулы (5) как следствие учёта эффектов спаривания.

#### Список литературы

1. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. - Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1979, в. 32, с. 27.
2. Salamand. Handbook on Nuclear Activation Cross-Sections.- Techn. Rep. Series, 1974, No. 156, p. 273. IAEA, Vienna.

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ, ПРОТОНОВ  
И  $\alpha$ -ЧАСТИЦ ЯДРАМИ ПО ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И  
АНАЛИТИЧЕСКИМ ФОРМУЛАМ

В.М.Бычков, В.В.Карпов, А.В.Пашенко, В.И.Пляскин

(ФЭИ)

Проведено сравнение расчётов по оптической модели с экспериментальными данными для ядер в диапазоне  $10 \leq Z \leq 100$  и выбраны параметры, обеспечивающие наилучшее описание экспериментальных результатов.

Предложена параметризация результатов аналитическими выражениями только от  $Z$  и  $A$  ядра-мишени.

A comparison of optical model calculations with experimental data has been done on nuclei in the region  $10 \leq Z \leq 100$ , and parameters are chosen which provide the best description of experimental results.

A simple parametrisation of results by analytical formulas depending only from  $Z$  and  $A$  of target nucleus is proposed.

Сечения взаимодействия частиц с атомными ядрами необходимо знать при решении многих задач ядерной физики. Для расчёта сечений образования составного ядра и коэффициентов проницаемости ядерной поверхности налетающими частицами давно и довольно успешно применяется оптическая модель [1]. Вопросы взаимодействия нейтронов с ядрами достаточно подробно рассмотрены в рамках оптической модели, и опубликованы таблицы результатов расчёта [2]. Аналогичной информации для заряженных частиц мало.

Цель данной работы:

а) выбрать оптимальный набор параметров оптического потенциала из условия наилучшего описания имеющейся экспериментальной информации в широких диапазонах ядер и энергий;

б) рассчитать на основе оптической модели (с оптимальным набором параметров) сечения поглощения и коэффициенты проницаемости для протонов и  $\alpha$ -частиц;

в) получить простые аналитические выражения, описывающие сечения поглощения ядрами нуклонов и  $\alpha$ -частиц.

### Оптимальный набор параметров оптического потенциала

Мы рассмотрели несколько наиболее известных систематик параметров для описания взаимодействия нуклонов с ядрами, часто применяемых в расчётах.

Систематика Бечетти-Гринлиса [3] получена на основе описания угловых распределений упругого рассеяния, поляризации нейтронов и протонов, полного сечения для нейтронов и сечения поглощения протонов ядрами с  $A > 40$  в области энергий до 50 Мэв.

В работе [4] оптимальные параметры потенциала получены при изучении поляризации, сечения поглощения и угловых распределений упругого рассеяния протонов с энергией 9 - 22 Мэв на большом числе ядер.

Рекомендованный набор параметров для группы ядер  $Cz$ ,  $Fe$ ,  $Ni$  получен в работе [5] на основе анализа нейтронных сечений в области энергий 1 - 15 Мэв.

Параметры Вьёркунда и Фернбаха [6] получены при исследовании рассеяния протонов с энергиями вплоть до 300 Мэв для широкого круга ядер.

Вычисления в рамках оптической модели проводились по программе КОП [7].

На рис. 1 и 2 приведено сравнение с экспериментальными данными результатов расчёта сечений поглощения протонов различными ядрами с параметрами потенциала из перечисленных выше систематик. Расчёты с параметрами Вьёркунда и Фернбаха взяты из работы [8].

Результаты расчётов изотопической зависимости сечения поглощения протонов при энергии 14,5 Мэв с теми же параметрами оптического потенциала приведены на рис. 3.

Из проведенного анализа можно заключить, что рассмотренные систематики параметров оптического потенциала позволяют описать экспериментальные данные по рассеянию протонов с точностью  $\sim 20\%$ . Наилучшее согласие расчёта с экспериментом для ядер с  $Z \leq 32$  получено с параметрами оптического потенциала из работы [5]. Для более тяжелых элементов ( $Z > 32$ ) в расчётах рекомендуется использовать параметры оптического потенциала из работы [3].

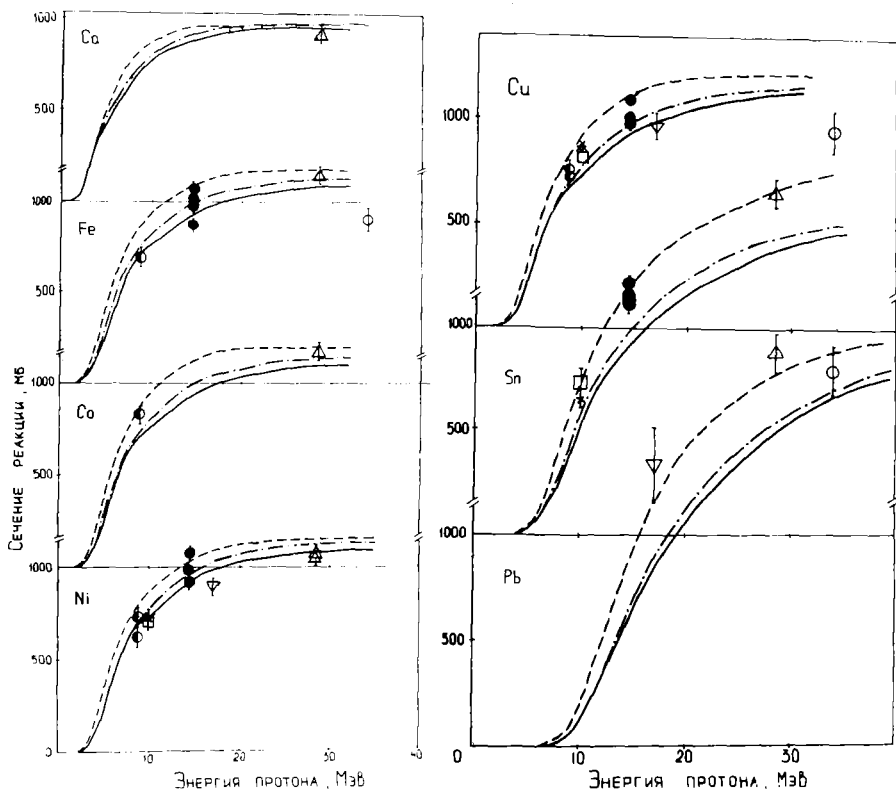


Рис. 1, 2. Сравнение результатов расчёта сечений реакций протонов с ядрами для различных оптических потенциалов с экспериментальными данными в зависимости от энергии:

- использовался нейтронный потенциал из работы [5];
- - - использовался протонный потенциал Бечетти-Гринлиса [3];
- · - · - расчёты Мани и Мелканова [8]

Для описания рассеяния  $\alpha$  - частиц ядрами из литературы неизвестны систематики параметров оптического потенциала, аналогичные систематикам [3-6] для рассеяния нуклонов.

В работе [9] изучалось упругое рассеяние  $\alpha$  - частиц на большом количестве ядер и приводятся рекомендованные значения параметров оптического потенциала для каждого ядра. Мы рассмотрели изотопическую зависимость мнимой части этих

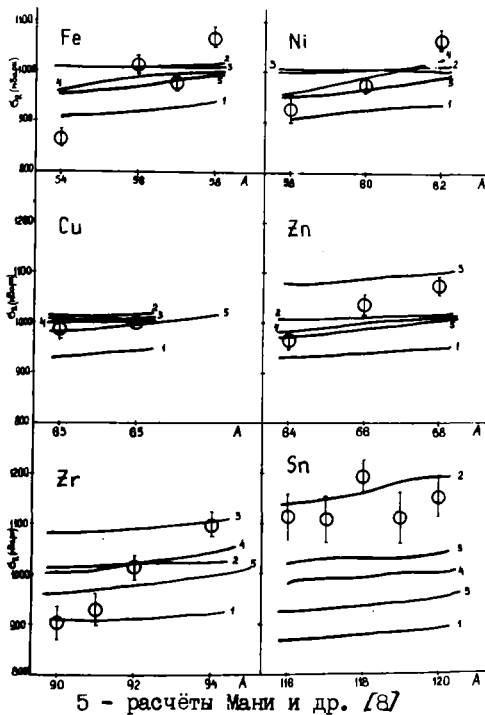


Рис. 3.  
Сравнение результатов расчёта сечений реакций протонов при энергии 14,5 Мэв с ядрами изотопов одного элемента для различных оптических потенциалов в зависимости от массового числа:  
1 - использовался нейтронный потенциал из работы [5];  
2 - использовался протонный потенциал Бечетти-Гринлиса [3];  
3 - использовался нейтронный потенциал Бечетти-Гринлиса [3];  
4 - использовался протонный потенциал Перри [4];

5 - расчёты Мани и др. [8]

потенциалов. Оказалось, что она достаточно хорошо аппроксимируется прямой линией.

Расчёты сечений поглощения и коэффициентов проицаемости для  $\alpha$ -частиц выполнены с параметрами оптического потенциала [9] с учётом указанной выше изотопической зависимости.

Формулы для расчёта сечений поглощения нуклонов и  $\alpha$ -частиц ядрами

Часто удобно иметь простые аналитические выражения, достаточно хорошо описывающие результаты расчётов на основе оптической модели с оптимальными параметрами сечений поглощения ядрами нуклонов и  $\alpha$ -частиц. Ниже приводятся формулы, которые дают возможность рассчитать названные сечения.

1. Сечение поглощения нейтронов ядрами:

$$\sigma(E) = [1000 + 7,5 A + B (14 - E)], \text{ м барн.} \quad (1)$$

Здесь: A - массовое число ядра-мишени;  
E - энергия налетающих нейтронов (Мэв);

$$B = \begin{cases} 7 & \text{при } E > 14, \\ 13 & \text{при } E < 14. \end{cases}$$



Формула (1) дает результаты, совпадающие с данными работы [10] в пределах  $\sim 3\%$  для ядер с  $A > 20$  и энергией  $3 \leq E \leq 50$ .

2. Сечение поглощения протонов ядрами:

$$\sigma(E) = B \left\{ 1 - \exp \left[ - \frac{(E - D)}{C} \right] \right\} \gamma(E - D), \quad (2)$$

Здесь:  $Z$  - порядковый номер (заряд) ядра-мишени;

$A$  - массовое число ядра-мишени;

$E$  - энергия налетающих протонов (Мэв);

$D = (0,1Z + 0,8)$  - эффективный порог взаимодействия;

$C = 1,5 D = (0,15 + 1,2)$ ;

$B = \begin{cases} 8,5(A + 100) & \text{при } Z \leq 70 \\ 14,3 A + 1650 & \text{при } Z > 70 \end{cases}$ ;

$\gamma(E - D)$  - единичная функция,  $\gamma(E - D) = \begin{cases} 1 & \text{при } |E - D| > 0 \\ 0 & \text{при } |E - D| < 0. \end{cases}$

Формула (2) дает результаты, совпадающие с рассчитанными по оптической модели сечениями поглощения протонов в пределах  $\sim 5\%$ .

Сечение поглощения  $\alpha$ -частиц ядрами ( $Z \geq 10$ ) рассчитывается по соотношению, аналогичному (2), только с другими коэффициентами:

$$D = 0,21Z + 2,5; \quad C = 0,315(Z - 5); \quad B = 840 + 12,5A. \quad (3)$$

Результаты, получаемые по формуле (2) с параметрами (3), совпадают с оптическими сечениями поглощения  $\alpha$ -частиц в пределах 10%.

#### Список литературы

1. П.Е.Ходгсон. Оптическая модель рассеяния. Атомиздат, М., 1966.
2. Г.И.Марчук, В.Е.Колесов. Применение численных методов для расчёта нейтронных сечений. Атомиздат, М., 1970.
3. Veschetti F.D., Jr., and Greenlees G.W.-Phys.Rev., 1969, v.182, p.1190.
4. Perey F.G.-Phys.Rev., 1963, v.131, p. 745.
5. В.М.Бычков, В.Н.Манохин, В.Г.Проняев и др. Анализ нейтронных сечений изотопов никеля и хрома и быстрой области энергий.-Нейтронная физика. Ч.1. М., 1976, с.160.
6. Bjorklund F. and Fernbach S. Proceedings of the International Conference on the nuclear optical model. The Florida State University Studies, Number 32, Tallahassee, 1959.
7. Пащенко А.Б. Ядерно-физические исследования в СССР. М., Атомиздат, 1973, вып. 20, с. 39.
8. Mani G.S., Melkanoff M.A., I. Iori. Proton Penetrabilities using an optical model potencial. Report CEA No. 2379, 1963.
9. Huizenga J.R. and Igo G.-Nucl.Phys., 1962, v.29(3), p.462.
10. Mani G.S., Melkanoff, Iori I. Commissariat a l'Energie Atomique. Report No. 2379 and 2380, 1963.

ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ,  
ВЫЗЫВАЕМЫХ НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 14 МЭВ

В.М.Бычков, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин

(ФЭИ)

Получены соотношения, связывающие сечения реакций  $(n, p)$  и  $(n, 2n)$  при фиксированной энергии нейтронов 14,5 Мэв с параметром  $(N-Z)/A$ . Показано, что изотопическая зависимость сечений связана с зависимостью энергии связи нуклонов в ядре от параметра  $(N-Z)/A$ .

A Simple formulas produced wich relate the  $(n,p)$  and  $(n,2n)$  cross sections to the  $(N-Z)/A$  parameter at fixed neutrons energy 14,5 MeV. It is shown, that the isotopical dependence of cross sections is connected with the nucleon binding energy dependence of the  $(N-Z)/A$  parameter.

Существует несколько простых зависимостей [1-5], устанавливающих связь между сечениями реакций  $(n, 2n)$ ,  $(n, p)$  и  $(n, d)$  при энергии 14-15 Мэв и параметром  $(N-Z)/A$ , в котором  $N$  и  $Z$  - числа нейтронов и протонов в ядре с массовым числом  $A$ . Указанные зависимости носят полуэмпирический или эмпирический характер и широко применяются для предсказания сечений при отсутствии экспериментальных данных.

В данной работе эти зависимости выведены из общих теоретических представлений о протекании ядерных реакций, что позволило получить более точные формулы для оценки сечений и указать границы их применимости.

Сечение реакции  $(n, p)$

Предложенная Левковским [1] формула для описания сечения реакции  $(n, p)$  при энергии нейтронов 14-15 Мэв имеет вид

$$\sigma_{np} = 0,73 \sigma_{ne} \exp[-33(N-Z)/A], \quad (I)$$

где  $\sigma_{nc}$  - сечение поглощения нейтронов.

Эта зависимость хорошо согласуется с экспериментальными данными для ядер с  $Z > 20$ , что демонстрируется на рис. I.

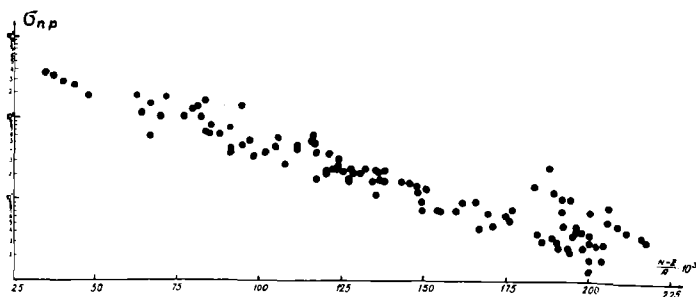


Рис. I. Зависимость экспериментальных данных по реакции  $(n, p)$  от параметра  $(N-Z)/A$

Получим зависимость (I) исходя из предположения, что сечение реакции  $(n, p)$  пропорционально произведению вероятности образования составного ядра на вероятность эмиссии из него протона. Вероятность эмиссии протона можно определить по теореме взаимности через вероятность обратного процесса. В результате получаем следующую формулу [6]:

$$\sigma_{np} \approx \sigma_{nc} \exp \left[ \sqrt{\frac{a}{E_n}} (-S_p - B_k + \delta') \right], \quad (2)$$

где:  $S_p$  - энергия связи протона в составном ядре;

$B_k$  - кулоновский барьер ядра;

$\delta' = \delta_p - \delta_c$  - поправки на спаривание нуклонов в остаточном и составном ядрах;

$E_n$  - энергия нейтрона.

Определив энергию связи  $S_p$  по формуле Вайцзеккера и предполагая  $a = A/10 \text{ Мэв}^{-1}$ ,  $E_n = 14,5 \text{ Мэв}$ , получим зависимость сечения реакции  $(n, p)$  от числа протонов и нейтронов ядра-мишени

$$\sigma_{np} = 0,706 \sigma_{ne} \exp \left[ \sqrt{\frac{A}{145}} \left( -50 \frac{N-Z+1}{A} + 0,58 \frac{Z-1}{A^{1/3}} - 3,26 \right) \right]. \quad (3)$$

Из приведенных соотношений видно, что экспериментально обнаруженная зависимость сечения от параметра  $(N-Z)/A$  является следствием зависимости от этого параметра энергии связи протонов в составном ядре. Результаты расчета по формуле (3) согласуются с экспериментальными данными по сечению реакции  $(n, p)$  в пределах 20% отклонения для 80% рассмотренных ядер. Сравнение изотопической зависимости сечений, предсказываемых формулой (3) и формулой Левковского, приводится на рис.2.

### Сечение реакции $(n, 2n)$

Аналогичный подход был использован для вывода зависимости сечения реакции  $(n, 2n)$  при энергии налетающего нейтрона 14-15 Мэв. При выводе формулы использовалось предположение о последовательном испускании двух нейтронов составным ядром с учетом предравновесной эмиссии первого нейтрона; при этом во втором каскаде реакции пренебрегалось конкуренцией всех других каналов, кроме нейтронного. Полученная в результате этих предположений формула имеет следующий вид [7]:

$$\sigma_{n,2n} = \sigma_{nM} \left\{ 0,68 + \frac{N-Z}{A} - 5,2 \left( 47,4 \frac{N-Z}{A} - 1 \right) \exp \left[ -47,4 \frac{N-Z}{A} \right] \right\}, \quad (4)$$

где 
$$\sigma_{nM} = \sigma_{ne} \left[ 1 - \exp \left( -33 \frac{N-Z}{A} \right) \right].$$

Соотношение (4) по своей форме совпадает с эмпирической формулой

$$\sigma_{n,2n} = \sigma_{ne} \left[ 1 - K \exp \left[ -m \frac{N-Z}{A} \right] \right], \quad (5)$$

полученной в работах [4, 8], если пренебречь зависимостью предэкспоненциального множителя от параметра  $(N-Z)/A$ .

Используя для сечения образования составного ядра выражение  $\sigma_{ne} = 1000 + 7,5A$ , которое при  $E_n = 14,5$  Мэв дает результаты, совпадающие с расчетами по оптической модели в пределах 5%, можно получить еще более простую зависимость  $\sigma(n, 2n)$  в области энергий 14 Мэв

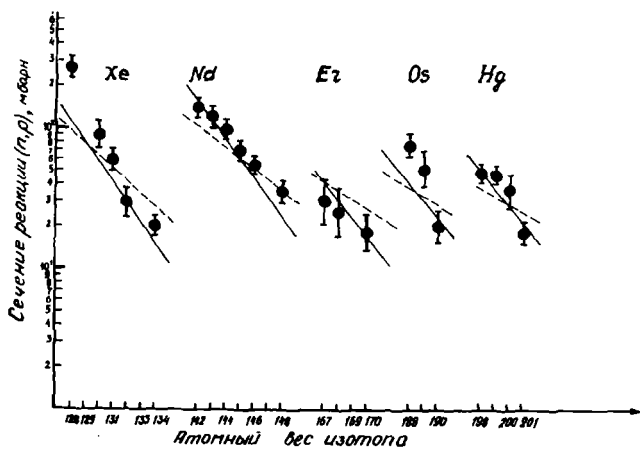
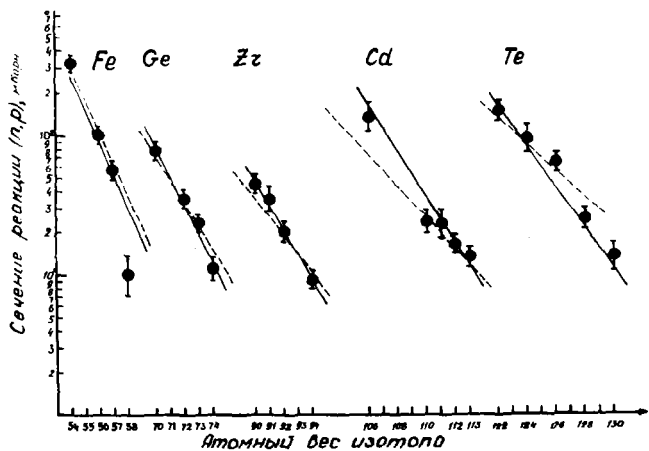


Рис.2. Изотопическая зависимость сечения реакции (n, p) при энергии 14-15 МэВ;  
 ● - эксперимент; --- расчёт по формуле Левковского;  
 — - расчёт по формуле (3) настоящей работы

$$G_{n,2n} = \begin{cases} (1000 + 7,5A) \left[ 7,8 \frac{(N-Z)}{A} - 0,23 \right] \text{ мб} & \text{при } \frac{N-Z}{A} \leq 0,13, \quad (6) \\ (1000 + 7,5A) \left[ 0,65 + \frac{(N-Z)}{A} \right] \text{ мб} & \text{при } \frac{N-Z}{A} > 0,13. \end{cases}$$

Предсказания формул (4),(6) согласуются с экспериментальными данными в пределах приводимой ошибки в 80% случаев. Большинство ядер, для которых зависимости (4) и (5) плохо описывают экспериментальные сечения, лежат в области значений параметра  $(N-Z)/A < 0,1$ . Более строгий расчёт с учётом конкуренции всех возможных каналов на втором каскаде реакции показывает, что это расхождение связано с пренебрежением каналов  $(n, np)$ . В таблице приведены результаты расчётов для ядер с параметром  $(N-Z)/A < 0,1$ , из которых видно, что сечение реакции  $(n, np)$  на этих ядрах сравнимо с величиной сечения реакции  $(n, 2n)$ , а в некоторых случаях значительно превосходит её.

Конкуренция протонного и нейтронного каналов на втором каскаде реакции в зависимости от параметра  $(N-Z)/A$

Элемент	$\frac{N-Z}{A} \cdot 10^3$	расчет $G(n, 2n)$	расчет $G(n, np)$	эксперимент $G(n, 2n)$
Ni 58	34	50	454	$34,8 \pm 1,7$
Fe 54	34	3,5	469	$10,7 \pm 2,2$
Cr 50	40	47	333	$27,9 \pm 1,8$
Ti 46	43	39,2	254	$37,3 \pm 7,5$
Sc 45	67	346	374	$322 \pm 25$
Ca 63	80	549	185	$501 \pm 36$

Таким образом, предложенные здесь формулы могут применяться для оценки сечений реакции  $(n, 2n)$  с точностью порядка 10 - 15% для ядер с параметром  $(N-Z)/A > 0,1$ .

#### Список литературы

1. В.Н.Левковский.-Ядерная физика, 18, 1973, 705.
2. Molla N.I., Qaim S.M.-Nucl.Phys., 1977, A283, 265.
3. Pearlstein S.-Nucl. Sci. and Eng., 1965, 23, 238;  
Nucl.Data, 1967, A3,327; J.Nucl.Energy, 1973, 27, 81.
4. Kondaiah E.-J.Phys. A: Math.Nucl.Gen., 1974, 7, 1457.
5. Lu W., Rana Kumar N., Pink R.W.-Phys.Rev., 1970, 31, 350.
6. В.М.Бычков, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин. Препринт ФЭИ-809. Обнинск, 1978.
7. В.М.Бычков, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин.-Вопросы атомной науки и техники. Сер. Адерные константы, 1978, вып.4(31).
8. Molla N.I. and Qaim S.M.-Nucl.Phys. 1977, A283, 265.

АНАЛИЗ РЕКОМЕНДОВАННЫХ СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ  
БИБЛИОТЕКИ БОСПОР-80 С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНТЕГРАЛЬНЫХ  
ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В.М.Бычков, К.И.Золотарев, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин

(ФЭИ)

В работе анализируются рекомендованные микроскопические сечения реакций  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$  и  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$  из библиотек ядерных данных ENDF/B-IV, UKNDL и БОСПОР. Делается заключение о качестве оцененных данных из сравнения восстановленного по известным скоростям реакций нейтронного спектра с измеренным стандартным спектром.

The recommended microscopic cross-sections for the  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$  and  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$  reactions from the evaluated data libraries ENDF/B-IV, UKNDL and BOSPOR were analysed. A conclusion about quality of these data have been made from comparison of experimental neutron spectra with the spectra restored by means of the measured nuclear reactions rates and cross-section under consideration.

Известно, что при определении энергетических спектров нейтронов по измеренным скоростям ядерных реакций погрешность результатов в значительной степени зависит от точности микроскопических сечений. В настоящее время имеется целый ряд библиотек оцененных микроскопических данных, полученных в разных лабораториях [1].

В данной работе ставилась задача провести сравнительный анализ рекомендованных микроскопических сечений реакций  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$  и  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$  по данным библиотек ENDF/B-IV, UKNDL и БОСПОР-80.

Библиотека БОСПОР-80

В 1978 г. в Центре по ядерным данным в Обнинске была организована библиотека БОСПОР (Библиотека оцененных сечений пороговых реакций) [2]. Данные библиотеки получены в результате критического анализа экспериментальных данных с использованием теоретических расчетов. В 1980 г. библиотека была значительно расширена и в настоящее время включает в себя

178 функций возбуждения пороговых реакций  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$ ,  $(n,2n)$ ,  $(n,t)$  для 122 стабильных изотопов в диапазоне энергий налетающих нейтронов от порога до 20 МэВ.

При организации библиотеки БОСПОР-80 авторы исходили из того, что для получения рекомендованных кривых функций возбуждения пороговых реакций в интервале энергий налетающих нейтронов от порога до 20 МэВ экспериментальной информации в большинстве случаев недостаточно. Кроме того, измерения различных авторов часто значительно отличаются и эти различия больше, чем приводимые погрешности. Поэтому для оценки ядерных данных необходимо привлекать расчеты, основанные на современных моделях протекания ядерных реакций. Во-первых, такие расчеты позволяют исключить из всей совокупности экспериментальных данных явно ошибочные; во-вторых, результаты расчетов – единственная возможность оценить сечения реакций для тех диапазонов энергий налетающих нейтронов и массовых чисел ядер – мишеней, где экспериментальные данные отсутствуют.

#### Экспериментальные данные, используемые при сравнительной оценке сечений

Сравнительная оценка данных по сечениям реакций  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$  и  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$  осуществлялась на основе результатов дифференциальных и интегральных экспериментов, выполненных на критической сборке ПФ-4 с уран-гидридциркониевой активной зоной [3,4].

Для оценки сечений использовались данные измерений энергетического распределения плотности потока нейтронов и скоростей реакций:  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ ,  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ ,  $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$ ,  $^{22}\text{Al}(n,p)^{22}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Si}$ ,  $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ ,  $^{238}\text{U}(n,f)\text{FP}$  в центре активной зоны критсборки.

Полные величины погрешностей в используемых данных по скоростям реакций оставляют 4,6% [ $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ ] и 4,7% [ $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ ]. Погрешности измерения скоростей остальных реакций лежат в пределах 4,6 – 8,9%. Средняя статистическая погрешность измеренного спектра нейтронов составляла: 2,4% при  $E_n \approx 1$  МэВ, 5% при  $E_n \approx 2$  МэВ, 7,1% при  $E_n \approx 3$  МэВ, 18% при  $E_n \approx 4$  МэВ и 15 – 30% выше 5 МэВ.

#### Методика сравнения различных оцененных файлов

Идея метода, применяемого в настоящей работе для сравнительного анализа различных оценок микроскопических сече-



ний ядерных реакций, заключается в следующем. С использованием оцененных микроскопических сечений и экспериментальных данных по скоростям реакций восстанавливается спектр нейтронов. В качестве исходного приближения задается известный из эксперимента спектр, который принимается в данном случае за "истинный". Критерием качества исследуемых сечений при этом служит величина  $\delta = \Psi_R(E_i) - \Psi_S(E_i) / \Psi_S(E_i)$ , где  $\Psi_R(E_i)$  - значение плотности потока нейтронов при энергии  $E_i$ , восстановленное по данным скоростей реакций;  $\Psi_S(E_i)$  - значение плотности потока нейтронов при энергии  $E_i$ , полученное из эксперимента.

В настоящей работе восстановление спектра нейтронов производилось с помощью программы GIN [4]. Измеренный в гидридциркониевой критической сборке спектр нейтронов задавался в 50 точках по энергиям в диапазоне от 0,1 до 18 МэВ (рис. 1).

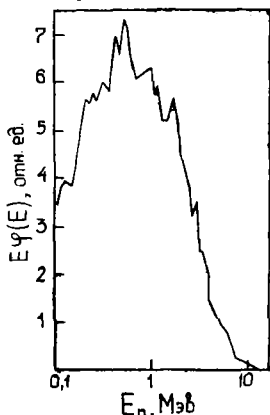


Рис. 1 Энергетический спектр нейтронов в центре уран-гидридциркониевой критической сборки

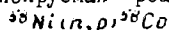
всех перечисленных семи реакций.

При определении величины отклонения между восстановленным и измеренным спектрами варьировались только сечения анализируемых реакций. Данные по микроскопическим сечениям остальных реакций задавались постоянно из библиотек ENDF/B-IV и ZACR55 [для реакции  $^{24}\text{Mg}(n, p)^{24}\text{Na}$ ].

#### Результаты сравнения сечений

Спектры, восстановленные с использованием данных по сечению реакции  $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$  из библиотек БОСПОР-80 и ENDF/B-IV, дают минимальные отклонения от измеренного спек-

Были выполнены два рода сравнений. В первом случае задавалась только одна анализируемая реакция



( $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ ) и определялось отклонение восстановленного спектра от "истинного" с использованием поочередно данных по сечениям из библиотек ENDF/B-IV, UKNDL, БОСПОР-80.

Во втором случае восстановление спектра нейтронов осуществлялось по измеренным значениям скоростей

При определении вели-

тра. Значительно большие расхождения между восстановленным и измеренным спектрами наблюдаются в обоих случаях ( $^{58}\text{Ni}$  в наборе и отдельно) при использовании данных по сечению из библиотеки UKNDL (рис. 2 и 3).

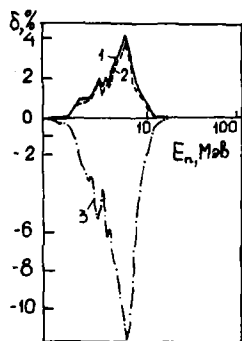


Рис.2 Относительные отклонения спектров, восстановленных с использованием только реакции  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$  от измеренного спектра.

Данные: 1 - БОСПОР-80 ;  
2 - ENDF/B-IV ;  
3 - UKNDL

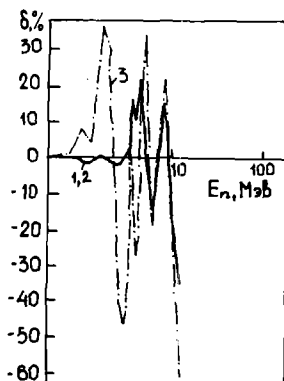


Рис.3 Относительные отклонения спектров, восстановленных с использованием информации по семи реакциям, от измеренного спектра.

Данные: 1 - БОСПОР-80 ;  
2 - ENDF/B-IV ;  
3 - UKNDL

Из рис.2 видно, что при использовании одной реакции  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$  и данных из библиотеки UKNDL значения восстановленного спектра лежат систематически ниже по сравнению с экспериментально полученными данными. Максимум отклонения лежит в области максимума скорости реакции 3,5 - 4,5 МэВ. Сравнение микроскопических сечений реакции  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$  показывает (рис.4), что данные библиотеки UKNDL в интервале энергий 2 МэВ - 8 МэВ систематически выше данных БОСПОР-80 и ENDF/B-IV. Это находится в согласии с полученными в данной работе результатами.

Аналогичная процедура сравнения была проведена и для реакции  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ . Результаты восстановления энергетического спектра нейтронов в уран - гидридциркониевой критической сборке с использованием данных по сечению реакции  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$  из библиотек БОСПОР-80, ENDF/B-IV и UKNDL достаточно хорошо согласуются между собой и с

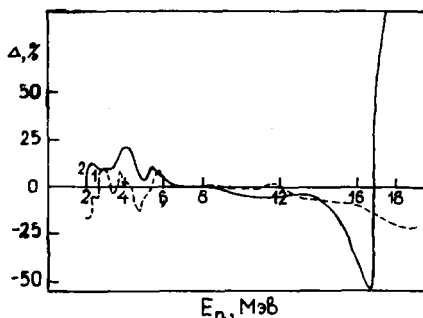


Рис.4 Относительные отклонения сечений реакции из библиотек ENDF/B-IV (кривая 1), UKNDL (кривая 2) от данных библиотеки БОСПОР-80

измеренным спектром.

Предлагаемая методика может использоваться для сравнительного анализа различных дозиметрических файлов.

#### Список литературы

1. CINDU-11, IAEA, VIENNA, MARCH, 1976.
2. В.М.Бычков и др. - Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1979, вып.1(32), с.105.
3. М.Я.Банкрашкова и др. - Атомная энергия, 1978, т.44, вып.3, с.260.
4. К.И.Золотарев и др. - Атомная энергия, 1979, т.46, вып.2, с.96.

ОЦЕНКА ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  $(n, 2n)$   
 ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИССЛЕДОВАНИЙ  
 С ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

М.Ф.Андреев, В.И.Серов

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Проведена оценка сечений реакции  $(n, 2n)$  для  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в интервале энергий нейтронов 12,5 - 14,5 МэВ на основе измеренных нами сечений реакций  $(t, 2n)$ ,  $(d, 2n)$ ,  $(t, f)$  и  $(d, f)$ . Оцененные величины сопоставлены с результатами прямых измерений  $\sigma_{n, 2n}$ . Получено согласие в пределах ~25%.

The estimation of  $(n, 2n)$  reaction cross-sections to  $\text{Np-237}$  and  $\text{Pu-239}$  in neutron energy range 12,5 - 14,5 MeV based on measured cross-sections of reactions  $(t, 2n)$ ,  $(d, 2n)$ ,  $(t, f)$ ,  $(d, f)$  was carried out. The estimated cross-sections compared with the results of direct measurements  $\sigma_{n, 2n}$ . The fit was obtained in the range of ~25%.

Измерение сечений реакций  $(n, 2n)$  на делящихся ядрах является сложной задачей. В настоящей работе рассматривается возможность использования результатов исследования реакций с заряженными частицами для оценки сечений реакций типа  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$ .

В соответствии со статистической моделью ядра сечение реакции с вылетом  $K$  нейтронов можно записать в виде

$$\sigma_{x, Kn} \cong \sigma_0^* P(E, Kn), \quad (1)$$

Здесь  $P(E, Kn)$  - вероятность испускания  $K$  нейтронов составным ядром с энергией возбуждения  $E$ . В предположении слабой зависимости  $P(E, Kn)$  от квантовых характеристик ядра при высоких энергиях возбуждения получим

$$\sigma_{x, Kn} / \sigma_0^* \cong \sigma_{n, Kn} / \sigma_0^n, \quad (2)$$

где индексы  $x$  и  $n$  относятся к заряженным частицам и нейтронам соответственно. Причем  $\sigma_0^* \cong \sigma_{x, f} + \sigma_{x, 2n}$  и  $\sigma_0^n \cong \sigma_{n, f} + \sigma_{n, 2n}$ .

Таким образом в соответствии с (2) можно оценивать сечения реакций  $\sigma_{n, Kn}$  по известным  $\sigma_{n, f}$ ,  $\sigma_{x, f}$ ,  $\sigma_{x, Kn}$ , при измерении которых особых сложностей не возникает. Близкий по идео-

логии метод использовался в работе [1] при оценке нейтронных сечений деления ядер на основе результатов исследования реакции  $(t, pf)$ .

Достоверность оцененных величин можно установить путем сравнения их с результатами прямых измерений. Такая возможность имеется в случаях  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{237}\text{Np}$ , для которых существуют экспериментальные данные по  $\bar{\sigma}_{n,2n}$  и  $\bar{\sigma}_{n,f}$  и возможны оценки  $\bar{\sigma}_{n,2n}$  по измеренным  $\bar{\sigma}_{t,2n}$ ,  $\bar{\sigma}_{t,f}$  для  $^{237}\text{Np}$  (образуется составное ядро  $^{240}\text{Pu}$ ), а также по  $\bar{\sigma}_{t,2n}$ ,  $\bar{\sigma}_{t,f}$  для  $^{235}\text{U}$  или по  $\bar{\sigma}_{d,2n}$ ,  $\bar{\sigma}_{d,f}$  для  $^{236}\text{U}$  (составное ядро  $^{239}\text{Np}$ ).

Сечения реакций  $(d,2n)$  и  $(t,2n)$  получены нами в измерениях активационным методом. Сечения деления в реакциях  $(d,f)$  и  $(t,f)$  определялись путем счета осколков деления. Работа выполнялась на электростатическом ускорителе. Наведенные в мишенях  $\gamma$ - и  $\alpha$ -активности измерялись соответственно с помощью  $\text{Ge(Li)}$ - и кремниевого полупроводниковых спектрометров. В таблице собраны сечения реакций с  $d$  и  $t$ , измеренные нами, сечения деления ядер нейтронами (со ссылкой на литературу) и оцененные величины  $\bar{\sigma}_{n,2n}$ . При определении  $\bar{\sigma}_{n,2n}$  для  $^{237}\text{Np}$  по измеренным  $\bar{\sigma}_{d,2n}$  и  $\bar{\sigma}_{d,f}$  величины  $\bar{\sigma}_{d,f}$  были исправлены на вклад  $\bar{\sigma}_{d,pf}$ .

Сопоставление результатов оценки с имеющимися данными по  $\bar{\sigma}_{n,2n}$  иллюстрируется на рис. 1 и рис. 2. Можно видеть, что оцененные нами величины  $\bar{\sigma}_{n,2n}$  для  $^{239}\text{Pu}$  находятся в согласии с единственными экспериментальными данными работы [6]. В случае  $^{237}\text{Np}$  активационные измерения дают возможность определить сечения реакций  $(t,2n)$ ,  $(d,2n)$  и  $(n,2n)$  с образованием  $^{236g}\text{Np}$  (в основном состоянии с  $T_{1/2} = 22,5$  час.) Однако у  $^{236}\text{Np}$  имеется изомерное состояние  $^{236m}\text{Np}$  ( $T_{1/2} = 1,29 \cdot 10^6$  лет). В работе [13], выполненной с нейтронами ядерного взрыва, было найдено, что  $^{236m}\text{Np}/^{236g}\text{Np} = 0,35 \pm 0,05$ . Независимые на рис. 2 данные для  $^{237}\text{Np}$  представляют собой полные сечения реакции  $^{237}\text{Np}(n,2n)^{236(m,g)}\text{Np}$ , пересчитанные в соответствии с этим изомерным отношением. Результаты наших оценок  $\bar{\sigma}_{n,2n}$  (не учитывающие вклада  $\bar{\sigma}_{n,2n}^m$ ) согласуются в пределах ошибок с  $\bar{\sigma}_{n,2n}^{m+g}$ . Можно было бы говорить об отличии оцененных величин от измеренных на  $\sim 35\%$  (доля  $\bar{\sigma}_{n,2n}^m$ ). Однако в измерениях сечений образования 22-часового и долгоживущего изомеров  $^{236}\text{Np}$  в реакции  $^{235}\text{U}(d,4n)$  при  $E_d = 21$  МэВ не заво-

Результаты измерений и оцененные величины  
 $\sigma_{n,2n}$  для Pu-239 и Np-237

Ядро-мишень	$E_t$ , МэВ	$E_{n,экв}$ , МэВ	Сечения реакции, мбарн			
			(t,2n)	(t,f)	(n,f) литер.	(n,2n)
$^{237}\text{Np}$	9,63	12,73	$5,45 \pm 1,21$	$27 \pm 2$	$2420/3/$	$488 \pm 112$
	10,24	13,34	$9,53 \pm 0,34$	$\pm 64,1$ $\pm 0,5$	$2490/3/$	$\pm 368$ $\pm 33$
$^{239}\text{Pu}$	11,10	14,19	$9,9 \pm 2,7$	$\pm 156,5$ $\pm 2,1$	$2560/3/$	$\pm 163$ $\pm 47$
	11,58	14,66	$11,8 \pm 2,3$	$\pm 225,1$ $\pm 2,5$	$2580/3/$	$\pm 136$ $\pm 29$
$^{235}\text{U}$	9,44	12,29	$5,75 \pm 0,79$	$20 \pm 2$	$2380/4/$	$\pm 683$ $\pm 79$
	10,19	13,03	$12,7 \pm 1,9$	$\pm 60,6$ $\pm 0,6$	$2360/4/$	$\pm 493$ $\pm 79$
$^{237}\text{Np}$	10,74	13,58	$29,8 \pm 3,1$	$\pm 110,4$ $\pm 1,5$	$2380/4/$	$\pm 645$ $\pm 78$
	11,18	14,02	$36,5 \pm 4,0$	$\pm 160$ $\pm 2,8$	$2400/4/$	$\pm 550$ $\pm 68$
	11,60	14,44	$44,5 \pm 4,6$	$\pm 223$ $\pm 2,7$	$2450/4/$	$\pm 488$ $\pm 57$

	$E_d$ , МэВ	$E_{n,экв}$ , МэВ	Сечения реакций, мбарн			
			(d,2n)	(d,f)	(n,f)	(n,2n)
$^{236}\text{U}$	9,92	12,53	$11,7 \pm 1,3$	$\pm 52,6$ $\pm 1,3$	$2290/4/$	$\pm 591$ $\pm 77$
$^{237}\text{Np}$	10,41	13,01	$19,0 \pm 2,3$	$\pm 86,8$ $\pm 2,2$	$2310/4/$	$\pm 589$ $\pm 84$
	10,86	13,46	$29,4 \pm 3,1$	$\pm 123,6$ $\pm 2,8$	$2320/4/$	$\pm 659$ $\pm 83$

[14], что состояние с низким спином ( $I = 1$ ) встречается по крайней мере в 7 раз чаще, чем с высоким ( $I = 6$ ). Если основное состояние  $^{236g}\text{Np}$  имеет спин  $I = 1$ , то на долю  $\sigma_{n,2n}^m$  придется не более 14% от полного  $\sigma_{n,2n}$ . В таком случае отличие оцененных величин  $\sigma_{n,2n}$  от измеренных будет находиться в пределах ошибок измерений. Отметим также, что оцененные нами величины  $\sigma_{n,2n}$  для  $^{237}\text{Np}$  из данных по реакциям

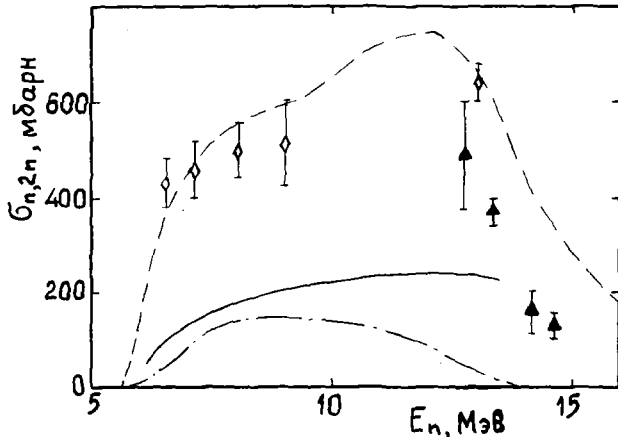


Рис. 1. Сечение реакции  $(n, 2n)$  для  $^{239}\text{Pu}$ :  
 $\diamond$  - [6];  $\blacktriangle$  - оценка по нашим данным; - - - [3], - - - [5],  
 - - - [7].

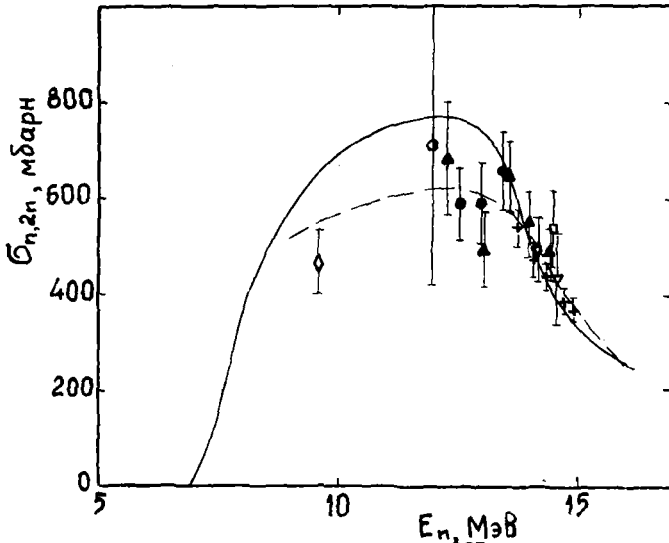


Рис. 2. Сечение реакции  $(n, 2n)$  для  $^{237}\text{Np}$ :  
 $\diamond$  - [8];  $+$  - [9];  $\square$  - [10];  $\nabla$  - [11]; - - - [5]; - - - [12];  
 $\blacktriangle$  и  $\bullet$  - оценка по нашим данным (реакции с  $\epsilon$  и  $d$  соответственно);  $\circ$  - оценка по данным [11] (реакции с  $d$ ).

с  $d$  и  $t$  хорошо согласуются между собой. Среднезвешенные величины  $\overline{\sigma}_{n,2n}$  для трех точек по энергии в интервале 12,3 - 13,6 МэВ составляют:  $\overline{\sigma}_{n,2n}(t) = 590 \pm 58$  мбарн при  $\overline{E}_t = 12,97$  МэВ и  $\overline{\sigma}_{n,2n}(d) = 612 \pm 23$  мбарн при  $\overline{E}_d = 13,00$  МэВ. Таким образом, сравнение оцененных величин  $\overline{\sigma}_{n,2n}$  для  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  с результатами прямых измерений показывает их согласие с точностью  $\approx 25\%$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cramer J.D., Britt H.C. - Nucl.Sci.Eng., 1970, v.41, p.177.
2. Lessler R.M. - Nucl.Phys., 1966, v.81, p.401.
3. Красин А.К., Коньшин В.А., Анципов Г.Б., Баханович Л.А., Мороговский Г.Б., Суховицкий Е.Ш., Бендерский А.Р. Отчет, инв. №417. ИЯЭ АН БССР. Минск, 1973.
4. Панкратов В.М. - Атомная энергия, 1963, т. 14, вып. 2, с.177.
5. Segev M., Caner M. - Ann.of Nucl.Energy, 1978, v.5, p.239.
6. Mather D.C., Bampton P.F., Coles R.E., James G., Nind P.J. Report AWRE-O-72/72. 1972.
7. Библиотека оцененных данных ENDF/B-IV.
8. Nischi T., Fujiwara I., Imanishi N. Частное сообщение на совещании в Карлсруэ [см. Igarasi S., Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data (TND), Karlsruhe, FRG, 3-7 November 1975, Review Paper No.B4].
9. Landrum J.H., Nagle R.J., Lindeke M. - Phys.Rev., 1973, v.8C, p.1938.
10. Perkin J.L., Coleman R.F. - J.Nuclear Energy, 1961, v.14A, p.69.
11. Lindeke K. - Phys.Rev., 1975, 12C, p.1507.
12. Ливерморская библиотека оцененных данных ENDL-76.
13. Myers W.A., Lindner M., Newbury R.S. - J.Inorg. Nucl. Chem., 1975, v.37, p.637.
14. Кузнецов Дж.Р., Ванденбош Р. Ядерные реакции. М., Атомиздат, 1964, т. 2, с. 75.



ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ  $(n, \alpha)$  ДЛЯ РЕАКТОРНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА РЕЗОНАНСНЫХ И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ НЕЙТРОНАХ

Ю.М. Гледенов, Н.П. Балабанов

(ОИЯИ, Пловдивский университет, НРБ)

Рассчитаны сечения  $(n, \alpha)$ -реакции для ряда реакторных материалов в области энергии нейтронов до 1 МэВ. Результаты могут быть использованы для оценки накопления гелия в материалах.

Cross sections of  $(n, \alpha)$  reaction calculated for a number of reactor materials are given in the neutron energy range up to 1 MeV. They can be used for the accumulation estimating of helium in those materials.

Установлено, что длительное облучение нейтронами многих конструкционных материалов, перспективных для ядерной энергетики, приводит к накоплению в них значительного количества гелия за счет реакции  $(n, \alpha)$ , существенно изменяя механические и физические свойства сталей [1]. Данные обычно представляют в двухгрупповой форме, учитывающей процессы на тепловых и быстрых (спектр деления) нейтронах [2].

Прогресс в экспериментальном изучении реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах [3] и в ее теоретическом описании [4] позволяет провести оценку вклада нейтронов промежуточных энергий в накопление гелия для ядер, на которых непосредственные измерения  $\sigma(n, \alpha)$  не производились. С этой целью мы провели расчеты сечений реакции  $(n, \alpha)$  на ряде реакторных материалов до энергии  $E_n \sim 1$  МэВ, используя результаты наших измерений и некоторые закономерности для  $\alpha$ -ширин.

Усредненное по резонансам сечение для нейтронов с угловым моментом  $l$  и для уровней со спином  $J$  можно записать как [5]

$$\langle \sigma_{\alpha}^{Jl} \rangle = \frac{2\pi^2}{k^2} g_J \sum_j \frac{\langle \Gamma_n^{Jl} \rangle \langle \Gamma_{\alpha}^J \rangle}{\langle D^J \rangle \langle \Gamma^J \rangle} \cdot F_{\alpha}^l(\alpha), \quad (1)$$

где  $F_{(\alpha)}^{\ell} = \frac{\langle \Gamma_n^{j\ell} \cdot \Gamma_{\alpha}^j \rangle}{\Gamma_j^j} \Big/ \frac{\langle \Gamma_n^{j\ell} \rangle \langle \Gamma_{\alpha}^j \rangle}{\langle \Gamma_j^j \rangle}$  - флуктуационный фактор, сумма по  $j$  есть сумма по спиновым каналам для данных  $J$  и  $\ell$ , другие символы имеют их обычное значение.

Для  $S$ -нейтронов выражение (1) можно записать как

$$\langle \sigma_{\alpha}^S \rangle = \frac{4,09 \cdot 10^{-18} S^0 D_n \cdot V_0}{E^{1/2} D_{кл}} \sum_J \frac{\Gamma_{\alpha кл}^J}{S^0 E^{1/2} D_n V_0 + \langle \Gamma_j \rangle}, \quad (2)$$

для  $P$ -нейтронов как

$$\langle \sigma_{\alpha}^P \rangle = \frac{4,09 \cdot 10^{-18} S^1 D_n \cdot V_1}{E^{1/2} D_{кл}} \sum_J \frac{\epsilon_{JI}^1 \cdot \Gamma_{\alpha кл}^J}{\epsilon_{JI}^1 \cdot V_1 E^{1/2} S^1 D_n + \langle \Gamma_j \rangle}, \quad (3)$$

аналогично для  $d$ - и  $f$ -нейтронов.

Здесь  $S^{\ell}$  - нейтронные силовые функции;  $V_{\ell}$  - фактор проницаемости для нейтронов с угловым моментом  $\ell$ ;

$$\epsilon_{JI}^{\ell} = \begin{cases} 2, & \text{если } |J-I| \leq \ell \pm \frac{1}{2} \leq J+I, \\ 1, & \text{если выполняется только одно из условий} \\ & |J-I| \leq \ell + \frac{1}{2} \leq J+I, \\ & |J-I| \leq \ell - \frac{1}{2} \leq J+I, \\ 0 & \text{- в остальных случаях.} \end{cases}$$

Формулы (2) и (3) получены при следующих допущениях:

- нейтронные силовые функции не зависят от  $j$ ;
- $\Gamma_j$  не зависит от  $J$ ,  $\ell$  и  $E_n$ ;
- $D^j$  не зависит от четности для данного  $J$ ;
- $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_j$ , т.е. пренебрегаем учетом неупругого канала;
- $F_{(\alpha)}^{\ell} = 1$ .

$\Gamma_{\alpha}^j(E_n)$  рассчитаны по кластерной модели [4], результаты которой хорошо согласуются с величинами средних  $\alpha$ -ширин и усредненных сечений, измеренных в резонансной области [3]. В кластерной модели средняя  $\alpha$ -ширина компаунд-состояния

$$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle = \Gamma_{\alpha кл} \cdot D_n / D_{кл}, \quad (4)$$

где  $\Gamma_{\alpha кл}$  - полная кластерная  $\alpha$ -ширина;  $D_n$  и  $D_{кл}$  - расстояния между уровнями составного ядра и кластерными уровнями соответственно.

В качестве параметров  $S^0$ ,  $S^1$ ,  $D_n$  и  $\langle \Gamma_j \rangle$  использовались имеющиеся в литературе экспериментальные (или расчетные)

значения [6-8]. Как правило, мы ограничивались учетом  $S$ -,  $p$ - и  $d$ -волн, предполагая равенство силовых функций для  $S$ - и  $d$ -нейтронов. Результаты расчетов приведены в таблице. Точность их определяется в основном точностью знания используемых параметров, поэтому отмеченные выше допущения приемлемы. Энергия нейтронов выбрана в соответствии с многогрупповым представлением, используемым в работе [2].

На рис. I представлены результаты расчетов  $\langle \sigma_{\alpha} \rangle$  для  $^{147}\text{Sm}$ , для которого имеется наиболее полные экспериментальные сведения в резонансной области. Можно отметить хорошее согласие расчета с экспериментом, тем более что дополнительная подгонка параметров не проводилась.

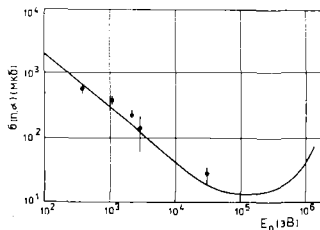


Рис. I. Сравнение расчетных [3]  $\langle \sigma_{\alpha} \rangle$  для  $^{147}\text{Sm}$  с экспериментальными данными

Большой интерес представляет двухступенчатая реакция  $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$ , которая согласно работе [9] дает существенный вклад в накопление гелия в сталях при облучении потоком нейтронов больше  $10^{23}$  н/см<sup>2</sup>. Наши расчеты  $\sigma(n, \alpha)$  для  $^{59}\text{Ni}$  согласуются с результатами работы [10] (рис. 2).

Влияние неупругих процессов на величину  $\langle \sigma_{\alpha} \rangle$  сильно зависит от схемы уровней ядер. Расчеты вклада неупругих каналов были проведены для изотопов  $^{47}\text{Ti}$  и  $^{57}\text{Fe}$ , существенно отличающихся по структуре уровней. Результаты показаны на рис. 3 и в таблице.

В заключение отметим, что результаты расчетов могут быть непосредственно использованы для оценки накопления гелия в реакторных материалах при энергиях нейтронов  $E_n$  до 1 МэВ.

Изотоп	Энергия нейтронов $\sigma(n, \alpha)$ , мкб									
	1,23	3,36	9,0	40,9	110	300	500	800	1000	1350
титан-47	0,05	0,02	0,01	0,007	0,01	0,03 0,02*	0,10 0,07*	0,50 0,44*	1,5 1,3*	7,7 6,8*
хром-53	0,00005	0,00002	0,00001	0,000008	0,00001	0,00013	0,0008	0,0067	0,036	0,067
железо-57	<sup>m</sup> 0,01	0,004	0,001	0,0007 0,00032*	0,0009 0,00027*	0,003 0,0006*	0,013 0,0015*	0,092 0,009*	0,3 0,023*	1,9 0,13*
никель-58	0,12	0,06	0,04	0,03	0,03	0,07	0,19	1,14	8,43	12,33
никель-59	76000	30000	14000	8700	6000	6000	7500	11000	15000	21000
никель-61	25,5	10,0	4,51	1,67	1,14	1,35	2,50	7,71	11,6	27,2
цинк-64	69,2	31,4	19,1	11,2	12,7	23,2	44,1	165	262	870
цинк-67	2130	874	422	161	145	158	203	408	643	1064
германий-73	0,18	0,075	0,033	0,018	0,018	0,050	0,121	0,389	0,725	1,79
селен-77	25,7	11,3	5,04	1,92	1,33	1,76	4,48	13,6	27,4	106,1
ниобий-93	0,17	0,10	0,07	0,04	0,03	0,05	0,13	0,52	1,51	9,70
молибден-94	0,45	0,25	0,16	0,07	0,05	0,12	0,27	1,03	2,21	12,4
молибден-95	1160	690	389	112	69,1	69,5	102	160	230	389
молибден-97	1,34	0,76	0,40	0,14	0,096	0,093	0,20	0,44	0,94	2,82
самарий-147	266	108	44,8	15,4	13,5	14,9	18,0	28,3	40,4	75,2

\* с учетом  $\Gamma_n$ .

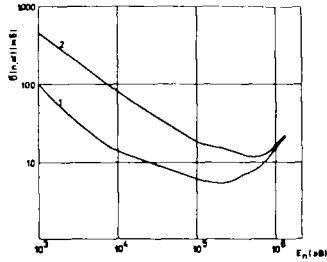


Рис.2. Расчетные сечения  $\sigma(n, \alpha)$  для  $^{59}\text{Ni}$ : 1 - наши расчеты; 2 - из работы [10].

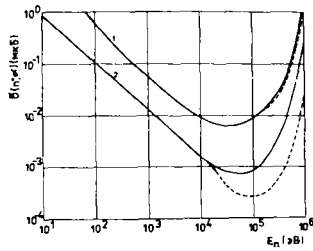


Рис.3. Расчетные сечения  $\sigma(n, \alpha)$ : 1 - для  $^{47}\text{Ti}$ ; 2 - для  $^{57}\text{Fe}$ . Пунктирные кривые получены при  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_{n'} + \Gamma_\gamma$ . Такие оценки являются необходимыми при расчетах мощных энергетических реакторов. В связи с этим дальнейшее изучение реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных и промежуточных нейтронах представляется актуальным.

Список литературы

1. R.S.Barnes.-Nature, 1965, 206, p.1307.
2. I.R.Birs.-J.Nucl.Mat., 1970, 34, p.241.
3. N.P.Balabanov et al.-Nucl.Phys., 1976, A261, p.35.
4. Антонов А. и др. - ЯФ, 1978, 27, с.18.
5. Во Ким Тхань и др. - ОИЯИ, РЗ-12756, Дубна, 1979.
6. Вторин А.В. и др. - ОИЯИ, РЗ-10733, Дубна, 1977.
7. Кадменский С.Г., Фурман В.И. - ЭЧАЯ, 1975, 6, с.469.
8. A.M.Lane, J.E.Lynn.-Proc.Phys.Soc., 1957, A70, p.537.
9. Neutron Cross Sections, 1973, v.1, 3d Ed.
10. Захарова С.М. и др. - Ядерные константы, М., ЦНИАтоминформ, 1971, вып.7.
11. w.Dilg et al.-Nucl.Phys., 1973, A217, p.269.
12. B.Goel.-KFK, 2473, 1977.
13. G.J.Kirouc.-Nucl.Sci.Eng., 1971, 46, p.427.

## ПОГРЕШНОСТИ ОЦЕНЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ

Г.Н. Мантуров

(ФЭИ)

Оценены погрешности и коэффициенты корреляции среднегрупповых значений  $\sigma_t$ ,  $\sigma_c$ ,  $\sigma_f$ ,  $\sigma_{eff}$ ,  $\sigma_{in}$  и  $\nu$  для основных реакторных материалов:  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $\text{Na}$ ,  $\text{Fe}$ ,  $\text{Cr}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{C}$ . Полученные ковариационные матрицы соответствуют системе групповых констант БНАБ-МИКРО.

Uncertainties and correlation coefficients of group averaged values  $\sigma_t$ ,  $\sigma_c$ ,  $\sigma_f$ ,  $\sigma_{eff}$ ,  $\sigma_{in}$  and  $\nu$  for important reactor materials -  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $\text{Na}$ ,  $\text{Fe}$ ,  $\text{Cr}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{O}$  and  $\text{C}$  - are evaluated. This data respect to group constant set АВВВ-МІКРО.

Для оценки точности расчетных предсказаний нейтронно-физических характеристик реакторов и защиты в многогрупповых нейтронных расчетах используемая при этих расчетах система групповых констант должна сопровождаться ковариационной матрицей погрешностей этих констант. Знание ковариационной матрицы погрешностей необходимо также для корректировки системы констант на основе данных макроскопических экспериментов, для обоснования потребностей в проведении новых измерений нейтронных сечений и т.п. [1].

В данном сообщении кратко изложена методика оценки ковариационной матрицы системы групповых констант БНАБ-МИКРО [2]. Эта система констант составлена на основе оценок данных лишь дифференциальных микроскопических экспериментов и рекомендуется для использования в качестве стартовой при корректировке. Поэтому сопровождение ее ковариационной матрицей является необходимым. Эта ковариационная матрица может также использоваться для оценки точности расчетных предсказаний, гарантируемой современным уровнем точности дифференциальных нейтронных данных.

При выработке системы констант БНАБ-МИКРО использовались все экспериментальные данные, опубликованные до середины 1977 года. Лишь часть этих данных сыграла определяющую роль при оценке. При оценке погрешностей учитывались только эти определяющие наборы данных. Для каждого такого набора были оценены независимые погрешности каждой

экспериментальной точки и общая погрешность всех экспериментальных точек. Последнее означает, что ковариации погрешностей  $\text{cov}_{ij}^k = \overline{\delta\sigma_{ki} \delta\sigma_{kj}}$  двух различных точек принимались одинаковыми для различных  $i$  и  $j$ , измеренных в одном и том же эксперименте  $k$ . В тех случаях, когда  $\text{cov}_{ij}^k$  для разных пар  $(i, j)$  сильно различались, максимальные значения  $\text{cov}_{ij}^k$  были сравнимы с  $\sqrt{\text{cov}_{ii}^k \text{cov}_{jj}^k}$ , и в публикации содержалась достаточная информация для количественной оценки ковариаций, ковариационная матрица набора данных строилась более детально. Так делалось, например, при оценке погрешностей групповых значений  $d$ , полученных В.Н.Кононовым и др. [3].

Преобразование предварительно оцененных ковариационных матриц отдельных наборов данных в ковариационную матрицу групповых констант проводилось в предположении, что процесс оценки группового сечения  $\sigma_g$  сводится к усреднению данных разных наборов

$$\sigma_g = \sum_i \sum_k W_{gki} \sigma_{ki}$$

Для экспериментальных точек, лежащих в пределах группы  $g$ , веса  $W_{gki}$  определяются, в основном, погрешностями измерений (грубо говоря,  $W_{gki}$  обратно пропорционально квадрату погрешности  $\sigma_{ki}$ ). Однако на величине сечения в группе  $g$  сказываются результаты измерений и при энергиях, лежащих за пределами этой группы. При этом вес  $W_{gki}$  зависит от степени "жесткости" кривой  $\sigma(E)$ , принятой при оценке. В тех случаях, когда оценка  $\sigma(E)$  проводилась методом наименьших квадратов на основе той или иной параметризации энергетической зависимости (например, сечения  $^{238}\text{U}$  в области неразрешенных резонансов рассматривались по модели Хаузера-Фешбаха [4]), веса  $W_{gki}$  определялись самой процедурой оценки. В этих случаях главная задача состояла в том, чтобы убедиться в статистической непротиворечивости оценок ковариационных матриц наборов данных [5]. В большинстве же случаев оценка  $\sigma(E)$  осуществлялась путем проведения кривых через экспериментальные точки "на глаз". В этих случаях веса  $W_{gki}$  могли быть количественно оценены лишь очень грубо. Произвол в определении весов, конечно, снижает точность оценки погрешностей. Однако мы многократно убеждались, что связанная с этим произволом неопределенность в оценке стандартных отклонений не превышает 30%. Достаточно надежно оценивается и жесткость кривой, проведенной от руки, определяющая число точек в группе, сечения в которых имеют скорректированные погрешности.

При получении групповых констант ЕНАБ-ММКР предварительно оценивались энергетические зависимости отношений сечения  $\sigma_g^{235}/\sigma_g^{235}$ ,  $\sigma_g^{238}/\sigma_g^{235}$ ,  $d^{235}/d^{235}$ ,  $d^{238}/d^{235}$  и т.д. Например, кривая  $\sigma_g^{238}/\sigma_g^{235}(E)$  выше 30 кэВ выведена из оцененных кривых для отношения  $\sigma_g^{238}/\sigma_g^{235}(E)$  и абсолютного сечения  $\sigma_g^{238}(E)$  и среднего группового значения сечения

деления  $^{235}\text{Pu}$  определялись путем усреднения кривой  $\sigma_f^{235}(E)$ . Та же кривая после приведения к разрешению, с которым измерено  $\alpha^{235}$ , использовалась для расчета  $\sigma_f^{235}(E)$ . При оценке погрешностей групповых констант мы исходим из упрощенной модели этого процесса: были оценены погрешности среднегрупповых отношений сечений и эти погрешности были приписаны отношениям среднегрупповых сечений.

Погрешности значений  $\nu$  были получены на основе оценки, выполненной Л.И. Прохоровой и др. [6].

Реалистичность полученных оценок погрешностей групповых констант была проконтролирована путем сравнения между собой результатов различных оценок самих нейтронных данных. Сравнивались оценки, базирующиеся, в основном, на одном и том же экспериментальном материале (оценки, выполненные авторами БНАБ-МИКРО; оценки, полученные группой В.А. Конькина, ENDF/B-VI, UKNDL, KEBAK-3, JENDL-I). Расхождения, превышавшие оцененные нами погрешности, были весьма редки. Напротив, нередко результаты нескольких оценок различались между собой существенно меньше, чем на стандартное отклонение. Это рассматривалось нами, как следствие одинакового подхода различных авторов к оценке одних и тех же данных.

Другой контрольной операцией служило сравнение полученных нами оценок ковариационных матриц с другими оценками погрешностей [7-9]. Стандартные отклонения в этих оценках отличаются от полученных нами, как правило, не более чем в 1,5-2 раза, что следует считать удовлетворительным согласием. Случаи больших расхождений были тщательно проанализированы. Ни в одном из этих случаев результаты анализа не заставили нас пересмотреть свою оценку. Например, согласно японской оценке [9], погрешности групповых сечений деления  $^{235}\text{U}$  при 1 кэВ и 1 МэВ (и даже при 10 МэВ) заметно коррелируют. Это объясняется тем, что в работе [9] предположено, что сечение  $\sigma_f^{235}$  в области энергий выше 1 кэВ оценено на основе расчетов по оптической модели. Методика оценки этого сечения в БНАБ-МИКРО была иной, и оснований для введения столь далеких энергетических корреляций у нас нет.

Полученная нами ковариационная матрица погрешностей ориентирована на использование ее для оценки точности расчетных предсказаний нейтронно-физических характеристик быстрых реакторов. Поэтому, несмотря на то, что система констант БНАБ-МИКРО содержит 28 групп (-1, 0, 1, ..., 26), ковариационная матрица составлена для более грубого 12-группового разбиения.

Ковариационные матрицы в этом разбиении получены: а) для сечения деления  $^{235}\text{U}$ ; б) отношений сечений деления  $\sigma_f^{235}/\sigma_f^{235}$ ;  $\sigma_f^{238}/\sigma_f^{235}$ ;



$\sigma_f^{240}/\sigma_f^{235}$  и  $\sigma_f^{241}/\sigma_f^{235}$ ; в) для среднего числа нейтронов, освобождаемых при делении ядер изотопов  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ ; г) для величины  $\alpha$   $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ ; д) для сечения радиационного захвата нейтронов на  $^{238}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ , Fe, Ca, Mg и Na; е) для сечения неупругого рассеяния нейтронов на  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , Fe и Na; ж) для сечения упругого рассеяния на Fe, Na, O и C; з) для транспортного сечения Na, O и C.

Информация представлена в виде машинной библиотеки. Библиотека с текстовым описанием формата может быть получена по запросу через **Обнинский** Центр по ядерным данным. Ниже приводится пример распечатки отдельных блоков ковариационной матрицы из этой библиотеки.

Погрешности и коэффициенты корреляций (x100)  
групповых величин  $\alpha$   $^{235}\text{U}$

Эн. границы		%	Групп- пв	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
2,5 - 10,5	МэВ	50,0	I	100											
1,4 - 2,5	"	20,0	2	0	100										
0,4 - 1,4	"	12,0	3	0	0	100									
0,2 - 0,4	"	9,5	4	0	0	80	100								
0,1 - 0,2	"	9,0	5	0	0	75	80	100							
46,5 - 100	кэВ	3,5	6	0	0	70	75	80	100						
21,5 - 46,5	"	2,0	7	0	0	60	70	75	80	100					
10 - 21,5	"	7,5	8	0	0	55	60	70	75	80	100				
4,65 - 10	"	7,0	9	0	0	30	30	30	30	30	70	100			
2,15 - 4,65	"	6,5	10	0	0	0	0	0	0	30	50	70	100		
I - 2,15	"	6,5	II	0	0	0	0	0	0	10	40	70	70	100	
0 - I	"	6,0	I2	0	0	0	0	0	0	10	40	70	70	70	100

### Список литературы

1. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Дрова Л.Н. Анализ реакторно-физического эксперимента. М., Атомиздат, 1977.
2. Абагян Л.П. и др. - Атомная энергия, 1980, т.48, вып.2, с.117.
3. Коновов В.Н., Подетаев Е.Д. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. Вып.25, М., Атомиздат, 1977, с.23.
4. Николаев М.Н., Мантуров Г.Н. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 4-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, ч.4, М., ЦНИИатоминформ, 1977, с.108.
5. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. - В кн.: Резонансное поглощение нейтронов. Материалы Всесоюзного семинара по резонансному поглощению нейтронов, Москва, 21-21 июня, М., ЦНИИатоминформ, 1978, с.175.
6. Прохорова Л.И., Платонов В.П., Смиренькин Г.Н. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. Вып.20, ч.1, М., Атомиздат, 1975, с.104.
7. Коньян В.А., Суховицкий Е.Ш., Жарков В.Ф. - Препринт ИТМО АН БССР, Минск, 1978.
8. Drischler I.G. and Weisbin C.R. - ORNL-5318, 1977.
9. Kuroi H. and Mitani H. - J. Nucl.Sci. and Techn., 1975, v.12, p.663.

## ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ РАСЧЕТНЫХ ПРЕДСКАЗАНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ-БРИДЕРОВ ПО СИСТЕМЕ КОНСТАНТ БНАБ-78

Г. Н. Мантуров, М. Н. Николаев

(ФЗИ)

Выполнена алгоритмическая корректировка системы констант БНАБ-МИКРО по результатам ~200 интегральных экспериментов, приведшая к системе констант, эквивалентной по точности системе БНАБ-78, которая используется ныне в проектных расчетах.

The group constant set ABBN-MICRO are adjusted based on about 200 integral experiments. It lead to the constant set, wich are equivalent on its accuracy to the accuracy of the ABBN-78 constant set used now in the fast reactor design calculations.

Система констант БНАБ-78 была получена из системы констант БНАБ-МИКРО, составленной на основе новых сенок результатов дифференциальных микроскопических экспериментов, путем изменения групповых констант отдельных изотопов так, чтобы описать данные по критичности, спектральным индексам и отношениям реактивностей, измеренным в 34 критических сборках [1]. Хорошее описание совокупности макроэкспериментов было обеспечено путем понижения (относительно БНАБ-МИКРО) лишь сечений захвата и неупругого рассеяния  $^{238}\text{U}$  в области десятков-сотен кэВ и небольшого повышения сечения деления  $^{238}\text{Pu}$ . Поскольку корректировка проводилась неалгоритмически, ковариационная матрица констант БНАБ-78 не была получена и точность расчетных предсказаний, обеспечиваемая этой системой констант, оценивалась лишь по косвенным данным [1].

Для оценки точности расчетных предсказаний характеристик  $K_{\text{эфф}}$  и  $\text{KB}$  быстрых реакторов-бридеров по системе констант БНАБ-78 нами была проведена алгоритмическая корректировка системы БНАБ-МИКРО по результатам тех самых ~200 экспериментов на 34 быстрых критических сборках [1], которые принимались во внимание при выработке системы констант БНАБ-78. Корректировка проводилась с помощью программного комплекса CORE [2]. При этом были получены как смещения от исходных значений констант БНАБ-МИКРО

$$\Delta \mathbf{C} = \mathbf{W} \mathbf{H}^T (\mathbf{V} + \mathbf{H} \mathbf{W} \mathbf{H}^T)^{-1} \Delta \mathbf{I} ,$$

так и ковариационная матрица погрешностей откорректированных констант

$$\tilde{\mathbf{W}} = \mathbf{W} - \mathbf{W} \mathbf{H}^T (\mathbf{V} + \mathbf{H} \mathbf{W} \mathbf{H}^T)^{-1} \mathbf{H} \mathbf{W} ,$$

где  $\Delta \mathbf{I}$  - вектор-столбец расчетно-экспериментальных расхождений данного набора экспериментов,  $\mathbf{V}$  - матрица их погрешностей,  $\mathbf{H}$  - матрица коэффициентов чувствительностей экспериментальных данных к константам,  $\mathbf{W}$  - ковариационная матрица погрешностей исходных констант БНАБ-МИКРО. Интересующие нас точности расчетных предсказаний К-эфф и КВ определяются по формуле

$$\mathbf{D}_F = \mathbf{H}_F \tilde{\mathbf{W}} \mathbf{H}_F^T ,$$

где  $\mathbf{H}_F$  - вектор-столбец коэффициентов чувствительности функционала  $F$  тестовой модели энергетического реактора к константам.

Как и ожидалось, полученные в результате алгоритмической корректировки смещения  $\Delta \mathbf{C}$  не совпали с отличиями между БНАБ-78 и БНАБ-МИКРО. Причина этого в том, что изменения коснулись гораздо большего, чем ранее, числа различных констант. В частности, на 0,2% возросли значения  $\nu$ , в некоторых энергетических группах сечение деления  $^{235}\text{U}$  возросло на 3,5%, т.е. на величину порядка ошибки. Сечения захвата и неупругого рассеяния  $^{238}\text{U}$ , как и при переходе к БНАБ-78, понизились, а сечение деления  $^{239}\text{Pu}$  повысилось, но, естественно, величины этих изменений оказались существенно меньше, чем при неалгоритмической корректировке. Следует отметить, что корректировка позволила прекрасно описать весь рассмотренный набор макроэкспериментов, нигде не потребовав смещения констант на величину, превышающую одно стандартное отклонение. Таким образом, откорректированная система констант со статистической точки зрения имеет преимущество перед БНАБ-78. Это, однако, вовсе не означает, что она лежит ближе к истине. Например, сечение деления  $^{239}\text{Pu}$  в БНАБ-78 хорошо соответствует результатам уточненных измерений, ставших известными нам уже после разработки БНАБ-МИКРО [1]; в откорректированной системе констант оно ниже этого уровня примерно на 1%. Сеченые возбуждения I-го уровня  $^{238}\text{U}$  при неупругом рассеянии в откорректированной системе констант ближе к последним данным Смита и др. [3] (хотя, как и БНАБ-78, ниже их). Поэтому мы не считаем целесообразным рекомендовать переход от БНАБ-78 к полученной нами откорректированной системе констант, тем более что такой переход не приведет к статистически значимому изменению расчетных результатов (заметьте, что если по тому же самому набору макроэкспериментов

корректировать систему БНАБ-78, то смещения оказываются пренебрежимо малыми).

На основании изложенного мы полагаем, что скорректированная система констант и система констант БНАБ-78 информационно эквивалентны, в том смысле, что точности результатов расчетов по этим системам констант должны совпадать. Оцененные с помощью формулы  $\tilde{W}$  точности расчета  $K$ -эфф и  $KB$  тестовой модели быстрого реактора-разогрева мощностью  $\sim 1500$  МВт (эл.) составляет:  $\delta K = \pm 1,4\%$ ,  $\delta KB = \pm 0,3\%$ . Без учета данных макроэкспериментов, т.е. по системе констант БНАБ-ВКСС, точность расчета этих величин составляет соответственно 2,0% и 0,5%. В случае, если активная зона реактора не содержит  $^{241}\text{Pu}$  и осколков деления, точность расчета повышается:  $\delta K = \pm 0,9\%$ ,  $\delta KB = \pm 0,2\%$ .

### Список литературы

1. Абагян Л.П. и др. - Атомная энергия, 1980, т.40, вып.3, с.117.
2. Мантуров Г.П. - Препринт ЦЭИ-ИЭВ, Обнинск, 1980.
3. Guenther P., Smith A. - In.: Nuclear Data and Technology. Proc. Conf, Washington. V.2, Washington, NBS, 1975, p.862.

НЕЙТРОННЫЕ ДАННЫЕ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ПОГРЕШНОСТИ РАСЧЕТНЫХ  
ПРЕДСКАЗАНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ

Г. Н. Мантуров, М. Н. Николаев  
(ФЭИ)

Получены оценки точности расчетных предсказаний  $K_{\text{эфф}}$  и  $KB$  быстрых реакторов-бридеров на основе уточненной ковариационной матрицы погрешностей нейтронных констант. Дан анализ источников погрешностей  $K_{\text{эфф}}$  и  $KB$  и сделаны выводы о путях повышения точности их расчета.

Estimations of calculational accuracy of  $k_{\text{eff}}$  and breeding ratio based on a new uncertainties covariance matrix of neutron constants are given. Analysis of the sources of uncertainties of  $k_{\text{eff}}$  and breeding ratio are made.

Требование точности расчетных предсказаний  $K_{\text{эфф}}$  и  $KB$  быстрых реакторов-бридеров были обоснованы в работе [1] и подтверждены более поздними оценками [2]. Эти оценки исходят из допустимой погрешности в расчете критмассы 1,3% и погрешности в  $T_2$  ~ 10% и составляют 0,5% для  $K_{\text{эфф}}$  и 1,5% для  $KB$  (68% доверительные интервалы).

В настоящей работе получены оценки точности расчетных предсказаний  $K_{\text{эфф}}$ ,  $KB$  и  $KBA$  быстрых реакторов-бридеров на основе уточненной ковариационной матрицы погрешностей нейтронных констант [3]. Матрица погрешностей соответствует групповым константам системы БИМБ-МНТРО, составленной на основе новых оценок результатов дифференциальных измерений нейтронных сечений. Эта система констант была принята за основу при разработке системы констант БИМБ-78 [4], рекомендуемой в настоящее время для проектных расчетов быстрых реакторов.

Оценки точности расчетных предсказаний параметров критичности и воспроизводства проводились на примере двумерной тестовой модели большого плутониевого реактора-бридера мощностью примерно 1500 МВт (э), предложенной в работе [5]. Коэффициенты чув-

ствительности К-эфф, КВ и КВА этого реактора к константам рассчитывались по обобщенной теории возмущений с помощью комплекса программ ТВК-2Д, в основе которого лежит программа ПЕНАП-ДТВ [6]. Для оценки точности расчетных предсказаний использовались коэффициенты чувствительности, вычисленные при условии компенсации возможного просчета в критичности за счет вариации обогащения [7].

Интересующие нас дисперсии К-эфф, КВ и КВА могут быть получены по формуле

$$D_F = H_F W H_F^T,$$

где  $H_F$  - вектор-столбец коэффициентов чувствительности данного функционала  $F$  к вариации групповых констант, а  $W$  - ковариационная матрица погрешностей групповых констант.

В приводимой ниже таблице указаны наиболее существенные составляющие погрешностей К-эфф, КВ и КВА рассматриваемого реактора за счет неопределенностей нейтронных констант. Суммарные погрешности равны:  $\pm 2,5\%$  для К-эфф и примерно  $\pm 3,5\%$  для КВ и КВА. Поскольку для рассматриваемого реактора  $K_B \approx 1,4$ , а  $K_{VA} \approx 1$ , то абсолютные погрешности этих величин составляют соответственно  $\pm 0,050$  и  $\pm 0,035$ .

Полученная оценка точности расчета К-эфф не противоречит оценке по среднеквадратичному разбросу значений К-эфф плутониевых сборок, равному  $1,4\%$  [4], с учетом того, что в погрешность расчетного значения К-эфф энергетического реактора необходимо внести дополнительный вклад, обусловленный неточностью знания сечений  $^{241}\text{Pu}$  и осколков деления.

Основными источниками погрешностей КВ и КВА являются неопределенности величин  $\alpha$  и  $\gamma$  для  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ , сечений неупругого рассеяния, сечений радиационного захвата  $^{238}\text{U}$ , конструкционных материалов и осколков деления. Из приводимых данных следует, что с точки зрения нужд реакторной технологии первоочередной задачей является повышение точности и надежности данных о сечениях неупругого рассеяния  $^{238}\text{U}$  и конструкционных материалов в области от порога до нескольких МэВ. Существующие погрешности данных по сечениям неупругого рассеяния дают существенный вклад в погрешность расчета и К-эфф, и КВ, между тем как экспериментальные возможности уточнения этих сечений, очевидно, далеко не исчерпаны. Дополнительные дифференциальные изменения сечений деления и величин  $\alpha$  для  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  представляют интерес постольку, поскольку они могут заметно повысить уже достигнутую довольно высокую точность и/или надежность имеющихся данных. Таким образом, главный интерес здесь представляют измерения с помощью новых методик. Вклад существующих погрешностей сечений деления

$^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$  может быть существенно понижен путем корректировки системы констант по данным критических экспериментов. Эксперименты по изменению изотопного состава образцов делящихся материалов в энергетических быстрых реакторах представляются наиболее эффективными относительно снижения вклада погрешностей дифференциальных измерений  $\alpha$ .

Актуальным является использование имеющихся еще резервов повышения точности дифференциальных измерений  $\alpha$  и  $\beta_f$  для  $^{241}\text{Pu}$ , особенно ввиду того, что вклад погрешности  $\beta_f$   $^{241}\text{Pu}$  не может быть снижен путем учета данных по критичностям быстрых критсборок.

По-прежнему сохраняется и задача повышения точности знания  $\nu$ . Существует также необходимость уточнения сечения деления  $^{238}\text{U}$  и формы спектра нейтронов деления. Обоснование этой потребности дано в другом докладе.

Основные составляющие погрешностей К-эфф, КВ и КВА быстрого реактора-бридера за счет неопределенностей нейтронных констант (все величины даны в %)

Тип констант	Характерная погрешность констант	Составляющие		
		К-эфф	КВ	КВА
$\beta_f$ ( $^{239}\text{Pu}$ ) / $\beta_f$ ( $^{235}\text{U}$ )	2	0,7	0,4	0,4
$\beta_f$ ( $^{241}\text{Pu}$ ) / $\beta_f$ ( $^{235}\text{U}$ )	7,5	1,0	0,5	0,5
$\beta_f$ ( $^{235}\text{U}$ )	2,5	0,8	0,6	0,6
$\alpha$ ( $^{239}\text{Pu}$ )	8	0,3	1,5	1,6
$\alpha$ ( $^{241}\text{Pu}$ )	15	-	0,5	0,6
$\beta_c$ ( $^{238}\text{U}$ )	5	1,0	0,8	1,1
$\beta_c$ (осколки)	20	0,4	0,6	0,8
$\beta_c$ (сталь)	20	0,2	1,0	1,0
$\beta_{in}$ ( $^{238}\text{U}$ )	15	0,7	1,2	1,0
$\beta_{in}$ (сталь)	20	1,0	1,2	1,0
$\nu$ ( $^{239}\text{Pu}$ )	0,7	0,4	0,8	0,9
$\nu$ ( $^{241}\text{Pu}$ )	1,5	0,2	0,5	0,5



### Список литературы

1. Зарипкий С.М., Николаев М.Н., Троянов М.Ф.  
- В кн.: Нейтронная физика. Материалы Всесоюзного совещания. Ч.1. Киев, "Наукова думка", 1972, с.5.
2. Николаев М.Н. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 4-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Ч.1. М., ЦНИИАИ, 1977, с.5.
3. Мантуров Г.Н. Погрешности оцененных нейтронных данных. - Материалы V Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1980.
4. Асбян Л.П. и др. - "Атомная энергия", 1980, т.48, вып.2, с.117.
5. Зизин М.Н., Кудряшов Л.Н., Николаев М.Н. - Препринт НИИАР П-4 (270). Димитровград, 1976.
6. Алексеев П.Н., Зарипкий С.М., Шихов Л.К. - В кн.: Ядерно-физические исследования в СССР. Вып.23, М., Атомиздат, 1977, с.30.
7. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. Вып.17, М., ЦНИИАИ, 1974, с.21.
8. Мантуров Г.Н., Горбачева Л.В., Цибуля А.М.  
"Анализ данных о средних сечениях деления U-235, U-238 и Pu-239 на спектрах деления U-235 и Cf-252" - Материалы V Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1980.

ОЦЕНКА КОНСТАНТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ПОГРЕШНОСТИ РАСЧЕТА  
ЗАЩИТЫ БЫСТРОГО РЕАКТОРА

Г.Н.Маятуров, В.И.Савицкий, А.И.Илюшкин  
(ФЭИ, МИФИ)

Получены оценки точности расчета активации натрия и стали за защитой быстрого реактора за счет неопределенностей нейтронных констант.

Estimations of calculational accuracy of activation of sodium and stainless steel behind reactor shielding are given.

Внутрикорпусная защита быстрых реакторов – ответственный узел, предъявляющий повышенные требования к точности расчетных предсказаний нейтронного поля за защитой, т.к. ее конфигурация и композиция должны гарантировать минимальную активность натрия второго контура при условии минимальных оптимальных размеров бака реактора.

Внутрикорпусная защита не имеет столь многочисленных проходов трубопровода, как другие узлы защиты реактора, и, таким образом, есть надежда, что ее можно рассчитать методически достаточно корректно с помощью таких программ, как РАДУГА и РОЗ [1,2]. При этом становится важным наряду с оценкой методических погрешностей оценить погрешности расчета нейтронного поля и функционалов потока нейтронов за защитой за счет неопределенностей нейтронных констант, закладываемых в расчет. Оценке этой части погрешности и посвящена данная работа.

Исследовалась точность расчета активации натрия и стали в пограничном с теплообменниками слое (слой номер 5 толщиной 30 см).

Дисперсии исследуемых функционалов за счет неопределенностей нейтронных констант определялись по формуле

$$D_F = H_F W H_F^T,$$

где  $H_F$  – вектор-столбец коэффициентов чувствительности данного функционала  $F$  к константам, а  $W$  – ковариационная матрица погрешностей констант [3].

В табл. I приведены размеры и композиция рассчитывавшейся сферической модели большого быстрого реактора с защитой. Последний (пятый) слой защиты соответствует границе с теплообменниками и внутрикорпусным оборудованием.

Таблица I  
Композиция сферической модели быстрого реактора с защитой  
(концентрации даны в единицах  $10^{22}$  яд/см<sup>3</sup>)

нуклид	в.з.		эпиф	слой защиты				
	I	2		I	2	3	4	5
<sup>235</sup> U	0,17	0,23	-	-	-	-	-	-
<sup>238</sup> U	0,63	0,59	1,35	-	-	-	-	-
O	1,61	1,65	2,71	-	-	-	-	-
Na	0,78	0,78	0,42	1,10	0,53	0,47	0,47	1,83
Fe	1,32	1,32	1,14	2,96	4,51	1,03	1,03	1,03
Cz	0,33	0,33	0,29	0,86	1,31	0,30	0,30	0,30
Ni	0,24	0,24	0,21	0,40	0,62	0,14	0,14	0,14
C	-	-	-	-	-	4,80	4,60	-
B	-	-	-	-	-	-	0,10	-
$\Delta R$ , см	60	2,5	40	45	75	90	15	30

Расчет полей излучения и функций ценности осуществлялся с помощью программы РОЗ-II, в которой реализован вариационный метод Ритца для решения кинетического уравнения в плоской и сферической геометриях. Коэффициенты чувствительности  $H_F$  рассчитывались по программе ЗАКАТ (Защитная канальная теория), в которой реализована линейная теория возмущений.

В табл.2 приведены одnogрупповые коэффициенты чувствительности и составляющие погрешностей расчета активации натрия и стали в исследуемом слое на границе с теплообменниками и внутрикорпусным оборудованием. Полная погрешность расчета этих функционалов за счет неопределенности констант оказалась равной примерно 50%. Основными источниками этой погрешности являются неопределенности сечений упругого рассеяния нейтронов на изотопах натрия, железа, хрома, никеля и урана-238, а также сечений неупругого рассеяния на уране-238 и железе.

Как видно из табл.2, чувствительности функционалов активации натрия и стали к константам довольно велики, что может ставить под сомнение применимость линейной теории возмущений для их оценки. Сравнение с прямыми расчетами показывает, однако, что погрешности в их определении несущественны. Так, например, чувствительность активации натрия в пятом слое к изменению плотности вещества во всех

\* Ослабление дозы нейтронов в слоях защиты составляет 10 порядков.

ошибка защиты по линейной теории возмущений составляет - 27,7% на 1% изменения плотности. Прямой же расчет по программе ROS-II показал, что изменение плотности на 1% изменяет активацию натрия на - 24,5%, что достаточно близко к оценке по теории малых возмущений. Таким образом, полученная оценка константной составляющей погрешности расчета внутрикорпусной защиты представляется достаточно реалистичной.

Таблица 2.

Коэффициенты чувствительности и составляющие погрешностей расчета активации натрия и стали за защитой быстрого реактора за счет неопределенности нейтронных констант

ТИП нейтронных констант	чувстви- тельность H <sub>F</sub>	область чувстви- тельности (Группы БНАБ)	вклад в по- грешность ак- тивации (в %)
$\sigma_c$ Na	- 0,13	19 - 25	1
$\sigma_{el}$ Na	- 2,65	5 - 12	25
$\sigma_{in}$ Na	- 0,23	5,6	3
$\sigma_c$ В	- 1,10	17 - 22	1
$\sigma_{el}$ С	- 9,50	6 - 20	8
$\sigma_c$ Cr	- 0,17	20 - 25	1
$\sigma_{el}$ Cr	- 1,89	5 - 10	19
$\sigma_c$ Ni	- 0,13	20 - 23	1
$\sigma_{el}$ Ni	- 1,19	6 - 10	12
$\sigma_c$ Fe	- 0,48	19 - 25	1
$\sigma_{el}$ Fe	- 5,65	4 - 9	28
$\sigma_{in}$ Fe	- 0,60	3 - 5	8
$\sigma_{el}$ O	- 1,30	3 - 7	4
$\sigma_{el}$ <sup>238</sup> U	- 1,52	2 - 7	8
$\sigma_{in}$ <sup>238</sup> U	0,95	3 - 7	12
суммарная погрешность			~ 50 %

### Список литературы

1. Гермогорова Т.А. и др. - Перенос быстрых нейтронов в плоских защитах. М., Атомиздат, 1971, с.154.
2. Бесс Л.П. и др. - Препринт ИИМ АН СССР, № 97, 1973.
3. Мантуров Г.Н. "Погрешности оцененных нейтронных данных" - материалы V Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1980.

АНАЛИЗ ДАННЫХ О СРЕДНИХ СЕЧЕНИЯХ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$   $^{238}\text{U}$   
И  $^{239}\text{Pu}$  НА СПЕКТРАХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$  И  $^{252}\text{Cf}$

Г. Н. Мантуров, Л. В. Горбачев, А. М. Цибуля

(ФЗИ)

Получены оценки имеющихся результатов измерения средних сечений деления  $\text{U-235}$ ,  $\text{U-238}$  и  $\text{Pu-239}$  на спектре нейтронов спонтанного деления  $\text{Cf-252}$  и спектре нейтронов деления  $\text{U-235}$  под действием тепловых нейтронов. Результаты оценки сравниваются с результатами расчетов, проведенных с использованием энергетических зависимостей сечений деления, принятых при составлении системы констант БНАБ-78, и спектров нейтронов деления  $\text{U-235}$  и  $\text{Cf-252}$  в форме Уатта.

Variety spectrum-averaged fission cross sections of  $\text{U-235}$ ,  $\text{U-238}$  and  $\text{Pu-239}$  measured on  $\text{U-235}$  and  $\text{Cf-252}$  fission neutron spectra are evaluated. Evaluated data are compared with data of averaging the energy dependent fission cross section curves on  $\text{U-235}$  and  $\text{Cf-252}$  fission neutron spectra taken in Watt form. Fission cross section curves have been used by making a new group constant set ABBN-78.

Спектр нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  под действием тепловых нейтронов и спектр спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  являются основными стандартными нейтронными спектрами. Эксперименты, выполненные на этих спектрах, отличает сравнительная простота постановки и возможность надежного воспроизведения.

На сегодня имеется много данных по измерению средних сечений деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  и их отношений на спектрах нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$  [1-16]. Оценка этих данных представляет интерес с точки зрения использования их для проверки оцененных по результатам дифференциальных измерений сечений деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в области энергий примерно 0,1-5 МэВ.

В табл. приведены имеющиеся экспериментальные данные по средним сечениям деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , измеренным на спектре нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  под действием тепловых нейтронов и на спектре нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , а также приведены оцененные значения этих сечений. Последние были получены путем минимизации квадратичной формы

Экспериментальные и оцененные данные по средним сечениям деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$   
 на спектрах нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$

Автор	$\bar{\sigma}_{f5}$	$\bar{\sigma}_{f8}$	$\bar{\sigma}_{f9}$	$\bar{\sigma}_{f8} / \bar{\sigma}_{f5}$	$\bar{\sigma}_{f9} / \bar{\sigma}_{f5}$
	спектр нейтронов деления $^{235}\text{U}$				
Бондаренко [8]	1440±100	310±10	1930±130		
Андреев [9]	1330± 90		1870± 50		
Личман [10]		313± 5			
Ричмонд [11]		304± 7			1,42±0,03
Грандл [12]				0,260±0,016	
Фабри [14]	1335± 55	353±30			1,48±0,03
Грандл [15]				0,262±0,012	
Бресести [13]		308±15			
Фабри [16]	1203± 30		1811± 60	0,254±0,005	
оценка	1245± 18	313± 3	1824± 20	0,251±0,003	1,46±0,02
расчет БНАБ-78	1242	300	1828	0,2415	1,472
спектр нейтронов деления $^{252}\text{Cf}$					
Поу [1]		310±25	1800± 60		
Грандл [2]		324±14		0,268±0,006	
Аламов [3]	1265± 19	347± 6			
Грандл [4]	1219± 41				
Хитон [5]	1205± 27			0,2644±0,0035	1,500±0,024
Аламов [6]			1861± 30		
Дэвис [7]	1215± 17		1790± 34		
оценка	1238± 9	333± 4	1835± 18	0,2688±0,0025	1,482±0,016
расчет БНАБ-78	1244	322	1835	0,2588	1,475
расчет ENDF/B-IV [5]	1245	313	1790	0,251	1,438

$$S = \sum_{i=1}^I \left( \frac{\bar{\sigma}_{f5} - \sigma_{f5}^i}{\Delta_5^i} \right)^2 + \sum_{j=1}^J \left( \frac{\bar{\sigma}_{f8} - \sigma_{f8}^j}{\Delta_8^j} \right)^2 + \sum_{k=1}^K \left( \frac{\bar{\sigma}_{f9} - \sigma_{f9}^k}{\Delta_9^k} \right)^2 + \sum_{l=1}^L \left[ \frac{\bar{\sigma}_{f8}/\bar{\sigma}_{f5} - (\sigma_{f8}/\sigma_{f5})_l}{\Delta_{85}^l} \right]^2 + \sum_{m=1}^M \left[ \frac{\bar{\sigma}_{f9}/\bar{\sigma}_{f5} - (\sigma_{f9}/\sigma_{f5})_m}{\Delta_{95}^m} \right]^2$$

где индексы 5, 8, 9 означают  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ ;  $i, j, k, l, m$  - номера экспериментов;  $\Delta$  - погрешности измерений; чертой сверху обозначены оцениваемые средние сечения.

Интегральными критериями непротиворечивости оценивавшихся данных служат отношения  $S_{\min} / N$ , где  $N = I + J + K + L + M$  - полное число экспериментов. Это отношение подчиняется  $\chi^2$ -распределению, т.е. близко к нормальному распределению со средним 1 и стандартным отклонением  $\sqrt{2/N}$ . Для экспериментов на спектре деления  $^{235}\text{U}$   $S_{\min} / N = 0,98 \pm 0,34$ ; для экспериментов на спектре деления  $^{252}\text{Cf}$   $S_{\min} / N = 1,16 \pm 0,39$ . Эти величины ближе к единице, чем можно было бы ожидать. Однако отклонения результатов измерений от оцененных данных, выраженные в единицах стандартных отклонений, распределены так, как и ожидается из статистических соображений: примерно треть расхождений превышает одно стандартное отклонение, примерно 5% расхождений - больше 2 стандартных отклонений. Это убеждает в реалистичности сделанных авторами и принятых нами оценок погрешностей измерений, а следовательно, и оцененных данных.

В табл. приведены также результаты усреднения энергетических зависимостей сечений деления, принятых при составлении системы групповых констант БНАБ-78 [17], по спектрам деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$ , для которых принята форма Уатта

$$\Psi(E, ^{235}\text{U}) = 0,462 \exp(-E/0,965) \operatorname{sh} \sqrt{2,243 E},$$

$$\Psi(E, ^{252}\text{Cf}) = 0,463 \exp(-E/1,072) \operatorname{sh} \sqrt{1,819 E}.$$

Обращает на себя внимание факт идеального согласия сечений деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , полученных путем усреднения оцененных кривых  $\sigma_f(E)$  по спектрам деления, с совершенно независимыми результатами оценки прямых измерений этих средних сечений. В то же время дифференциальные и интегральные измерения сечения деления  $^{238}\text{U}$  неудовлетворительно согласуются между собой: расхождения в  $\bar{\sigma}_{f8}$  составляют 11 - 13%, что втрое превышает погрешность результата оценки прямых измерений. Таким образом, несмотря на повышение точности результатов дифференциальных и интегральных

измерений  $\beta_{38}$ , расхождение между результатами этих измерений, отмечавшееся и ранее [18], продолжает сохраняться.

Одна из главных целей настоящей работы в том и состоит, чтобы обратить внимание экспериментаторов на необходимость разрешения указанного противоречия. В то же время необходимо подчеркнуть, что отмеченное противоречие в данных по  $\beta_{38}$ ,  $^{238}\text{U}$  практически не сказывается на результатах многогрупповых расчетов скоростей деления  $^{238}\text{U}$  в реакторах. Групповые константы, и БНАБ-78, и предыдущие версии этой системы констант, составлены с учетом условия сохранения коэффициента размножения на быстрых нейтронах  $M_8$  для среды из  $^{238}\text{U}$ :  $M_8 = 1 + \nu_2 \bar{\beta}_{38} / \beta_{38}$ , где  $\beta_{38}$  - сечение увода нейтронов деления под порог деления  $^{238}\text{U}$ , вычисленное с учетом частичной компенсации поглощения и неупругого увода размножением нейтронов за счет деления  $^{238}\text{U}$ . Согласно результатам независимых макроэкспериментов [19-21]  $M_8 = 1,173 \pm 0,006$ ; расчетное значение  $M_8$  равно  $1,174 \pm 0,002$ . Неточность знания  $\bar{\beta}_{38}$  компенсируется величиной  $\beta_{38}$ . Однако это обстоятельство не снимает, конечно, необходимость разрешения отмеченного противоречия между дифференциальными и интегральными измерениями сечения деления  $^{238}\text{U}$ .

### Список литературы

1. Paww H., Aten Jr., A.H.W. - J.Nucl.Energy, 1971, v.25, № 9, p.459.
2. Grundl J.A., Spiegel Jr.C. - Trans.Amer.Nucl.Soc., 1972, v.15, № 2, p.945.
3. Адамов В.М. и др. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 9-13 июня 1975. Ч.6, Москва, 1976, с.19.
4. Heaton H.T., Grundl J.A. e.a. - Bull.Amer.Phys.Soc., 1975, v.20, № 2, p.146, DB10.
5. Heaton H.T. e.a. - In: Proc.of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Neutron Fission Cross Sections of U-233, U-235, U-238 and Pu-239, Argonne. ANL-76-90.1976, v.3, p.333.
6. Адамов В.М. и др. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 4-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977. Ч.3. Москва, 1977, с.158.
7. Davis L.C., Knoll G.P. - Annals of Nucl.Energy, 1978, v.5, № 11/12, p.583.
8. Бондаренко И.М., Ковалев В.П. - In: Fite Neutron Research in Physics. Proc.Sympos, Vienna, 17-21 October 1960. Vienna, IAEA, 1962, p.160.
9. Ковалев В.П. и др. - Э.Э.Т.Ф., 1957, т.33, с.1069.
10. Leachman R.B., Schmitt H.W. - J.Nucl.Energy, 1957, v.4, № 1, p.38.
11. Richmond R. - Results quoted by W.D. Allen and R.L.Henkel. Progress in Nuclear Energy, Series 1, 2, 1-50, Pergamon Press (1957).
12. Grundl J.A. - Nucl.Sci.Engng, 1968, v.31, № 2, p.191.
13. Bresetti A.L. e.a. - Nucl.Sci.Engng., 1970, v.40, № 2, p.331.



14. Fabry A. e.a. - In: Nuclear Data for Reactors. Proc.Conf., Helsinki. Vienna, IAEA, 1970, v.2, p.535.
15. Grundl J.A. - NCSAC-42, 1971, p.175.
16. Fabry A. e.a. - In: Nuclear Cross Sections and Technology. Proc.Conf., Washington. Washington, NBS, 1975, v.1, p.254.
17. Абагян Л.П. и др. - Атомная энергия, 1980, т.48, вып.2, с.117.
18. Николаев М.Н. - В кн.: Ядерные константы. Вып.8, ч.1. М., ЦНИИатоминформ, 1972, с.10.
19. Лемпунский А.И. и др. - В кн.: Труды III Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1964, доклад 369.
20. Николаев М.Н., Голубев В.И., Бондаренко М.И. - Ж.Т.Э.Ф., 1958, т.34, с.752.
21. Chaudat J.P. e.a. - Rapport CEA-R-4552, 1974.

## ВНИМАНИЮ АВТОРОВ!!!

I. Следите за правильным применением и написанием единиц физических величин в соответствии со СТ СЭВ 1052-78.

Единицы физических величин, содержащие в своем названии имя собственное, а также в сочетании с приставками тера (Т), гига (Г), мега (М), (но не кило!!!) пишутся с прописной буквы: МэВ, ГэВ, Вт, В, Гц, кэВ, кВт и т.д.

Секунда обозначается одной строчной буквой: с.

Градус по Кельвину обозначается одной прописной буквой К без знака градуса.

II. Следите за правильным написанием элементов в соответствии с Периодической системой элементов, особенно обратите внимание на правильное написание урана - U и иода - I

III. Следите за правильным написанием изотопов. Их следует писать только так: число слева от символа в положении верхнего индекса, например:  $^{235}\text{U}$ .

IV. ТРЕБОВАНИЯ к оформлению докладов (составлены с учетом того, что доклады воспроизводятся в печати методом прямого репродуцирования с уменьшением в 2/3):

1. Доклады должны быть отпечатаны на белой плотной бумаге без оборота через 1,5 интервала на машинке с крупным очком черной новой лентой. Бумага - стандартного листа 21x30 см. Поля сверху и справа - 1,5 см, слева - 2 см, снизу - 3 см. Таким образом, текст с рисунками и таблицами впечатывается в рамки форматом 17,5x25 см<sup>2</sup>.

2. Оформление первой страницы. С выключкой в левый край рамки: название доклада (заглавными буквами), ниже инициалы и фамилии авторов, ниже в скобках название института, где выполнена работа. Ниже с выключкой в правый край рамки аннотации на русском и английском языках - не более 7 строк, напечатанных через один интервал. Затем начинается текст доклада (см. образец).

3. Объем доклада вместе с рисунками и таблицами и списком литературы не должен превышать 5 страниц. Первый экз. доклада должен быть подписан авторами на последней странице, внизу на полях.

4. Формулы следует вписывать четко, достаточно крупно (но не крупнее прописной машинописной буквы) черной тушью или впечатывать на машинке с латинским шрифтом. Размечать формулы не надо.

Ссылки на иностранную литературу (а также иностранные слова в тексте) должны быть отпечатаны на машинке с латинским шрифтом.

5. Список литературы должен быть оформлен обязательно в соответствии с ГОСТ 7.1-76 и напечатан через один интервал. Примеры:

Список литературы

1. Линева А.Ф.—Атомная энергия, 1976, т.40, вып. 6, с.451.
2. Howe R.E., Phillips T.V.— Phys. Rev., 1976, v.13, p.195.
3. Карпов В.А.—В кн.: Сб. докл. по программам и методам расчета быстрых реакторов. Димитровград, СЭВ, 1975, с.89.
4. Козлов В.Ф., Трошкин Ю.С. Справочник по радиационной безопасности. М., Атомиздат, 1976, 276 с.

6. Таблицы даются по тексту (а не в конце доклада). В тексте слово "таблица" сокращается: "табл. I" и т.д., нумерация арабскими цифрами. В заголовке таблиц слово "Таблица 2" пишется полностью и выключается вправо.

7. Рисунки (только схемы и графики, а не тоновые фотографии) даются по тексту, т.е. расклеиваются вместе с подрисуночными подписями по ходу изложения и последовательно нумеруются арабскими цифрами (рис.1, рис. 2). На рисунках надписи делать только по осям графиков. Обозначения кривых на графиках и деталей на схемах давать только цифрами с соответствующей расшифровкой в подрисуночной подписи. Все пояснения к рисункам делать также в подписи:

Рис. 2. Экспериментальная сферическая установка: I — уровень; 2 — регулирующий стержень; 3 — трубопровод

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ!!!

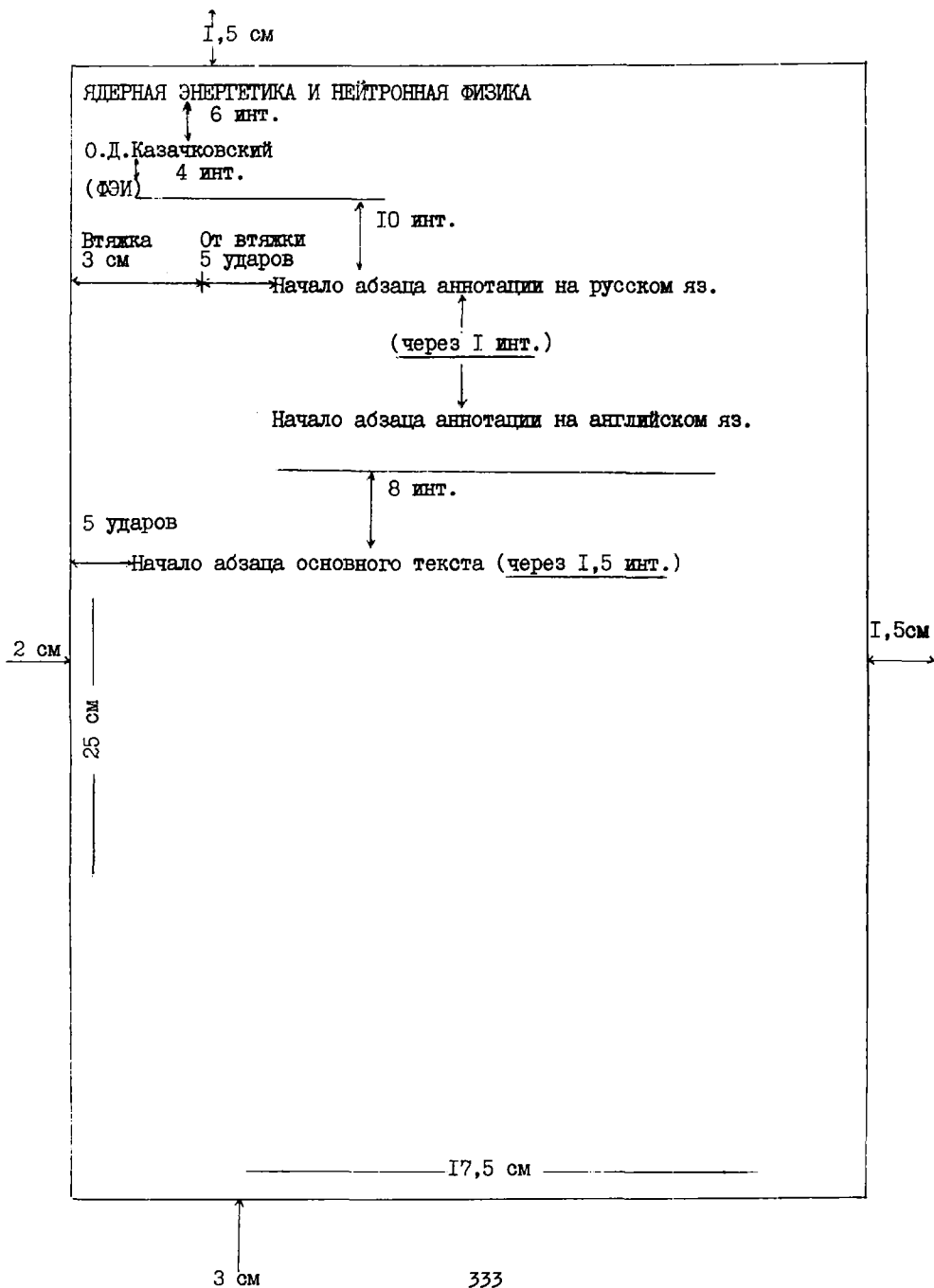
РИСУНКИ ДОЛЖНЫ БЫТЬ ПРИГОДНЫ ДЛЯ ПРЯМОГО РЕПРОДУЦИРОВАНИЯ:  
РАЗМЕР РИСУНКОВ ДОЛЖЕН БЫТЬ НЕ МЕНЬШЕ 14x16 см, ЛИНИИ ДОЛЖНЫ БЫТЬ ВЫПОЛНЕННЫ ЧЕТКО ЧЕРТЕЖНЫМИ ИНСТРУМЕНТАМИ ЧЕРНОЙ ТУШЬЮ (фотографии с калек должны быть контрастными или обтянутыми тушью), ВСЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ НА РИСУНКАХ ДОЛЖНЫ БЫТЬ НАПИСАНЫ ЧЕТКО И ДОСТАТОЧНО КРУПНО, т.е. СООТВЕТСТВОВАТЬ РАЗМЕРУ ШРИФТА ТЕКСТА.  
ИМЕЙТЕ В ВИДУ, ЧТО РИСУНКИ ПРИ РЕПРОДУЦИРОВАНИИ УМЕНЬШАТСЯ НА 2/3!!!

8. Рукописные исправления в тексте не допускаются.

9. Названия таблиц, подписи под рисунками, примечания печатать через один интервал.

10. Первые экземпляры докладов должны быть представлены отпечатанными на машинке. Вторые и последующие экземпляры разрешается представлять в виде ксерокопий или роталпринтных оттисков с I-го экз.

11. Страницы нумеруются простым карандашом в правом нижнем углу.



СОДЕРЖАНИЕ

С е к ц и я IV. Сечения и другие характеристики процесса деления тяжелых ядер нейтронами

Grimm W., Märtens H. and Seeliger D.

On-line experiment for the determination of neutron emission spectra by the two-dimensional measurement of the neutron time of flight and the proton recoil energy..... 3

Двумерный on-line эксперимент для измерения нейтронных спектров методом времени пролета

Sobolewski J., Koczoł P., Nowicki L., Piasecki E.

Experimental comparison of polar emission intensities in  $^{252}\text{Cf}$  and  $^{252}\text{U+n}_{th}$  fission..... 10

Сравнение измеренных интенсивностей полярной эмиссии легких заряженных частиц при делении  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{252}\text{U}$  тепловыми нейтронами

Várnagy M., Juhász S., Scikai J.

Measurements of fission cross sections around 14 MeV..... 13

Измерения сечений деления в энергетической области 14 МэВ

Байер Р., Длоуги Э., Шванда Я.

Исследование выходов легких частиц при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  ..... 20

The investigation of the light particle yields in spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$

Фомушкин Э.Ф., Виноградов Ю.И., Гаврилов В.В., Новоселов Г.Ф., Сурип В.М., Жеребцов В.А.

Измерение сечения деления кюрия-248 нейтронами в околопороговой области энергии ..... 25

Measurement of neutrons induced fission cross section of  $^{248}\text{Cm}$  near threshold

<b>Мостовая Т.А.</b> , Мостовой В.И., Бириков С.А., Осочников А.А., Светцов А.В.	
Измерение сечений деления $^{233}\text{U}$ и $^{235}\text{U}$ в области энергий 0,1-100 кэВ и отношение сечений деления $^{233}\text{U}/^{235}\text{U}$ до 2 МэВ	30
Measurement of fission cross section of $^{233}\text{U}$ and $^{235}\text{U}$ in energy range 0.1-100 keV and ratio of fission cross section $^{233}\text{U}/^{235}\text{U}$ up to 2 MeV	
<b>Шлак Д.Л.</b> , Королев Г.Г.	
Измерение отношений сечений деления $^{233}\text{U}$ и $^{235}\text{U}$ в диапазоне энергий нейтронов 0,060-3,28 МэВ .....	35
Measurement of ratio of fission cross section $\sigma_f(^{233}\text{U})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ in neutron energy range 0,060-3,28 MeV	
<b>Корнилов Н.В.</b> , Сальников О.А.	
Зависимость $\Gamma_f/\Gamma$ от энергии возбуждения ядра $^{238}\text{U}$ .....	40
Energy nuclear excitation dependence of value $\Gamma_f/\Gamma$ for $^{238}\text{U}$	
<b>Жагров Е.А.</b> , Немцов Ю.А., Платонов А.В., Соловьев С.М., Фоминных В.И.	
Сечения деления $^{233}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ нейтронами промежуточных энергий	45
Fission cross section of $^{233}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ in intermediate neutron energy range	
<b>Бергман А.А.</b> , Колосовский А.Г., Кузнецов С.П., Медведев А.Н., Самсонов А.Е., Толстиков В.А.	
Измерения сечений деления $^{239}\text{Pu}$ , $^{235}\text{U}$ и их отношений при энергиях нейтронов от 100 эВ до 50 кэВ .....	49
Measurement of the $^{239}\text{Pu}$ , $^{235}\text{U}$ fission cross section and its ratio in energy range from 100 eV until 5 keV	
<b>Бергман А.А.</b> , Колосовский А.Г., Медведев А.Н., Мордовский М.В., Самсонов А.Е., Толстиков В.А.	
Измерение сечения деления $^{233}\text{U}$ и его отношения к сечению деления $^{235}\text{U}$ в области энергий нейтронов от 100 эВ до 50 кэВ .....	54
Measurement of the $^{233}\text{U}$ fission cross section and its ratio to $^{235}\text{U}$ fission cross section in energy range from 100 eV until 50 keV	
<b>Меликов Ю.В.</b> , Сюткина Л.Н., Тулинов А.Ф., Чеченин Н.Г., Клинов О.А.	
Времена жизни ядер, образующихся при бомбардировке $^{235}\text{U}$ дейтронами .....	58
The lifetime of nuclei formed by deuteron bombardment of $^{235}\text{U}$	

Воротников П.Е., Груша О.В., Еремин Н.В., Корджкевич В.О., Дарионов Л.С., Меликов Ю.В., Стыкина Л.Н., Тулинов А.Ф., Чеченин Н.Г., Кминов О.А.	
Времена жизни составных ядер $^{236}\text{U}$ , образующихся при захвате нейтронов $^{235}\text{U}$ .....	63
The lifetimes of compound nuclei $^{236}\text{U}$ formed at neutron absorption by $^{235}\text{U}$	
Черданцев П.А.	
Предравновесное угловое распределение осколков деления.....	68
The pre-equilibrium fission fragment angular distribution	
Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н.	
Эффекты спина ядра-мишени при делении четно-четных ядер .....	73
The target-nucleus spin effects in fission reactions of even-even nuclei	
Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципенник Ю.М.	
Об интерпретации явления "изомерный шельф" .....	78
On the interpretation of the "isomeric shelf" phenomenon	
Гоним Н.Н., Козловский Л.К., Мастеров В.С., Работнов Н.С., Ставиский Ю.Я., Тамбовцев Д.И.	
Деление ориентированных ядер $^{233}\text{U}$ нейтронами с энергией 10-200 кэВ .....	85
The fission of oriented nuclei of $^{233}\text{U}$ by neutrons with energy 100-200 keV	
Адеев Г.Д., Трунова Т.С., Филипенко Л.А.	
Описание моментов инерции делящихся ядер в капельной модели .....	90
The description of fissile nuclear inertia moments in the droplet model	
Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В., Семенова Н.Н., Соловьев С.М., Солошенко П.С.	
Измерения среднего числа мгновенных нейтронов при делении ядер $^{236}\text{U}$ нейтронами .....	95
Measurement of the average number of prompt neutrons for neutron-induced fission of $^{236}\text{U}$	
Ахмедов Г.М., Ставинский В.С.	
Влияние распределения кинетической энергии осколков на дифференциальный спектр мгновенных нейтронов деления в лабораторной системе координат .....	99
Influence of fragment kinetic energy distribution on differential fission prompt neutrons spectrum in laboratory coordinate system	

Корнилов Н.В., Барыба В.Я., Сальников О.А. Спектры нейтронов деления $^{238}\text{U}$ .....	104
Fission neutrons spectra of $^{238}\text{U}$	
Блинов М.В., Витенко В.А., Юревич В.И. Спектр нейтронов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$ в энергетическом интервале $3 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^6$ эВ .....	109
Neutron spectrum from the spontaneous fission of $^{252}\text{Cf}$ in energy range $3 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^6$ eV	
Герасименко Б.Ф., Рубчя В.А., Поздняков А.В. Применение метода Хаузера-Фешбаха к расчету спектров мгновенных нейтронов деления .....	114
The use of the Hauser-Feshbach method for the prompt fission neutron spectra calculation	
Колобашкин В.М., Лютостанский Ю.С., Рубцов П.М., Ружанский П.А. Интегральные характеристики запаздывающих нейтронов, испускаемых продуктами деления .....	119
The integral characteristics of delayed neutrons emitted from fission products	
Александркин В.Г., Лютостанский Ю.С., Сироткин В.К. Микроскопическое описание эмиссии запаздывающих нейтронов из продуктов деления .....	124
Microscopic description of the delayed neutrons emission from fission product	
Черданцев П.А. Влияние модельных приближений на динамику деления атомных ядер .....	129
Influence of the model approximations on dynamic of the nuclear fission	
Адеев Г.Д., Филипенко Л.А. Статистическое описание распределения кинетических энергий осколков деления .....	133
Statistical description of fission fragments kinetic energy distribution	
Рубчя В.А. Статистическое описание массовых распределений при делении ядер тяжелых и сверхтяжелых элементов .....	137
Statistical description of fragment mass distribution in fission of heavy and superheavy elements	



Рубченя В.А. Средние значения и дисперсии кинетических энергий осколков деления ядер в модели касающихся осколков .....	143
Average values and dispersions of fission fragment kinetic energies in term of "touching fragments" model	
Кондратько М.Я., Мосесов А.В., Петржак К.А., Теодорович О.А. Выходы продуктов фотоделения $^{239}\text{Pu}$ .....	148
Yields of photofission products of $^{239}\text{Pu}$	
Гудков А.Н., Живун В.М., Коваленко В.В., Колдобский А.Б., Колобашкин В.М., Косяков В.Н., Кривашев С.В. Определение независимых и кумулятивных выходов продуктов деления калифорния-249 тепловыми нейтронами .....	153
Measurement of independent and cumulative products of thermal-neutron-induced fission of $^{249}\text{Cf}$	
Тохберг Б.М., Козлов Л.Д., Лисин С.К., Морозов Л.Н., Пчелин В.А., Чистяков Л.В., Шигин В.А., Шубко В.М. Угловая анизотропия выделенных осколков деления $^{232}\text{Th}$ .....	157
Angular anisotropy of fixed fission fragments of $^{232}\text{Th}$	
Захарова В.П. Остров стабильности и оболочечная структура ядер .....	161
Island of stability and shell structure of nuclei	
Рубченя В.А., Явшиц С.Г. Влияние подбарьерного обмена нуклонами между осколками деления на массовые и зарядовые распределения .....	166
Influence of subthreshold nucleon exchange between fission fragments on their mass and charge distribution	
Телых В.Ф., Платыгина Е.В., Петржак К.А. Тонкая структура массового распределения продуктов деления нечетных ядер .....	171
Fine structure in mass distribution of fission products of odd nuclei	
Адамов В.М., Гусев С.Е., Драпчинский Л.В., Коваленко С.С., Кольцов В.В., Петржак К.А., Плескачевский Л.А. О механизме полярной эмиссии $\alpha$ -частиц при спонтанном делении $^{252}\text{Cf}$ .....	175
On the mechanism of $\alpha$ -particle polar emission of spontaneous fission of $^{252}\text{Cf}$	

Воробьев А.А., Грачев В.Т., Гусев Ю.И., Селиверстов Д.М., Смирнов Н.Н. Энергетические, массовые и угловые характеристики процесса деления $^{235}\text{U}$ под действием тепловых нейтронов с эмиссией ядер лития и бериллия .....	182
Energetic, Mass and angular characteristics of fission process of U-235 induced by thermal neutron with emission of lithium and berillium nuclei	
Воробьев А.А., Грачев В.Т., Гусев Ю.И., Селиверстов Д.М., Смирнов Н.Н. Влияние условий разрыва делящегося ядра на энергетические и угловые распределения $\alpha$ -частиц, образующихся при делении $^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами .....	187
Influence of conditions of fissioning nucleus scission on energetic and angular distributions of $\alpha$ -particles, emitted in thermal neutron induced fission of $^{235}\text{U}$	
Арлыт Р., Вагнер В., Гримм В., Йош М., Музиоль Г., Ортлепш Х.-Г., Пауш Г., Тайхнер Р., Алхазов И.Д., Ганза Е.А., Драпчинский Л.В., Лушин В.Н., Коваленко С.С., Косточкин О.И., Петржак К.А., Фомичев А.В., Шпаков В.И. Абсолютные измерения сечений деления $^{235}\text{U}$ нейтронами с энергией 2,6 МэВ и 8,2 МэВ .....	192
Absolute measurements of the $^{235}\text{U}$ fission cross sections at neutron incident energy 2,6 MeV and 8,2 MeV	
<b>С е к ц и я У. <u>Потребности в ядерных данных и их оценка</u></b> (Начало. Продолжение см. в ч.4)	
Альберт Д., Бемер Б., Ферманн К., Франке Э., Ханзен В. Оценка современных данных по неупругому рассеянию $^{238}\text{U}$ путем интегральных экспериментов во вставной решетке из природного урана SEG-II .....	197
Evaluation contemporary data for $^{238}\text{U}$ inelastic scattering by means of integral experiments with detachable natural- uranium lattice SEG	
Csikai J. Some application of neutrons in science and technology....	207
Некоторые применения нейтронной физики в науке и технике	
Бобков Ю.Г., Кривцов А.С., Усачев Л.Н. Потребности в ядерных данных продуктов деления и транс- актиноидов для реакторов на быстрых нейтронах .....	234
The fission product and actinide nuclear data requirements for fast neutron reactors	

Коньшин В.А.	
Развитие методов оценки ядерных данных для делящихся ядер .....	237
Development of the nuclear data evaluation methods for fissile nuclei	
Зеневич В.А., Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш.	
О возможности предсказания сечений радиационного захвата нейтронов делящимися ядрами .....	245
On the possibility of prediction of the radiative capture neutron cross sections for fissile nuclei	
Зеневич В.А., Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш.	
Расчет сечений тяжелых деформированных ядер по статистической модели .....	250
Statistical model calculation of the cross sections for the deformed heavy nuclei	
Беланова Т.С., Колесов А.Г.	
Оценка нейтронных сечений изотопов кюрия .....	256
Evaluation of the neutron cross sections for Cm isotopes	
Дулин В.А.	
О скорости захватов нейтронов в $^{238}\text{U}$ в макроскопических средах .....	267
On the neutron capture rate in the $^{238}\text{U}$ and in macroscopical medium	
Писанко Ж.И., Федорова А.Ф.	
Оцененные нейтронные сечения и резонансные интегралы для изотопов с $Z=11+31$ .....	270
Evaluated neutron cross sections and resonance integrals of isotopes with $Z=11+31$	
Бычков В.М., Пляскин В.И.	
Простые соотношения для расчета функций возбуждения реакций $(n,2n)$ , $(n,3n)$ и спектров нейтронов .....	277
Simple relations for $(n,2n)$ , $(n,3n)$ excitation function calculation	
Бычков В.М., Пляскин В.И.	
Простые формулы для расчета функций возбуждения реакций $(n,p)$ , $(n,pn)$ .....	282
Simple formulas for $(n,p)$ , $(n,pn)$ excitation function calculation	

Бычков В.М., Карпов В.В., Пашенко А.В., Пляскин В.И. Расчет сечений поглощения нейтронов, протонов и $\alpha$ -частиц ядрами по оптической модели и аналитическим формулам.....	286
Calculation of absorption cross sections of neutrons protons and $\alpha$ -particles using optical model and analitical formulas	
Бычков В.М., Пашенко А.В., Пляскин В.И. Изотопическая зависимость сечений пороговых реакций, вызываемых нейтронами с энергией 14 МэВ .....	291
Isotopical dependence of threshold reaction cross sections induced by 14 MeV neutrons	
Бычков В.М., Золотарев К.И., Пашенко А.В., Пляскин В.И. Анализ рекомендованных сечений пороговых реакций библиотеки БОСПОР-80 с использованием интегральных экспериментов.....	296
Analysis of recommended the shold reaction cross sections from BOSPOR-80 library using integral data	
Андреев М.Ф., Серов В.И. Оценка поперечного сечения реакции $(n,2n)$ для тяжелых ядер по результатам исследований с заряженными частицами.....	301
Evaluation of $(n,2n)$ reaction cross section for heavy nuclei resulting from charge particle investigations	
Гледенов Ю.М., Балабанов Н.П. Оценка сечений реакции $(n, \alpha)$ для реакторных материалов на резонансных и промежуточных нейтронах .....	306
Evaluation $(n, \alpha)$ reaction cross section resonance and intermediate neutron range for a number reactor materials	
Мантуров Г.Н. Погрешности оцененных нейтронных данных .....	311
Uncertainties of the evaluated neutron data	
Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. Оценка точности расчетных предсказаний характеристик быстрых реакторов-бриддеров по системе констант БНАБ-78.....	316
Estimation of the uncertainties of fast breeder reactor calculational predictions using the new group constants system АВВН-78	
Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. Нейтронные данные, определяющие погрешности расчетных предсказаний характеристик быстрых реакторов .....	319
Neutron data with give the main contributions to the uncertainties of fast reactor calculational predictions	

Мантуров Г.Н., Савицкий В.И., Илшкин А.И.	
Оценка константной составляющей погрешности расчета защиты быстрого реактора .....	323
Estimation of the neutron data component in full uncer- tainties of fast reactor shielding calculation	
Мантуров Г.Н., Горбачев Л.В., Цибуля А.М.	
Анализ данных о средних сечениях $^{235}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ и $^{239}\text{Pu}$ на спектрах нейтронов деления $^{235}\text{U}$ и $^{252}\text{Cf}$ .....	326
Analysis of the averaged fission cross sections of $^{235}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ and $^{239}\text{Pu}$ with fission neutron spectra of $^{235}\text{U}$ and $^{252}\text{Cf}$	
Памятка автору .....	331

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,  
Киев, 15-19 сентября 1980 г.

Часть 3

Ответственный редактор Т.П.Артемова

---

Подписано в печать 9.12.80 ТЗИ446 Формат 60x84 1/16.  
Офсетная печать. Усл.печ.л. 19,8 Уч.-изд.л.17,2 Тираж 500 экз.  
Зак.тип.№1252

---

Отпечатано в ЦНИАтоминформе  
119146, Москва, Г-146, аб/яц 584

**1 р. 72 к.**

**Нейтронная физика. Часть 3 (Материалы 5-й Всесоюзной  
конференции по нейтронной физике, Киев,  
15—19 сентября 1980 г.), М., 1980, 1—344.**